

Максимальный сверхток джозефсоновского перехода в поле магнитных частиц

А. В. Самохвалов¹⁾

Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 5 мая 2003 г.

После переработки 22 июля 2003 г.

Выполнены расчеты максимального сверхтока I_m через короткий джозефсоновский контакт на стыке двух тонких сверхпроводящих пленок, находящийся в периодическом поле цепочки магнитных наночастиц. Рассмотрены эффекты соизмеримости, когда поток внешнего однородного магнитного поля H_0 через элементарную ячейку равен целому числу квантов магнитного потока Φ_0 , следствием которых является появление дополнительных максимумов на зависимости $I_m(H_0)$.

PACS: 74.50.+g, 74.80.-g

Исследования магнитных наноструктур (массивов магнитных частиц [1] или тонких ферромагнитных слоев [2]), взаимодействующих со сверхпроводником, показали наличие в таких гибридных системах целого ряда интересных явлений, вызванных взаимным влиянием магнитной и сверхпроводящей подсистем друг на друга. Если эффект близости между сверхпроводником и ферромагнетиком отсутствует, то взаимодействие между подсистемами осуществляется через медленно спадающие поля рассеяния [3]. Создаваемое частицами сильно неоднородное магнитное поле частично проникает в сверхпроводник, индуцируя в нем экранирующие мейснеровские токи. В свою очередь, токи в сверхпроводнике оказывают влияние на распределение намагниченности, могут формировать различные типы магнитного упорядочения [2] и вызывать перестройку доменной структуры ферромагнетика [4].

Обнаруженное в работе [5] сильное влияние предварительного намагничивания частиц S_0 на максимальный ток торцевого джозефсоновского контакта позволило авторам предложить новый интерференционный метод определения локальных характеристик распределения намагниченности наночастиц. В основе данного метода лежит одно из свойств джозефсоновского перехода – возникновение в нем под действием внешнего магнитного поля дифракционных и интерференционных явлений, обусловленных волновыми свойствами куперовских пар и когерентностью фазы параметра порядка по разные стороны контакта [6]. Заметим, что чрезвычайно высокая чувствительность джозефсоновского тока к магнитным полям лежит как в основе наиболее важных примене-

ний эффекта Джозефсона, так и позволяет детально исследовать свойства самого контакта [7].

В данной работе теоретически изучено влияние цепочки магнитных частиц на зависимость критического тока торцевого джозефсоновского контакта от внешнего магнитного поля для различной ориентации магнитного момента частиц.

Рассмотрим короткий джозефсоновский переход ($W \ll \lambda_J = \sqrt{c\Phi_0/16\pi^2\lambda j_c}$) на стыке двух тонких сверхпроводящих (СП) пленок, толщина которых d много меньше лондоновской глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник λ (рис.1). Здесь

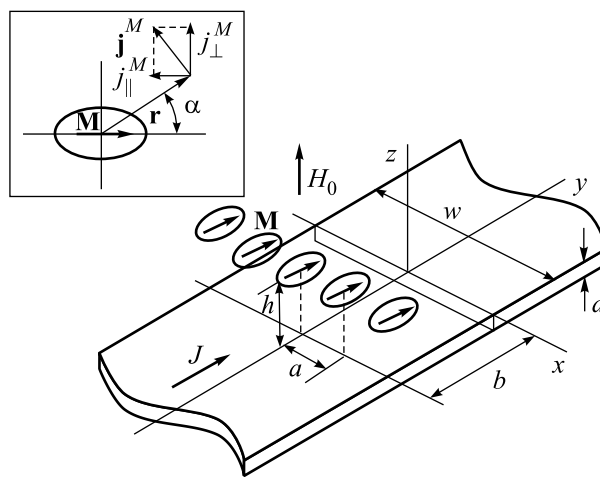


Рис.1. Схема джозефсоновского перехода с цепочкой магнитных диполей \mathbf{M}

j_c – плотность критического тока контакта. Пусть на высоте h над СП пленкой и на расстоянии b от плоскости перехода $y = 0$ расположена цепочка точечных магнитных диполей, магнитный момент \mathbf{M}

¹⁾e-mail: samokh@ipm.sci-nnov.ru

которых лежит в плоскости, параллельной СП пленкам. Прежде всего, определим магнитное поле частиц в области перехода и создаваемую этим полем калибровочно инвариантную разность фаз на контакте φ^M .

