

# Проникновение магнитного поля в систему слабых связей гранулярного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

© Н.Д. Кузьмичёв

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва,  
430000 Саранск, Россия(Поступила в Редакцию 13 февраля 2001 г.  
В окончательной редакции 30 марта 2001 г.)

Выполнены экспериментальные исследования дифференциальной магнитной восприимчивости  $\chi_d(H)$  поликристаллических образцов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  в полях  $H < 150$  Ое. Определена эмпирическая зависимость  $\chi_d(H)$ . Результаты объясняются на основе модели критического состояния среды Джозефсона с гипервихрями.

Интерес к магнитным свойствам гранулярных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) до сих пор не угасает [1–3]. Это связано не только с их практической значимостью, но и с тем, что в настоящее время нет полной ясности в микроскопической картине проникновения магнитного поля в гранулярный ВТСП. Поликристаллические гранулярные ВТСП, имея джозефсоновские (слабые) связи между гранулами, в малых магнитных полях напряженностью  $H < 10-50$  Ое обладают рядом аномальных свойств (например, одновременно наблюдаемые в эксперименте нелинейность и отсутствие гистерезиса намагниченности в указанной области [4–7]). Данный факт противоречит как эффекту Мейснера (линейная намагниченность), так и различным модификациям модели критического состояния [8] в силу того, что она предполагает гистерезис. Имеются и другие модели магнитных свойств поликристаллических ВТСП, например модели сверхпроводящего стекла [9,10], джозефсоновских петель [4,11,12], но они также неадекватно описывают эксперимент и не разрешают указанных противоречий.

Особенно четко недостатки моделей проявляются при описании спектра гармоник намагниченности, получаемого экспериментально при воздействии на ВТСП модулированного магнитного поля [11,13,14], а также при описании гармоник вольт-амперных характеристик (ВАХ) ВТСП [15,16].

## 1. Образцы и методика эксперимента

Исследуемые поликристаллические образцы  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  ( $\text{YBaCuO}$ ) в виде таблеток (№ 1–3) диаметром  $d \approx 20$  мм и толщиной  $l_1 = 2.4$ ,  $l_2 = 3.4$ ,  $l_3 = 2.1$  мм были приготовлены по обычной керамической методике. Отжиг происходил при температуре  $950^\circ\text{C}$  в атмосфере кислорода. Критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние  $T_c$  полученных образцов была равна 92 К. Приготовленные образцы имели плотность  $\rho_1 = 4.34$ ,  $\rho_2 = 3.80$ ,  $\rho_3 = 2.81$  г/см<sup>3</sup>. В работе использовался компенсационный двухкатушечный метод измерения магнитной восприимчивости [5]. Синусоидальный сигнал с генератора ГЗ-118 (коэффициент гармоник 0.005%) подавался

на входную катушку индуктивности. Выходной сигнал отклика подавался на вход селективного вольтметра. Сигнал отклика можно описать выражением [11,13]

$$\varepsilon(t) = -\mu_0 NS \frac{dM}{dt}. \quad (1)$$

Здесь  $M = (1/V) \int_V M dV$  — намагниченность, усредненная по объему образца  $V$ ;  $S$  — средняя площадь сечения образца;  $N$  — число витков компенсационной катушки;  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Н/м. В экспериментах по измерению первой гармоники сигнала отклика поликристаллов  $\text{YBaCuO}$  в постоянном магнитном поле  $H_0$  величина амплитуды модуляции поля была равна  $h = 0.005$  Ое с частотой 2 кГц. При таком значении глубины модуляции поля величина высших гармоник была на уровне шумов, что позволяло их не учитывать. В этом случае синфазная часть ЭДС первой гармоники сигнала отклика образца была пропорциональна дифференциальной магнитной восприимчивости [13]

$$\varepsilon'_1(t) \approx \mu_0 NS \omega h \chi_d(H_0) \sin(\omega t), \quad (2)$$

где  $\omega$  — частота переменного магнитного поля,  $h$  — амплитуда модуляции поля,  $\chi_d(H_0)$  — дифференциальная магнитная восприимчивость образца в поле  $H_0$ . Модуль амплитуды первой гармоники сигнала отклика образца ВТСП  $\varepsilon_1 = [(\varepsilon'_1)^2 + (\varepsilon''_1)^2]^{1/2}$  регистрировался с помощью селективного вольтметра В6–9. Выделение синфазной  $\varepsilon'_1$  и квадратурной  $\varepsilon''_1$  составляющих первой гармоники осуществлялось методом синхронного детектирования усилителем УПИ-2.

