Физика низких температур, 1995, т. 21, № 1, с. 38–44 УДК 538.945

Намагниченность мелкозернистого YBaCuO вблизи первого критического поля

А. С. Красильников, Л. Г. Мамсурова, Н. Г. Трусевич, Л. Г. Щербакова

Институт химической физики им. Н. Н. Семенова, Россия, 117977, г. Москва, ул. Косыгина, 4

К. К. Пухов

Институт общей физики РАН, Россия, 117333, г. Москва, ул. Вавилова, 38

Статья поступила в редакцию 27 июня 1994 г.

Экспериментально показано, что при температурах вблизи T_c для мелкозернистых ВТСП YBaCuO наблюдаются изменения в поведении намагниченности $M(H)$, когда размеры зерен D сравнимы с глубиной проникновения магнитного поля λ. В рамках модели, учитывающей как взаимодействие вихрей друг с другом, так и взаимодействие вихрей с поверхностью зерен, проведено теоретическое рассмотрение начального формирования вихревой структуры в образцах с характерным размером $D \sim \lambda$. Рассчитаны поля образования первых семи вихрей и получены расчетные кривые $M(H)$ для разных соотношений D/λ. Показано, что при $D \sim \lambda$ значительно увеличиваются поля образования не только первого, но и последующих вихрей, что и объясняет особенности на экспериментальных кривых $M(H)$ для мелкозернистых ВТСП.

Експериментально показано, що при температурах поблизу T_c для дрібнозернистих ВТНП YBaCuO спостерігаються зміни в поведінці намагніченості $M(H)$, коли розміри зерен D порівняні з глибиною проникнення магнітного поля λ. В рамках моделі, яка враховує як взаємодію вихорів один з одним, так і взаємодію вихорів з поверхнею зерен, проведено теоретичний розгляд початкового формування вихоровій структури в ВТНП з характерним розміром $D \sim \lambda$. Розраховано поля утворення перших семи вихорів і одержано розрахункові криві $M(H)$ для різних співвідношень D/λ. Показано, що при $D \sim \lambda$ значно збільшуються поля утворення першого і послідовних вихорів, що і пояснює особливості на кривих $M(H)$ для дрібнозернистих ВТНП.

Введение

Известно, что в классических сверхпроводниках II рода соизмеримость хотя бы одного из линейных размеров образца с лондоновской глубиной проникновения магнитного поля λ приводит к существенному изменению параметров вихревой структуры [1]. В частности, магнитный поток вихревой нити оказывается не равным кванту магнитного потока Φ_0, заметно увеличивается первое критическое поле H_{c1} в таких объектах. В работе [2] на примере длинного цилиндра из сверхпроводника II рода было продемонстрировано, в какой степени размерный фактор (соотношение диаметра цилиндра и глубины проникновения) может сказываться не только на величине H_{c1}, но и на значениях критических полей образования последующих трех вихрей.

В мелкозернистых поликристаллических ВТСП со средними размерами зерен около 1 мкм также можно ожидать изменений в поведении магнитных характеристик (особенно при температурах вблизи T_c) вследствие того, что размеры зерен оказываются соизмеримыми с λ.

К настоящему времени имеется лишь незначительное число работ, посвященных этой теме. Некоторые аспекты проблемы образования и захвата вихревой нити в изолированных ВТСП частицах малого размера рассмотрены в [3,4]. В [5] экспериментально наблюдали увеличение H_{c1} почти вдвое в мелкозернистых плотноспеченных поликристаллических образцах YBaCuO с узким распределением частиц по размерам.

В настоящей работе подробно исследованы особенности формирования начальной вихревой структуры в мелкозернистых поликристаллических ВТСП. Получены оценки для значений критических магнитных полей образования не только первого, но и последующих семи вихрей для YBaCuO в зависимости от величины соотношения размеров зерна D и λ. Как будет показано, экспериментально наблюдаемые полевые зависимости намагниченности $M(H)$ мелкозернистых поликристаллических ВТСП YBaCuO в области высоких температур весьма чувствительны к размерному фактору.

© А. С. Красильников, Л. Г. Мамсурова, Н. Г. Трусевич, Л. Г. Щербакова, К. К. Пухов, 1995

Образцы и методы исследования

Образцы $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ приготовляли из смеси оксидов Y_2O_3, CuO и BaO_2, подвергнутой предварительной механической активации по методике, подробно описанной в [6].

