Критический ток текстурированных гранулярных сверхпроводников в области сильных магнитных полей

© Л.В. Белевцов, А.А. Костиков*

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина Национальной академии наук Украины,
83114 Донецк, Украина
* Донбасская государственная машиностроительная академия,
84313 Краматорск, Донецкая обл., Украина
E-mail: apmath@dgma.donetsk.ua

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 26 октября 2006 г.)

Теоретически исследована плотность критического тока J_c в кластерной модели гранулярной сверхпроводящей структуры, когда в гранулах присутствуют вихри Абрикосова. Установлено, что J_c имеет гауссовоподобную зависимость от эффективного параметра отношения размера зерен, образующих межгранульный джозефсоновский переход. Зависимость J_c от анизотропии проникновения магнитного поля в гранулы сводится к зависимости от интенсивности связи между кристаллитами.

PACS: 74.25.Op, 74.25.Sv

1. Введение

Плотность критического тока J_c высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) является основным параметром, определяющим область применения этих материалов. Наличие гранулярной макроструктуры является причиной существенного подавления J_c, что противоположно ситуации для классических сверхпроводников, в которых такие границы увеличивали критический ток вследствие усиления пиннинга вихрей. Поэтому путь к повышению токонесущей способности гранулярных ВТСП проходит через понимание особенностей влияния межгранульных границ на этот процесс [1,2].

Максимальная плотность критического тока через гранульную границу j_{c0} является функцией угла разориентации ϕ и зависит от технологии приготовления образца [3,4]. Плотность тока через образец J_c зависит от критического тока i_c между отдельными гранулами. В масштабе всего образца ток i_c представляет собой случайную величину, отличающуюся для разных пар гранул. Вид и параметры распределения этой случайной величины также зависят от ряда технологических факторов. В области сильных магнитных полей $H \geq H_{c1}$ в гранулы проникают вихри Абрикосова, токи которых вносят поправку в фазу Θ параметра порядка Δ в берегах межгранульных переходов [5–9]. Возникает вопрос: каким образом границы гранул будут влиять на критический ток?

Взаимное влияние границ гранул на структуру абрикосовских вихрей и вихревых нитей на фазу параметра порядка в берегах межгранульного перехода было описано ранее для одиночного межгранульного контакта [7–9]. Критический ток через переход i_c описывается модернизированным уравнением Феррела–Прейнджа. Величина i_c имеет зависимость как от внешнего магнитного поля H, так и от интенсивности связи между зернами σ, отношения размеров зерен, образующих контакт, Γ и анизотропии ν, характеризующей проникновение магнитного поля в гранулу вдоль кристаллографической оси c и в ab-плоскости.

В настоящей работе исследуется модель гранулированного сверхпроводника, в котором основной вклад в J_c вносят кластеры с примерно одинаковой ориентацией гранул по отношению к внешнему магнитному полю H. Анализируется зависимость критического тока от параметра анизотропии проникновения магнитного поля в гранулы и отношения размера гранул, образующих межгранульный переход в области магнитных полей $H_{c1} \leq H \leq H_x$, где H_x — поле, при котором абрикосовские вихри срываются с центров пиннинга. При этом предполагается, что размеры зерен и интенсивность связи между ними статистически распределены по кластеру по нормальному закону.

2. Теория

При расчете J_c плотности критического тока ВТСП как совокупности сверхпроводящих зерен, соединенных слабыми (джозефсоновскими) связями, в общем случае надо учитывать не только разброс энергий связи ε_J межгранульных джозефсоновских контактов, но и корреляцию фаз параметра порядка в различных зернах. Задача существенно упрощается, если последним фактором можно пренебречь: в этом случае токи в соседних контактах можно считать независимыми друг от друга. Такая ситуация возможна либо при достаточно высоких температурах ($T \geq \varepsilon_J$), когда велики температурные флуктуации параметра порядка, либо в достаточно сильном магнитном поле ($H \geq \Phi_0/d^2$, где Φ_0 — квант магнитного потока, a — расстояние между контактами), которое приводит к сильным „магнитополевым“ флуктуациям параметра порядка. В этом случае расчет критического тока предполагает наличие информации о функции распределения межгранульных контактов по критическим токам $f(i_c)$, вид которых можно определить на основе модельных представлений о свойствах

