ЖЭТФ, 1999, том 116, вып. 5(11), стр. 1735–1749 ©1999

СТРУКТУРА СМЕШАННОГО СОСТОЯНИЯ, ИНДУЦИРОВАННОГО ПОЛЕМ МАЛОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ЧАСТИЦЫ, В ТОНКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНКАХ YBaCuO

А. Ю. Аладышкин, А. К. Воробьев, П. П. Вышеславцев, Е. Б. Клюенков, А. С. Мельников, Ю. Н. Ноздрин, И. Д. Токман*

Институт физики микроструктур Российской академии наук 603600, Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 2 марта 1999 г.

Экспериментально определена температурная зависимость величины локального энергетического барьера для образования смешанного состояния в тонкопленочных сверхпроводящих образцах YBaCuO. Методика измерений основана на использовании в качестве источника магнитного поля малой ферромагнитной частицы. Обнаружено, что энергетический барьер для создания вихрей (при ориентации поля параллельно плоскостям CuO) аномально мал, а зависимость соответствующего порогового тока $j_c(T)$ существенно отличается от температурной зависимости тока распаривания. Экспериментальные факты интерпретированы в рамках модели джозефсоновской среды. Наблюдаемая температурная зависимость j_c указывает на сильное подавление сверхпроводящего параметра порядка на межгранульных границах, что для наиболее вероятных границ раздела типа сверхпроводник—изолятор—сверхпроводник свидетельствует в пользу анизотропного типа спаривания.

PACS: 74.50.+r; 74.76.Bz; 74.60.Ge

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время уделяется большое внимание экспериментальным и теоретическом исследованиям смешанного состояния в тонких пленках высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) (см., например, обзор [1] и приведенные в нем ссылки). Интерпретация результатов измерений магнитных свойств может быть проведена на основе хорошо известной модели Бина. Такие расчеты оказываются достаточно сложными для образцов произвольной формы и могут быть сравнительно легко выполнены лишь для некоторых частных случаев (например, для образцов цилиндрической и эллипсоидальной формы). Таким образом, анализ экспериментальных данных по намагничиванию тонких пленок, особенно в поле перпендикулярном поверхности, представляет весьма сложную задачу. Большой размагничивающий фактор таких образцов приводит к высокой плотности экранирующего тока на краях пленки, в результате чего трудноконтролируемая структура краев образца в значительной мере определяет экспериментально измеряемые магнитные характеристики.

*E-mail: alay@ipm.sci-nnov.ru

В данной работе мы предлагаем оригинальную методику (предварительные результаты приведены в [2]) прямого измерения локальных характеристик смешанного состояния (энергетического барьера Бина—Ливингстона для вхождения силовых линий **B** с поверхности, критического тока подавления барьера j_c, тока пиннинга j_p), позволяющую пренебречь влиянием краевых эффектов, которые существенны при измерениях в однородных полях. Данный метод основан на экспериментальном анализе (при помощи датчика Холла) пространственного распределения остаточной намагниченности, создаваемой закрепленными на центрах пиннинга вихрями, проникающими в пленку под действием поля малой ферромагнитной частицы (микромагнита). Использование в качестве источника поля такого микромагнита, находящегося на малом расстоянии a от поверхности пленки ($a \ll L$, L — размер пленки), позволяет пренебречь краевыми эффектами, так как токи на краях пленки в этом случае пренебрежимо малы. Заметим, что системы такого типа (магнитный диполь над поверхностью сверхпроводника) активно исследуются в настоящее время, в частности, в приложении к проблемам магнитосиловой микроскопии, левитации и т. п. [3–5]. Как правило, в таких задачах предполагается, что магнитный момент диполя достаточно мал и слабо возмущает структуру смешанного состояния. В данной работе мы остановимся на экспериментальном и теоретическом исследовании качественно иной ситуации, когда смешанное состояние само создается полем магнитного диполя (микромагнита). Сценарий возникновения такого вихревого состояния существенно зависит от того, как происходит переход пленки в сверхпроводящее состояние: в присутствии или в отсутствие поля микромагнита. Замораживание вихрей в поле микромагнита исследовалось экспериментально в [6]. Именно такой случай соответствует теоретическому анализу [5, 7–9], основанному на сравнении свободной энергии сверхпроводника без вихрей и с одиночным вихрем. Как будет показано в нашей работе, исследование процесса формирования вихревого состояния (в поле диполя) в образцах, охлажденных до $T < T_c$ в отсутствие поля, также представляет большой интерес, поскольку позволяет получить важную информацию о локальных характеристиках образца. При этом мы предполагаем следующий сценарий возникновения смешанного состояния в наших экспериментах. По мере уменьшения расстояния a между пленкой и микромагнитом локальный мейсснеровский ток на поверхности пленки превышает критическую величину, что приводит к генерации вблизи поверхности вихревых полупетель. Такие полупетли, увеличивая свой радиус, достигают противоположной поверхности пленки, где расщепляются на пару вихрь—антивихрь. Образовавшиеся вихри закрепляются на центрах пиннинга и создают остаточное поле. В рамках данного сценария оказывается возможным, в частности, определить величину локального энергетического барьера для вхождения вихревых линий в тонкую сверхпроводящую пленку через ее поверхность. Эта задача сводится к измерению порогового расстояния a_{cr}, начиная с которого происходит разрушение мейсснеровского состояния. Заметим, что проблема определения величины локального поверхностного энергетического барьера представляет интерес в связи с результатами [10], свидетельствующими о существенной зависимости барьера от ориентации поверхности относительно кристаллических осей, которая не может быть объяснена в рамках анизотропной теории Гинзбурга—Ландау [11, 12].