Зависимости  $\varepsilon_1(H_0)$ ,  $\varepsilon'_1(H_0)$ ,  $\varepsilon''_1(H_0)$  исследовались при  $T \approx 77$  К в среде жидкого азота. Образец охлаждался в нулевом магнитном поле до температуры жидкого азота, после чего включалось постоянное магнитное поле, которое медленно изменялось от нуля до  $+H_{\max}$ , уменьшалось до значения  $-H_{\max}$  и вновь увеличивалось. Зависимости  $\varepsilon_1(H_0)$ ,  $\varepsilon'_1(H_0)$ ,  $\varepsilon''_1(H_0)$  в постоянном поле до  $H_{\max} = 150$  Ое были измерены с шагом 10 Ое, выше 150 Ое — с шагом 100 Ое. Во всех случаях переменное, постоянное либо медленно изменяющееся поле были параллельны оси образца. Магнитное поле Земли компенсировалось с помощью системы катушек Гельмгольца. Погрешность измерений первой гармоники сигнала отклика составляла менее 3%.

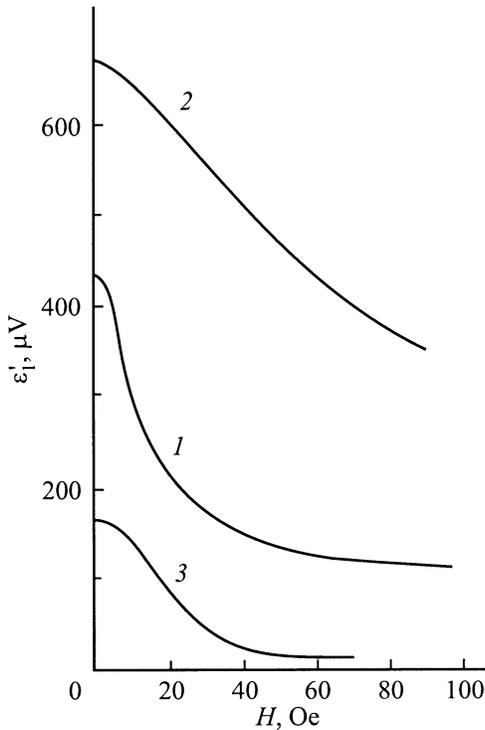
## 2. Экспериментальные результаты исследования дифференциальной магнитной восприимчивости поликристаллов YBaCuO

Полученные данные приведены на рис. 1, 2. Исследования зависимостей  $\varepsilon'_1$  и  $\varepsilon''_1$  от постоянного поля показали, что при возрастании магнитного поля от 0 до 30 Ое наблюдается резкое уменьшение их значений. При дальнейшем увеличении поля происходит плавный переход  $\varepsilon_1, \varepsilon'_1$  к насыщению. Величина  $\varepsilon''_1$  в среднем более чем в 10 раз меньше соответствующей синфазной части  $\varepsilon'_1$ . Необратимое поведение зависимостей  $\varepsilon_1(H_0), \varepsilon'_1(H_0), \varepsilon''_1(H_0)$  наблюдается лишь в том случае, если максимальное поле превышает некоторое значение  $H_{итр}$ , которое зависит от технологии приготовления образца.