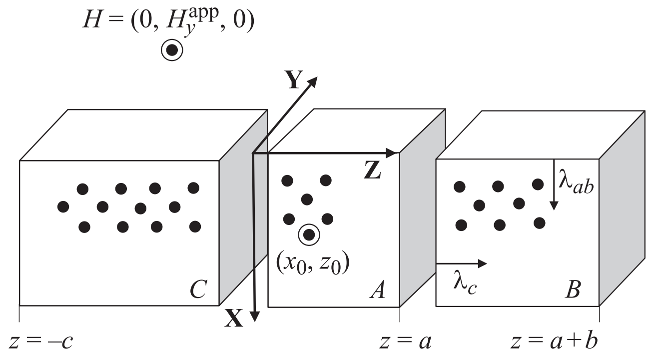

Рис. 1. Схематическое изображение элемента рассматриваемой статистической модели. Предполагается, что каждая гранула содержит вихри Абрикосова, а энергия нитей определяется их взаимодействием с вихрями-изображениями.

межгранульных контактов гранулированных ВТСП или экспериментальным путем. На рис. 1 схематически показан элемент статистической модели. Полагается, что характерный размер гранулы $\tau = a/2\lambda_c \gg 1$. Магнитное поле приложено параллельно поверхности вдоль оси Y. Поле проникает в гранулу на глубину λ_{ab} со стороны поверхности и на глубину λ_c со стороны межгранульных джозефсоновских контактов. Транспортный ток протекает вдоль оси Z.

Каждая пара гранул A_iB_i характеризуется параметром $\Gamma = a/b$ (a и b — размеры гранул A и B соответственно), интенсивностью связи между гранулами $\sigma = \lambda_{ab}/\lambda_J$ (λ_J — джозефсоновская глубина проникновения) и анизотропией $\nu = \lambda_c/\lambda_{ab}$, которые являются изменяющимися по величине в пределах рассматриваемого сверхпроводящего кластера. Будем также полагать, что каждая гранула является элементом ламинарной модели в области магнитных полей $H \geq H_{c1}$ [10–12]. Такой подход оправдан тем, что, как показано в работе [11], энергия абрикосовского вихря фактически зависит только от влияния ближайших границ кристаллита.

Рассмотрим отдельную вихревую нить, токи которой достигают поверхности и берегов контакта. Положению вихря отвечают координатные точки (x_0, z_0). Будем считать, что параметр Гинзбурга–Ландау $\varkappa \gg 1$, а ось вихря совпадает с осью Y и параллельна поверхности образца и внутренним границам гранул $H = (0, H_y^{\text{app}}, 0)$. 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 поле в контактах можно представить в следующем виде: $H_y^{\text{app}} \exp(x/\lambda_J)$), а во-вторых, ток, нормальный к поверхностям, обращался в нуль. Это можно осуществить, если добавить к вихрю его зеркальные изображения относительно поверхностей с противоположным направлением поля и тока [10,11]. Основная энергия вихря сосредоточена в области $\xi_{ab} \ll x \ll \lambda_{ab}$ и $\xi_c \ll z \ll \lambda_c$ (где ξ_{ab} и ξ_c — длины сверхпроводящей когерентности в кристаллографической плоскости $\{ab\}$ и вдоль оси $\{c\}$ соответственно). Поле вихря будет удовлетворять анизотропному лондоновскому уравнению с $2(2L+1)$ источниками ($L \geq 1$ — число рассматриваемых вихрей-изображений вдоль одного из направлений $\pm OZ$)

$$\nabla \times [\lambda^2] j + H = \Phi_0 \mathbf{e}_y \Big[\sum_{n=-L}^{L} \big\{ (-1)^n \delta(\rho - \rho_n^{(+)}) + (-1)^{n+1} \delta(\rho - \rho_n^{(-)}) \big\} \Big], \tag{1}$$

где $\mathbf{e}_y$ — орт вдоль оси OY; $\Phi_0 = h/2e$ — квант магнитного потока; $\delta(\rho - \rho_n)$ — двумерная дельта-функция Дирака в $X{-}Z$-плоскости; $\rho_{\pm n}^{(+)}$ и $\rho_{\pm n}^{(-)}$ — положение вихря ($n = 0$) и изображений ($n \neq 0$) в ламинарной модели [11]; $\lfloor \lambda^2 \rfloor$ — тензор, описывающий анизотропию материала, который будем полагать диагональным. Также положим $a \gg \xi_{ab}$, ξ_c; таким образом, можно пренебречь влиянием границ зерен на параметр порядка в них. Используя уравнение Максвелла $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}$, получим следующее уравнение для распределения поля в грануле [11]:

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

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

Уравнение (2) позволяет найти энергию вихря Абрикосова в анизотропной грануле [11]

$$U(H, x_0, z_0) = \frac{\Phi_0}{4\pi} \Big\{ H \exp[-x_0/\lambda_{ab}] + H_{c1}(\infty) - H + H_y^J(x_0, z_0) + \frac{\Phi_0}{4\pi \lambda_{ab} \lambda_c} \Big[\sum_{n=-L}^{L} P_n^S(x_0, x_0, z_0, z_0) + \sum_{n=-L}^{L} P_n^N(x_0, x_0, z_0, z_0) \Big] \Big\}. \tag{3}$$

Здесь $H_{c1}(\infty)$ — первое критическое поле в глубине образца,

$$H_y^J(x_0, z_0) = H \times \int_0^\infty \frac{dk}{2\pi} \frac{4k\lambda_J^2}{1 + \lambda_{ab}^2 k^2} \frac{\sin(kx_0) \cosh[(1 + \lambda_{ab}^2 k^2)^{\frac{1}{2}} (z_0/\lambda_c)]}{\lambda_J^2 k^2 \cosh(\gamma) + (1 + \lambda_{ab}^2 k^2)^{\frac{1}{2}} \sinh(\gamma)} - \tag{4}$$

составляющая магнитного поля в межгранульном контакте от поля вихревой нити;

$$P_n^S(x, x_0, z, z_0) = (-1)^n K_0[D_n(z, z_0, x - x_0)],$$

$$P_n^N(x, x_0, z, z_0) = (-1)^n K_0[D_n(z, z_0, x + x_0)],$$

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

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

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

Здесь $\gamma = (1 + \lambda_{ab}^2 k^2)^{1/2}\left(\frac{a}{2\lambda_c}\right)$, K_0 — функция Макдональда. Представленная соотношением (3) зависимость энергии вихревой нити от точки ее локализации в области гранулы $U(H, x_0, z_0)$ содержит в „зародыше“ все основные особенности магнитного и транспортного отклика гранулированного сверхпроводника на изменение параметров структурно-неоднородной джозефсоновской системы и приложенного поля.

Следует заметить, что оксидным сверхпроводникам свойственны зернистая и супермелкозернистая структура и относительно малый перенос электронов на границах гранул. Будем полагать, что размер гранул и сила связи между зернами распределены по нормальному закону. Рассматриваемая модель представляется весьма подходящей для описания пленок, ориентированных вдоль кристаллографической c-оси, а также монокристаллических образцов, содержащих плоскости двойникования. Конечно, эта модель менее подходит в случае разориентированных поликристаллических пленок или для описания керамики, в которой соседние гранулы могут ориентироваться различным образом.

3. Сверхпроводник с ориентированными гранулами

Рассмотрим поведение критического тока в ориентированном сверхпроводящем образце. Будем считать, что внешнее магнитное поле направлено вдоль межгранульных джозефсоновских переходов, перпендикулярно направлению протекания транспортного тока. В таком представлении элементарный потенциал пиннинга на единицу длины кора вихря имеет вид [12]

$$U_p(H, x_0, L) = \lim_{z_0 \to a} U(H, x_0, z_0, L). \tag{5}$$

Потенциал пиннинга U_p представляет собой суммарную энергию центров пиннинга $U_p = \sum_k U_p^i$, что отвечает плотности вихрей Абрикосова на границах зерен n_p. При этом вихри в грануле образуют вихревую решетку с параметром решетки d, зависящем от внешнего магнитного поля. Таким образом, при увеличении поля возрастают количество вихревых нитей и, следовательно, плотность центров пиннинга [13] (поскольку $d \sim n_L^{1/2}$). Тогда внутригранульная плотность критического тока при $L = 1$ имеет вид [12]

$$j_c^G(H) = \frac{c}{\lambda_{ab}\xi_c\Phi_0} \sum_{k=0}^{[\lambda_{ab}/d]} U_p(H, x_0^k)_{x_0^k = \frac{d}{2} + kd}. \tag{6}$$