Рентгеновские исследования показали, что образцы являются строго однофазными, имеют орторомбическую структуру. Степень ромбического искажения кристаллической ячейки $(b - a)/(b + a)$ составляет величину 0,0084. Температура сверхпроводящего перехода T_c исследованных образцов соответствовала 91,5 К.

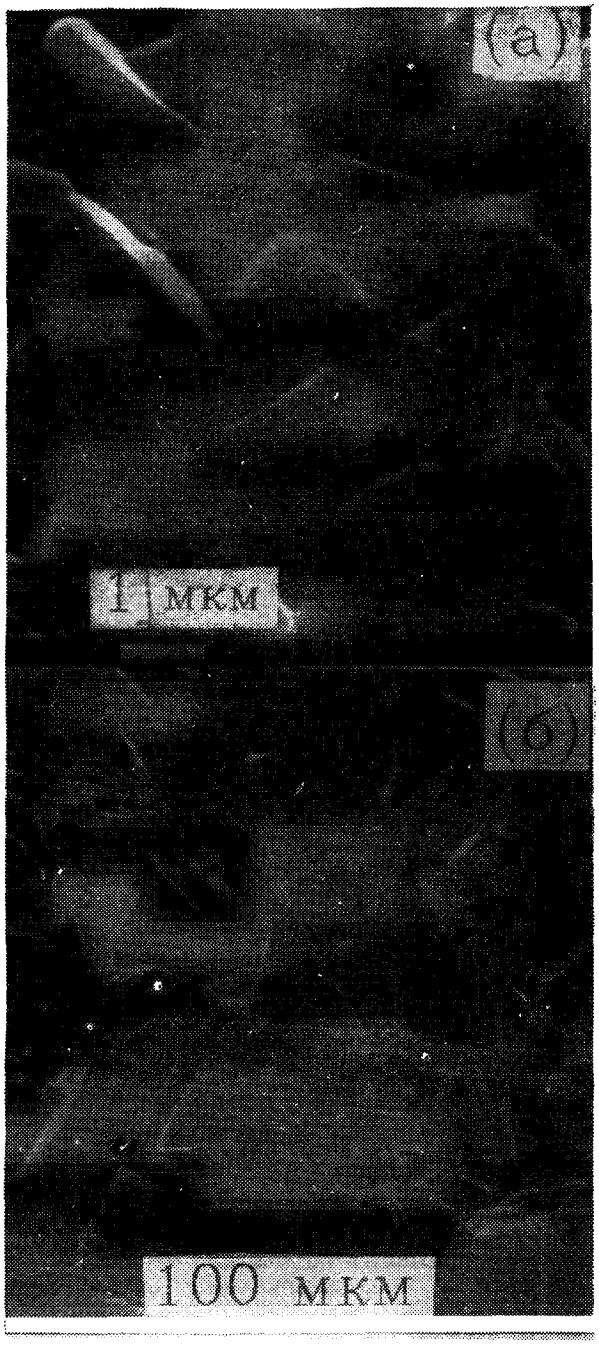

Рис. 1. Микрофотография исследуемых образцов: мелкозернистый (*а*), крупнозернистый (*б*).

На рис. 1,*а* представлена микрофотография мелкозернистого образца, полученная методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) на микроскопе JSM-25S-11 «JEOL». Как видно из микрофотографии, образец характеризуется высокой степенью однородности по размерам зерен. Гистограмма распределения частиц по размерам для данного мелкозернистого образца свидетельствует о том, что большая часть зерен имеет размеры D от 0,5 до 3 мкм (рис. 2,*а*). (В качестве размера D на рис. 2 приведен диаметр круга, имеющего площадь, равную площади изображения зерна на микрофотографии.) Средний размер зерна в таком образце составляет величину от 1,4 до 1,8 мкм в зависимости от способа ее определения. Для сравнения исследовался также крупнозернистый образец того же состава (рис. 1,*б*). Для него средний размер зерна $\langle D \rangle$ составляет величину около 45 мкм (рис. 2,*б*).

Следует отметить, что оба образца имеют чрезвычайно высокую плотность, равную 92% (мелкозернистый образец) и 95% (крупнозернистый образец) от рентгеновской. Погрешность измерения плотности не превышала 1%.

Измерения намагниченности проводили весовым методом Фарадея на установке фирмы «Oxford Instruments». Образцы готовились в форме цилиндров диаметром около 1 мм и длиной примерно 8 мм, ориентированных вдоль магнитного поля, что позволяло не учитывать размагничивающий фактор образцов.

Образцы охлаждались в нулевом магнитном поле, измерения производились как при увеличении, так и при уменьшении магнитного поля в диапазоне от 0 до 6 кЭ.

