

ОСОБЕННОСТИ ВЛИЯНИЯ ПАРАМЕТРОВ ДЖОЗЕФСОНОВСКОЙ СРЕДЫ НА ВИХРЕОБРАЗОВАНИЕ И КРИТИЧЕСКИЙ ТОК

*Л. В. Белевцов**

*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина Национальной академии наук Украины
83114, Донецк, Украина*

А. А. Костиков

*Донбасская государственная машиностроительная академия
84313, Краматорск, Донецкая обл., Украина*

Поступила в редакцию 4 марта 2005 г.

Теоретически исследован отклик межгранульного джозефсоновского перехода на перемещение вихря Абрикосова в сверхпроводящем поликристалле. Вихревая нить вблизи перехода возбуждает в нем туннельные токи, а также генерирует один джозефсоновский вихрь, с которым сливается в момент выхода к поверхности контакта. Показано, что процесс образования вихря Джозефсона проходит через стадию преодоления потенциального барьера, который зависит от расстояния вихря Абрикосова до перехода, а также от эффективной толщины перехода, величина которого зависит от характерного размера гранулы, гранульной анизотропии и интенсивности межгранульной связи. Найдена магнитополевая зависимость критического тока межгранульного джозефсоновского перехода при различных гранульных и межгранульных характеристиках и в случаях треугольной и квадратной конфигураций абрикосовской вихревой решетки. Результаты указывают на то, что достижение высокой степени текстурирования по размерам гранул, анизотропии и интенсивности связи между гранулами является весьма важным для получения больших критических токов в чистых поликристаллических материалах.

PACS: 74.50.+r, 74.25.Op, 74.25.Sv

1. ВВЕДЕНИЕ

Проникновение магнитного поля в сверхпроводник второго рода происходит путем зарождения на поверхности сверхпроводника вихревых нитей и последующей их диффузии в глубь образца [1]. Соответственно, при уменьшении внешнего поля до значений, меньших критического поля H_{c1} , происходит процесс вытеснения вихревых нитей — они движутся к поверхности и покидают сверхпроводник. В работе [2] показано, что абрикосовский вихрь (AB) вблизи джозефсоновского перехода возбуждает в нем туннельные токи. А при вытеснении AB в область контакта он преобразуется в один джозефсоновский вихрь, хотя геометрические и энергетиче-

ские характеристики этих двух вихрей существенно различны.

Интересные и практически важные свойства ВТСП-поликристаллов стимулировали исследования гранулированных сверхпроводников с джозефсоновскими контактами между зернами. В работах одного из авторов [3] теоретически предсказаны новые поверхностные барьеры для вхождения AB в гранулу. Вихревая динамика при этом регулировалась гранульными характеристиками и свойствами межгранульных джозефсоновских SIS-переходов, что вызвано искажением структуры AB и его взаимодействием с поверхностью и поверхностями раздела гранулы. В свете этих представлений естественно ожидать проявления влияния характеристик джозефсоновской среды и AB на джозефсоновские эффекты в межгранульном переходе и, как следствие, в магнитополевой

*E-mail: apmat h@dgma.donetsk.ua

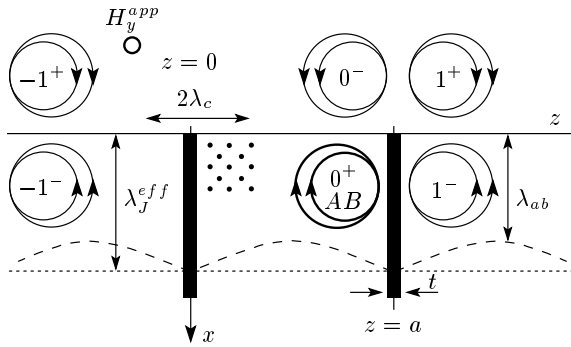


Рис. 1. Абрикосовский вихрь 0^+ в сверхпроводнике II рода во внешнем магнитном поле $H \sim H_{c1}$, а также набор вихрей-изображений с положительной и отрицательной завихренностью в пределе, когда характерный размер гранул $a/2\lambda_c \gg 1$. Магнитное поле приложено параллельно поверхности и границам гранул и проникает в гранулу на глубину λ_{ab} со стороны поверхности, λ_c со стороны джозефсоновских контактов и в слабую связь — на глубину λ_J

зависимости межгранульного критического тока.

При рассмотрении транспортных явлений в сверхпроводниках II рода важно, что максимальный бездиссипативный ток I_c определяется взаимодействием вихрей Абрикосова с дефектами кристалла. Часто в качестве дефектов рассматриваются контакты между отдельными сверхпроводящими зернами керамических или поликристаллических ВТСП [4]. Во многих случаях в джозефсоновских контактах плотность тока или джозефсоновская разность фаз проявляют неоднозначную зависимость от магнитного поля H , при этом вид полевой зависимости $I_c(H)$ может сильно меняться от кристалла к кристаллу в зависимости от качества материала [5, 6].

Целью настоящей работы является изучение влияния вихревой динамики на процесс вихреобразования в межгранульном переходе гранулированной сверхпроводящей структуры, а также исследование влияния гранульных характеристик и свойств межгранульной среды на магнитополевую зависимость критического тока $I_c(H)$. Будем рассматривать вихрь-ламинарную модель SIS-перехода, схематически изображенную на рис. 1. Система координат выбрана так, чтобы плоскость джозефсоновского межгранульного перехода совпадала с плоскостью xy , магнитное поле направим по оси y параллельно поверхности гранул, $H_y^{app} = (0, H, 0)$. В контакт, в гранулу со стороны поверхности и SIS-перехода поле проникает, соответственно, на глу-

бины λ_J , λ_{ab} и λ_c . Индуцированные внешним полем токи протекают в плоскости xy . При этом ось x проходит через переход, а рассматриваемая гранула ограничена по оси z прямыми $z = 0$ и $z = a$. Сверхпроводящие ламины отделены друг от друга изолирующей прослойкой толщиной t .