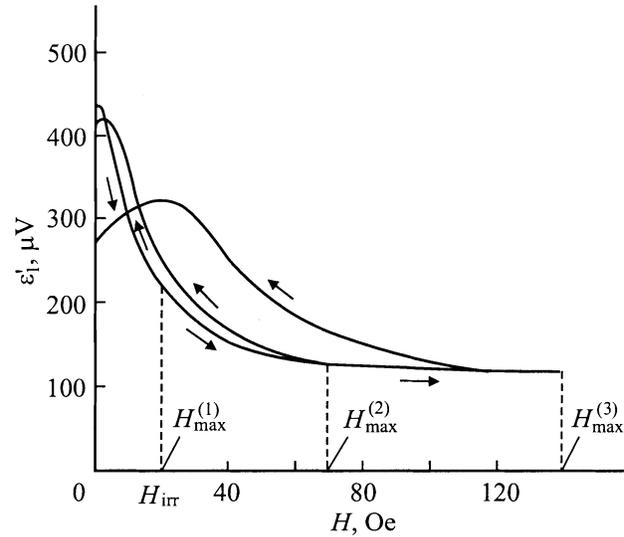
С учетом полученных в работе результатов по дифференциальной магнитной восприимчивости поликристаллов YBaCuO при  $h = 0.005$  Ое и теоретических представлений, развитых в работах [4–6,9–18], при описании магнитных свойств исследованных образцов для амплитуды  $\varepsilon'_1(t) = \varepsilon'_1(H_0, h) \sin(\omega t)$  наиболее подходящим оказалось выражение

$$\varepsilon'_1(H_0, h) = \mu_0 N S \omega h \left( A + \frac{B}{\operatorname{ch}^\alpha \left( \frac{H_0}{H^*} \right)} \right), \quad (3)$$

где  $A, B, \alpha$  и  $H^*$  — параметры, характеризующие поликристалл. Величина  $A$ , по-видимому, отвечает за мейснеровское экранирование гранулами поликристалла.



**Рис. 1.** Зависимость синфазной части  $\varepsilon'_1 \sim \chi_d$  первой гармоники сигнала отклика керамических образцов YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> от постоянного магнитного поля. Цифрами обозначены номера образцов.



**Рис. 2.** Зависимость  $\varepsilon'_1$  керамического образца YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> № 1 от постоянного магнитного поля для трех значений  $H_{max}$  ( $H_{max}$  — максимальное поле цикла намагничивания). Стрелками обозначено направление изменения магнитного поля. Поле  $H_{max}^{(1)}$  совпадает с полем  $H_{итр}$ .

С помощью метода наименьших квадратов были определены значения этих параметров для каждого образца. Результаты приведены в таблице.

Параметры исследованных образцов YBaCuO

Номер образца	Параметры модели (3)				$H_{итр}, \text{Oe}$
	$A$	$B$	$H^*, \text{Oe}$	$\alpha$	
1	0.10	0.305	9.7	1.9	19
2	0.32	0.35	24.5	1.9	82
3	0.018	0.15	17	2.3	23

Ошибка определения параметров  $A, B, H^*$  и  $\alpha$  составляет меньше 5% ( $A$  и  $B$  — безразмерные величины). Среднее значение  $\langle \alpha \rangle \approx 2.0$ . Из (3) следует, что начальная кривая намагниченности описывается выражением

$$M = AH + BH^* \operatorname{th} \left( \frac{H}{H^*} \right). \quad (4)$$

## 3. Теоретическая модель

Модель, описывающая проникновение нестационарного магнитного поля в систему слабых связей гранулярного ВТСП, основывается на концепции критического состояния среды Джозефсона. Предполагается, что носители сверхтока межгранулярной подсистемы слабых связей поликристалла находятся в когерентном состоянии (среда Джозефсона; см., например, [9–11,17,19]). Данному когерентному состоянию соответствует параметр порядка (волновая функция)  $\Psi = \sqrt{n} e^{i\theta}$ , где  $n$  — эффектив-

ная концентрация носителей сверхтока,  $\Theta$  — их фаза. Рассмотрим образец ВТСП, помещенный во внешнее магнитное поле напряженностью  $H$ . Если  $H < H_{c1J}$  ( $H_{c1J}$  — первое критическое поле слабых связей), то статическое магнитное поле проникает в массив слабых связей на глубину Джозефсона  $\lambda_J$  (для ВТСП  $\lambda_J \sim 0.01-10$  nm [9,10,17,20–23]) и вихри Джозефсона не образуются. Точной оценки величины  $H_{c1J}$  в настоящее время нет. В опубликованных работах приводятся значения от 0.001 до 100 Ое (см., например, [10,17,19]). Захват магнитного потока образцом возможен при пиннинге образовавшихся вихрей. Если за  $H_{c1J}$  принять поле необратимости намагниченности ВТСП  $H_{ит}$  (см. таблицу), то получим следующее. Значения  $\lambda_J$ ,  $H_{c1J}$  и  $j_{cJ}$  связаны соотношением [20–23]