Результаты и обсуждение

На рис. 3 представлены экспериментальные зависимости $M(H)$ двух исследованных образцов, полученные при температуре $T = 85$ К.

Высокая температура была выбрана с целью исключения влияния межзеренных токов и уменьшения влияния внутризеренного пиннинга на величину намагниченности. Действительно, проведенные нами измерения $M(H)$ на образцах различного диаметра показали отсутствие зависимости величины $M(H)$ от диаметра образца в полях $H > 20$ Э при температурах $T \geq 85$ К. Учитывая также то, что наблюдавшиеся при $T < 78$ К характерные особенности на кривой $M(H)$, вызванные межзеренными токами, при температурах 85 К и выше выражены чрезвычайно слабо (только при $H < 20$ Э), вклад в намагниченность от межзерен-

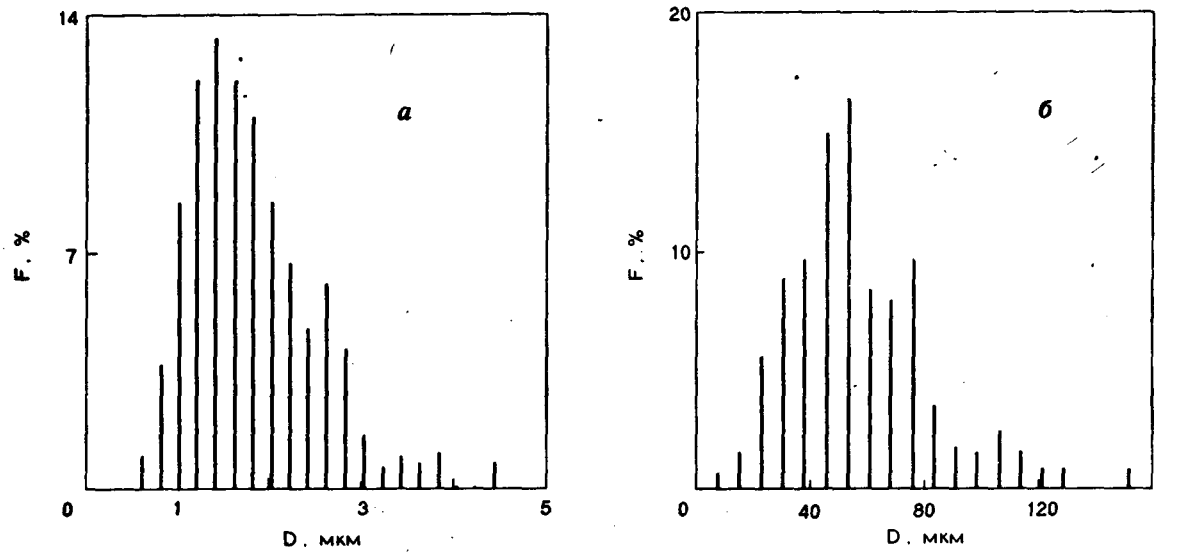

Рис. 2. Гистограммы распределения частиц по размерам для мелкозернистого (*а*) и крупнозернистого (*б*) образцов.