Статья построена следующим образом: в разд. 2 записываются основные уравнения, описывающие поведение разности фаз φ параметров порядка соседних гранул, разделенных джозефсоновским переходом. Находится решение уравнения для дополнительного градиента фазы φ . В разд. 3 рассматривается влияние характеристик джозефсоновской среды на энергию слабой связи двух гранул. В разд. 4 находится магнитополевая зависимость критического тока межгранульного перехода при различных параметрах среды и в случаях образования внешним магнитным полем в грануле конфигураций треугольной и квадратной вихревых решеток. Рассматриваются экспериментальные свидетельства в пользу полученных результатов.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВИХРЕВОЙ НИТИ С МЕЖГРАНУЛЬНЫМ ДЖОЗЕФСОНОВСКИМ ПЕРЕХОДОМ

2.1. Основные уравнения

Рассмотрим вихревую нить, токи которой достигают поверхности и берегов контакта. Положению вихря отвечают координатные точки (x_0, y_0) . Будем считать, что $\kappa \gg 1$, а ось вихря совпадает с осью y и параллельна поверхности образца и внутренним границам гранул. Вихрь добавляет свое магнитное поле, которое искажается поверхностями так, чтобы, во-первых, не создавалось добавочное поле ни на поверхности, ни в джозефсоновских контактах (поскольку поле на поверхности задано и равно H_y^{app} , а в контактах — $H_y^{app} \exp(z/\lambda_J)$), а во-вторых, ток, нормальный к поверхностям, обращался в нуль. Это можно осуществить, если добавить к вихрю его зеркальные изображения относительно поверхностей с противоположными направлениями поля и тока (рис. 1). Основная энергия вихря сосредоточена в области $\xi_{ab} \ll x \ll \lambda_{ab}$ и $\xi_c \ll z \ll \lambda_c$. При этом для рассмотрения задачи не важно знать структуру кора вихря. Существенно лишь то, что параметр порядка и ток, связанный с ним, уменьшаются при приближении к центру кора и становятся равными нулю в центре кора. Поле вихря удовлетворяет анизотропному лондоновскому уравнению с $2(2L + 1)$ источниками:

$$\nabla \times [\lambda^2]J + H = \Phi_0 e_y \sum_{n=-L}^L \left\{ (-1)^n \delta(\rho - \rho_n^{(+)}) + (-1)^{n+1} \delta(\rho - \rho_n^{(-)}) \right\}. \quad (1)$$

Здесь L — число рассматриваемых координационных зон, отсчитываемых от вихря до его изображений и изображений изображений; на рис. 1 показаны три сверхпроводящие ламины: $\{-1\}$, $\{0\}$, $\{1\}$, что отвечает одной координационной зоне $L = 1$, а в общем случае $L \rightarrow \infty$; e_y — единичный орт вдоль оси y ; $\Phi_0 = h/2e$ — квант магнитного потока; $\delta(\rho - \rho_n)$ — двумерная дельта-функция Дирака в плоскости xz ; $\rho_{\pm n}^{(+)} = [x_0, (-1)^n(z_0 - a/2) \pm na]$ — положение вихря ($n = 0$) и изображений ($n \neq 0$) в области сверхпроводящих гранул (вдоль оси z), где индексы « $+n$ » и « $-n$ » отвечают отсчету соответственно вправо и влево от вихря; $\rho_{\pm n}^{(-)} = [-x_0, (-1)^n(z_0 - a/2) \pm na]$ — положение изображений, расположенных в несверхпроводящей области ($x < 0$); $[\lambda^2]$ — тензор, описывающий анизотропию материала, который будем полагать диагональным. Также положим, что $a \gg \xi_{ab}, \xi_c$ и, таким образом, можно пренебречь влиянием границ зерен на параметр порядка в них. Используя уравнение Максвелла $\nabla \times H = J$ для геометрии, изображенной на рис. 1, получим следующее уравнение для распределения поля в грануле:

$$\lambda_c^2 \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + \lambda_{ab}^2 \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} - H_y = -\Phi_0 \sum_{n=-L}^L (-1)^n \delta(x - x_0) \times \delta \left[z - \frac{a}{2} - (-1)^n \left(z_0 - \frac{a}{2} \right) - na \right] + (-1)^n \delta(x + x_0) \delta \left[z - \frac{a}{2} - (-1)^n \left(z_0 - \frac{a}{2} \right) - na \right]. \quad (2)$$

Существенным отличием данного уравнения от анизотропного уравнения Лондонов является наличие источников для вихря, несущего один квант магнитного потока Φ_0 , и его зеркальных изображений.

Стационарные эффекты слабой сверхпроводимости могут быть описаны уравнением Ферреля–Пранге [7]. В дальнейшем нам необходимо описать поведение разности фаз φ параметров порядка сверхпроводящих гранул, разделенных межгранульным SIS-переходом, когда вблизи перехода в одной из гранул находится АВ. Влияние этой нити связано с тем, что она создает отличный от нуля ток на одной из поверхностей, образующей джозефсоновский контакт. Наличие поверхностного тока приводит к возникновению дополнительного градиента фазы φ , что, в свою очередь, служит

причиной возникновения дополнительного джозефсоновского туннельного тока через переход. Тогда связь градиента фазы с магнитным полем H определяется формулой [2]

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{2e\Lambda_0}{\hbar c} H - \frac{2m}{n_s e \hbar} J_v(x). \quad (3)$$

Здесь $\Lambda_0 = 2\lambda_c$, n_s — количество сверхпроводящих электронов, $J_v(x)$ — ток, создаваемый вихревой нитью на поверхности джозефсоновского перехода. Для его нахождения воспользуемся решением уравнения (2) для распределения магнитного поля вихревой нити с координатами центра $x = x_0$, $z = z_0$, которое учитывает ее взаимодействие с поверхностью гранулы и межгранульным переходом в анизотропном материале [8]:

$$H_v(x, x_0, z, z_0) = \frac{\Phi_0}{2\pi\Lambda^2} \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ (-1)^n K_0 [D_n(z, z_0, x - x_0)] + (-1)^{n+1} K_0 [D_n(z, z_0, x + x_0)] \right\}, \quad (4)$$

