Физика низких температур, 2005, т. 31, № 5, с. 490–499

Взаимодействие вихря Абрикосова с границами гранул вблизи H_{c1}. II. Магнитные и транспортные свойства поликристаллических ВТСП

Л.В. Белевцов

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 84114, Украина
E-mail: apmath@dgma.donetsk.ua

Статья поступила в редакцию 1 апреля 2003 г., после переработки 20 июля 2004 г.

Исходя из результатов по распределению энергии вихря Абрикосова в вихрь-ламинарной модели поликристаллического сверхпроводника [Л.В. Белевцов, *ФНТ* **31**, 155 (2005)] теоретически изучены его магнитные и транспортные характеристики. Показано, что эти свойства в значительной мере зависят от характерного размера зерна, интенсивности межзеренной связи, анизотропии и степени «зеркальности» материала. Рассчитано поле вхождения первого вихря H_p, первое критическое поле H_{c1}, свободная энергия Гиббса, а также полевые зависимости намагниченности $M(H)$, потенциала пиннинга $U_p(H)$ и плотности критического тока $J_c(H)$ вблизи $H \sim H_{c1}$. Найдена энергия вихрь-вихревого взаимодействия.

Виходячи з результатів по розподілу енергії вихору Абрікосова у вихор-ламінарній моделі полікристалічного надпровідника [Л.В. Белевцов, *ФНТ* **31**, 155 (2005)] теоретично вивчені його магнітні та транспортні характеристики. Показано, що ці властивості значною мірою залежать від характерного розміру зерна, інтенсивності міжзеренного зв'язку, анізотропії і ступеня «дзеркальності» матеріалу. Розраховано поле входження першого вихору H_p, перше критичне поле H_{c1}, вільна енергія Гіббса, а також польові залежністі намагніченості $M(H)$, потенціалу пінинга $U_p(H)$ та щільності критичного струму $J_c(H)$ поблизу $H \sim H_{c1}$. Знайдено енергію вихор-вихрової взаємодії.

PACS: 74.60.Ge

1. Введение

Поверхностные эффекты могут играть важную и даже доминирующую роль в формировании магнитных и транспортных характеристик сверхпроводников второго рода [1–5]. Вихревая динамика тесно связана с намагниченностью [6]. Гистерезисные явления обычно интерпретируются как доказательство ограниченности критических токов вследствие объемного пиннинга вихрей. Эксперименты указывают на существование поверхностных барьеров Бина–Ливингстона [7] как возможных источников гистерезисного поведения. В рамках подхода критического состояния Кузнецов и др. [8] оценили усиление намагниченности тонких пленок со значительным пиннингом вследствие «краевых» эффектов. В работе Зельдова и др. [9] по измерению намагниченности был обнаружен новый «геометрический барьер» на тонких пленках, который значительно усиливал потенциальный барьер при наличии барьера Бина–Ливингстона. В первой части настоящей работы (см. [10]) были описаны «краевые» барьеры в гранулированном сверхпроводнике. Из используемой в работе модели прямо следует, что вихревая динамика достаточно сильно зависит не только от величины приложенного поля, но и от характерного размера зерна, интенсивности межгранульной связи и анизотропии, а также степени «зеркальности» материала. В настоящей работе изучено, каким образом вариация этих параметров влияет на магнитные и транспортные свойства сверхпроводящих поликристаллов в смешанном состоянии вблизи магнитных полей H приблизительно равных H_{c1}.

2. Магнитные свойства вблизи поля H_{c1}

В смешанном состоянии критические характеристики задаются распределением энергии абрикосовских вихрей (АВ). Для сверхпроводящего поликристалла энергия одиночной вихревой нити, локализованной в точке (x_0, z_0), имеет вид [10]

$$U(x_0, z_0) = \frac{\Phi_0}{4\pi}\Bigg\{H_y^{\text{app}} \exp(-x_0/\lambda_{ab}) - H_y^{\text{app}} + H_{c1}(\infty) + H_y^J(x_0, z_0) + \\ + \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_{ab}\lambda_c}\left[\sum_{\substack{n=-L \\ (n\neq 0)}}^{L} P_n^S(x_0, x_0, z_0, z_0) + \sum_{n=-L}^{L} P_n^N(x_0, x_0, z_0, z_0)\right]\Bigg\}, \tag{1}$$

где $\Phi_0 = hc/2e$ — квант магнитного потока, $H_y^{\text{app}} = (0, H_y, 0)$ — внешнее магнитное поле, λ_{ab} и λ_c — глубины проникновения магнитного поля: лондоновская вдоль плоскости ab и кристаллографическая вдоль оси c соответственно. В нашей модели λ_{ab} отвечает проникновению поля в гранулу со стороны поверхности, а λ_c — со стороны джозефсоновских контактов; K_0 — функция Бесселя нулевого порядка от мнимого аргумента [11]; $H_{c1}(\infty)$ — первое критическое поле бесконечного образца; L — степень «зеркальности» материала;

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

— величина поля в точке (x_0, z_0), обусловленная наличием джозефсоновской связи; здесь введено обозначение $\gamma = (1 + \lambda_{ab}^2 k^2)^{1/2}(a/2\lambda_c)$, а также

$$P_n^S(x, x_0, z, z_0) = \\ = (-1)^n K_0\left(\sqrt{\frac{(x - x_0)^2 + [z - (-1)^n z_0 - na]^2}{\lambda_{ab}\lambda_c}}\right), \tag{3}$$

$$P_n^N(x, x_0, z, z_0) = \\ = (-1)^{n+1} K_0\left(\sqrt{\frac{(x + x_0)^2 + [z - (-1)^n z_0 - na]^2}{\lambda_{ab}\lambda_c}}\right). \tag{4}$$

Представленная соотношением (1) зависимость энергии вихревой нити от координат ее локализации в области гранулы $U(x_0, z_0)$ содержит в «зародыше» все основные особенности магнитного и транспортного отклика ВТСП поликристаллов на изменение параметров структурно-неоднородной джозефсоновской системы и приложенного поля.