С помощью описанного выше метода в настоящей работе была получена температурная зависимость плотности тока подавления поверхностного энергетического барьера j_c в тонких пленках YBaCuO в диапазоне температур 77–90 K. Измеренное значение j_c оказалось крайне малым по сравнению с теоретическим значением тока распаривания для однородных монокристаллических сверхпроводников j_{GL} ($j_c/j_{GL} \sim 10^{-2}$), что хорошо согласуется с результатами анализа гистерезисных зависимостей $M(H)$ [10]. Наши эксперименты показали, что температурная зависимость $j_c \propto \tau^2$ существенно отличается от $j_{GL} \propto \tau^{1.5}$, где $\tau = (T_c - T)/T_c$. На наш взгляд, наблюдаемые эффекты свидетельствуют о существовании в образце джозефсоновски-связанных гранул, а температурная зависимость указывает на сильное подавление модуля параметра порядка на границах гранул. Заметим, что предположение о существовании гранул подтверждается результатами туннельной сканирующей микроскопии. С целью интерпретации полученных экспериментальных данных нами был проведен теоретический анализ пространственного распределения вихрей в тонкой пленке в рамках модели Бина, учитывающей особенности магнитостатики тонких сверхпроводящих пленок в смешанном состоянии.

Статья построена следующим образом. В разд. 2 приведены характеристики образцов, описана схема экспериментальной установки. В части 3.1 приведены результаты измерения тока пиннинга j_p в однородном магнитном поле. В части 3.2 приведены методика и результаты измерения критического расстояния a_{cr} от микромагнита до поверхности пленки. В разд. 4 проанализированы температурные зависимости критического расстояния a_{cr} с целью получения информации о температурной зависимости тока j_c. В разд. 5 рассмотрена теоретическая модель, описывающая образующееся вихревое состояние, и проведено сравнение рассчитанных характеристик вихревой структуры с экспериментальными результатами.

2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБРАЗЦОВ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Эксперименты по измерению величины энергетического барьера при фиксированной температуре $T = 77$ К проводились на большом числе пленок YBaCuO, различающихся по толщине (от 850 Å до 3000 Å), по технологии изготовления (магнетронный и лазерный методы), по типу подложки (сапфир с подслоем YSZ, $NdGaO_3$). Результаты всех экспериментов убедительно доказывают существование низкого энергетического барьера для вхождения вихревых линий с поверхности сверхпроводника.