$$H_{c1J} = \frac{4}{\pi} \lambda_J j_{cJ} \sim \lambda_J j_{cJ}. \quad (5)$$

Принимая значение  $j_{cJ} \sim 0.1-10$  А/см<sup>2</sup> [10], получим оценку  $\lambda_J \sim 1-10^3$  см, что не согласуется с литературными данными ( $\lambda_J \sim 0.01-10$  nm). Необходимо принять либо  $j_{cJ} \sim 10^3-10^5$  А/см<sup>2</sup>, либо  $H_{c1J} \sim 10^{-2}-10^{-4}$  Ое. Последнее обстоятельство соответствует модели гипервихрей [17,19]. При  $H_{c1J} \sim 10^{-4}$  Ое диаметр гипервихря  $\sim 0.5$  nm относится к макроскопическим размерам. В дальнейшем будем придерживаться модели гипервихрей.

Для описания проникновения нестационарного магнитного поля в межгранулярную подсистему слабых связей воспользуемся концепцией критического состояния. Изменяющееся внешнее магнитное поле, проникающее в образец в виде гипервихрей, индуцирует в системе слабых связей, согласно уравнениям Максвелла, электрическое поле напряженностью  $E$ , которое создает сверхпроводящий ток плотностью  $\mathbf{j}$ , экранирующий внешнее магнитное поле.

Это явление можно описать уравнением Максвелла, которое применяется для описания критического состояния сверхпроводников второго рода с большим количеством центров пиннинга, на которых застревают вихри Абрикосова (см., например, [8,18,20,21]),

$$\text{rot } \mathbf{H} = j \frac{\mathbf{E}}{E}. \quad (6)$$

Согласно моделям среды Джозефсона, экранирующая плотность сверхтока  $j$  (см. (6)) должна быть пропорциональной критическому току Джозефсона  $I_{cJ}$ , который описывается формулой Амбегаокара–Баратова [20–23]

$$I_{cJ} = \frac{\pi \Delta(T)}{2eR_n} \text{th} \left[ \frac{\Delta(T)}{2kT} \right]. \quad (7)$$

Здесь  $\Delta(T)$  — сверхпроводящая энергетическая щель при температуре  $T$ ,  $e$  — заряд электрона,  $k$  — постоянная Больцмана,  $R_n$  — нормальное сопротивление контакта ( $R_n = \rho_n(l/S)$ ,  $\rho_n$  — удельное сопротивление,  $l$  и  $S$  — длина и сечение контакта).

Экранирующий магнитное поле ток  $j$  для цилиндрического образца будет определяться уравнением

$$j = \left\langle j_{cJ} \left| \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\pi\Phi/\Phi_0} \right| \right\rangle \frac{\partial\Theta}{\partial\varphi}. \quad (8)$$

Здесь угловые скобки означают усреднение по всем джозефсоновским контактам образца,  $\Phi = \oint \mathbf{A} d\mathbf{l}$  — магнитный поток, проникший в образец в виде вихрей (Джозефсона или гипервихрей),  $\mathbf{A}$  — векторный потенциал магнитного поля (магнитное поле сосредоточено внутри вихря),  $\Phi_0 = \pi\hbar/e = 2.07 \cdot 10^{-7}$  Г·см<sup>2</sup> — квант потока,  $\Theta$  — фаза экранирующего тока,  $\varphi$  — полярный угол цилиндрической системы координат. Плотность критического тока Джозефсона  $j_{cJ}$ , согласно (7), равна

$$j_{cJ} = \frac{\Delta(T)}{4e\rho_n r} \text{th} \left[ \frac{\Delta(T)}{2kT} \right], \quad (9)$$