2.1. Критические поля

2.1.1. Поле вхождения первого вихря. В случае подавления барьера поверхностными дефектами следует ожидать, что поле вхождения первого вихря $H_p (H_{c1} < H_p < H_c)$ будет заметно превышать H_{c1}. В рассматриваемой нами вихрь-ламинарной модели поверхность гранул предполагается достаточно гладкой, и, таким образом, $H_p = H_{c1}$ [12]. В этом поле индукционные токи становятся достаточно большими, чтобы оторвать вихрь от его «зеркальных изображений» и протолкнуть внутрь образца [13]. Для нахождения поля H_p необходимо минимизировать энергию вихря $U(x_0, z_0)$ на поверхности гранулы. Наименьшую энергию вихревая нить имеет вдоль оси OX в точках $z = 0$. С другой стороны, нас интересует случай, когда вершина барьера выходит на поверхность, т.е. $x_0 = 0$. Но при $x_0 \to 0$ $K_1(2x_0/\sqrt{\lambda_{ab}\lambda_c}) \approx \sqrt{\lambda_{ab}\lambda_c}/2x_0$. При малых x_0 заменим x_0 на ξ_{ab}, т.е. $K_1(2x_0/\sqrt{\lambda_{ab}\lambda_c}) \approx$ $\approx \sqrt{\lambda_{ab}\lambda_c}/\xi_{ab}$. Отсюда в предположении $L \to \infty$ получаем

$$H_p \approx \frac{\Phi_0}{\pi\lambda_c} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-1)^{n+1} \frac{\xi_{ab}}{4\xi_{ab}^2 + n^2 a^2} [1 - \Omega(\tau, \eta, \sigma)]^{-1}, \tag{5}$$

где

$$\Omega(\tau, \eta, \sigma) = \int_0^\infty \frac{dk}{2\pi} \frac{4k^2\lambda_J^2}{(1 + \lambda_{ab}^2 k^2)} \times \\ \times \frac{\lambda_{ab} \cos(k\xi_{ab})}{\lambda_J^2 k^2 \cos\gamma + (1 + \lambda_{ab}^2 k^2)^{1/2} \sin\gamma}. \tag{6}$$

Соотношение (6) вносит поправку в значения H_p вследствие учета межгранульных границ. В пределе $\lambda_J \to 0$ рассматриваемая проблема переходит в задачу о критических полях в сильносвязанных сверхпроводниках типа MgB_2. При этом поле проникновения первого вихря $H_p = \Phi_0/(\xi_{ab}\lambda_c)$, что в изотропном случае ($\xi_{ab} = \xi_c$, $\lambda_{ab} = \lambda_c$) будет отвечать известному результату Бина—Ливингстона. Если предположить, что $\xi \sim (1 - T/T_c)^{-1/2}$ и $\lambda \sim \sim (1 - T/T_c)^{-1/2}$, то получим $H_p = [\Phi_0/4\pi\xi^0_{ab}\lambda^0_c] \times \times (1 - T/T_c)$, таким образом, в линейном приближении эта формула воспроизводит результат Писса и др. [14] для MgB_2. Легко видеть, что существует зависимость H_p от анизотропии.

2.1.2. Первое критическое поле H_{c1}. При малой плотности вихревых нитей (малых величинах индукции $B \sim \Phi_0/(\xi_{ab}\xi_c)$) их взаимодействием можно пренебречь. Тогда первое критическое поле H_{c1}, выше которого тепловое равновесие системы отвечает конечной плотности вихрей в сверхпроводнике, может быть найдено из уравнения для энергии одиночного вихря (1) при условии $U(x_0, z_0) = 0$. Поскольку из симметрии задачи наименьшую энергию имеет вихрь в точках $z = 0$ и вдоль оси OX, то выражение для первого критического поля H_{c1} примет вид

$$H_{c1}(x_0,\tau,\eta,\sigma) = \frac{H_{c1}(\infty) - \dfrac{\Phi_0}{4\pi\lambda_{ab}\lambda_c}\left[\sum\limits_{\substack{n=-\infty\\(n\neq 0)}}^{+\infty} P_n^S(x_0,x_0,0,0) + \sum\limits_{n=-\infty}^{+\infty} P_n^N(x_0,x_0,0,0)\right]}{1 - \exp\left(-\dfrac{x_0}{\lambda_{ab}}\right) - \displaystyle\int_0^\infty \frac{dk}{2\pi}\,\frac{4k\lambda_J^2}{(1+\lambda_{ab}^2k^2)}\,\frac{\sin(kx_0)}{\lambda_J^2k^2\cos\gamma + (1+\lambda_{ab}^2k^2)^{1/2}\sin\gamma}}. \tag{7}$$

График функции $H_{c1}(x_0)$ при разных параметрах анизотропии и характерного размера гранул $\tau = a/2\lambda_c$ изображен на рис. 1. Видно, что наряду с анизотропным потенциальным барьером существует энергетический барьер, зависящий от τ. Этот барьер тем больше, чем больше τ. Результаты предыдущей работы [10] подтверждают, что даже в отсутствие микроскопического поверхностного барьера Бина—Ливингстона в гранулированных сверхпроводниках может возникать энергетический барьер, зависящий от характерного размера зерна. Этот вид барьера имеет некоторую аналогию с геометрическим барьером, когда поле H_{c1} зависит от формы образца [9]. Заметим, что соотношение (7) адекватно описывает эффект увеличения первого критического поля гранул, наблюдаемого в супермелкозернистом ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [15], где H^g_{c1} значительно превышало значения, характерные для крупнозернистых образцов.