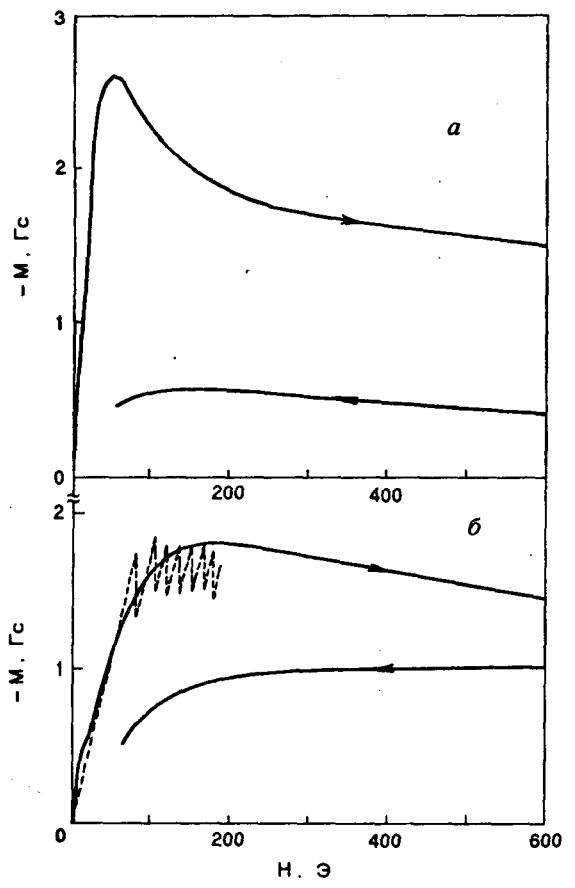

Рис. 3. Зависимости намагниченности M (в расчете на единицу объема зерен) от магнитного поля H при $T = 85$ К (стрелки показывают направление изменения поля): крупнозернистый образец (*а*); мелкозернистый образец (*б*); сплошные кривые — эксперимент, пунктир — расчет по формуле (7) при $D/\lambda = 3{,}6$.

ных токов в рассматриваемых условиях можно считать пренебрежимо малым.

Принимая во внимание отсутствие каких-либо следов посторонних фаз и высокую степень раскристаллизованности образцов (согласно данным рентгенофазового анализа), мы полагаем, что объем «межзеренной среды» сводится лишь к объему пор (5 и 8%). В соответствии с этим, во все экспериментальные зависимости $M(H)$ внесена поправка на пористость и значения намагниченности приведены в расчете на единицу объема зерен.

Из рис. 3 видно, что зависимости $M(H)$, полученные при $T = 85$ К для крупнозернистого и мелкозернистого образцов во многом различаются. Во-первых, для мелкозернистого образца наклон начального линейного участка зависимости $M(H)$ существенно меньше, чем для крупнозернистого. Это связано с увеличением объемной доли образца с проникшим внутрь зерен на глубину порядка λ магнитным полем, меньшим чем H_{c1}. Во-вторых, величина внешнего поля H^{max}, при котором кривая $M(H)$ достигает своего максимума, значительно превышает соответствующую величину для крупнозернистого образца (≈ 150 и ≈ 50 Э соответственно). Заметим, что полученные на основе модели Бина оценки показывают, что, в то время как для крупнозернистого образца наблюдается согласие между размахом магнитного гистерезиса и величиной H^{max}, для мелкозернистого образца такое соответствие отсутствует. Указанное несоответствие становится совершенно очевидным при еще более высокой температуре ($T = 90$ К), когда зависимость $M(H)$ близка к обратимой (рис. 4). Видно, что при повышении температуры величина поля достижения максимума H^{max} остается практически неизменной, а размах гистерезиса умень-

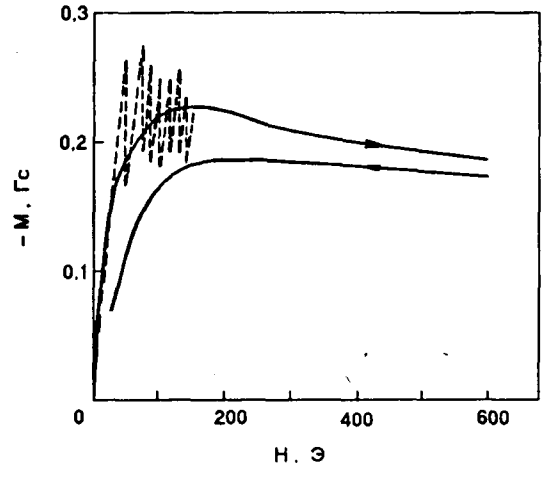

Рис. 4. Зависимости намагниченности M (в расчете на единицу объема зерен) от магнитного поля H при $T = 90$ K для мелкозернистого образца: эксперимент — сплошные кривые (стрелки показывают направление изменения поля); расчет по формуле (7) при $D/\lambda = 1{,}5$ — пунктир.

шается более чем на порядок. Отсюда следует, что положение максимума на кривых $M(H)$ при высоких температурах определяется не внутризеренным пиннингом, а, скорее, связано с особенностями обратимой части кривой намагниченности.

В связи с этим представляет интерес сравнить экспериментальную кривую $M(H)$ при температурах 85–90 K с расчетной кривой обратимой намагниченности для сверхпроводника II рода с тем же соотношением характерного размера зерен и глубины проникновения, что и для мелкозернистого образца.

Для расчета обратимой кривой намагниченности плотных мелкозернистых поликристаллических образцов воспользуемся предложенной в [7] моделью, в которой поликристалл представляется в виде набора бесконечных цилиндров диаметром D (D порядка среднего размера зерна в образце), находящихся во внешнем поле H и ориентированных вдоль него. В качестве лондоновской глубины проникновения λ будем использовать эффективную величину λ_{eff}, учитывающую анизотропию λ реального ВТСП [8,9].