Принимая во внимание, что гранульные границы в сверхпроводящем MgB_2 относительно прозрачны для тока [14,15], описание критического тока образца в такой системе возможно на основе пиннингового механизма транспортного тока. Однако в гранулированных ВТСП на межгранульный критический ток i_c будет оказывать существенное влияние угол разориентации соседних зерен ϕ [3]. Как известно, точка разориентации в $4-5^\circ$ является переходной от сильной к слабой джозефсоновской связи. С другой стороны, как показано в работе [7], j_{c0} существенно зависит от отношения Γ размеров зерен, образующих SIS-переход и параметра анизотропии ν. Критический ток SIS-перехода i_c при этом задается формулой [5,16]

$$i_c^2(H) = j_{c0}^2 \left| \int_0^W \exp[i\Theta(H, x)]dx \right|^2, \tag{7}$$

где j_{c0} — плотность критического тока перехода при $H = 0$ (в дальнейшем для оценки будем полагать $j_{c0} = 10^5$ A/cm^2); W — ширина джозефсоновского перехода вдоль оси Y; разность фаз Θ зависит от внешнего поля H и координат (x_i, z_i) вихревых нитей в грануле, а также [7–9] от параметров Γ, σ и ν:

$$\Theta(H, x) = \sum_{i=1}^{N} -\frac{2}{(\lambda_{ab}\lambda_c)^{1/2}} \int_0^x \varphi(H, x \pm x_i)dx + \frac{2\pi\Phi x}{\Phi_0 W}. \tag{8}$$

Здесь N — количество вихревых нитей в грануле. Решение для фазы $\varphi(x)$, наводимой в переходе каждой вихревой нитью, дается модернизированным уравнением Феррела–Прейнджа [8].

Задача вычисления плотности критического тока в гранулированной системе сводится к вычислению сверхпроводящего тока, протекающего по рассматриваемому кластеру с распределением контактов по току i_c. Это распределение дается уравнением (7). При этом величина интенсивности связи между зернами σ лежит в интервале от σ_1 до σ_2, а параметр отношения размеров зерен, образующих межгранульный переход Γ может принимать значения от Γ_1 до Γ_2. Тогда доля $P(J)$ контактов с плотностью тока, большей чем J, будет задаваться функцией распределения $P(J)$ согдано подходу, развитому в [17,18], и особенностями [11] рассматриваемой модели:

$$P(J) = \frac{1}{(\sigma_2 - \sigma_1)(\Gamma_2 - \Gamma_1)} \int_{\sigma_1}^{\sigma_J} d\sigma \int_{\Gamma_1}^{\Gamma_J} d\Gamma, \tag{9}$$

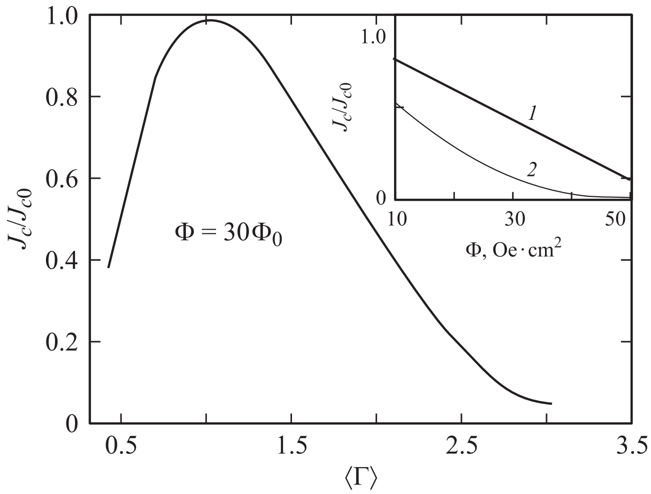

Рис. 2. Зависимость плотности критического тока от эффективного отношения размера гранул $\langle\Gamma\rangle$, образующих межгранульный переход при фиксированном магнитном потоке $\Phi = 30\Phi_0$. На вставке показана полевая зависимость J_c/J_{c0} для $\langle\Gamma\rangle = 1$ (*1*) и 0.35 (*2*).