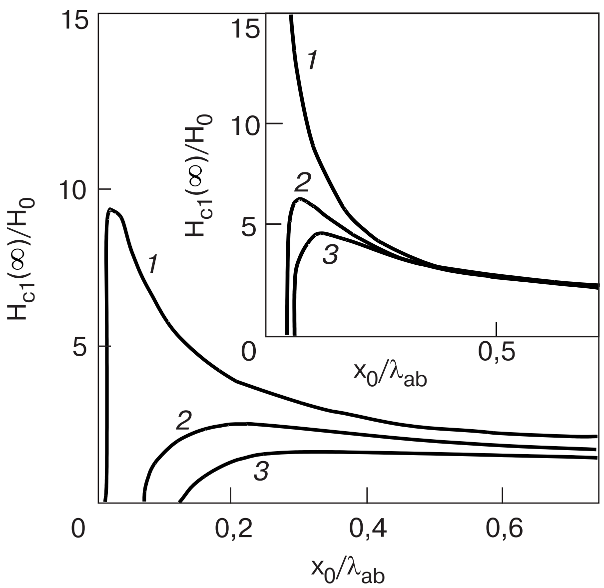

Рис. 1. Зависимость локального первого критического поля H_{c1} от расстояния до поверхности x_0 для различных значений параметра анизотропии η: 1,8 (*1*), 1,0 (*2*) и 0,8 (*3*). Основной фрагмент отвечает мелкозернистому пределу ($\tau = 0{,}5$), вставка — пределу больших зерен ($\tau = 10$).

2.2. Взаимодействие вихревых нитей

В смешанном состоянии в идеальном безпиннинговом сверхпроводнике вихрь-вихревое взаимодействие дает вклад в энергию системы через зависимость от плотности вихрей. Это приводит к хорошо известной в теории Лондонов логарифмической зависимости поля для абрикосовских [12] и внутренних (*pancake*) вихрей в слоистых сверхпроводниках [16]. Чтобы правильно описать «краевые» барьеры, необходимо учитывать вихрь-вихревые взаимодействия. Во-первых, энергия этого взаимодействия повышает величину барьера. Во-вторых, потенциальный барьер должен уменьшаться за счет вихрь-антивихревого взаимодействия.

Обобщим формулировку модели на случай многих вихрей. Пусть в рассматриваемой сверхпроводящей грануле имеется система из N вихрей, оси которых совпадают с осью Y и расположены в точках $R_1 = (x_1, z_1)$, $R_2 = (x_2, z_2), \ldots,$ $R_n = (x_n, z_n)$. При этом поле вихрей будет удовлетворять уравнению

$$\nabla\times[\lambda^2]J+\mathbf{H}=\Phi_0\mathbf{e}_y\left\{\sum_{k=1}^{N}\sum_{n=-\infty}^{+\infty}(-1)^n\delta(R-R_{nk}^{(+)})+\right.$$
$$\left.+(-1)^{n+1}\delta(R-R_{nk}^{(-)})]\right\}, \qquad (8)$$

где $\mathbf{e}_y$ — единичный орт вдоль оси OY; индекс k указывает на принадлежность к k-му вихрю. Решение уравнения (8) представляется в виде суммы полей для каждой вихревой нити системы:

$$\mathbf{H}(R)=\mathbf{H}_1(\mathbf{R})+\mathbf{H}_2(\mathbf{R})+\ldots+\mathbf{H}_N(\mathbf{R}), \qquad (9)$$

где

$$H_i(R)=\frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_{ab}\lambda_c}\times$$
$$\times\sum_{n=-\infty}^{+\infty}[P_n^S(x,x_i,z,z_i)+P_n^N(x,x_i,z,z_i)]. \qquad (10)$$

После подстановки уравнения (8), взятого при $k=1$, в выражение для распределения поля АВ, пронизывающего гранулу в точке (x_0,z_0) [10],

$$H_2(x,x_0,z,z_0)=\frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_{ab}\lambda_c}\times$$
$$\times\sum_{n=-\infty}^{+\infty}[P_n^S(x,x_0,z,z_0)+P_n^N(x,x_0,z,z_0)], \qquad (11)$$

необходимо оставить только члены, описывающие вклад в энергию от межвихревого взаимодействия.

Тогда окончательно выражение для системы вихрей имеет вид

$$U_{\text{int}}=\frac{\Phi_0^2}{8\pi\lambda_{ab}\lambda_c}\times$$
$$\times\sum_{\alpha,\beta}\sum_{n=-\infty}^{+\infty}[P_n^S(x_\alpha,x_\beta,z_\alpha,z_\beta)+P_n^N(x_\alpha,x_\beta,z_\alpha,z_\beta)]. \qquad (12)$$

Как видно из (12), энергия вихрь-вихревого взаимодействия зависит от характерного размера зерна $\tau=a/2\lambda_c$, анизотропии $\eta=\lambda_c/\lambda_{ab}$ и расстояния между вихрями. Таким образом, для описания динамики проникновения вихревых нитей в гранулы необходимо рассмотреть воздействие силы Лоренца на вихрь i со стороны вихря j, что выражается как $-\nabla_i U(\mathbf{R}_i,\mathbf{R}_j)$, где

$$U(\mathbf{R}_i,\mathbf{R}_j)=U_{\text{int}}(\mathbf{R}_i,\mathbf{R}_j)+U_{\text{self}}(\mathbf{R}_i)+U_{\text{mirr}}(\mathbf{R}_i). \qquad (13)$$

Здесь $U_{\text{self}}(\mathbf{R}_i)$ — собственная энергия i-го вихря; $U_{\text{int}}(\mathbf{R}_i,\mathbf{R}_j)$ — энергия взаимодействия между i-й и j-й вихревыми нитями; $U_{\text{mirr}}(\mathbf{R}_i)$ — энергия взаимодействия между i-й вихревой нитью и ее «зеркальными изображениями».