Для проведения температурных измерений характеристик смешанного состояния нами были использованы четыре c-ориентированные YBaCuO-пленки ($M1$, $M2$, $M3$, $M4$) размером 20×20 мм^2 и толщиной 850 Å, которые выращивались в низкотемпературном одностадийном процессе *in situ* методом обратного магнетронного распыления. Кольцевая мишень, изготовленная из предварительно синтезированного и спрессованного порошка фазы $YBa_2Cu_3O_x$, распылялась в смеси аргона и кислорода при оптимальном соотношении Ar : O = 1 : 1 и оптимальном давлении 50 Па. Температура измерялась и поддерживалась с точностью ±4°C в диапазоне 600–750°C. Подложкой являлся $NdGaO_3$ с ориентацией ⟨100⟩. Пленки отличались условиями изготовления. Температура поверхности конденсации для $M3$ и $M4$ была одинаковой и составляла ≈ 700°C, а для $M1$ и $M2$ была выше соответственно на 20°C и 40°C. Скорость осаждения для $M1$, $M2$, $M3$ составляла 4.7 Å/мин и размер гранул составлял 5000 Å, для $M4$ скорость была вдвое ниже и размер гранул в 1.4 раза больше. Полуширина кривой качания на половине высоты при ω-сканировании рефлекса (005) YBaCuO составляла 1°. Пленки имели следующие параметры: $T_c \approx 84$–86 К, ширина резистивного перехода ≈ 1–2 К, низкое СВЧ- (на 10 ГГц) сопротивление $\sim 10^{-4}$–10^{-3} Ом при 77 К и

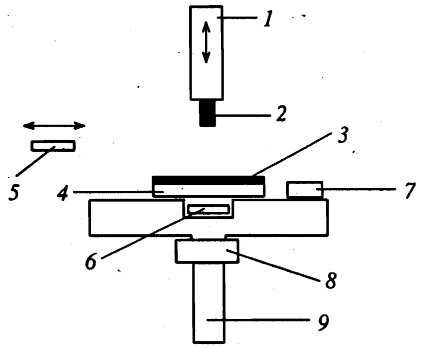

Рис. 1. Схема экспериментальной установки: *1* — штанга, *2* — микромагнит, *3* — пленка YBaCuO, *4* — подложка, *5* — сканирующий датчик Холла $P1$, *6* — неподвижный датчик Холла $P2$, *7* — термодатчик, *8* — нагреватель, *9* — хладопровод

довольно высокая плотность тока пиннинга $j_p(77\ \mathrm{K}) = 10^5$–$10^6$ А/см^2, сопротивление в нормальном состоянии (при 90 К) ~ 100 мкОм·см. Детали технологических процессов и характеристики образцов подробнее описаны в [13–15].

Установка для проведения температурных измерений представляла собой медный столик с массивным основанием, погруженным в жидкий азот (рис. 1). Исследуемая пленка помещалась на столик, под которым на стержне был расположен нагреватель. Температура определялась по изменению сопротивления медной проволоки, играющей роль термодатчика, которая находилась рядом с пленкой на поверхности столика. Заданная температура поддерживалась терморегулятором, который создавал баланс между подводимым и отводимым теплом, управляя током, текущим через нагреватель.

В качестве микромагнита использовалась частица $SmCo_5$ размером $300 \times 300 \times 500$ мкм^3, имеющая магнитный момент $6.7 \cdot 10^{-3}$ Гс·см^3. Характеристики распределений вихрей измерялись двумя одинаковыми датчиками Холла на основе пленок InSb с размером рабочей области 50×100 мкм^2. Сканирующий датчик $P1$ располагался над поверхностью пленки на расстоянии 100 мкм и использовался для измерения пространственной зависимости $B_z(x, y)$ при $T = 77$ К. Неподвижный датчик Холла $P2$ находился под пленкой точно под микромагнитом и использовался для температурных измерений остаточной намагниченности. Датчики в плоскости xy имели пространственное разрешение $R_{H1} \approx 100$ мкм и $R_{H2} \approx 700$ мкм.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Пленка в однородном магнитном поле