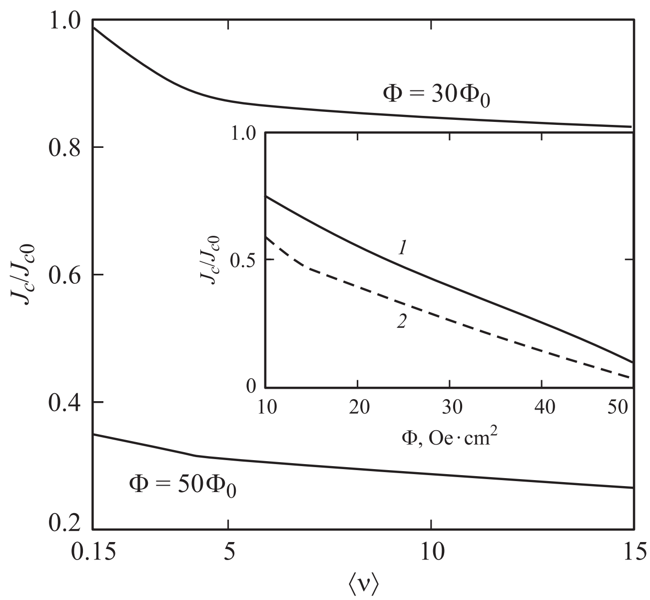

Рис. 3. Зависимость плотности критического тока от эффективной анизотропии $\langle\nu\rangle$ при $\Phi = 30\Phi_0$ и $\Phi = 50\Phi_0$. На вставке приведена полевая зависимость J_c/J_{c0} для $\langle\nu\rangle = 0.15$ (*1*) и 1.5 (*2*).

где σ_J и Γ_J отвечает току со значением J. Тогда выражение для плотности критического тока имеет вид [18]

$$J_c = \frac{1}{1 - P_c} \int\limits_{P_c}^{P_m} \frac{dP}{P} \int\limits_0^P J(P')dP', \qquad (10)$$

где $P_c = 2/Z$ — эффективный перколяционный порог с числом связей Z для одной гранулы. Для кубических гранул $Z = 6$ и $P_c = 1/3$. Как только $P_c > 1$, вероятность нахождения путей для тока в перколяционной системе равняется нулю. В уравнении (10) функция $J(P')$ есть обратная функция к $P'(J)$.

3.1. В л и я н и е о т н о ш е н и я р а з м е р о в г р а н у л н а $J_c(H)$. К настоящему времени достаточно подробно изучено влияние размеров гранул керамики [19–21], плотности их упаковки [22] и внешнего давления P [23] на внутригранульный и межгранульный критические токи. В нашей работе [7] показано, что при фиксированном магнитном потоке Φ наблюдается фраунгоферовоподобная зависимость межгранульного критического тока i_c от отношения размеров гранул Γ, образующих переход.

На рис. 2 показана зависимость плотности критического тока J_c от эффективного параметра $\langle\Gamma\rangle$ при фиксированной величине магнитного потока $\Phi = 30\Phi_0$. Максимальная величина тока соответствует ситуации с $\langle\Gamma\rangle = 1$, практически это отвечает джозефсоновской среде, состоящей из примерно одинаковых (с точностью 5–10%) гранул, размер которых $a > 2\lambda_c$. Приготовление таких образцов с $a > 0.2\,\mu$m — технологически вполне достижимая задача. На вставке показана магнитополевая зависимость J_c при $\langle\Gamma\rangle = 1$ (кривая *1*) и $\langle\Gamma\rangle = 0.35$ (кривая *2*).

3.2. В л и я н и е а н и з о т р о п и и г р а н у л н а $J_c(H)$. В высокотемпературных материалах роль анизотропии гранул обусловлена сильным отличием значений лондоновской глубины проникновения λ_L, отвечающей, магнитному полю, направленному вдоль разных осей кристалла. Для $YBa_2Cu_3O_x$ отношение $\nu = \lambda_c/\lambda_{ab} \approx 3.3$ [24], а для MgB_2 $\nu \approx 2.04$ [25]. Такая анизотропия приводит к качественно иной (по сравнению с изотропным случаем) зависимости $i_c(H)$ для отдельного контакта [7–9]. Возникает вопрос: каким образом влияет анизотропия материала на поведение $J_c(H)$ для набора ориентированных джозефсоновских контактов в перколяционной системе?