Учитывая, что при $d \ll \lambda$ распределение векторного потенциала \mathbf{A} и тока \mathbf{j} в СП пленке не зависит от поперечной координаты z , рассмотрим экранировку магнитного поля диполей СП плоскостью $z = 0$. Плотность экранирующего тока $\mathbf{g} = \mathbf{j}d$ выражается через векторный потенциал \mathbf{A} :

$$\mathbf{g} = (g_x, g_y) = \frac{c}{4\pi\Lambda} (\mathbf{S} - \mathbf{A}) \delta(z), \quad (1)$$

для которого во всем пространстве справедливо уравнение

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} + \frac{1}{\Lambda} \mathbf{A} \delta(z) = 4\pi \nabla \times \sum_m \mathbf{M}_m + \frac{1}{\Lambda} \mathbf{S} \delta(z). \quad (2)$$

Здесь $\mathbf{M}_m = \mathbf{M} \delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}_m)$ – магнитный момент диполя, расположенного в точке \mathbf{R}_m , а $\Lambda = \lambda^2/d$ – эффективная глубина проникновения, определяющая экранирующие свойства тонкой пленки сверхпроводника [8]. Вихревой источник \mathbf{S} в уравнении (2), в свою очередь, зависит от градиента разности фаз $\varphi^M(x)$ на переходе [9]:

$$\nabla \times \mathbf{S} = \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{d\varphi^M}{dx} \delta(y) \mathbf{z}_0, \quad \nabla \cdot \mathbf{S} = 0. \quad (3)$$

Поскольку поле магнитного диполя сравнительно быстро спадает с расстоянием, влиянием краев пленки можно пренебречь [10].

Уравнения (1)–(3) следует дополнить граничным условием в плоскости джозефсоновского контакта. Если допустить, что имеет место простейшая гармоническая зависимость сверхтока через переход от разности фаз $j = j_c \sin(\varphi)$, то нормальная к переходу компонента тока \mathbf{g} в плоскости $y = 0$ должна удовлетворять условию

$$g_y(x, 0) = j_c d \sin(\varphi^M(x)). \quad (4)$$

Полагая, что критический ток j_c мал, распределение разности фаз φ^M и потенциала \mathbf{A} будем искать, считая переход абсолютно непрозрачным и заменяя его бесконечно тонким разрывом СП пленки. В этом приближении протекание экранирующего тока \mathbf{g} через поверхность $y = 0$ отсутствует и граничное условие (4) существенно упрощается:

$$g_y(x, 0) = 0. \quad (5)$$

В силу линейности уравнений (1)–(3), (5) можно записать искомое распределение векторного потенциала \mathbf{A} в виде суммы

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}^M + \mathbf{A}^\varphi, \quad (6)$$

где слагаемое \mathbf{A}^M описывает векторный потенциал системы точечных магнитных диполей, расположенных вблизи неограниченной тонкой СП пленки, а \mathbf{A}^φ – искажения, создаваемые разрывом пленки в месте джозефсоновского контакта. Соответствующее распределение экранирующего тока \mathbf{g} с учетом выражений (1), (6) удобно представить следующим образом:

$$\mathbf{g} = \mathbf{g}^M + \mathbf{g}^\varphi, \quad (7)$$

$$\mathbf{g}^M = -\frac{c}{4\pi\Lambda} \mathbf{A}^M; \quad \mathbf{g}^\varphi = \frac{c}{4\pi\Lambda} (\mathbf{S} - \mathbf{A}^\varphi).$$

В отсутствие магнитных диполей исходное уравнение (2) можно свести к уравнению для нормальной к пленке проекции магнитного поля $B_z^\varphi = \{\nabla \times \mathbf{A}^\varphi\}_z$ вида

$$B_z^\varphi - 2\Lambda \frac{\partial B_z^\varphi}{\partial z} = \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{d\varphi^M}{dx} \delta(y), \quad (8)$$