Рассмотрим случай двух АВ. Пусть $d=\sqrt{(x_2-x_1)^2+(z_2-z_1)^2}$ — расстояние между нитями. Тогда из выражения (10) энергия взаимодействия будет иметь вид

$$U(d)=\frac{\Phi_0^2}{8\pi\lambda_{ab}\lambda_c}\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\left[(-1)^nK_0\left(\sqrt{\frac{(x_1-x_2)^2+[z_1-(-1)^nz_2-na]^2}{\lambda_{ab}\lambda_c}}\right)+\right.$$
$$\left.+(-1)^{n+1}K_0\left(\sqrt{\frac{(x_1+x_2)^2+[z_1-(-1)^nz_2-na]^2}{\lambda_{ab}\lambda_c}}\right)\right]. \qquad (14)$$

Выражение (14) верно для произвольных d. Легко заметить, что, подобно двумерным вихрям в сверхпроводниках, рассматриваемые вихревые нити демонстрируют логарифмический закон взаимодействия на больших расстояниях. Кроме того, данная модель позволяет описать структурные детали вихревой решетки. Следует заметить, что энергия вихрь-антивихревого взаимодействия представляет интерес при рассмотрении вопроса о возможности вихревого фазового перехода Березинского—Костерлица—Таулесса, и в наших обозначениях будет выражаться как $-U(d)$.

2.3. Намагниченность

Для сверхпроводника во внешнем поле H_y^{app} кривая намагниченности имеет хорошо известную треугольную форму. Одно из проявлений «краевых» барьеров представляется в виде кривой намагниченности $M(H)$ в ее наклонной части вблизи $M\approx 0$. Такое поведение вызвано тем [17], что при $H=H_p$ исчезают как экранирующие токи, так и потенциальный барьер, и вихревые нити могут беспрепятственно проникать в гранулы. Очевидно также существенное влияние барьера на кривые намагниченности $M(H)$ в системе вихревых решеток в

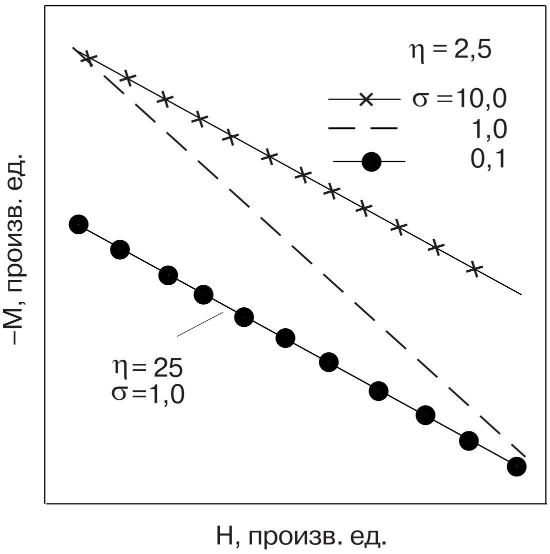

Рис. 2. Поведение слабополевой намагниченности **M** как функции приложенного поля $H_y^{\rm app}$ при различных параметрах анизотропии η и интенсивности связи между зернами σ, взятых при характерном размере зерна $\tau = 1{,}2$ и степени «зеркальности» материала $L = 1$.

увеличивающемся поле вблизи H_{c1}, когда начальные состояния еще не упорядочены.

Намагниченность отдельной гранулы **M**, содержащей вихревую нить, будет описываться зависимостью

$$4\pi M = \frac{1}{V}\int\limits_V [B(r) - H]\, dV, \qquad (15)$$

где V — объем гранулы, $B(r)$ и H — локальная индукция и внешнее магнитное поле соответственно. В нашем случае $B(r) \equiv H(x,z)$ — распределение поля в грануле [10] и $H \equiv H_y^{\rm app}$.

Рассмотрим, каким образом изменение величин параметра анизотропии η и интенсивности межзеренной связи σ будут оказывать влияние на слабополевую намагниченность. Для иллюстрации на рис. 2 приведены расчетные характеристики кривых намагничивания $M(H)$ при $H_{c1} \sim 300$ Э. В приведенной области магнитных полей наблюдаются две особенности: 1) при постоянном параметре силы связи σ значение $M(H)$ тем меньше, чем больше η; 2) при уменьшении σ зависимость $M(H)$ увеличивается. Таким образом, вид кривых намагничивания прямо зависит от параметров анизотропии, силы связи между гранулами и характерного размера гранулы. Следует заметить, что, по-видимому, изменение этих параметров ведет к возможности наблюдения диа(пара)магнитных переходов в поликристаллических ВТСП, широко наблюдаемых в многочисленных экспериментах [18,19].

2.4. Свободная энергия Гиббса при $H \geq H_{c1}$

Термодинамический потенциал Гиббса системы большого числа нитей имеет вид [20]

$$G = n_L F + \sum_{ij} U_{ij} - \frac{BH_y^{\rm app}}{4\pi}, \qquad (16)$$

где n_L — число нитей на единицу площади, первый и третий члены связаны с энергией отдельной нити и отвечают выражению (1), U_{ij} — энергия взаимодействия между i-й и j-й нитями, которая выражается соотношением (12). Последний член учитывает влияние внешнего магнитного поля $H_y^{\rm app}$; благодаря ему энергетически выгодны большие значения индукции B. Иными словами, поле $H_y^{\rm app}$ играет роль внешнего давления, которое стремится увеличить плотность АВ. Поскольку каждая нить переносит один квант потока Φ_0, индукцию B можно записать в виде

$$B = n_L \Phi_0 . \qquad (17)$$

Если внешнее поле $H_y^{\rm app}$ немного превышает H_{c1}, то в (16) необходимо учитывать член, описывающий взаимодействие нитей. При этом распределение АВ отвечает некоторой периодической структуре. Как известно [21], наиболее выгодной является треугольная решетка АВ. Когда поле лишь ненамного превышает значение H_{c1}, равновесная плотность вихрей n_L мала, а расстояние d между ближайшими нитями велико: $d > (\lambda_{ab}^2 + \lambda_c^2)^{1/2}$. Поэтому следует учитывать вклад только ближайших пар соседей. Тогда выражение для свободной энергии Гиббса принимает вид

$$G = \frac{\Phi_0}{4\pi} \sum_{\alpha=1}^{n_L = \frac{B}{\Phi_0}} \Bigg\{ H_y^{\rm app} \exp(-x_\alpha/\lambda_{ab}) - H_y^{\rm app} + H_{c1}(\infty) + H_y^J(x_\alpha, z_\alpha) +$$