На первый взгляд, данная модель представляет собой значительное упрощение реальной ситуации, поскольку в действительности зерна имеют линейные размеры, сопоставимые в разных кристаллографических направлениях. Для такой системы может встать вопрос о неопределенности значения магнитного поля, в котором находится каждое зерно, и об учете размагничивающего фактора зерен. Однако, как показано в ряде работ (см., например, [10,11]), для керамических ВТСП с высокой плотностью ($\rho > 85\%$ от рентгеновского значения) размагничивающий фактор зерен не сказывается на эффективном размагничивающем факторе образца, и в этом случае аппроксимация образца набором бесконечных цилиндров уже не кажется слишком грубой. А в условиях таких полей и температур, при которых межзеренные токи отсутствуют, мы вправе полагать, что среднее поле, в котором находятся отдельные зерна с $D \sim \lambda$, равно значению поля вблизи боковой поверхности длинного цилиндрического образца и значению внешнего поля H_0. Применительно к реальной ситуации можно считать, что каждый гипотетический цилиндр образован стопкой зерен и находится в поле H_0. Другими словами, мы, так же как и в [5], полагаем, что стопка зерен, выделенная в направлении магнитного поля, с точки зрения динамики проникновения вихря может играть роль сплошного цилиндра.

Для начального участка зависимости $M(H)$ ($H < H_{c1}$), когда вихри магнитного потока в образце отсутствуют, в рамках указанной модели длинных цилиндров имеем [7]

$$\frac{dM}{dH} = -\frac{1}{4\pi}\left[1 - 2\frac{\lambda_{\text{eff}} I_1(R_0/\lambda_{\text{eff}})}{R_0 I_0(R_0/\lambda_{\text{eff}})}\right], \qquad (1)$$

где $I_0(R_0/\lambda_{\text{eff}})$, $I_1(R_0/\lambda_{\text{eff}})$ — модифицированные функции Бесселя; $R_0 = D/2$ — радиус цилиндров.

В случае крупных зерен ($D >> \lambda$) выражение (1) дает $dM/dH \approx -1/4\pi$, что соответствует экспериментальным данным. (Заметим, что это соответствие является дополнительным косвенным свидетельством того, что размагничивающий фактор зерен может не учитываться.) Для исследованного мелкозернистого образца сопоставление (1) с экспериментальными величинами наклона начального участка dM/dH (рис. 3,*б* и 4) дает значение $D/\lambda_{\text{eff}} = 3{,}6$ и $1{,}5$ при $T = 85$ и 90 K соответственно, что при $\langle D \rangle \approx 1{,}6$ мкм (согласно данным электронной микроскопии) приводит к оценкам величин $\lambda_{\text{eff}}(85\text{ K}) = 0{,}44$ мкм и $\lambda_{\text{eff}}(90\text{ K}) = 1{,}05$ мкм. Эти оценки вполне соответствуют литературным данным (см., например, [12]) с учетом известной температурной зависимости

$$\lambda(T) = \lambda(0)[1 - (T/T_c)^4]^{-1/2}. \qquad (2)$$

Для области более высоких полей, когда в цилиндр диаметром $D \sim \lambda$ входит до четырех абрикосовских вихрей, расчет намагниченности $M(H)$ был проделан в работе [2] применительно к классическим сверхпроводникам II рода. Нами были проведены расчеты, аналогичные сделанным в [2], для случая первых семи вихрей с использованием величины параметра Гинзбурга—Ландау $\kappa = \lambda/\xi = 100$ для разных значений отношения D/λ, где ξ — длина когерентности.

Следует заметить, что учет взаимодействий вихря с поверхностью приводит к образованию поверхностного барьера Бина—Левингстона [13], который может существенно сказываться на величинах полей проникновения первых вихрей. Однако в данной задаче, принимая во внимание произвольность формы зерен и их дефектность, мы не задавались вопросом, как вихри преодолели барьер, а определяли термодинамическую выгодность той или иной конфигурации, сопоставляя термодинамический потенциал Гиббса в состояниях с разным количеством вихрей.