где

$$D_n(z, z_0, x \pm x_0) = \sqrt{A^2(x \pm x_0) + B_n^2(z, z_0)},$$

$$A(x \pm x_0) = \frac{x \pm x_0}{\lambda_{ab}},$$

$$B_n(z, z_0) = \frac{z - a/2 - (-1)^n(z_0 - a/2) - na}{\lambda_c}.$$

Здесь $\Lambda = \sqrt{\lambda_{ab}\lambda_c}$, K_0 — функция Макдональда. С помощью формулы (4) находим ток на поверхности межгранульного перехода согласно соотношению Максвелла

$$J_v(x) = -\frac{c}{4\pi} \left. \frac{\partial H}{\partial z} \right|_{z=0},$$

который создает вихревая нить, проходящая через точку (x_0, z_0) :

$$J_v = \frac{c}{8\pi^2} \frac{\Phi_0}{\Lambda^3} \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n(0, z_0) \times \left\{ \frac{(-1)^{n+1}}{D_n(0, z_0, x - x_0)} K_1 [D_n(0, z_0, x - x_0)] + \frac{(-1)^{n+2}}{D_n(0, z_0, x + x_0)} K_1 [D_n(0, z_0, x + x_0)] \right\}. \quad (5)$$

Учитывая соотношение (3), вместо уравнения Ферреля–Прейнджа имеем

$$\lambda_J^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\Lambda}{2J_{c0}} \frac{dJ_v}{dx} = \sin \varphi, \quad (6)$$

где приращение поверхностного тока ΔJ_v определяется соотношением (5), а J_{c0} — амплитуда джозефсоновского тока. Граничные условия для уравнения (6) запишем в виде

$$d\varphi/dx \rightarrow 0 \quad \text{при} \quad x \rightarrow \pm\infty. \quad (7)$$

Они достигаются в предположении, что $\varphi \rightarrow 0$ при $x \rightarrow -\infty$ и $\varphi \rightarrow 2\pi$ при $x \rightarrow \infty$.

При выводе уравнения (6) пренебрегали обратным влиянием межгранульного перехода на структуру вихревой нити. Такой подход оправдан тем, что поверхностный ток (5) значительно превышает максимальный джозефсоновский туннельный ток J_{c0} . Поэтому ответвлением тока вихря, связанным с туннельным переходом, можно пренебречь, а сам переход можно считать свободной поверхностью.

Задача может быть рассмотрена следующим образом. Пусть первоначальное магнитное поле $H > H_{c1}^G$ (H_{c1}^G — первое критическое поле в грануле) уменьшилось до значений $H < H_{c1}^G$. Это вызовет вытеснение вихревых нитей к поверхности гранулы или к межгранульному джозефсоновскому переходу. Пусть АВ расположен в точке $(0, z_0(t))$. Будем полагать, что распределение поля и тока в момент времени t дается выражениями (4) и (5), в которые необходимо подставить координату центра нити $z_0(t)$, взятую в тот же момент времени. Использование статических формул оправдано тем, что скорость движения АВ существенно меньше характерной скорости электронов в вихре (скорости на расстояниях порядка Λ от центра вихря).

2.2. Случай слабой межгранульной связи

Найдем решение уравнения (6) для случая, когда интенсивность связи между зернами достаточно слаба. Тогда в (6) содержится малый параметр, облегчающий построение решения. Таким параметром является отношение λ_{ab} к продольному размеру джозефсоновского вихря λ_J : $\sigma = \lambda_{ab}/\lambda_J \sim 10^{-4}-10^{-2}$. Благодаря малости σ достаточно отыскать решение уравнения (6) в нулевом приближении, что можно сделать следующим образом.

В области, определяемой неравенством $|x - x_0| < \lambda_{ab}$, второй член в левой части (6), связанный с поверхностным током, намного превосходит джозефсоновский туннельный ток. Поэтому в этой области полагаем правую часть уравнения

равной нулю. В результате получим решение в виде

$$\varphi(x) = -\frac{2}{\Lambda} \int_{-\infty}^x \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n(0, z_0) \times \left\{ \frac{(-1)^{n+1}}{D_n(0, z_0, x - x_0)} K_1 [D_n(0, z_0, x - x_0)] + \frac{(-1)^{n+2}}{D_n(0, z_0, x + x_0)} K_1 [D_n(0, z_0, x + x_0)] \right\} dx. \quad (8)$$

Здесь интегрирование формально распространено на значения x , так как вне рассматриваемой области интегральное выражение экспоненциально убывает. Вне области $|x - x_0| < \lambda_{ab}$ поверхностным током можно пренебречь по сравнению с джозефсоновским током. Поэтому здесь поведение решения описывается обычным уравнением Феррелла–Прейнджа.

Полученные решения необходимо шить в промежуточных областях следующим образом. В области $-\infty < x < x_0 - \lambda_{ab}$ фаза $\varphi(x)$ удовлетворяет уравнению Феррелла–Прейнджа

$$\lambda_J^2 \frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \sin \varphi$$

и граничным условиям: $\varphi(-\infty) = 0$, на границе $x = x_0 - \lambda_{ab}$

$$\varphi|_{x=x_0-\lambda_{ab}} = \varphi(x_0 - \lambda_{ab}),$$

где $\varphi(x - \lambda_{ab})$ определяется по формуле (8). В области $|x - x_0| < \lambda_{ab}$ решение определяется формулой (3). В области $x_0 + \lambda_{ab} < x < \infty$ фаза $\varphi(x)$ удовлетворяет уравнению Феррелла–Прейнджа и граничным условиям: на границе $x = x_0 + \lambda_{ab}$

$$\varphi|_{x=x_0+\lambda_{ab}} = \varphi(x_0 + \lambda_{ab}),$$

а на бесконечности $\varphi(\infty) = 0$. Здесь $\varphi(x_0 + \lambda_{ab})$ также определяется по формуле (8).

Решение (8) имеет явную зависимость от характерного размера зерна $\tau = a/2\lambda_c$ и гранульной анизотропии $\nu = \lambda_c/\lambda_{ab}$. На рис. 2 изображены решения уравнения (6) при различных значениях τ (рис. 2а) и ν (рис. 2б). Кривые 1 и 2 отвечают АВ с локализацией в точке $z_0 = 0.7\lambda_c$, тогда как кривая 3 соответствует $z_0 = 0$. На рисунке видно, как по мере уменьшения координаты z_0 , т. е. по мере приближения АВ к межгранульному переходу, нарастает скачок фазы $\Delta\varphi$, который порождает возмущение фазы вдоль перехода, что отвечает известным результатам [2]. Вместе с тем на рис. 2 видно (кривые 1 и 2), что с ростом τ и ν также происходит рост скачка