На рис. 3 показана зависимость J_c плотности критического тока от эффективного параметра анизотропии $\langle\nu\rangle$ при $\Phi = 30\Phi_0$ и $50\Phi_0$. Видно, что с увеличением $\langle\nu\rangle$ плотность тока убывает, а максимум J_c соответствует изотропному случаю $\langle\nu\rangle = 1$. На вставке показана магнитополевая зависимость $J_c(\Phi)$ при $\langle\nu\rangle = 0.15$ (кривая *1*) и $\langle\nu\rangle = 1.5$ (кривая *2*).

Заметим, что рассмотрение влияния величины разброса δ (от $\langle\Gamma\rangle$ и $\langle\nu\rangle$) на J_c показало, что этот параметр фактически не влияет на величину транспортного тока.

4. Обсуждение результатов

В настоящей работе теоретически исследовано влияние эффективных параметров джозефсоновской среды на магнитополевую зависимость $J_c(H)$ плотности транспортного критического тока в гранулярных сверхпроводниках второго рода. Вычисления проводились на основе ламинарной и трехмерной кластерной моделей.

Вихри Абрикосова при вхождении в гранулы изменяют фазу параметра порядка Θ в берегах джозефсоновских переходов [7–9]. Это ведет к джозефсоновским осцилляциям в области сильных магнитных полей. Межгранульная плотность тока j_c является функцией внутри- и межгранульных характеристик $j_c = j_c(\tau, \sigma, \nu)$, а плотность перколяционного тока — функция эффективных параметров $\langle\Gamma\rangle$, $\langle\sigma\rangle$ и $\langle\nu\rangle$: $J_c = J_c(\langle\Gamma\rangle, \langle\sigma\rangle, \langle\nu\rangle)$. Рассмотрим, каким образом вариация эффективных параметров джозефсоновской среды влияет на J_c.

a) Отношение размеров гранул, образующих межгранульный контакт. При наличии внешнего магнитного поля $H > H_{c1}$ количество абрикосовских вихрей в зерне $n_L \propto a^2$. Очевидно, что если размер зерен (в нашей геометрии область гранулы вдоль оси OZ) $\{a\}$ и $\{b\}$ одинаков, то количество вихревых нитей в них одинаково. И следовательно, их влияние на фазу $\Theta(x)$ параметра порядка $\Delta(\mathbf{r})$ межгранульного перехода практически отсутствует. Если отношение $\Gamma = a/b \neq 1$, то влияние магнитного поля вихревых нитей на переход становится интенсивней, когда величина Γ более отдалена от единицы.

Обычно ВТСП-пленки ориентированы вдоль кристаллографической c-оси перпендикулярно плоскости подложки. Поэтому результаты данной работы можно использовать для анализа поведения критического тока ВТСП-пленок в параллельном магнитном поле. Например, пленки YBCO состоят из набора кристаллитов величиной $\sim 20-200$ nm, разделенных между собой малоугловыми границами с углами разориентации порядка $1-3°$, что соответствует сильной связи между гранулами. Плотность критического тока J_c, наблюдаемая в таких образцах, $\sim 2-10^7$ A/cm^2 при 77 K [26,27].

Результаты исследования распределения размеров гранул в керамическом YBa_2CuO_{7-x} [28] указывают на гауссово распределение. Поведение критического тока является отображением гранульных размеров и их распределения по образцу. Поэтому уместно сделать заключение о наличии гауссово-подобной зависимости плотности критического тока J_c от параметра $\langle\Gamma\rangle$, что соответствует полученной в настоящей работе параболообразной кривой.

b) Анизотропия. При увеличении анизотропии $\langle\nu\rangle = \langle\lambda_c/\lambda_{ab}\rangle$ проникновения магнитного потока в гранулы возможны две ситуации.

1) Увеличение параметра λ_c, когда $\lambda_{ab} = \text{const}$; при этом происходит рост эффективной толщины межгранульного джозефсоновского контакта $\sim 2\lambda_c$, что ведет к уменьшению J_c.

2) Уменьшение глубины проникновения поля в ab-плоскости гранулы при $\lambda_c = \text{const}$. Поскольку при этом полагается, что $\lambda_J = \text{const}$, уменьшается интенсивность связи между зернами $\sigma = \lambda_{ab}/\lambda_J$, что ведет к падению J_c.