Энергия Гиббса, приходящаяся на единицу длины цилиндра радиусом R_0, вычислялась следующим образом:

$$G^{(N)} = \frac{\Phi_0}{8\pi}\sum_i^N b_v(r_i) + F_L - \frac{H_0}{4\pi}\sum_i^N \Phi_v(r_i) - U_L\,, \tag{3}$$

где

$$b_v(r_i) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2}\left\{K_0(\kappa^{-1}) - 0{,}383 + \sum_{j\neq 1}^{N} K_0(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|) - \right.$$

$$\left. - \sum_j^N \left[\frac{K_0(R_0)}{I_0(R_0)} I_0(r_i) I_0(r_j) + 2\sum_{n=1}^{\infty} \frac{K_n(R_0)}{I_n(R_0)} I_n(r_i) I_n(r_j) \cos n(\varphi_i - \varphi_j)\right]\right\}, \tag{4}$$

$$F_L = \frac{1}{2} U_L = H_0^2 R_0 \lambda^2 \frac{I_1(R_0)}{4 I_0(R_0)}\,, \tag{5}$$

$$\Phi_v(r_i) = \Phi_0\left[1 - \frac{I_0(r_i)}{I_0(R_0)}\right]. \tag{6}$$

Здесь H_0 — внешнее магнитное поле; Φ_0 — квант магнитного потока; N — количество вихрей в цилиндре; r_i, φ_i — координаты i-го вихря в плоскости сечения; R_0 — радиус цилиндра (r_i и R_0 измеряются в единицах λ); I_n, K_n — модифицированные функции Бесселя.

Первый член в (3) представляет свободную энергию вихрей в цилиндре, F_L — свободная энергия цилиндра во внешнем поле, но без вихрей, третий член дает вклад в энергию Гиббса от суммарного магнитного потока вихрей, четвертый — вклад в $G^{(N)}$ от проникшего на глубину λ внешнего поля. Выражение (4) описывает поле в коре вихря: первые два слагаемых — собственное поле вихря, третий член — поле от других вихрей, четвертый описывает искажение поля вихря вследствие близости поверхности и необходимости обеспечить граничное условие $b_v(r_i)\big|_\sigma = 0$ на цилиндрической поверхности σ. Выражение (6) — поток вихря в сверхпроводящем цилиндре радиусом R_0.

Минимизируя $G^{(N)}$ по положению вихрей, можно найти координаты вихрей при заданных N и H_0. Поле образования N-го вихря определялось как поле, при котором величина $G^{(N)}_{\min}$ становится равной величине $G^{(N-1)}_{\min}$.

В общем виде задача требует минимизации по большому числу параметров (все координаты вихрей). Поэтому учет большого числа вихрей в зерне делает задачу технически трудно выполнимой. Нами были рассчитаны случаи вплоть до первых семи вихрей ($N = 7$), причем за основу были взяты высокосимметричные конфигурации (рис. 5,*а*), требующие минимизации только по одному параметру. Было проверено, что альтернативные высокосимметричные конфигурации (рис. 5,*б*) обладают бо́льшими $G^{(N)}_{\min}$, чем конфигурации, представленные на рис. 5,*а*. Следует отметить, что при $N \geq 4$ более выгодными могут оказаться и низкосимметричные конфигурации (см., например, рис. 5,*в*), однако расчет таких конфигураций существенно сложнее, и мы надеемся, что различия в $G^{(N)}_{\min}$ высоко- и низкосимметричных конфигураций не слишком велики и не превышают ошибок, вносимых моделью.

Зная координаты вихрей и поля их образования, в соответствии с [2] можно рассчитать намагниченность:

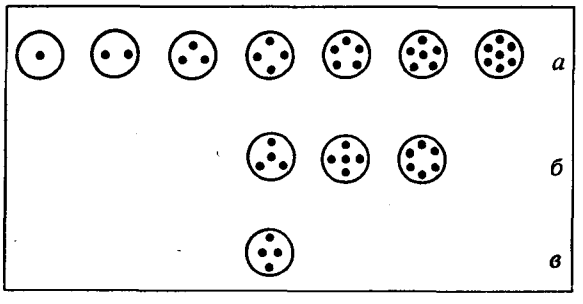

Рис. 5. Возможные конфигурации вихрей в цилиндре: высокосимметричные конфигурации (*а*, *б*), низкосимметричные конфигурации (*в*).

$$M = \frac{1}{4\pi} \times$$

$$\times \left[\frac{\Phi_0}{\pi R_0^2 \lambda^2} \sum_i^N \left(1 - \frac{I_0(r_i)}{I_0(R_0)} \right) + H_0 \frac{2I_1(R_0)}{R_0 I_0(R_0)} - H_0 \right], \quad (7)$$

где первое слагаемое описывает вклад в магнитный момент от образовавшихся вихрей, а второе — проникновение поля с поверхности на глубину порядка λ. Видно, что в случае отсутствия вихрей выражение (7) переходит в (1).