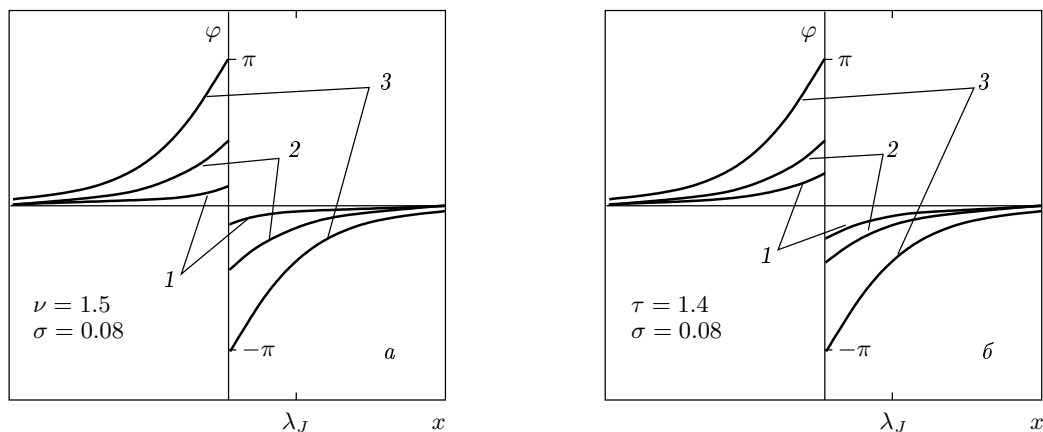


Рис. 2. Зависимость межгранульной разности фаз φ от координаты x : a — характерный размер гранул $\tau = 0.2$ (1), 1.4 (2); b — параметр анизотропии $\nu = 0.8$ (1), 2 (2), когда АВ расположен в точке $z_0 = 0.7\lambda_c$. Кривая 3 отвечает расстоянию АВ от контакта $z_0 = 0$

фазы $\Delta\varphi$. Таким образом, даже в случае $z_0 \neq 0$ скачок фазы $\Delta\varphi \rightarrow 2\pi$. Такое поведение означает [2] не что иное, как генерирование «половины» джозефсоновского вихря.

Уравнение (6) инвариантно относительно замены φ на $2\pi n$, где n — целое число. Если к значению $\varphi(x)$ при $x > 0$ добавить 2π , получим непрерывную функцию $\varphi = \varphi(x)$. В нашем случае преобразована фаза только у части системы (при $x > 0$), что объясняется следующим образом. При движении к межгранульному джозефсоновскому переходу, или при увеличении гранульных характеристик τ или ν , АВ наводит в нем возмущение $\varphi(x)$, все более приближающееся по форме к джозефсоновскому вихрю. В случае $z_0 = 0$ или $z_0 \neq 0$, когда значения τ и ν таковы, что доводят скачок фазы до $\Delta\varphi = 2\pi$, в межгранульном переходе везде сформирован джозефсоновский вихрь за исключением центральной области около λ_c . Наличие этой области означает, что АВ еще не распался. Процесс распада нити начинается при соприкосновении ее нормального кора с переходом. Размер нормального кора вдоль оси z приблизительно равен ξ_c (ξ_c — корреляционная длина вдоль оси c , т. е. в направлении, перпендикулярном плоскостям (001)). В этом смысле рост τ и ν ускоряет «соприкосновение» АВ, тем что эффективно увеличивает толщину джозефсоновского перехода, что приводит к «выключению» этой его части — переход распадается, условно, на две независимые части, в каждой из которых в отдельности можно применять преобразование фазы. После окончательного распада АВ в межгранульном переходе остается один джозефсоновский вихрь.

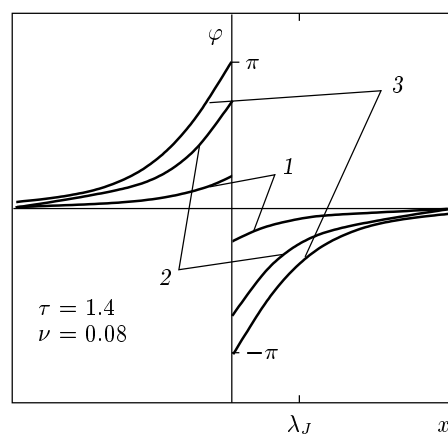


Рис. 3. Зависимость межгранульной разности фаз φ от координаты x ; интенсивность связи между зернами $\sigma = 0.07$ (1), 0.125 (2), 0.15 (3). Расстояние АВ от контакта $z_0 = 0.7\lambda_c$

2.3. Случай сильной межгранульной связи

Когда интенсивность связи между зернами, σ , велика, выражение (8) неприменимо. Для нахождения фазы φ уравнение (6) решалось численно. На рис. 3 показана зависимость фазы φ от координаты x при различных значениях интенсивности связи между зернами, σ . Кривые 1, 2 и 3 отвечают случаю, когда АВ расположен вдали от контакта на расстоянии $z_0 = 0.7\lambda_c$. Легко заметить, что при росте σ скачок фазы $\Delta\varphi \rightarrow 2\pi$. Таким образом, увеличение интенсивности связи между зернами увеличивает эффективную толщину джозефсоновского перехода, т. е. ускоряет генерирование джозефсоновского

го вихря вихрем Абрикосова.

3. ЭНЕРГИЯ МЕЖГРАНУЛЬНОЙ СВЯЗИ

В соответствии с принятым представлением [9] ВТСП состоит из сверхпроводящих зерен, размеры которых представляются малыми по сравнению с лондоновской глубиной проникновения, а состояние сверхпроводника описывается комплексным параметром порядка с фазой φ_i для каждого зерна i . Зерна i и j связаны энергетически в соответствии с гамильтонианом

$$\mathcal{H} = - \sum_{\langle i,j \rangle} J_{ij} \cos(\varphi_i - \varphi_j - A_{ij}), \quad (9)$$

который включает магнитополевой эффект — фазовый векторный потенциал

$$A_{ij} = \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_i^j A dl. \quad (10)$$

Как было замечено Дойтшером и Мюллером [10], выражение (9) описывает внутреннее поведение слабых связей высокотемпературных сверхпроводников. Каждая фаза φ_i в сверхпроводящих берегах связывает соседние берега через параметр джозефсоновского взаимодействия J_{ij} . Возникает вопрос: каким образом внутригранульные параметры τ и ν , а также параметр интенсивности связи между гранулами, σ , влияют на энергию E_J межгранульной джозефсоновской связи? Для ответа на него рассмотрим выражение для E_J следующего вида:

$$E_J = \frac{\hbar J_{c0}}{2e} \int_0^L (1 - \cos x) dx, \quad (11)$$

где L_x — линейный размер перехода вдоль оси x ($\sim \lambda_J$).