Таким образом, изменение анизотропии лондоновской глубины проникновения ν ведет к изменению силы связи между зернами. Именно по этому параметру возможно сравнить теоретические результаты с экспериментом. Из полученных результатов следует, что с уменьшением ν расчет σ, т.е. происходит рост константы связи и увеличивается значение плотности критического тока. Последнее утверждение согласуется с экспериментами [29], из которых следует, что межгранульная сила связи образцов с высокой критической плотностью тока J_c много больше, чем в обычных ВТСП. В работе [30] показано, что, изменяя силу связи на границах гранул, можно существенно увеличить J_c. Кроме того, эти результаты согласуются со статистическим численным моделированием сильно связанных сверхпроводников типа MgB_2 методом Монте-Карло [31]. Таким образом, в полях $H \geq H_{c1}$ роль влияния анизотропии проникновения внешнего магнитного поля в гранулы сводится к изменению параметра интенсивности связи между зернами σ.

Следует заметить, что практически добиться примерно одинаковых джозефсоновских связей (с одинаковыми эффективными толщинами перехода) между подобными гранулами весьма сложно, так как для этого необходимо согласовать размеры слабых связей с $a \sim 1\,\mu$m. Например, толщина оксидных туннельных барьеров между гранулами составляет всего $d \sim 2$ nm $\ll a$ [16].

Для более реалистичного описания необходимо принимать во внимание пиннинг на пространственных неоднородностях (включениях, дислокациях). Характерным примером могут служить пленки, где пиннинг абрикосовских вихрей в значительной мере обусловлен пиннингом вихревых нитей в маленьких гранулах. Как показано в работе [32], поведение вихревого ансамбля в пленках YBCO определяется взаимодействием вихрей с линейными дефектами — краевыми дислокациями, которые формируются в процессе эпитаксиального роста кристаллов и являются основным типом дефектов кристаллической решетки с плотностью, достигающей 10^{15} lines/m^2. Эффективный пиннинг вихрей и высокая плотность критического тока ($J_c \geq 3 \cdot 10^{10}$ A/m^2 при $T = 77$ K) в пленках YBCO обусловлены именно высокой плотностью таких линейных дефектов. Если же линейными дефектами в той или иной степени пренебречь, то описание $J_c(H)$ на основе рассмотренной модели более адекватно демонстрирует транспортные значения J_c для „чистых“ гранулированных ВТСП-материалов.

Следует заметить, что для ВТСП характерна анизотропная симметрия спаривания куперовских пар с d-волновым типом. Поэтому в более реальных случаях при рассмотрении транспортных свойств ВТСП необходимо учитывать наряду с неупорядоченной структурой и симметрию параметра порядка [33,34].

Заметим также, что особенности гранулированных структур таковы, что проникновение в них абрикосовских вихрей ведет к деформации размеров образца [35] — пиннинг-индуцированной магнитострикции. При изменении размеров гранул изменяется толщина джозефсоновского перехода d_N. Причина такого поведения в том, что гранулы являются элементами жесткого массива. Это делает невозможным смещение их центров масс относительно друг друга. Поэтому увеличение (уменьшение) размера зерен ведет к уменьшению (увеличению) толщины изолирующей межгранульной прослойки δd_N. Поскольку $i_c \propto \exp\lfloor -2d_N\sqrt{H}\rfloor$, будет изменяться плотность тока J_c всего образца. Таким образом, эффект джозефсоновских осцилляций, вызванный проникновением абрикосовских вихрей в гранулы [7], может проявляться в ВТСП. При фиксированной величине магнитного потока Φ зависимость транспортного тока J_c от эффективного параметра отношения размера зерен, образующих межгранульный переход $\langle\Gamma\rangle$, имеет форму гауссовой кривой с максимумом в точке $\langle\Gamma\rangle = 1$. Другое важное проявление эффекта состоит в зависимости J_c от эффективного параметра анизотропии $\langle\nu\rangle$, характеризующего отношение глубин проникновения магнитного поля вдоль разных кристаллографических осей. Показано, что анизотропная зависимость J_c сводится к зависимости от интенсивности связи между гранулами $\langle\sigma\rangle$ и эффективной толщины межгранульного джозефсоновского перехода. При этом максимальная величина тока отвечает изотропному случаю $\langle\nu\rangle = 1$.

Авторы выражают признательность А.И. Дьяченко за обсуждение полученных результатов.