$$+ \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_{ab}\lambda_c}\left[\sum_{\substack{n=-\infty \\ (n\neq 0)}}^{+\infty} P_n^S(x_\alpha, x_\alpha, z_\alpha, z_\alpha) + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} P_n^N(x_\alpha, x_\alpha, z_\alpha, z_\alpha)\right] +$$

$$+\frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_{ab}\lambda_c}\sum_{\beta=1}^{\delta}\left[\sum_{\substack{n=-\infty\\(n\neq 0)}}^{+\infty}P_n^S(x_\alpha,x_\beta,z_\alpha,z_\beta)+\sum_{n=-\infty}^{+\infty}P_n^N(x_\alpha,x_\beta,z_\alpha,z_\beta)\right]\Bigg\}\Bigg], \qquad (18)$$

где δ — число ближайших соседей данной нити (для треугольной решетки $\delta = 6$). Расстояние d связано с индукцией B соотношением

$$B \equiv n_L\Phi_0 = \frac{2}{\sqrt{3}}\frac{\Phi_0}{d^2}\,. \qquad (19)$$

Из вида выражения (18) следует, что при $H_y^{\text{app}} > H_{c1}$ начальный наклон $(\partial G/\partial B)_B = 0$ отрицателен. При увеличении индукции вклады взаимодействия с поверхностью, джозефсоновским контактом, магнитным полем и остальными АВ начинают расти. Таким образом, основной вклад будет вносить взаимодействие АВ с джозефсоновской связью и поверхностью (первый член в (16)). Оставшиеся члены достаточно малы, поскольку содержат член $\sim K_0(x)$, который при $d > \sqrt{\lambda_{ab}^2 + \lambda_c^2}$ имеет вид $K_0(x) \sim \exp(-x)$. Следовательно, при малых значениях B взаимодействие мало. Однако при больших значениях B вклад этого члена преобладающий, что приводит к росту функции $G(B)$. При некотором значении $B = B(H)$ функция $G(B)$ достигает минимума. Таким образом, в отличие от случая однородных сверхпроводников, выражение (16) демонстрирует сильную зависимость от характерного размера зерна τ, анизотропии η и интенсивности связи между зернами σ, а также степени «зеркальности» материала L в случае мелкозернистой структуры материала.

3. Потенциал пиннинга и плотность критического тока

Сверхпроводники II рода имеют нулевое сопротивление, если магнитные вихри закреплены на дефектах или ограничены в перемещении. В поликристаллических ВТСП в качестве центров пиннинга можно рассматривать границы гранул [22]. В этих местах энергия вихревых нитей столь мала, что делает невозможным их движение по образцу. Две характерные величины — потенциал пиннинга U_p и плотность критического тока J_c — определяют, как сильно АВ закреплены на дефектах (запиннингованы). Конечное сопротивление возникает, когда энергия связи АВ с дефектом превышает U_p или плотность тока превышает J_c, что приводит к движению вихревых нитей. Покажем, что величина «краевых» барьеров может играть существенную роль и определять потенциал пиннинга и внутригранульную плотность критического тока [23].

3.1. Потенциал пиннинга

В настоящее время нет полного понимания механизмов пиннинга в гранулированных сверхпроводниках. Вследствие этого остается открытым вопрос, согласно которому критические токи ВТСП пленок существенно превышают значения J_c для объемных ВТСП материалов. Ключевым моментом здесь, по-видимому, является пиннинг вихрей во внешнем магнитном поле, что служит основой для описания различных связанных с АВ явлений, таких как критический ток, гистерезис намагничивания и квантовое туннелирование вихрей. Проблема пиннинга АВ сводится к определению силы элементарного пиннинга АВ — взаимодействия между вихрем и единичным дефектом.

В отличие от результата Бина—Ливингстона [7] выражение (1) демонстрирует несколько разновидностей потенциальных барьеров для АВ в гранулированных сверхпроводниках. Одна из них — энергетический барьер при входе вихря в гранулу со стороны джозефсоновского контакта — может быть интерпретирована как потенциал пиннинга U_p. Такое предположение представляется очевидным, поскольку дефекты способны закреплять вихри тем, что локально понижают параметр порядка в сверхпроводнике, и вследствие этого создается потенциал, препятствующий движению вихревой нити или внутреннего вихря. Многие эксперименты ясно указывают на то, что даже хорошо связанные, с большим углом разориентации θ границы гранул MgB_2 при соответствующих значениях длины когерентности и параметра решетки могут служить центрами пиннинга [22].

Принимая во внимание соотношение (1), потенциал пиннинга на единицу длины кора вихря определим следующим образом:

$$U_p(x_0, L) = \lim_{z_0 \to \frac{a}{2}} U(x_0, z_0, L)\,. \qquad (20)$$

Влияние степени «зеркальности» L на величину потенциала пиннинга U_p показана на рис. 3 при $\tau = 0{,}01$ (кривая *1*) и $\tau = 0{,}1$ (кривая *2*). Видно, что в случае крупных зерен $\tau = 0{,}1$ влияние L на U_p пренебрежимо мало; в мелкозернистом случае $\tau = 0{,}01$,

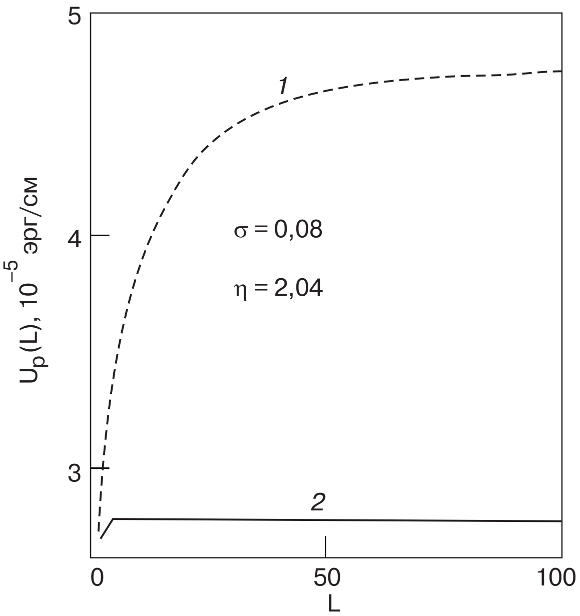

Рис. 3. Зависимость потенциала пиннинга U_p от степени «зеркальности» материала L при $\tau = 0{,}01$ (*1*) и 0,1 (*2*) .