где  $\rho_n$  — удельное сопротивление среды Джозефсона в нормальном состоянии,  $r$  — текущий радиус цилиндрического образца. Действительно, кольцевой слой радиусом  $r$ , шириной  $a$  и высотой  $b$  имеет сопротивление  $R = \rho(2\pi r/ab)$ . Ток в кольце  $I \sim 1/R$ , а соответственно плотность тока  $j = I/ab \sim 1/(2\pi\rho r)$ . В результате имеем выражение для плотности экранирующего сверхтока

$$j = \frac{\Delta}{4e\rho_n r} \text{th} \left( \frac{\Delta}{2kT} \right) \frac{\partial\Theta}{\partial\varphi} \left\langle \left| \frac{\sin\left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}\right)}{\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}} \right| \right\rangle \approx \frac{\Delta}{4\pi e\rho_n r} \text{th} \left( \frac{\Delta}{2kT} \right). \quad (10)$$

Здесь учтено, что  $\langle |\sin(\pi\Phi/\Phi_0)| \rangle \sim 1$  и  $\partial\Phi/\partial\varphi = \Phi/\Phi_0 = \pm N$  ( $N$  — число образовавшихся в образце вихрей). Знак  $\partial\Theta/\partial\varphi$  зависит от направления изменения внешнего магнитного поля, т.е. от  $\partial H/\partial t$ .

Вблизи  $T_c$  ( $T < T_c$ ), согласно (10),  $j \propto \frac{1}{r} \frac{n\Delta^2}{kT_c}$ . Кроме того, формула Амбегаокара–Баратова (7) для  $I_c(T)$  совпадает с формулой Абрикосова–Горькова для температурной зависимости концентрации носителей сверхтока  $n(T)$  [21,23,24]. Согласно отмеченным обстоятельствам,  $|\Psi|^2 \propto \frac{n\Delta^2}{(kT_c)^2}$ , а экранирующий ток (10) есть

$$\mathbf{j} = \frac{e\hbar}{mi} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*). \quad (11)$$

Здесь  $\Psi = \sqrt{n} e^{i\Theta}$ , а  $i^2 = -1$ . В цилиндрической системе координат  $\varphi$ -компонента тока (11)  $j_\varphi$  равна

$$j_\varphi = \frac{e\hbar n}{mr} \frac{\partial\Theta}{\partial\varphi}.$$

Уравнение критического состояния (6) для длинного цилиндра будет иметь вид

$$\frac{\partial H_z}{\partial r} = \frac{e\hbar n}{mr} \frac{\partial\Theta}{\partial\varphi}. \quad (12)$$

Уравнение (12) является другой формой записи выражения (10). В (12) в отличие от (10) следует считать  $\partial\Theta/\partial\varphi = \pm 1$ . Это связано с тем, что в действительности  $\partial\Theta/\partial\varphi = \pm N(\sim H)$ , а  $n \sim 1/N(\sim 1/H)$  вследствие того, что образованные вихри "забирают" часть носителей сверхтока, участвующих в образовании макроскопического экранирующего тока. В результате правая часть (12) не зависит от  $H$ . Учитывая уравнение (10), введем обозначение

$$H^s = \frac{e\hbar n}{m} = \frac{\Delta}{4\pi e^2 \rho_n} \operatorname{th} \left( \frac{\Delta}{2kT} \right).$$

В рамках предложенной модели уравнение проникновения магнитного поля в массив слабых связей длинного цилиндра ( $L \gg R$ , где  $L$  — длина цилиндра,  $R$  — его радиус; внешнее магнитное поле направлено аксиально), однородно заполняющих его объем, и уравнение для "бесконечной" пластины (магнитное поле направлено по оси  $z$  параллельно плоскости пластины) соответственно имеют вид

$$\frac{\partial H_z}{\partial r} = \frac{H^s}{r} \frac{\partial \Theta}{\partial \varphi}, \quad (13)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} = H^s \frac{\partial \Theta}{\partial y}, \quad (14)$$

где  $\partial\Theta/\partial\varphi = \pm 1$  и  $\partial\Theta/\partial y \cong \pm\pi/l$  ( $l \gg b$ ,  $l$  — длина и ширина пластины,  $b$  — ее толщина).