источник в правой части которого определяется искомым распределением разности фаз $\varphi^M(x)$. Отметим, что уравнение (8) описывает распределение магнитного поля в длинном джозефсоновском переходе ($W \gg \lambda_J$) на стыке двух тонких СП пленок [9, 11]. Используя полученные в этих работах решения, можно выразить y -компоненту тока \mathbf{g}^φ на поверхности разрыва $J^\varphi = g_y^\varphi(x, 0)$ через фурье-спектр

$$\phi^M(q) = \Lambda^{-1} \int dx \varphi^M(x) \exp(iqx/\Lambda)$$

разности фаз на переходе $\varphi^M(x)$:

$$J^\varphi = \frac{c\Phi_0}{4\pi^4\Lambda^2} \int dq e^{-iqx/\Lambda} q^2 \phi^M(q) Q(q), \quad (9)$$

$$Q(q) = \frac{\arctan\left(\sqrt{4q^2 - 1}/(1 + 2|q|)\right)}{\sqrt{4q^2 - 1}}. \quad (10)$$

Связь между током J^φ и разностью фаз φ^M оказывается интегральной, что отражает сильное влияние медленно спадающих полей рассеяния [9].

Распределение векторного потенциала \mathbf{A}^M магнитных диполей в присутствии СП пленки можно определить, полагая $\mathbf{S} = 0$ в правой части уравнения (2). Рассмотрим прежде всего один магнитный диполь \mathbf{M} , расположенный на высоте h от поверхности пленки. Используя преобразование Фурье, получим следующие выражения для продольной (||) и

поперечной (\perp) по отношению к направлению магнитного момента \mathbf{M} компонент экранирующего тока $\mathbf{g}^M = \mathbf{g}_{\parallel}^M + \mathbf{g}_{\perp}^M$ в произвольной точке пленки (см. вставку к рис.1):

$$g_{\parallel}^M = -\frac{cM}{4\pi\Lambda^3} \sin(2\alpha) \int_0^{\infty} du \frac{u^2 J_2(ur/\Lambda)}{1+2u} e^{-uh/\Lambda}, \quad (11)$$

$$g_{\perp}^M = \frac{cM}{4\pi\Lambda^3} \left\{ \cos(2\alpha) \int_0^{\infty} du \frac{u^2 J_2(ur/\Lambda)}{1+2u} e^{-uh/\Lambda} + \int_0^{\infty} du \frac{u(1+u)J_0(ur/\Lambda)}{1+2u} e^{-uh/\Lambda} - \frac{h\Lambda^2}{[r^2 + h^2]^{3/2}} \right\}, \quad (12)$$

где $J_{0,2}$ – функции Бесселя нулевого и второго порядков, соответственно, а α – угол между направлением дипольного момента \mathbf{M} и радиус-вектором \mathbf{r} в плоскости пленки.

Данное решение легко обобщается на случай бесконечной цепочки точечных магнитных диполей $\mathbf{M} = M_x \mathbf{x}_0 + M_y \mathbf{y}_0$, расположенных на расстоянии a друг от друга и произвольно (но одинаково) ориентированных в плоскости пленки, как показано на рис.1. Для удобства в дальнейшем перейдем к безразмерным величинам, измеряя расстояния в единицах эффективной глубины проникновения Λ : $x, y, a, b, h, R \rightarrow x/\Lambda, y/\Lambda, a/\Lambda, b/\Lambda, h/\Lambda, R/\Lambda$. Учитывая периодичность и выбирая начало отсчета в месте расположения одного из диполей, представим распределение перпендикулярной к переходу компоненты экранирующего тока $J^M = g_y^M(x, 0)$ рядом Фурье по пространственным гармоникам $q_a = 2\pi/a$:

$$J^M(x) = -\frac{cM}{4\pi\Lambda^3} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\mu_x G_x^n \cos(nq_a x) - \mu_y G_y^n \sin(nq_a x) \right], \quad (13)$$

где $\mu_x = M_x/M$, $\mu_y = M_y/M$, $M = \sqrt{M_x^2 + M_y^2}$, а амплитуды пространственных гармоник $G_{x,y}^n$ можно записать в виде

$$G_x^n = \frac{4h q_a n}{a\sqrt{h^2 + b^2}} K_1 \left(nq_a \sqrt{h^2 + b^2} \right) - \frac{4}{a} \int_{nq_a}^{\infty} dq \left[\frac{q \cos \left(b\sqrt{q^2 - n^2 q_a^2} \right)}{(1+2q)\sqrt{q^2 - n^2 q_a^2}} + \frac{2 \sin \left(b\sqrt{q^2 - n^2 q_a^2} \right)}{b(1+2q)} \right] e^{-qh} + \frac{8b^2}{a} \int_0^{\infty} dv \frac{\cos(nq_a v)}{v^2 + b^2} \int_0^{\infty} dq \frac{q^2 J_2(q\sqrt{v^2 + b^2})}{1+2q} e^{-qh}, \quad (14)$$

$$G_y^n = \frac{8b}{a} \int_0^{\infty} dv \frac{v \sin(nq_a v)}{v^2 + b^2} \int_0^{\infty} dq \frac{q^2 J_2(q\sqrt{v^2 + b^2})}{1+2q} e^{-qh}. \quad (15)$$