Для определения плотности тока пиннинга j_p и его температурной зависимости нами были проведены эксперименты в однородном магнитном поле. Пленка, помещенная в соленоид, охлаждалась в нулевом поле до температур $77\ \mathrm{K} \le T \le T_c$. После увеличения поля до значений $B \ge 600$ Гс, обеспечивающих полное проникновение потока в пленку, и последующего уменьшения поля до нуля сканирующим датчиком Холла $P1$ снималось пространственное распределение захваченного поля $B_z(x, y)$ (рис. 2). Результаты измерений $B_z(x, y)$ находятся в согласии с типичными экспериментальными данными для YBaCuO-пленок [16]. На рис. 2 видно, что область, где запиннингованы вихри, не локализована, что указывает на проникновение вихревых линий именно с краев [1]. Необходимо заметить, что в эксперименте не наблюдаются некоторые особен-

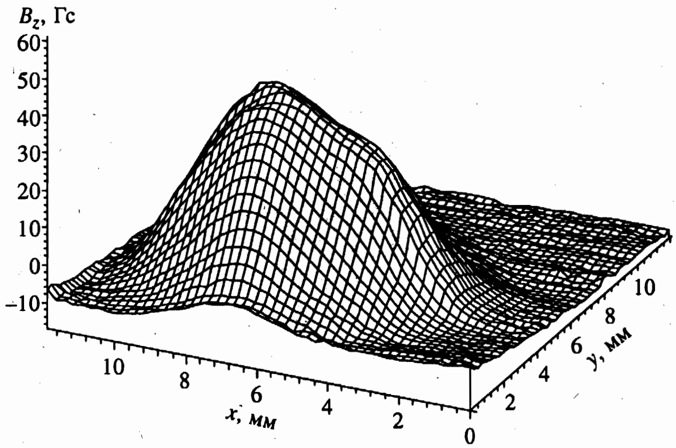

Рис. 2. Пространственное распределение остаточного магнитного поля B_z в пленке, измеренное сканирующим датчиком $P1$ после включения и выключения внешнего однородного магнитного поля ($H = 500$ Гс, $T = 77$ К)

ности (логарифмический рост поля вблизи центра и смена знака второй производной), предсказываемые теоретическим расчетом в рамках модели критического состояния с однородной плотностью тока пиннинга $j = j_p = \text{const}$. По нашему мнению, это может быть связано как с конечным пространственным разрешением R экспериментальной установки (в нашем случае $R = R_{H1} \approx 100$ мкм, а в работе [16] $R = 1.6$ мм), так и с крупномасштабными неоднородностями, которые приводят к зависимости $j_p(x, y)$. Тем не менее в рамках модели критического состояния $j = j_p = \text{const}$ [17] (т. е. без учета неоднородностей) можно провести оценку средней по поверхности пленки плотности тока пиннинга j_p по формуле

$$j_p = \frac{c \max[B_z]}{2\pi d \ln(L/R_{H2})}, \tag{1}$$

где d — толщина пленки, $d = 850$ Å. Полученная температурная зависимость $j_p(T)$ приведена на рис. 3. Заметим, что эта зависимость близка к линейной при температурах далеких от T_c.

3.2. Пленка в поле микромагнита

Как было указано во Введении, использование микромагнита позволяет пренебречь влиянием краевых эффектов, существенных в однородных полях. Поле микромагнита на расстояниях $r \gg l$ (где l — характерный размер микромагнита) убывает с увеличением расстояния пропорционально $1/r^3$. Поэтому, несмотря на усиление тока на краю (в силу большого размагничивающего фактора), плотность тока вблизи краев оказывается пренебрежимо малой по сравнению с током распаривания и недостаточной для рождения вихря. Подтверждением того, что вихревые линии не могут проникать в пленку с краев, является вид пространственного распределения B_z на поверхности тонкой пленки, намагниченной в поле микромагнита (рис. 4): вихри локализованы в ограниченной области в пленке под микромагнитом. Тем самым при экспериментах