Решение уравнения (13) с граничным условием  $H_z(R) = H$  ( $H$  — аксиально-направленная напряженность внешнего магнитного поля — возрастает ( $\partial\Theta/\partial\varphi = +1$ )) есть

$$H_z(r) = \begin{cases} H, & r > R, \\ H - H^s \ln \frac{R}{r}, & r \leq R, \\ 0, & r < \rho. \end{cases} \quad (15)$$

Магнитное поле не проникает в область цилиндра  $r < \rho = R \exp(-|H|/H^s)$ . Из (15) намагниченность цилиндра определяется выражением

$$M = -H^s e^{-|H|/H^s} \operatorname{sh} \left( \frac{H}{H^s} \right). \quad (16)$$

Решение уравнения (14) с учетом граничного условия  $H_z(\pm b/2) = H$  (поле также возрастает) имеет следующий вид:

$$H_z(x) = \begin{cases} H, & |x| \geq \frac{b}{2}, \\ H - j^* (\pm \frac{b}{2} - x), & \rho \leq |x| \leq \frac{b}{2}, \\ 0, & |x| \leq \rho. \end{cases} \quad (17)$$

Здесь  $\rho = H/j^* - b/2$ ,  $j^* = H^s(\partial\Theta/\partial y) = \frac{\pi}{4}H^s$  — экранирующая плотность тока. Из (17) следует, что намагниченность пластины есть

$$M = -M_0 \left[ 2 \left( \frac{H}{H_p} \right) - \operatorname{sgn}(H) \left( \frac{H}{H_p} \right)^2 \right]. \quad (18)$$

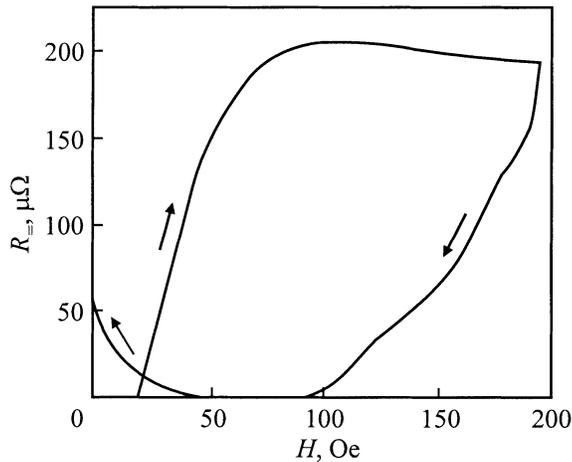
Здесь  $H_p = \frac{1}{2}j^*b$  и  $M_0 = \frac{1}{2}H_p$ . Выражение (18) справедливо для  $H < H_p$ . При  $H > H_p$  намагниченность есть  $M(H) = -M_0$ .