Соответствующее распределение разности фаз на переходе $\varphi^M(x)$, индуцируемое цепочкой магнитных диполей, может быть получено из граничного условия (5) на поверхности разрыва:

$$g_y(x, 0) = J^{\varphi}(x) + J^M(x) = 0,$$

и также, в свою очередь, представлено в виде разложения в ряд Фурье:

$$\varphi^M(x) = \frac{M}{\Phi_0 \Lambda} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\mu_x F_x^n \cos(nq_a x) - \mu_y F_y^n \sin(nq_a x) \right], \quad (16)$$

$$F_{x,y}^n = \frac{\pi^2}{2n^2 q_a^2 Q(nq_a)} G_{x,y}^n. \quad (17)$$

Полученные таким образом формулы (14)–(17) определяют калибровочно инвариантную разность фаз φ^M , создаваемую бесконечной цепочкой точечных магнитных диполей \mathbf{M} на джозефсоновском переходе между двумя тонкими СП пленками. На рис.2 приведены распределения разности фаз $\varphi^M(x)$, вычисленные по (14)–(17), для двух ортогональных направлений дипольного момента магнитных частиц $\mathbf{M} \parallel \mathbf{x}_0$ ($\mu_x = 1$, $\mu_y = 0$) и $\mathbf{M} \perp \mathbf{x}_0$ ($\mu_x = 0$, $\mu_y = 1$) и различных расстояний b между частицами и переходом. Для сравнения штриховыми кривыми показаны распределения разности фаз $\varphi^0(x)$:

$$\frac{d\varphi^0}{dx} = \frac{4\pi\Lambda^2}{\Phi_0} B_z^0(x, 0, 0), \quad (18)$$

где магнитное поле диполей в области перехода $\mathbf{B}^0 = \nabla \times \mathbf{A}^0$ вычислено без учета влияния экранирующих токов в сверхпроводнике:

$$\mathbf{A}^0 = \sum_m \frac{\mathbf{M} \times (\mathbf{R} - \mathbf{R}_m)}{\Lambda^2 |\mathbf{R} - \mathbf{R}_m|^3}. \quad (19)$$

Легко видеть, что распределения $\varphi^M(x)$ и $\varphi^0(x)$ сильно отличаются друг от друга, а заметное влияние магнитных частиц на переход сохраняется на гораздо больших расстояниях $r = \sqrt{b^2 + h^2}$, чем можно было бы ожидать из простых оценок (18), (19). Это объясняется медленным спаданием плотности экранирующего тока в сверхпроводнике и тангенциальной к поверхности СП пленки компоненты магнитного поля при удалении от магнитного диполя. Отличие распределений φ^M и φ^0 становится особенно сильным,