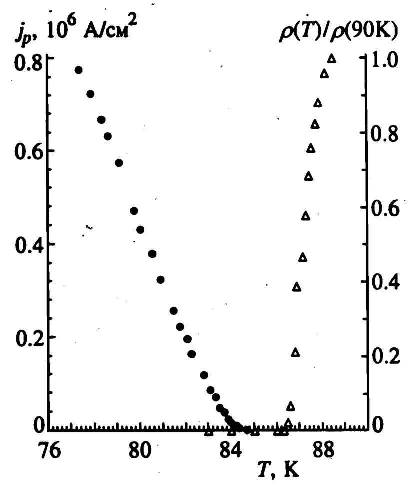

Рис. 3. Типичные температурные зависимости тока пиннинга j_p (•) и удельного сопротивления ρ ($\triangle$)

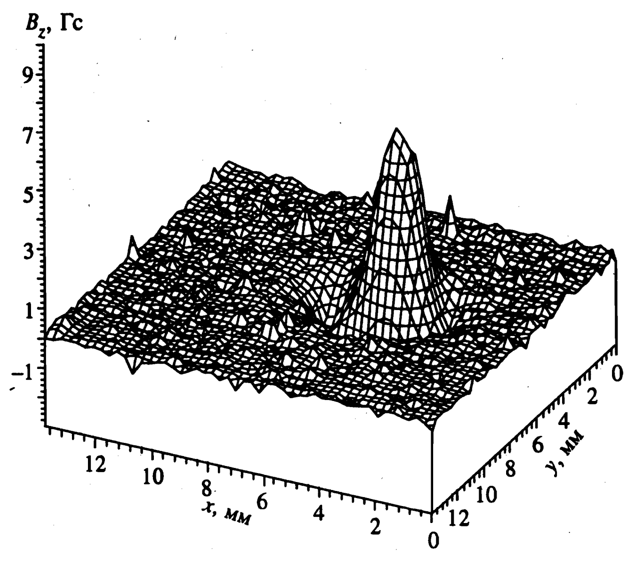

Рис. 4. Пространственное распределение остаточного магнитного поля B_z в пленке, измеренное сканирующим датчиком $P1$ после опускания микромагнита до высоты $a < a_{cr}$ и последующего удаления его от пленки (T = 77 К)

на образцах с конечными размерами наличие края не оказывает влияния, и существует возможность проведения локальных измерений. В данном разделе мы покажем, как методика измерений локальных характеристик смешанного состояния применяется для нахождения температурной зависимости тока подавления поверхностного энергетического барьера j_c.

Эксперимент проводился в интервале температур 77 К$< T < T_c$ и в диапазоне расстояний между центром микромагнита и поверхностью 150 мкм$< a <$ 4000 мкм для каждого образца. Процедура измерения величины остаточной намагниченности, воз-

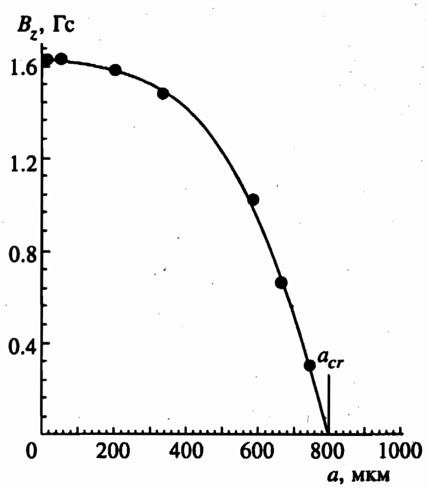

Рис. 5

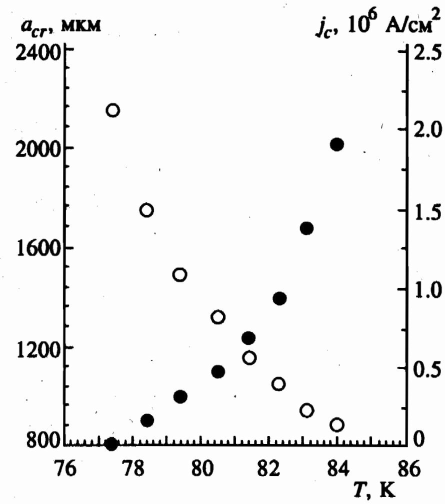

Рис. 6

Рис. 5. Типичная зависимость величины остаточного поля B_z в центре пленки от расстояния a при $T = 77$ К