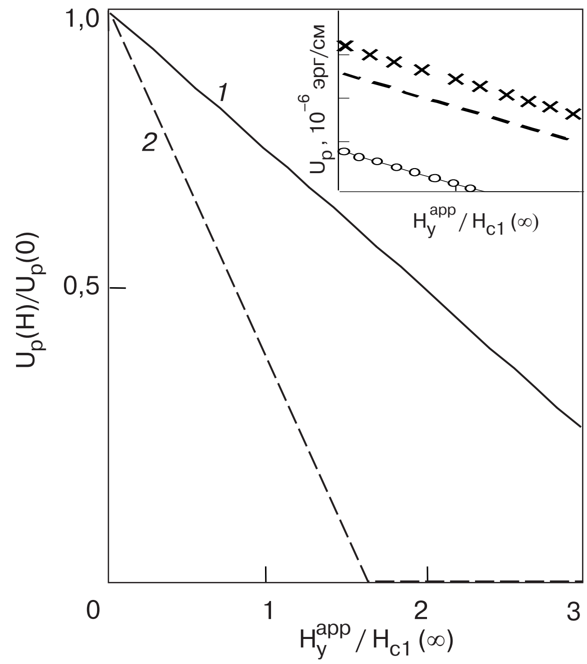

Рис. 4. Зависимость потенциала пиннинга U_p от приведенного поля $H_y^{\text{app}}/H_{c1}(\infty)$ при $\sigma = 0{,}1$ (*1*) и 10 (*2*), когда $\tau \approx 1$. На вставке — изменение U_p при $\eta = 0{,}8$ (O), 1,0 (—) и 3,3 (×) в пределе слабой связи $\sigma = 0{,}1$.

когда $a \sim 1$ мкм, учет последующих вихрей-изображений при $L > 1$ приводит к росту U_p на $\sim 16\%$ ($L \to \infty$). Таким образом, если за доминирующий принять пиннинговый механизм транспортного критического тока, то полученные результаты отвечают экспериментам [24], в которых показано, что в мелкозернистых ВТСП реализуются критические токи, на порядок большие, чем в образцах с крупными зернами. При этом величина пиннинга U_p тем больше, чем меньше τ. Кроме того, потенциал пиннинга, в рамках нашей модели, на порядок больше энергии АВ в центре ($z_0 = 0$) гранулы [10]. Такое обстоятельство может прямо указывать на возможную схожесть структуры вихревых решеток в нашей модели и в пленке, находящейся в параллельном магнитном поле [25], где в полях $H \geq H_{c1}(d)$ ($d < \lambda$, здесь d — толщина пленки, λ — лондоновская глубина проникновения) вихри располагаются в ряд в центре пленки. И далее, с повышением поля, структура решетки преобразуется в треугольную.

На рис. 4 представлены результаты численного исследования (20) — зависимость энергии пиннинга от приведенного поля $H_y^{\text{app}}/H_{c1}(\infty)$ при $L \to \infty$ для значений параметра связи между зернами $\sigma = 0{,}1$ и 10, а также (на вставке) значений параметра анизотропии $\eta = 0{,}8$; 1,0 и 1,8. Как видно на рисунке, в пределе сильной межгранульной связи U_p спадает более резко с ростом поля, чем в пределе слабой связи. На вставке показана зависимость U_p от анизотропии в пределе слабой связи $\sigma = 0{,}1$. Легко видеть, что по мере увеличения η потенциал пиннинга уменьшается.

Таким образом, потенциал пиннинга — функция многих параметров: $U_p = U_p(H, \tau, \sigma, \eta, L)$. Подход, развитый в настоящей работе, может быть применен в модифицированном виде как к сильносвязанным (MgB_2), так и слабосвязанным ВТСП материалам, а также для исследования магнитных и транспортных свойств сверхпроводников с широким спектром размеров зерен и анизотропии.

Следует заметить, что, когда лоренцева сила, действующая на АВ во внешнем магнитном поле, вызывает движение вихря, магнитные свойства сверхпроводника становятся обратимыми. Поэтому линия необратимости на H–T-фазовой диаграмме может быть получена из рассмотрения H–T-зависимости энергии пиннинга U_p.

3.2. Критическая плотность тока

В отличие от массивных нетекстурированных керамических сверхпроводников полевая зависимость плотности критического тока $J_c(H_y^{\text{app}})$ в MgB_2 определяется пиннигом, а не характеристиками слабых связей. Подобно ВТСП материалам, пиннинг в MgB_2 сильно зависит от поля, являясь незначительными в слабых полях и образуя линию депиннинга в полях, близких к H_{c2}. Используя соотношение (20), найдем выражение для $J_c(H_y^{\text{app}})$ в области полей вблизи H_{c1}. На АВ единичной длины со стороны тока действует сила [26]

$$F_L = J/c. \tag{21}$$

Считая, что сила F_L в критическом состоянии уравновешивается силой пиннинга, $F_p = F_L$, получаем

$$F_p(H) = \frac{\Phi_0}{c} J_c(H). \quad (22)$$

В этом выражении сила пиннинга F_p определяется изменением энергии пиннинга на расстояниях масштаба ξ_c (ξ_c — изменение параметра порядка на границе гранулы) следующим образом: $F_p = U_p/\xi_c$. Таким образом, локальная критическая плотность тока — функция внешнего поля H_y^{app} и расстояния от поверхности: $J_c(H_y^{\text{app}}, x_0, L) = (c/\Phi_0\xi_c)U_p(H_y^{app}, x_0, L)$. Усредняя ток по проводящему сечению, получаем выражение для внутригранульной плотности критического тока:

$$J_c(H_y^{\text{app}}, L) = \frac{c}{\Phi_0 \lambda_{ab} \xi_c} \int_0^{\lambda_{ab}} U_p(H_y^{app}, x_0, L)\, dx_0. \quad (23)$$