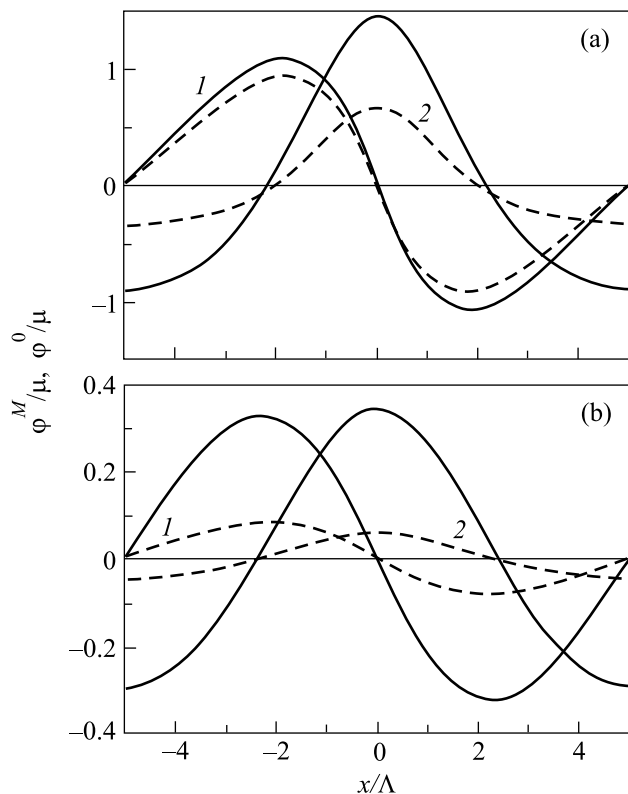


Рис.2. Распределение разности фаз в переходе $\varphi^M(x)$ для двух ортогональных направлений магнитного момента частиц (1. $\mathbf{M} \perp \mathbf{x}_0$; 2. $\mathbf{M} \parallel \mathbf{x}_0$) при различных расстояниях между частицами и переходом b . Для сравнения штриховыми кривыми показано распределение разности фаз $\varphi^0(x)$ ($\Lambda = 0.1$ мкм, $W = 5$ мкм, $a = 1$ мкм, $h = 0.1$ мкм). (a) $b = 0.2$ мкм; (b) $b = 0.4$ мкм

если расстояние между магнитными частицами и переходом велико ($r \gg \Lambda$).

Ток через джозефсоновский переход зависит как от разности фаз φ^M , создаваемой магнитным полем частиц, так и от величины внешнего магнитного поля H_0 , приложенного перпендикулярно поверхности СП пленки. Если считать, что внутри контакта внешнее поле однородно и равно по величине γH_0 , где γ – безразмерный размагничивающий фактор [12, 13], то распределение разности фаз в переходе можно записать в виде

$$\varphi(x) = \varphi^M(x) + hx, \quad h = \frac{2\pi\Lambda^2}{\Phi_0} \gamma H_0. \quad (20)$$

Полагая, что плотность джозефсоновского тока j_c однородна по сечению, полный ток I через переход шириной $W = w\Lambda$ определяется выражением

$$I = j_c d\Lambda \int_{-w/2}^{w/2} dx \sin(\varphi(x) + \varphi_0), \quad (21)$$

где параметр φ_0 зависит от величины внешнего тока через переход. Нахождение максимального тока через джозефсоновский контакт сводится к определению значения параметра φ_0 , при котором интеграл (21) принимает максимальное значение. На рис.3 представлены зависимости максимального джозефсоновского тока через переход I_m от величины поля

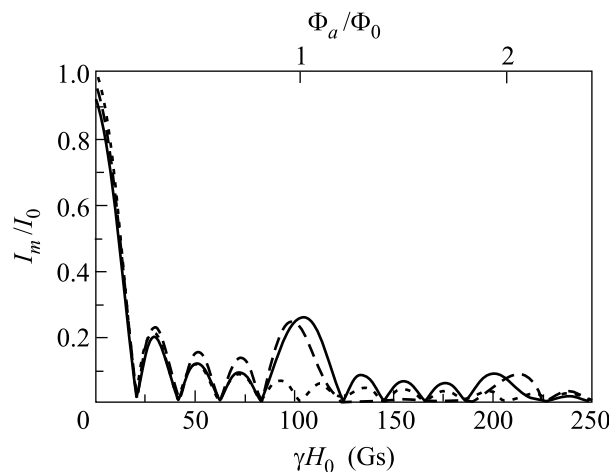


Рис.3. Зависимость максимального тока через переход I_m от величины эффективного внешнего поля γH_0 для двух ортогональных направлений магнитного момента \mathbf{M} бесконечной цепочки частиц: сплошная линия соответствует $\mathbf{M} \parallel \mathbf{x}_0$; штриховая – $\mathbf{M} \perp \mathbf{x}_0$. Пунктиром показана зависимость максимального сверхтока в отсутствие магнитных частиц. $I_0 = j_c d\Lambda$, $M = 10^{-10}$ эрг/Гс, $\Lambda = 0.1$ мкм, $W = 5$ мкм, $a = 1$ мкм, $b = 0.2$ мкм, $h = 0.1$ мкм, $I_0 = j_c \Lambda d$