Список литературы

[1] Ю.И. Кузьмин. ФТТ **43**, 1157 (2001).
[2] А.А. Козловский, В.Ф. Хирный. ФТТ **42**, 1780 (2000).
[3] D. Dimos, P. Chaudhari, J. Mannhart, F.K. LeGoues. Phys. Rev. Lett. **61**, 219 (1988).
[4] D. Dimos, P. Chaudhari, J. Mannhart. Phys. Rev. B **41**, 4038 (1990).
[5] Ю.П. Денисов. ФТТ **18**, 119 (1976).
[6] М.В. Фистуль. Письма в ЖЭТФ **42**, 95 (1989).
[7] L.V. Belevtsov, A.A. Kostikov. Phys. Lett. A **343**, 454 (2005).
[8] Л.В. Белевцов, А.А. Костиков. ЖЭТФ **128**, 586 (2005).
[9] L.V. Belevtsov, A.A. Kostikov. J. Low Temp. Phys. **139**, 11 (2005).
[10] L.V. Belevtsov. Europhys. Lett. **59**, 768 (2002).
[11] Л.В. Белевцов. ФНТ **31**, 155 (2005).
[12] Л.В. Белевцов. ФНТ **31**, 490 (2005).
[13] N.-C. Yeh. Phys. Rev. B **40**, 4566 (1989).
[14] M. Kambara, N. Hari Babu, E.S. Sadki, J.R. Cooper, H. Minami, D.A. Gardwell, A.M. Campbell, I.H. Inoue. Supercond. Sci. Technol. **14**, L 5 (2001).
[15] O.F. de Lima, R.A. Ribeiro, M.A. Avila, C.A. Cardoso, A.A. Coelho. Phys. Rev. Lett. **86**, 5974 (2001).
[16] А. Бароне, Дж. Пятерно. Эффект Джозефсона: физика и применения. Мир, М. (1984). 639 с.
[17] T. Matsushita, B. Ni, Y. Sudo, M. Iwakuma, K. Funaki, M. Takeo, K. Yamafuji. Jap. J. Appl. Phys. **27**, 929 (1988).
[18] T. Matsushita, B. Ni, K. Yamafuji. Cryogenics **29**, 384 (1989).
[19] R.L. Peterson, J.W. Ekin. Physica C **157**, 325 (1989).
[20] E. Shimizu, D. Ito. Phys. Rev. B **39**, 2921 (1989).
[21] M. Kuwabara, H. Shimooka. Appl. Phys. Lett. **55**, 2781 (1989).
[22] G. Paterno, C. Alvani, S. Casadio, U. Gambardella, L. Maritato. IEEE Trans. Magn. **25**, 2276 (1989).
[23] A.I. D'yachenko, V.Yu. Tarenkov, A.V. Abalioshev, R.V. Lutciv, Yu.N. Myasoedov, Ya.V. Boiko. Physica C **251**, 207 (1995).
[24] T.G. Hylton, M.R. Beasley. Phys. Rev. B **39**, 9042 (1989).
[25] F. Monzano, A. Carrington. E-print archives. Cond-mat/0106166.
[26] Ch. Gerber, D. Anselmetti, J.G. Bernorz, J. Mannhart, D.J. Schlom. Nature **350**, 279 (1991).
[27] J.M. Huijbregtse, B. Dam, R.C.F. van der Geest, F.C. Klaassen, R. Elberse, J.H. Rector, R. Griessen. Phys. Rev. B **62**, 1338 (2000).
[28] D. Kunstelj. Fizika A **3**, 35 (1994).
[29] G. Lu, K.X. Chen, L.X. Xue, C.D. Wei, Q.R. Feng, H.T. Ren, Q. He, L. Xiao, R.K. Wang, D.A. Yu. Mod. Phys. Lett. B **4**, 1361 (1990).
[30] X.Y. Cai, A. Gurevich, I.-Fei Tsu, D.L. Kaiser, S.E. Babcock, D.C. Larbalestier. Phys. Rev. B **57**, 10 951 (1998).
[31] L.V. Belevtsov, V.N. Pervukin. Europhys. Lett. **67**, 648 (2004).
[32] В.М. Пан, А.В. Пан. ФНТ **27**, 991 (2001).
[33] C. De Leo, G. Rotoli. Supercond. Sci. Technol. **15**, 1711 (2002).
[34] A. Majhofer, T. Wolf, W. Dieterich. Phys. Rev. B **44**, 9634 (1991).
[35] В.В. Еременко, В.А. Сиренко, Г. Шимчак, А. Набялек. ФНТ **25**, 311 (1999).