На рис. 5 приведены результаты расчетов полевой зависимости J_c для параметра связи $\sigma = 0{,}1$, когда $L \to \infty$ при различных значениях η и τ. Как видно на основной части рисунка, в пределе больших размеров зерен ($\tau = 10$) величина J_c практически не зависит от η, тогда как в пределе малых зерен ($\tau = 0{,}1$) J_c спадает с уменьшением η. На вставке показана качественная зависимость $J_c(H_y^{\text{app}})$ для параметров связи $\sigma = 0{,}1$ и 10, а также для характерного размера зерна $\tau = 0{,}1$ и 10. Сплошная и пунктирная линии соответствуют пределу больших и малых зерен соответственно. Прежде всего, видны два экстремальных токовых состояния: $\sigma = 0{,}1$, $\tau = 10$ (кривая *1*) и $\sigma = 10$, $\tau = 0{,}1$ (кривая *4*), которые соответствуют наибольшему и наименьшему значениям J_c для данного η. В полях $H_y^{\text{app}} \approx 3{,}3H_{c1}$ токовые состояния с $\sigma = 0{,}1$ и 10 практически неразличимы в пределе малых (кривые *3* и *4*) и больших (кривые *1* и *2*) размеров зерен. Таким образом, в полях приблизительно равных $3{,}3H_{c1}$ величина J_c зависит в основном от размеров зерен и практически не зависит от интенсивности связи между зернами σ. Однако в полях $H_y^{\text{app}} >> 3{,}3H_{c1}$ возможна ситуация, когда мелкозернистые структуры имеют большие J_c, чем крупнозернистые (кривые *2* и *3*). На рисунке видно, что самый крутой спад J_c характерен для мелкозернистых сильносвязанных структур (кривая *4*).

На вставке показано, что расчетная величина $J_c \sim 10^6$ А/см^2. Однако из экспериментальных результатов следует, что $J_c \sim 10^5$ А/см^2 при $T \sim 10$ К. Расхождение может быть обусловлено тем, что на границах зерен потенциал пиннинга имеет коллективную природу. Это должно понижать величину J_c. Таким образом, расчетная величина J_c удовлетворительно описывает основные черты транспорта в поликристаллических сверхпроводниках. Это прямо указывает, что границы зерен — определяющий фактор транспортных свойств. Границы зерен «прикрепляют» к себе АВ, создавая центры пиннинга. Зависимость от анизотропии существенна. Таким образом, чтобы оптимизировать технологический процесс получения материалов с большими J_c, может быть использована техника текстурирования.

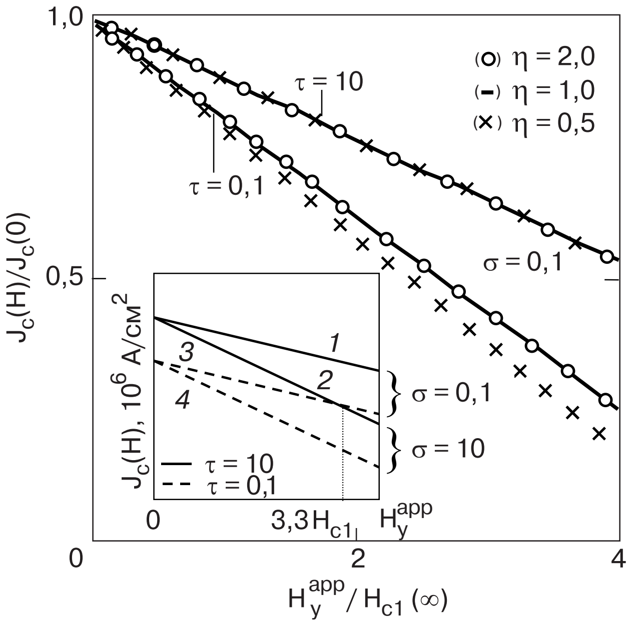

Рис. 5. Полевая зависимость плотности критического тока J_c для различных значений параметра анизотропии $\eta = 0{,}5$, 1,0 и 2,0 при $\sigma = 0{,}1$, $\tau = 0{,}1$ и 10, а $L = 1$. На вставке показана полевая зависимость J_c для значений связи между зернами $\sigma = 0{,}1$ и 10. Сплошная и пунктирная линии отвечают случаю больших ($\tau = 10$) и малых ($\tau = 0{,}1$) гранул соответственно.

Следует заметить, что при рассмотрении вопроса о внутригранульной плотности критического тока, мы полагали, что на зерно приходится один центр пиннинга. Иными словами, исследовали транспортные свойства, задаваемые элементарной вихревой силой пиннинга F_p^i. Однако в реальных материалах потенциал пиннинга U_p представляет собой суммарную энергию центров пиннинга: $U_p = \sum_i U_p^i$ (или плотности вихрей на границах зерен n_p) [27], т.е. $U_p \propto n_p \propto H_y^{\text{app}}$. Принимая во внимание, что $J_c \propto U_p \propto n_p$, можно заключить, что, как только внешнее магнитное поле увеличивается, возрастает количество АВ и, следовательно, плотность центров пиннинга [28]. Таким образом, с ростом поля J_c определяется пиннингом на множестве дефектов, которые удерживают большие значения тока вплоть до сильных полей. В области полей $H_{c1} << H << H_{c2}$ каждая вихревая нить связана с вихревой решеткой, что должно увеличить U_p. Поэтому ослабевают зависимость U_p от H и, следовательно, $J_c(H)$, что видно из экспериментальных результатов по транспортным измерениям.