Рис. 6. Типичные зависимости a_{cr} (•) и j_c (○) от температуры T

никающей в пленке в поле микромагнита, состояла в следующем. Пленка с замороженным нулевым потоком охлаждалась до фиксированной температуры, которая поддерживалась с точностью $\Delta T = 0.01$ К. Микромагнит, первоначально располагавшийся далеко от пленки, опускался до некоторой высоты a, которая измерялась микрометром, затем поднимался до первоначального уровня. После этого датчиком $P2$ измерялось собственное магнитное поле пленки. Используя такую методику, мы получили зависимости величины остаточной намагниченности от расстояния a до микромагнита для каждого образца при различных температурах. Перечислим главные особенности наших результатов:

а) вихревые линии проникают в образец через поверхность пленки, а не с краев;

б) результирующее распределение вихрей имеет области с положительной и отрицательной компонентами B_z; максимум абсолютной величины B_z возрастает с уменьшением a;

в) обнаружено существование критического расстояния a_{cr}, которое соответствует началу вхождения вихрей в сверхпроводник (рис. 5); при $a > a_{cr}$ остаточная намагниченность отсутствует, что соответствует мейсснеровскому состоянию (вихревое состояние образуется только при $a < a_{cr}$);

г) критическое расстояние a_{cr} увеличивается с ростом температуры T (рис. 6).

Для повышения точности измерений критическое расстояние a_{cr} (в присутствии шумов, соответствующих магнитному полю ≈ 0.1 Гс) определялось экстраполяцией зависимости сигнала на датчике $P2$ от расстояния a (рис. 5). Характер наблюдаемых экспериментальных распределений $B_z(x, y)$ одинаков для всех образцов. Температурные зависимости a_{cr} (рис. 6) хорошо аппроксимируются степенным законом $a_{cr} \propto \tau^n$;

для всех образцов показатель степени $n \simeq -0.7$. Используя эти данные, в рамках описываемой ниже модели мы можем найти величину j_c.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

4.1. Температурная зависимость критического тока j_c

Необходимая для анализа экспериментальных данных связь критического расстояния a_{cr} и плотности тока j_c может быть легко получена из решения задачи о распределении мейсснеровского тока, индуцированного полем микромагнита. Для случая бесконечной сверхпроводящей пленки исходное уравнение имеет вид

$$\operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathbf{A} + \frac{f(z)}{\lambda_{ab}^2}\mathbf{A} = 4\pi\delta(z+a)\operatorname{rot}(\mathbf{m}\delta(x,y)), \tag{2}$$

где x, y, z — система координат с началом отсчета на поверхности пленки, λ_{ab} — эффективная глубина проникновения для токов параллельных плоскости xy; микромагнит (магнитный диполь) расположен в точке $z = -a$, $x = y = 0$, $\mathbf{m} \parallel \mathbf{z}$. Функция $f(z)$ определяется следующим образом: $f(z) = 1$ при $0 < z < d$ и $f(z) = 0$ при $z < 0$ и $z > d$.

Заметим, что λ_{ab} сильно зависит от структуры образцов: для однородных монокристаллических пленок λ_{ab} совпадает с лондоновской глубиной проникновения λ_L, для гранулированной среды λ_{ab} определяется межгранульным джозефсоновским взаимодействием [18]. Из уравнения (2) с помощью соотношения

$$j_\varphi = -\frac{c}{4\pi\lambda_{ab}^2}A_\varphi \tag{3}$$

было получено следующее выражение для плотности тока:

$$j_\varphi = -\frac{cm}{2\pi\lambda_{ab}^2}\int_0^\infty \exp(-qa)\frac{k\operatorname{ch}[k(d-z)] + q\operatorname{sh}[k(d-z)]}{(k^2+q^2)\operatorname{sh}(kd) + 2kd\operatorname{ch}(kd)}q^2 J_1(q\rho)dq, \tag{4}$$