Результаты проведенного нами расчета намагниченности $M(H)$ для различных соотношений D/λ при $\kappa = 100$ приведены на рис. 6. Для сравнения на том же рисунке представлена известная зависимость $M(H)$ для сверхпроводника II рода с линейными размерами, много большими λ, полученная минимизацией по индукции B энергии Гиббса для треугольной вихревой решетки:

$$G = \frac{B}{4\pi} \times$$

$$\times \left[H_{c1}^{\infty} - H_0 + \frac{3\Phi_0}{2\pi\lambda^2} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} K_0(d\sqrt{n^2+nm+m^2}\,/\lambda) \right], \quad (8)$$

где постоянная решетки d связана с индукцией B соотношением $d^2 = 2\Phi_0/\sqrt{3}B$, а

$$H_{c1}^{\infty} = (\Phi_0/4\pi\lambda)^2(\ln\kappa + 0{,}5) \ .$$

Из рис. 6 видно, что поле образования первого вихря в цилиндре значительно, в некоторых случаях (см., например, кривую *5*) почти на порядок, превышает первое критическое поле бесконечного образца H_{c1}^{∞}. При этом для образования каждого последующего вихря требуется значительное увеличение приложенного поля. Так, например, при $D/\lambda = 3$ (кривая *4*) поле образования первого вихря $H^{(1)} = 2{,}5H_{c1}^{\infty}$, а поле образования седьмого составляет уже $H^{(7)} = 5{,}8H_{c1}^{\infty}$, что коренным образом отличается от ситуации, реализующейся в случае сверхпроводника с большими линейными размерами.

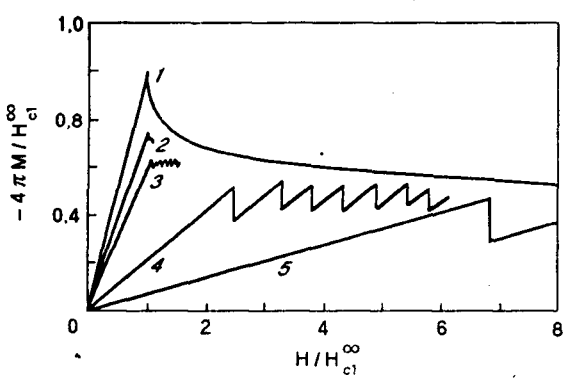

Рис. 6. Расчетные кривые намагниченности цилиндра из сверхпроводника II рода для различных отношений диаметра цилиндра и лондоновской глубины проникновения D/λ: ∞ (*1*); 14 (*2*); 8 (*3*); 3 (*4*); 1,5 (*5*).

По мере увеличения диаметра цилиндра наклон начального участка кривой $M(H)$ приближается к величине $-1/4\pi$, поля образования первого и последующих вихрей довольно резко уменьшаются, и кривая $M(H)$ постепенно приближается к классической.

Природа наблюдающихся особенностей связана с тем, что в случае сопоставимых с λ размеров зерен (или диаметра цилиндра в нашей модели), близость абрикосовского вихря к поверхности приводит к изменению потока вихря и поля, действующего на него, что, в свою очередь, увеличивает энергию Гиббса по сравнению со случаем удаленной границы. Эта же причина в сочетании с наличием в зерне малого размера уже возникших вихрей приводит к тому, что поле образования каждого последующего вихря заметно превышает поле образования предыдущего.

Сопоставим экспериментальные данные, приведенные на рис. 3,*б* и 4 с расчетными для тех значений отношения D/λ_{eff}, которые свойственны данному образцу. Эти значения D/λ_{eff} были определены выше из сравнения наклона начального участка кривых $M(H)$ и формулы (1) и оказались равными 3,6 и 1,5 при $T = 85$ и 90 K соответственно. Средний размер $\langle D \rangle$ полагался, по-прежнему, равным 1,6 мкм в соответствии с данными СЭМ.

Из рис. 3,*б* и 4 видно, что применяемая модель хорошо описывает особенности поведения кривой $M(H)$ плотного мелкозернистого керамического образца. Скачки момента, обусловленные проникновением очередного вихря в цилиндр, очевидно должны сгладиться, если учесть разброс по размерам зерен реального образца, и сглаженная таким образом кривая будет обладать широким максимумом, смещенным в область высоких полей, что соответствует экспериментальным данным.