4. Выводы

Полученные результаты показывают, что границы гранул играют существенную, если не доминантную роль в формировании магнитных и транспортных свойств в поликристаллических сверхпроводниках в магнитных полях H близких к H_{c1}. Очевидно, роль границ будет значительна и в керамических, и в монокристаллических ВТСП. Характерный размер гранул τ, интенсивность связи между гранулами σ, анизотропия η и степень «зеркальности» материала формируют потенциальный барьер, препятствующий как входу вихревой нити в материал, так и ее выходу и могут усиливать или ослаблять поверхностный барьер Бина—Ливингстона. Эти параметры должны быть приняты во внимание при реалистическом рассмотрении вопросов о магнитном поле вхождения первого вихря H_p, нижнего критического поля H_{c1}, гистерезисных явлений, а также потенциала пиннинга и внутригранульной плотности критического тока J_c. Результаты работы могут быть использованы при рассмотрении вопроса об устойчивости решетки вихрей, а также при изучении фазового вихревого перехода Березинского—Костерлица—Таулесса. На основе рассмотренной модели можно объяснить разницу в транспортном поведении различных образцов со слабосвязанной джозефсоновской структурой (ВТСП) и сильносвязанных материалов (MgB_2, LiBC) с различной степенью дисперсности и анизотропии. Немаловажна в этих вопросах и степень «зеркальности» материалов, поскольку из полученных результатов прямо следует такая зависимость критических параметров в случае мелкозернистых образцов.

Автор глубоко признателен А.И. Дьяченко, Ю.В. Медведеву и А.А. Абрамову за полезные обсуждения результатов данной работы.

1. E.H. Brandt, *Phys. Rev.* **B60**, 11939 (1999).
2. E.H. Brandt, *ФНТ* **27**, 980 (2001).
3. L. Burlachkov, *Phys. Rev.* **B47**, 5830 (1993).
4. I.L. Maksimov and A.E. Elistratov, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 1650 (1998).
5. И.Л. Максимов, Г.М. Максимова, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 405 (1997).
6. S. Senoussi, *J. Phys. III* (*France*) **2**, 1041 (1992).
7. M. Konczykowski, L.I. Burlachkov, Y. Yeshurun, and F. Holtzberg, *Phys. Rev.* **B43**, 13707 (1991); C.P. Bean and J.D. Livingston, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 14 (1964).
8. A.V. Kuznetsov, D.V.Eremenko, and V.N. Trofimov, *Phys. Rev.* **B59**, 1507 (1999).
9. E. Zeldov, A.I. Larkin, V.B. Geshkenbein, M. Konczykowski, D. Majer, B. Khaykovich, V.M. Vinokur, and H. Shtrikman, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1428 (1994).
10. Л.В. Белевцов, *ФНТ* **31**, 155 (2005).
11. Ф. Морс, Г. Фешбах, *Методы теоретической физики*, изд-во иностр. лит., Москва (1960), гл. 10.
12. J. Pearl, *Appl. Phys. Lett.* **5**, 65 (1964).
13. P.G. de Gennes, *Solid State Commun.* **3**, 127 (1965).
14. M. Pissas, E. Moraitakis, D. Stamopoulos, G. Papavassilio, V. Psycharis, and S. Kountandos, *cond-mat/0108153* **v1**, Preprint 2001.
15. Л.Г. Мамсурова, К.С. Пигальский, А.В. Шляхтина, Л.Г. Щербакова, *ФНТ* **18**, 238 (1992).
16. Yu.M. Ivanchenko, L.V. Belevtsov, Yu.A. Genenko, and Yu.V. Medvedev, *Physica* **C193**, 291 (1992).
17. А. Кэмпбелл, Дж. Ивется, *Критические токи в сверхпроводниках*, Мир, Москва (1975).
18. P. Singha Deo, V.A. Schweigert, and F.M. Peeters, *Phys. Rev.* **B59**, 6039 (1999).
19. P. Singha Deo, F.M. Peeters, and V.A.Schweigert, *Superlattices and Microstructure* **25**, 1195 (1995).
20. П. Де Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, Мир, Москва (1968).
21. W.H. Kleiner, L.M. Roth, and S.H. Autler, *Phys. Rev.* **A133**, 1226 (1964).
22. B.A. Glowacki, M. Majoros, M. Vickers, J.E. Evetts, Y. Shi, and I. McDougall, *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 193 (2001).
23. J.R. Clem, in: *Proceeding of 13th Conference on Low Temperature Physics* (LT13), K.D. Timmerhaus, W.J. O'Sullian, and E.F. Hammel (eds.), Plenum, New York (1974), Vol. 3, p. 102.
24. А.С. Красильникова, Л.Г. Мамсурова, Н.Г. Трусевич, А.В. Шляхтина, Л.Г. Щербакова, *ФНТ* **18**, 302 (1992).
25. S.H. Brongersma, E. Verwej, N.J. Koeman, D.G. de Groot, and R. Griessen, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2319 (1993).
26. В.В. Шмидт, Г.С. Мкртчян, *УФН* **112**, 459 (1974).
27. N.-C. Yeh, *Phys. Rev.* **B40**, 4566 (1989).
28. E.H. Brandt and U. Essmann, *Phys. Status Solidi* B**144**, 13 (1987).

Interaction of Abrikosov vortex with grain boundaries near H_{c1}. II. Magnetic and transport properties of HTSC polycrystalls

L.V. Belevtsov

Using the results of Abrikosov vortex energy distribution in the vortex-laminar model of polycrystalline superconductor [L.V. Belevtsov, *Low Temp. Phys.* **31**, 116 (2005)], the magnetic and transport properties were investigated theaeretically. It is shown that these properties depend strongly on grain size, grain-coupling strength, anisotropy ratio and «surface smoothness» of materials. The first flux entry field H_p, the lower critical field H_{c1} and the Gibbs free energy as well as the field dependences of magnetization $M(H)$, pinning potential $U_p(H)$ and critical current density $J_c(H)$ near H_{c1} are calculated. The vortex-vortex interaction energy is also determined.