## 4. Обсуждение результатов

Оценим поле  $H^s$  и плотность тока  $j^*$ . Примем эффективную концентрацию носителей сверхтока в слабых связях (концентрация туннелирующих пар)<sup>1</sup>  $n \sim 10^{19} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , длину  $l \sim 1 - 10 \text{ cm}$ , массу носителя сверхтока  $2m$  ( $m$  — масса свободного электрона). Результаты расчета дают следующие значения:  $H^s \sim 1 - 20 \text{ Oe}$  и  $j^* \sim 1 - 10 \text{ A/cm}^2$ . Полученные оценки согласуются с экспериментальными данными настоящей работы (см. раздел 2), если считать, что  $H^* = H^s$ , и результатами работ [4,10,12]. Действительно, нелинейная часть зависимости (4) очень близка к зависимости (16), за исключением области вблизи  $H = 0$ . Как указывалось ранее, правая часть уравнений (13) и (14) не зависит от напряженности  $H$  внешнего поля. Это явление аналогично описываемому хорошо известной биновской моделью критического состояния [8], в рамках которой плотность критического тока не зависит от  $H$ . Результаты настоящей работы и многих других экспериментальных работ, например [10,12,25-27], подтверждают данный факт. Модель критического состояния Бина [8] успешно применяется для описания магнитных свойств жестких сверхпроводников второго рода. Из этой модели следует гистерезис намагниченности в указанных материалах. Экспериментальные результаты настоящей работы (см. рис. 2 и таблицу) и других работ, например [4,5,12,25], показывают отсутствие гистерезиса намагниченности поликристаллических образцов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  при  $H < H_{\text{ит}} \sim 20 - 80 \text{ Oe}$ . В рамках модели, рассмотренной в разделе 3, и модели гипервихрей [17,19] этому явлению можно дать следующее объяснение. Как было отмечено выше, теоретическая модель, представленная в разделе 3, основывается на концепции среды Джозефсона, в которой образуются гипервихри. Согласно оценкам, выполненным в начале раздела 3, диаметр гипервихря  $\sim 10 - 500 \mu\text{m}$  и включает в себя большое количество гранул поликристалла, размер которых  $\sim 0.1 - 10 \mu\text{m}$ . Поэтому образуются сплошные или сетчатые гипервихри. С ростом магнитного поля при достижении  $H_{\text{ит}}$  указанные вихри постепенно преобразуются в обычные вихри Джозефсона между гранулами, и при достижении поля  $H_{c1g}$  внутри гранул возникают вихри Абрикосова. Гипервихри являются малоподвижными образованиями [17,19]. При увеличении магнитного поля они уменьшаются в диаметре, их количество растет, и они постепенно заполняют весь объем образца. Этот процесс сопровождается возникновением и ростом макроскопического периферийного экранирующего сверхтока. При уменьшении поля процесс будет обратным, что ведет к отсутствию гистерезиса в намагничивании образца.

Пиннинг и движение джозефсоновских вихрей при  $H > H_{\text{ит}}$  описываются известными моделями критического состояния, крипа магнитного потока и вязкого течения вихрей. Гистерезис намагниченности и соответственно захват потока для  $H > H_{\text{ит}}$  будут происходить

<sup>1</sup> Концентрация носителей сверхтока в гранулах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x} \sim 10^{21} - 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  [10].



**Рис. 3.** Магнитолевая зависимость сопротивления  $R_0$  керамического образца  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  на постоянном токе  $I = 100 \text{ mA}$  при  $T \approx 77 \text{ K}$ . Стрелками показано направление изменения магнитного поля.

при пиннинге джозефсоновских вихрей на несверхпроводящих включениях и порах поликристаллических образцов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ . Это можно объяснить широко известной моделью критического состояния Кима ( $j_c \sim 1/(H_0 + |H|)$ ). Движение вихрей Джозефсона приводит к возникновению сопротивления, а их пиннинг к захвату магнитного потока и гистерезису намагниченности и магнитосопротивления. Данный факт подтверждается экспериментальными исследованиями магнитосопротивления керамических ВТСП [28] (рис. 3). Из этого рисунка видно, что при  $H \approx 20 \text{ Oe}$  возникает сопротивление постоянному току, которое с ростом поля увеличивается, и при обратном ходе при  $H \sim 30\text{--}70 \text{ Oe}$  возникает гистерезис. При уменьшении поля до нуля сохраняется остаточное сопротивление, которое медленно убывает до нуля.

Оценим размер неоднородности, учитывая, что вихрь несет квант магнитного потока  $\Phi_0 \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ Mx}$ . При  $H_{\text{irr}} \sim 20 \text{ Oe}$  получим  $a \sim 1 \mu\text{m}$ .

Рассмотренная в работе модель в основе своей близка к моделям [4–6,12], в которых предполагается, что керамика представляет собой совокупность микроскопических токовых петель, содержащих джозефсоновские контакты. Отличие заключается в том, что в модели настоящей работы экранирующая токовая петля занимает весь образец и пересекается множеством джозефсоновских контактов или слабых связей. Магнитное поле проникает в образец в виде гипервихрей (относительно микроскопических "токовых петель", несущих квант магнитного потока). Магнитный отклик образца формируется именно этим макроскопическим экранирующим током, как это принято в моделях критического состояния. Причиной возникновения этого макротока в настоящей работе считаются проникновение гипервихрей внутрь образца и трансформация их в вихри Джозефсона.

В результате анализа имеющихся данных предпочтение было отдано именно этой причине, хотя для опи-

сания магнитных свойств гранулярных ВТСП уравнениями (6), (10)–(12) можно предположить и другие причины.