γH_0 для двух ортогональных направлений дипольного момента \mathbf{M} бесконечной цепочки частиц. Для сравнения пунктиром показана зависимость максимального сверхтока через джозефсоновский переход от внешнего поля в отсутствие магнитных частиц. Магнитное поле ΔH_0 , соответствующее периоду “дифракционной структуры”, определяется шириной перехода W [7]:

$$\Delta H_0 = \Phi_0 / 2\pi\gamma\Lambda W.$$

В том случае, если джозефсоновский переход помещен в периодическое поле магнитных частиц, зависимость $I_m(\gamma H_0)$ меняется качественно: появляются дополнительные максимумы, ширина которых равна ширине основного максимума, а положение определяется условием резонанса пространственной волны

джозефсоновского тока $j \sim \sin(hx)$ и периодического распределения разности фаз $\varphi^M(x)$, создаваемой частицами в переходе: $h = q_a n$, где n – целое. Из последнего равенства легко получить, что дополнительные максимумы возникают, если магнитный поток Φ_a эффективного поля γH_0 через элементарную ячейку $S_a = 2\Lambda \times a$ равен целому числу квантов магнитного потока Φ_0 :

$$\Phi_a = n\Phi_0, \quad \Phi_a = \gamma H_0 S_a. \quad (22)$$

Аналогичные эффекты соизмеримости наблюдались экспериментально при изучении влияния периодических дефектов на критический ток длинного джозефсоновского перехода во внешнем магнитном поле в [14].

В заключение отметим, что используемое предположение об однородности внешнего поля H_0 внутри контакта имеет ограниченную применимость для рассматриваемой здесь пленочной геометрии с большим размагничивающим фактором [15]. Неоднородность внешнего поля в области перехода в первую очередь проявляется в окрестности нулей $I_m(H_0)$ и может заметно исказить зависимость максимального тока контакта от поля. Однако эффекты соизмеримости, следствием которых является появление дополнительных максимумов, будут иметь место и в этом случае.

Автор признателен А. А. Фраерману и А. С. Мельникову за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 03-02-16774) и программы РАН “Квантовая макрофизика”.

1. J. I. Martin, M. Velez, J. Nogues, and I. K. Schuller, Phys. Rev. Lett. **79**, 1929 (1997); D. J. Morgan and J. B. Ketterson, Phys. Rev. Lett. **80**, 3614 (1998).
2. L. N. Bulaevskii, E. M. Chudnovsky, and M. P. Maley, Appl. Phys. Lett. **76**, 2594 (2000); M. Lange, M. J. Van Bael, V. V. Moshchalkov, and Y. Bruynseraede, cond-mat/0205470; S. Erdin, I. F. Lyuksyutov, V. Pokrovsky, and V. M. Vinokur, Phys. Rev. Lett. **88**, 017001 (2002).
3. I. F. Lyuksyutov and V. Pokrovsky, Phys. Rev. Lett. **81**, 2344 (1998).
4. L. E. Helseth, P. E. Goa, H. Hauglin et al., Phys. Rev. **B65**, 132514 (2002).
5. A. Y. Aladyshkin, A. A. Fraerman, S. A. Gusev et al., J. of Magnetism and Magnetic Materials, **258–259**, 406 (2003).
6. B. D. Josephson, Adv. Phys. **14**, 419 (1965).
7. А. Бароне, Дж. Патерно, *Эффект Джозефсона: физика и применение*, М.: Мир, 1984, стр. 88.
8. J. Pearl, J. Appl. Phys. **5**, 65 (1964).
9. Ю. М. Иванченко, Т. К. Соболева, ФТТ **32**, 2029 (1990).
10. A. S. Mel'nikov, Yu. N. Nozdrin, I. D. Tokman et al., Phys. Rev. **B58**, 11672 (1998).
11. V. G. Kogan, V. V. Dobrovitskii, J. R. Clem et al., Phys. Rev. **B63**, 144501 (2001).
12. J. Gu, W. Cha, K. Gamo, and S. Namba, J. Appl. Phys. **50**, 6437 (1979).
13. R. G. Humphreys and J. A. Edwards, Physica **C210**, 42 (1993).
14. M. A. Itzler and M. Tinkham, Phys. Rev. **B51**, 435 (1995).
15. К. Л. Лихарев, Известия ВУЗов, Радиофизика **14**, 909 (1971).