Выражение (11) не учитывает пропорциональных J_{c0}^2 слагаемых, соответствующих энергии магнитного поля тока слабых связей и кинетической энергии электронов. Будем рассматривать межгранульный переход, размер которого $L_x \geq \lambda_J$. Зависимость фазы φ от x в таком переходе в присутствии АВ дается уравнением (6). Результаты вычислений зависимости E_J от расстояния АВ до межгранульного перехода z_0 показаны на рис. 4. Прежде всего, заметим, что поведение кривых $E_J(z_0)$ имеет вид потенциальных барьеров при генерации вихря Джозефсона. Энергетический барьер $E_J(z_0)$ представляется, во-первых, высотой потенциального барьера

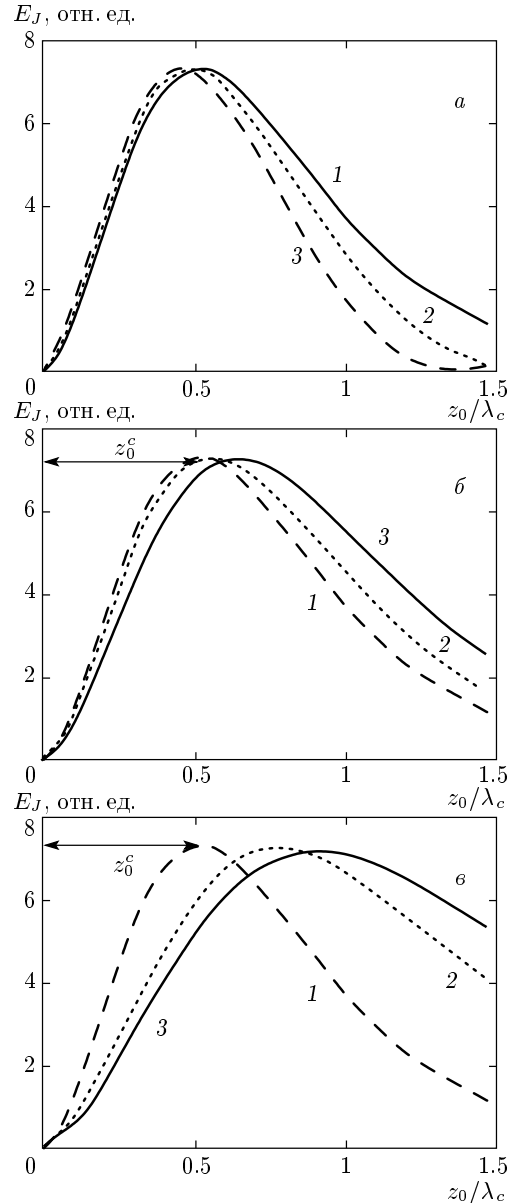


Рис. 4. Потенциальный барьер, препятствующий генерации джозефсоновского вихря в межгранульном переходе вихрем Абрикосова, который вытесняется в сторону контакта, как функция E_J от приведенного расстояния z_0/λ_c : а — $\nu = 1.5$, $\sigma = 0.075$, $\tau = 1.4$ (1), 0.7 (2), 0.5 (3); б — $\tau = 1.4$, $\sigma = 0.075$, $\nu = 1.5$ (1), 2 (2), 3 (3); в — $\tau = 1.4$, $\nu = 1.5$, $\sigma = 0.075$ (1), 0.15 (2), 0.225 (3)

E_J^{max} и, во-вторых, эффективной шириной межгранульного перехода $t_{eff} \approx 2z_0^c$ (z_0^c — расстояние АВ до перехода, когда $E_J(z_0^c) = E_J^{max}$). Из различия кривых на рис. 4 легко заметить, что величина барьера $E_J(z_0)$ зависит от параметров τ , ν и σ . Чем

больше z_0 , при котором начинается убывание E_J , тем раньше начинается генерация джозефсоновского вихря вихрем Абрикосова при движении его в сторону контакта. Рассмотрим, как вариации параметров джозефсоновской среды влияют на процесс вихреобразования в переходе.

а) Характерный размер гранулы. При изменении τ высота потенциального барьера E_J практически не изменяется, а эффективная толщина t_{eff} тем больше, чем больше τ .

б) Анизотропия. При изменении ν высота барьера E_J практически не изменяется, а t_{eff} тем больше, чем больше ν .

в) Интенсивность связи между гранулами. На рис. 4в видно, что высота барьера $E_J \propto \sigma^{-1}$, тогда как $t_{eff} \propto \sigma$.

Вытеснение АВ к переходу ведет к тому, что добавка энергии, связанная со сверхпроводимостью, исчезает. Равновесное состояние для генерации джозефсоновского вихря устанавливается, когда энергия E_J джозефсоновской связи принимает экстремальный минимум (точка $z_0 = 0$). Иначе говоря, в момент соприкосновения АВ с переходом происходит его полный распад и образование джозефсоновского вихря.

Плотность распределения $n(H)$ поля АВ играет роль внешнего магнитного поля при образовании джозефсоновского вихря. Процесс генерации имеет форму «накачки» энергии. При этом возникает потенциальный барьер E_J , препятствующий как образованию джозефсоновского вихря, так и его распаду — подобно тому, что имеет место на краю сверхпроводника при вхождении и выходе из него АВ. Увеличение плотности $n(H)$ поля АВ приводит к исчезновению энергетического барьера при некотором расстоянии z_0^c , которое зависит от внутригранульных параметров τ и ν , а также от интенсивности связи между зернами σ . Уместно заключить, что в супермелкозернистых материалах величина потенциального барьера E_J будет зависеть также от степени «зеркальности» материала — числа учитываемых «зеркальных» изображений АВ [8] или меры чистоты поликристаллического сверхпроводника.

4. ВЛИЯНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ДЖОЗЕФСОНОВСКОЙ СРЕДЫ НА КРИТИЧЕСКИЙ ТОК SIS-ПЕРЕХОДА

Во внешнем магнитном поле H в сверхпроводниках II рода появляются конфигурации АВ, образующих вихревые решетки. Из-за неоднородно-

го магнитного поля АВ зависимость критического тока межгранульного перехода от внешнего поля может сильно отличаться от обычной «фраунгоферовой» зависимости для однородных джозефсоновских контактов [11]. В настоящем разделе представлены результаты исследований влияния на зависимость $I_c(H)$ гранульных характеристик τ , ν и интенсивности σ межгранульной связи. Также представлено наличие на кривых $I_c(H)$ особенностей влияния типа вихревой решетки — с треугольной и квадратной симметрией.

Для рассматриваемой вихрь-ламинарной модели критический ток SIS-перехода определяется по формуле [12]

$$I_c^2 = I_{c0}^2 \left| \int_0^L \exp(i\theta(x)) dx \right|^2. \quad (12)$$

Разность фаз θ будет зависеть от внешнего поля H и координат (x_i, z_i) АВ в грануле, а также от параметров τ , σ и ν :

$$\theta = \sum_{i=1}^N -\frac{2}{\Lambda} \int_0^x \varphi(x \pm x_i, z_i) dx + \frac{2\pi\Phi x}{\Phi_0 L_x}, \quad (13)$$

где N — количество вихревых нитей в грануле. Решение $\varphi(x)$ для каждого из АВ дается уравнением (6). При слабой интенсивности связи между зернами, когда $\sigma \sim 0.01$, $\varphi(x)$ имеет вид (8).

Заметим, что в реальной сверхпроводящей системе структурная картина является, несомненно, более сложной. На ток I_c будет оказывать существенное влияние угол разориентации ϑ соседних зерен [13], площадь S контакта [14, 15], ориентация плоскости межзеренной границы относительно плоскостей (001) и (100), в которых анизотропная корреляционная длина принимает экстремальные значения [16], и др. Однако для результатов, полученных в этом разделе, существенным является сам факт влияния границ на АВ и его влияния на фазу φ и ток I_c межгранульного SIS-перехода, так что данная модель, как нам представляется, может быть использована при обсуждении транспортных свойств сверхпроводящих поликристаллов.

4.1. Роль гранульных характеристик на $I_c(H)$ в области полей $H \geq H_{c1}^G$

В области полей, немного превышающих первое критическое поле в грануле, H_{c1}^G , равновесная плотность n_L нитей мала, а расстояние d между ближайшими АВ велико ($d > \lambda_{ab}, \lambda_c$). В этом случае рас-

стояние d связано с гранульной индукцией следующим образом:

$$B \equiv n_L = q \frac{\Phi_0}{d^2}, \quad (14)$$

где $q = 2/\sqrt{3}$ для треугольной конфигурации вихревой решетки, $q = 1$ для квадратной решетки. В гранулах размером $a > \lambda_c$ может возникать относительно много вихревых нитей, поскольку в полях $H > H_{c1}^G$ отталкивание нитей носит экспоненциальный характер $\sim \exp(-d/\Lambda)$ (т.е. имеет конечный радиус действия порядка Λ) и это почти не вызовет увеличения энергии взаимодействия.

В полях $H > H_{c1}^G$ координаты ближайших к поверхности рядов вихревой решетки и межгранульного перехода имеют, соответственно, значения $x \approx d/2$ и $z \approx d/2(a - d/2)$. Поскольку вихревая решетка располагается в области $x \in [0, \lambda_J]$, $z \in [0, a]$, равновесные значения d для данного поля H_y^{app} могут быть представлены в виде

$$d = (a\lambda_{ab})^{1/2} \left(q \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^{-1/2}.$$

Таким образом, при разных значениях внешнего поля численно решалось уравнение (6). Результирующий вклад всех АВ в ток-фазовое поведение рассчитывался по формуле (12).

4.1.1. Влияние характерного размера гранул

Зависимость критического тока I_c от магнитного поля гранулы при различных значениях характерного размера τ зерна и параметра анизотропии ν показаны на рис. 5. На рис. 5а видно, что при росте τ поведение функции приближается к известной фраунгоферовой зависимости. Максимальный межгранульный ток соответствует большому τ . Подобное поведение может быть следствием слабого динамического взаимодействия между соседними межгранульными переходами, которое возникает из-за неравновесных эффектов [17]. В рассматриваемой модели, чем меньше τ , тем сильнее взаимодействие и тем меньше величина параметра порядка на межгранульной границе, $\Psi_{GB}(\Phi, T)$. Таким образом, зависимость $I_c(\Phi)$ подобна результатам, полученным в работе [18] при различных значениях температуры T .

4.1.2. Влияние гранульной анизотропии на $I_c(\Phi)$

Следующие эффекты, представляющие интерес для технологии получения новых материалов с высо-

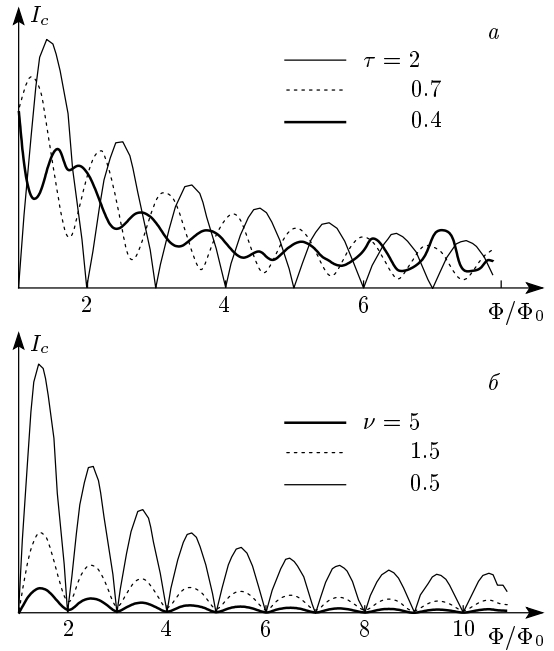


Рис. 5. Зависимости $I_c(\Phi)$ при интенсивности связи между гранулами $\sigma = 0.07$, различных характерных размерах гранулы τ и параметрах анизотропии ν ; а — $\tau = 0.4, 0.7, 2$, $\nu = 1.5$; б — $\nu = 0.5, 1.5, 5$, $\tau = 1.5$

кой токонесящей способностью, связаны с гранульной анизотропией. Границы гранул способствуют образованию токов, которые протекают перпендикулярно токам, существующим в однородных материалах. Вследствие этого границы способствуют проявлению эффектов анизотропии в общем проникновении поля в гранульный материал. На рис. 5б показана зависимость $I_c(\Phi)$ для различных значений параметра анизотропии ν . Мы видим, что при изменении ν поведение $I_c(\Phi)$ подобно обычной фраунгоферовой зависимости. Однако максимальный межгранульный ток I_c тем меньше, чем больше ν . Данный эффект может быть объяснен из простых соображений. При росте анизотропии $\nu = \lambda_c/\lambda_{ab}$ увеличивается величина глубины проникновения магнитного поля в гранулу со стороны джозефсоновского перехода. В результате этого увеличивается эффективная толщина контакта и уменьшается величина параметра порядка на границе гранул $\Psi_{GB}(\Phi, T)$.