Важно отметить, что переход от $T = 85$ K к $T = 90$ K сопровождается изменением экспериментальных величин моментов на порядок. В расчетных же кривых, представленных на рис. 3,*б* и 4, зависимость от температуры содержится лишь в изменении величины λ_{eff}. Какие-либо подгоночные параметры в задаче отсутствуют. Необходимые расчетные значения $M(H)$ при разных температурах, соответствующие экспериментальным данным, обеспечиваются лишь учетом темпера-

турной зависимости λ_{eff}, отвечающей, как уже отмечалось, известному выражению (2).

Выводы

Таким образом, на основе полученных результатов можно сделать вывод, что используемая нами модель, аппроксимирующая плотноспеченный мелкозернистый ВТСП набором ориентированных вдоль поля цилиндров, каждый из которых образован стопкой зерен и имеет диаметр, равный среднему линейному размеру отдельного зерна, является весьма подходящей для описания магнитного поведения мелкозернистых керамических ВТСП образцов.

На основании указанной модели удается получить хорошее согласие между расчетными и экспериментальными кривыми $M(H)$ и описать изменения, происходящие с полевыми зависимостями намагниченности при уменьшении размеров зерен до значений $D \sim \lambda$.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что наблюдающееся экспериментально в мелкозернистых образцах YBaCuO значительное смещение положения максимума на кривой $M(H)$ в область больших полей связано с эффектом увеличения полей образования как первого, так и последующих вихрей, и может быть объяснено искажением поля вихрей вблизи границы в зернах малого размера $D \sim \lambda$.

Авторы благодарят А. А. Вишнева и А. В. Шляхтину за приготовление образцов, В. П. Олешко за исследование образцов на электронном микроскопе.

Работа поддерживается Научным Советом по проблеме ВТСП и выполнена в рамках проекта № 93112 Государственной научно-технической программы «Высокотемпературная сверхпроводимость».

1. А. А. Абрикосов, *ЖЭТФ* 46, 1464 (1964).
2. G. Böbel, *Nuovo Cimento* 38, 1740 (1965).
3. V. Fleishner, E. Lähderanta, R. Laino, and Yu. P. Stepanov, *Physica* C170, 161 (1990).
4. Е. В. Блинов, Л. С. Власенко, Ю. А. Куфаев, Э. Б. Сонин, Ю. П. Степанов, А. К. Таганцев, В. Г. Флейшер, *ЖЭТФ* 103, 617 (1993).
5. Л. Г. Мамсурова, К. С. Пигальский, В. П. Сакун, Л. Г. Щербакова, К. К. Пухов, *СФХТ* 4, 1919 (1991).
6. А. А. Вишнев, Е. Г. Климов, И. В. Колбанев, Л. Г. Мамсурова, А. В. Шляхтина, Л. Г. Щербакова, Н. Н. Олейников, Ю. Д. Третьяков, *СФХТ* 3, 2390 (1990).
7. J. R. Clem, *Physica* C153-155, 50 (1988).
8. A. L. Fetter, *Phys. Rev.* 147, 153 (1966).
9. V. G. Kogan, M. M. Fang, and S. Mitra, *Phys. Rev.* B38, 11958 (1988).
10. S. Senoussi and C. Aguillon, *Europhys. Lett.* 12, 273 (1990).
11. U. Yaron, Y. Kornyushin, and I. Felner, *Phys. Rev.* B46, 14823 (1992).
12. B. Pümpin, H. Keller, W. Kundig, W. Odermatt, I. M. Savic, J. W. Schneider, H. Simmler, and P. Zimmermann, *Phys. Rev.* B42, 8019 (1990).
13. C. P. Bean and J. D. Levingston, *Phys. Rev. Lett.* 12, 14 (1964).

Magnetization of fine-grained YBaCuO near lower critical field

A. S. Krasilnikov, L. G. Mamsurova, N. G. Trusevich, L. G. Scherbakova, and K. K. Pukhov

Drastic changes in the behavior of the experimental magnetization curves of fine-grained YBaCuO are observed at high temperatures where the grain sizes D are comparable with penetration depth λ. Drawing on the analogy between the HTSC samples at high temperature and an isotropic type II superconductor the initiation of a vortex structure in the case of $D \sim \lambda$ is considered on the basis of a model taking into account both vortex-vortex and vortex-surface interactions. The fields of the first seven vortices penetration as well as the magnetization curves $M(H)$ are calculated for a wide range of D/λ ratio. It is shown that the fields of penetration not only of the very first, but also of the following vortices increase considerably as the grain size is decreased down to $D \sim \lambda$. This effect allows us to explain the peculiarities in the experimental curves $M(H)$ of fine-grained HTSC samples.