В рамках модели настоящей работы естественным образом объясняется возникновение гармоник намагниченности (следствие нелинейности намагниченности  $M(H)$  вида (16) или (18)), а также их температурная зависимость (см. (10)). Квадратурная составляющая гармоник намагниченности  $M''_n$  является следствием релаксации магнитного момента образца, т.е.  $M = M(H, t)$ . Этой теме будет посвящена следующая работа.

В заключение автор выражает благодарность А.И. Головашкину и Г.Ф. Жаркову за обсуждения результатов работы.

## Список литературы

- [1] А.А. Козловский, В.Ф. Хирный. ФТТ **42**, 10, 1780 (2000).
- [2] С.Л. Гинзбург, Н.Е. Савицкая. ЖЭТФ **117**, 227 (2000).
- [3] М.А. Зеликман. ФТТ **42**, 10, 1768 (2000).
- [4] С. Jeffries, Q. Lam, Y. Kim, L. Bourne, A. Zettl. Phys. Rev. **B37**, 9840 (1988).
- [5] А.И. Головашкин, Н.Д. Кузьмичёв, И.С. Левченко, Г.П. Мотулевич, В.В. Славкин. ФТТ **31**, 4, 233 (1989).
- [6] А.И. Головашкин, Н.Д. Кузьмичёв, И.С. Левченко, Г.П. Мотулевич, В.В. Славкин. ФТТ **32**, 1374 (1990).
- [7] Х.Р. Ростами, А.А. Суханов, В.В. Манторов. ФНТ **22**, 58 (1996).
- [8] С. Bean. Phys. Rev. Lett. **8**, 250 (1962).
- [9] С. Ebner, D. Stroud. Phys. Rev. **B31**, 168 (1985).
- [10] J.R. Clem. Physica **C153–155**, 50 (1988).
- [11] Н.Д. Кузьмичёв. Письма в ЖТФ **17**, 56 (1991).
- [12] С. Jeffries, Q. Lam, Y. Kim, С.М. Kim, A. Zettl, M. Klein. Phys. Rev. **B39**, 11 526 (1989).
- [13] Н.Д. Кузьмичёв. ЖТФ **64**, 63 (1994).
- [14] Н.Д. Кузьмичёв. Письма в ЖТФ **20**, 39 (1994).
- [15] Н.Д. Кузьмичёв, М.А. Васютин, А.И. Головашкин, И.С. Левченко. ФТТ **37**, 7, 2207 (1995).
- [16] Н.Д. Кузьмичёв, М.А. Васютин. ФТТ **40**, 2, 202 (1998).
- [17] Э.Б. Сонин. Письма в ЖЭТФ **47**, 415 (1988).
- [18] Р.Г. Минц, А.Л. Рахманов. Неустойчивости в сверхпроводниках. Наука, М. (1984).
- [19] Э.Б. Сонин, А.К. Таганцев. ЖЭТФ **95**, 994 (1989).
- [20] В.В. Шмидт. Введение в физику сверхпроводников. Наука, М. (1982).
- [21] А.А. Абрикосов. Основы теории металлов. Наука, М. (1987).
- [22] Л. Солимар. Туннельный эффект в сверхпроводниках и его применение. Мир, М. (1974).
- [23] И.О. Кулик, И.К. Янсон. Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах. Наука, М. (1970).
- [24] Дж. Шриффер. Теория сверхпроводимости. Наука, М. (1970).
- [25] С.Л. Гинзбург, И.Д. Лузянин, Э. Меухваришвили, А. Таровик, В. Хавронин. Письма в ЖЭТФ **69**, 184 (1999).
- [26] J. Sun, M. Scharen, L. Bourne, J. Schrieffer. Phys. Rev. **B44**, 5275 (1991).
- [27] W. Xing, V. Heinrich, J. Chrzanowski, J. Irwin, H. Zhou, A. Cragg, A. Fife. Physica **C205**, 311 (1993).
- [28] М.А. Васютин, А.И. Головашкин, Н.Д. Кузьмичёв, И.С. Левченко. Препринт ФИАН № 85. М. (1990). 28 с.