4.2. Влияние интенсивности связи между зернами на $I_c(\Phi)$

Весьма важные эффекты гранулированности в ВТСП-материалах возникают вследствие наличия

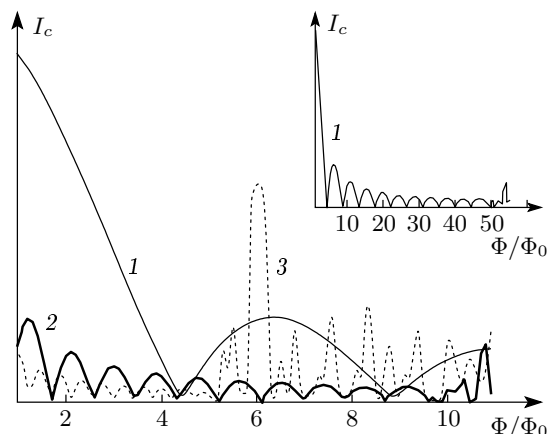


Рис. 6. Магнитолевая зависимость межгранульного критического тока $I_c(\Phi)$ при $\sigma = 0.07$ (1), 0.7 (2), 0.35 (3); $\tau = 1.5$, $\nu = 1.5$

широкого спектра интенсивности связи между зернами, σ . Наиболее убедительное доказательство того, что межгранульное пространство имеет джозефсоновскую природу и, следовательно, задается силой связи σ , следует из экспериментов по высоким давлениям [19, 20]. Фундаментальным различием между откликами на давление критического тока I_c межгранульного джозефсоновского перехода и обычного тока распаривания J_{cg} является наличие экспоненциального множителя $I_c \sim \exp(-d_N U^{1/2})$ для SIS-переходов и $I_c \sim \exp(-2d_N/\xi_N)$ для SNS-переходов. Поэтому в основе экспериментов по физике высоких давлений заложено изменение параметров межгранульных переходов: их толщины d_N и величины барьера U (изолятор и/или нормальный слой), которые прямо изменяют межгранульную силу связи, т. е. $I_c \propto P \propto \sigma (\propto \lambda_J^{-1})$.

На рис. 6 показана полевая зависимость джозефсоновского тока $I_c(\Phi)$ для различных параметров σ интенсивности межгранульной связи. Прежде всего мы видим, что строгое синусоидальное поведение $I_c(\Phi)$ соответствует только 10–11 периодам. В этой области функция $I_c(\Phi)$ проявляет следующие особенности. Во-первых, максимальный ток присущ меньшим значениям σ , во-вторых, чем больше σ , тем точнее данная зависимость отвечает хорошо известной «фраунгоферовой» зависимости в малом джозефсоновском контакте: эта зависимость имеет вид $1/B$ с интенсивными осцилляциями. Однако имеется несколько качественных различий. Наиболее важным из них является то, что период осцилляций пропорционален σ таким образом, что частота функции $I_c(\Phi)$ повышается в k раз, как только σ увеличива-

ется в k раз. Иначе говоря, осцилляции отвечают наличию дополнительных квантов потока, проходящих через гранулу. Подобный вид осцилляций наблюдался в экспериментах на образцах BSCCO, в которых измерялась полевая зависимость напряжения [21]. В больших полях функция $I_c(\Phi)$ переходит в необычную синусоидальную зависимость. Этот переход наблюдался в зависимости $I_c(\Phi)$ в джозефсоновском переходе, соответствующем большеугольной межзеренной границе наклона в поликристаллической $YBa_2Cu_3O_{\delta}$ -пленке [22]. Кроме того, в этой области поля $I_c \propto \sigma$. Подобное транспортное поведение хорошо согласуется с экспериментальными результатами [23], в которых наблюдался заметный рост I_c , $d \ln I_c / dP = 0.2 \pm 0.02$ кбар $^{-1}$, что указывает на то, что применение давления (увеличение σ) улучшает качество межгранульных джозефсоновских связей.

Следует заметить, что, во-первых, в реальных сверхпроводящих поликристаллах структура гранул и межгранульных переходов очень неупорядочена, что ведет к распределению по размерам и ориентациям. Возможно, это может ослабить или даже подавить некоторые из предсказанных эффектов. И, во-вторых, учет симметрии параметра порядка в ВТСП-материалах может быть важным моментом, поскольку дает рост π -контактов.

4.3. Влияние типа симметрии вихревой решетки на $I_c(\Phi)$

В смешанном состоянии транспортный ток, протекающий через межгранульные переходы, зависит от распределения фазы $\theta(x)$. Данный вопрос представляется интересным, поскольку недавно в экспериментах на массивных образцах $La_{1.83}Sr_{0.17}CuO_{4+\delta}$ наблюдалась хорошо упорядоченная вихревая решетка [24]. Кроме того, имеется переход от треугольной к квадратной конфигурации решетки с ростом поля. На рис. 7 показана осциллирующая зависимость $I_c(\Phi)$ для случая образования в грануле треугольной (кривая 1) и квадратной (кривая 2) вихревых решеток при $\tau = 0.4$ (рис. 7а) и $\tau = 0.6$ (рис. 7б), когда $\sigma = 0.07$, а $\nu = 1.5$. Максимум синусоиды принимает большее значение, когда решетка треугольная. Однако эта тенденция исчезает, когда растёт Φ . Кроме того, разница фаз аномальной фраунгоферово-подобной зависимости $I_c(\Phi)$ тем больше, чем меньше τ (рис. 7а). Следует заметить, что последние результаты относятся только к супермелкозернистым структурам с размером гранул порядка 1 мкм.

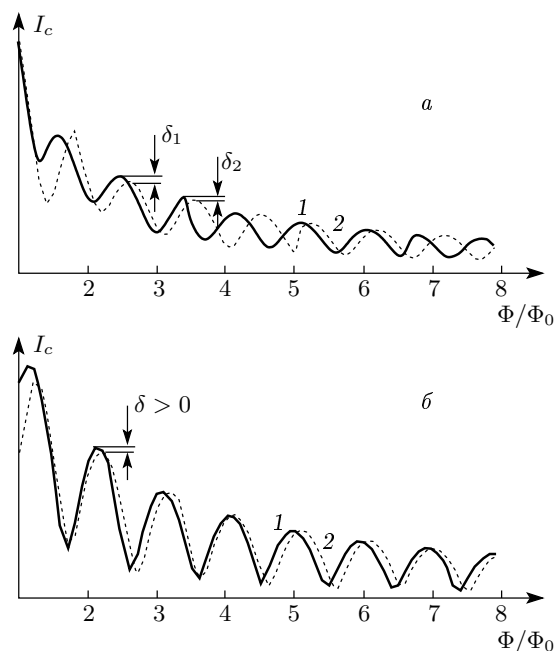


Рис. 7. Полевая зависимость межгранульного критического тока I_c в случаях треугольной (1) и квадратной (2) конфигураций вихревой решетки при $\tau = 0.4$ (а), 0.6 (б), $\sigma = 0.07$, $\nu = 1.5$

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе вихрь-ламинарной модели джозефсоновской среды развит метод для исследования динамики фазы в межгранульном джозефсоновском переходе при вытеснении из гранул абрикосовских вихрей и наличии вихревых решеток. Полученные результаты отвечают ряду наиболее важных и принципиальных экспериментальных фактов по транспортным явлениям в гранулированных ВТСП.

В частности, данный подход позволяет выяснить физический смысл основных особенностей на магнитопольных зависимостях $I_c(\Phi)$. Характерный размер гранул τ , гранулярная анизотропия ν и интенсивность связи между зернами σ прямо влияют на межгранульный критический ток, а также определяют характер перехода АВ в джозефсоновский вихрь вблизи берегов контакта на масштабе порядка ξ_c .

Кроме того, при изменении интенсивности связи σ между зернами критический ток $I_c(\Phi)$ может иметь период осцилляций с дополнительным квантом магнитного потока Φ_0 на гранулу. Результаты работы согласуются с экспериментальными данными о влиянии высоких давлений на зависимость $I_c(\Phi)$, выполненными на сверхпроводящих поликристаллах HgBaCaCuO. В принципе показано, ка-

ким образом следует варьировать технологические параметры ВТСП с целью повышения их токонесущей способности.

Показано, что генерация вихря Джозефсона вихрем Абрикосова проходит через стадию преодоления энергетического барьера E_J в межгранульном переходе, величина которого зависит от характеристик джозефсоновской среды τ , ν и σ , а также от расстояния z_0 вихря Абрикосова до перехода.

Выяснена роль типа симметрии вихревой решетки на джозефсоновский критический ток. Показано, что только в супермелкозернистых структурах $a \sim 1$ мкм и в полях $H \sim H_{c1}^G$ тип вихревой решетки может определять транспортное поведение системы.

Полученные в настоящей работе результаты могут найти применение в физике процессов, динамика которых описывается уравнением (6), а также в практической разработке джозефсоновских технологий в микро- и нанoeлектронике.

Авторы выражают признательность А. И. Дьяченко и Ю. А. Гененко за обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Р. Bean and J. D. Livingston, Phys. Rev. Lett. **12**, 14 (1964).
2. Ю. П. Денисов, ФТТ **18**, 119 (1976).
3. L. V. Belevtsov, Europhys. Lett. **59**, 768 (2002); J. Low Temp. Phys. **131**, 37 (2003); Phys. Stat. Sol. B **237**, 523 (2003).
4. B. A. Glowacki, M. Majoros, M. Vickers et al., Supercond. Sci. Technol. **14**, 193 (2001).
5. A. J. Panson, G. R. Wagner, A. I. Braginski et al., Appl. Phys. Lett. **50**, 1104 (1987).
6. М. В. Фистуль, ЖЭТФ **96**, 369 (1989).
7. R. A. Ferrell and R. E. Prange, Phys. Rev. Lett. **10**, 479 (1963).
8. Л. В. Белевцов, ФНТ **31**, 155 (2005).
9. C. Ebner and D. Stroud, Phys. Rev. B **31**, 165 (1987).
10. G. Deutscher and K. A. Müller, Phys. Rev. Lett. **59**, 1745 (1987).
11. H. Hilgenkamp, J. Mannhart and B. Mayer, Phys. Rev. B **53**, 14586 (1996).
12. М. В. Фистуль, Письма в ЖЭТФ **49**, 95 (1989).

13. D. Dimos, P. Chaudhari, J. Mannhart, and F. K. LeGoues, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 219 (1988).
14. H. Dersch and G. Blatter, *Phys. Rev. B* **38**, 11391 (1988).
15. L. V. Belevtsov and V. N. Pervukhin, *Europhys. Lett.* **67**, 648 (2004).
16. S. E. Babcock and D. C. Larbalestier, *J. Mater. Res.* **5**, 919 (1990).
17. S. N. Artemenko and A. G. Kobel'kov, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3551 (1997).
18. В. В. Дорин, М. В. Фистуль, *ЖЭТФ* **101**, 1275 (1992).
19. V. M. Svistunov, A. I. D'yachenko, and V. Yu. Tarenkov, *Int. J. Mod. Phys. B* **25**, 3255 (1991).
20. V. M. Svistunov, A. I. D'yachenko, and V. Yu. Tarenkov, *Physica C* **185–189**, 2429 (1991).
21. S. Ooi, T. Mochiku, and K. Hirata, E-print archives, cond-mat/0112209.
22. D. K. Lathrop, B. H. Moeckly, S. E. Russek, and R. A. Buhrman, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 1059 (1991).
23. A. I. D'yachenko, V. Yu. Tarenkov, A. V. Abalioshev et al., *Physica C* **251**, 207 (1995).
24. R. G. Gilardi, J. Mesot, A. Drew et al., *Phys. Rev. Lett.* **88**, 217003 (2002).