где r, φ, z — цилиндрическая система координат, $k^2 = q^2 + \lambda_{ab}^{-2}$, J_1 — функция Бесселя первого порядка. Очевидно, что формула (4) может быть использована и для пленки конечного размера при условии $a \ll L$ и $r \ll L$. Для анализа экспериментальных данных удобно пользоваться упрощенным выражением, которое следует из (4) при $a \gg \max[\lambda_{ab}, \lambda_{ab}^2/d]$:

$$j_\varphi(r) = -\frac{3cmra}{2\pi\lambda_{ab}(r^2+a^2)^{5/2}}\frac{\operatorname{ch}[(z-d)/\lambda_{ab}]}{\operatorname{sh}(d/\lambda_{ab})}. \tag{5}$$

Используя (5) и экспериментальные зависимости $a_{cr}(T)$, мы можем определить значение критической плотности тока $j_c(T) = \max|j_\varphi(r,\varphi)| = |j_\varphi(a_{cr}/2, 0)|$, соответствующее началу проникновения вихрей. При этом мы воспользовались также условием $\lambda_{ab} \gg d$, которое оказывается выполненным в рассматриваемом диапазоне температур (см. приведенные ниже оценки). На рис. 6 представлена типичная зависимость $j_c(T)$. Обратим внимание на некоторые важные особенности полученных результатов:

а) для всего диапазона температур $j_c(T)$ значительно меньше j_{GL} критической плотности тока Гинзбурга—Ландау, необходимой для подавления поверхностного барьера в идеальных образцах (при $T = 77$ K $j/j_{GL} \sim 10^{-2}$); таким образом, наши результаты согласуются с данными работы [2, 10], где показана малость барьера Бина—Ливингстона для вхождения вихревых линий, параллельных плоскостям CuO;

б) для температур близких к T_c экспериментальные данные хорошо аппроксимируются зависимостью $j_c \propto \tau^p$, где $p \simeq 2$ (см. также таблицу, где приведены основные параметры исследованных образцов).

Основные параметры исследованных образцов

Пленка	T_c, K	j_c(77 K), A/см^2	j_p(77 K), A/см^2	p
$M1$	86.4	$2.2 \cdot 10^6$	$0.8 \cdot 10^6$	2.1 ± 0.1
$M2$	86.9	$2.6 \cdot 10^6$	$0.85 \cdot 10^6$	2.0 ± 0.1
$M3$	85.5	$2.0 \cdot 10^6$	$0.95 \cdot 10^6$	2.0 ± 0.1
$M4$	86.6	$1.0 \cdot 10^6$	$0.7 \cdot 10^6$	1.9 ± 0.1

Рассмотрим теперь возможные механизмы наблюдаемого нами сильного подавления барьера Бина—Ливингстона. Во-первых, подавление барьера безусловно может быть связано с шероховатостями поверхности и поверхностными дефектами. Такой механизм снижает критический ток проникновения первых вихрей: $j \sim \gamma j_{GL}$, где $\gamma < 1$. Тем не менее представляется маловероятным, чтобы такой механизм давал значение $\gamma \sim 10^{-2}$, соответствующее экспериментальным данным. Кроме того, даже если предположить, что шероховатость приводит к возникновению вихревых полупетель вблизи поверхности, то для разрыва этих полупетель на пары вихрь—антивихрь необходим достаточно сильный ток $j \sim j_{GL}$. Необходимо также отметить, что подавление барьера за счет шероховатостей поверхности, на наш взгляд, не может объяснить наблюдаемых нами температурных зависимостей $j_c \propto \tau^p$ с показателем степени $p \simeq 2$, которые существенно отличаются от температурной зависимости плотности тока $j_{GL} \propto \tau^{1.5}$.

Во-вторых, низкий барьер может быть легко объяснен в рамках модели гранулированной джозефсоновской среды. При этом роль джозефсоновских контактов могут играть, например, границы зерен. Эффективный критический ток распаривания в такой модели по порядку величины равен джозефсоновскому критическому току между гранулами, который намного меньше j_{GL}. Согласно работе [18], эффективную глубину проникновения можно определить следующим образом:

$$\lambda_{ab}^2 = \frac{c\Phi_0}{16\pi^2 \mu l j_c}, \tag{6}$$

где μ — эффективная магнитная проницаемость среды, связанная с отношением λ_L/l (для $\lambda_L/l \sim 1$ имеем $\mu < 1$). Для $\lambda_L(77\ \text{K}) = 3000$ Å, $l \approx 0.5$ мкм, $j_c = 2 \cdot 10^6$ A/см^2 получаем $\lambda_{ab} \sim l$. Можно видеть, что при всех температурах $T > 77$ K условие $\lambda_{ab} > l$, которое использовалось выше для анализа экспериментальных данных, оказывается выполненным. При температурах $T < 77$ K глубина проникновения λ_{ab} может оказаться меньше размера гранулы l и простая модель [18], основанная на усредненном по масштабу l функционале свободной энергии, будет несправедлива. Температурные зависимости j_c, наблюдаемые в нашем эксперименте, сильно отличаются от тех, которые характерны для джозефсоновских контактов сверхпроводник—изолятор—сверхпроводник

($j_c \propto \tau$; $\tau \ll 1$) [19], и указывают на существенное подавление модуля параметра порядка на границах гранул. Этот вывод находится в согласии с результатами работы [20], в которой проводились измерения магнитной восприимчивости поликристаллических пленок YBaCuO с удельным сопротивлением $\rho_{ab}(100\ \text{K}) = 800$ мкОм·см и $T_c = 80$ K. Если исключить возможность существования контактов сверхпроводник—нормальный металл—сверхпроводник в YBaCuO-пленках, то полученные нами результаты указывают на анизотропный тип спаривания в гранулах.

4.2. Модель критического состояния в тонких пленках

Для анализа характеристик смешанного состояния, формирующегося в поле микромагнита, нами была рассмотрена простейшая модель критического состояния в тонких пленках с толщинами $d \ll \lambda_{ab}$, позволяющая найти стационарное распределение вихрей во внешнем магнитном поле.

Как было сказано выше, пары вихрь—антивихрь рождаются в ограниченной области вблизи максимума мейсснеровского тока $r_{max} = a/2$. Вошедшие в пленку вихри под действием силы Лоренца будут двигаться в противоположные стороны, в результате чего образуется некоторое распределение остаточной намагниченности. Стационарное распределение вихрей в пленке возможно при выполнении следующих условий (см., например, [21]). Во-первых, плотность тока не должна превышать критическую величину j_c (в противном случае будет происходить генерация дополнительных вихрей). Во-вторых, для того чтобы вихревая структура была неподвижной, плотность тока в области расположения вихрей не должна быть больше плотности тока пиннинга j_p. Простейшим вариантом образующейся вихревой структуры является совокупность двух неперекрывающихся областей, в которых отлична от нуля концентрация либо вихрей, либо антивихрей.

Пусть $\mathbf{j}_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ — плотность тока в точке $\mathbf{r}$, создаваемого вихрем, находящимся в точке $\mathbf{r}'$:

$$\mathbf{j}_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = j_1(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) \left[\mathbf{z} \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}\right].$$

Тогда выражение для плотности тока $\mathbf{j}_{tot}(\mathbf{r})$, создаваемого неподвижными вихрями, распределенными с концентрацией $n(\mathbf{r})$, имеет вид

$$\mathbf{j}_{tot} = \int n(\mathbf{r}')\mathbf{j}_1(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)d\mathbf{r}'. \tag{7}$$

Для случая аксиально-симметричного распределения $n(\mathbf{r}) = n(r)$ уравнение (7) можно привести к виду

$$j_{tot,\varphi} = \frac{1}{N} \int\limits_0^\infty 2\pi n(r')G(r, r')r'dr', \tag{8}$$

где $G(r, r')$ — плотность тока, который создан кольцом вихрей с концентрацией $n(r) = N\delta(r - r')/2\pi r$, N — полное число вихрей.

Анализ рождения вихревой структуры будем проводить на пороге генерации вихревых пар ($(a_{cr} - a)/a_{cr} \ll 1$). В этом случае стационарное распределение вихрей будет представлять собой два узких кольца, находящихся на большом расстоянии друг от друга: внутреннее кольцо вихрей радиусом r_1 и полушириной θ_1 и внешнее кольцо антивихрей радиусом $r_2 \gg r_1$ и полушириной θ_2 ($\theta_{1,2} \ll r_{1,2}$). Мы предполагаем также, что $j_p \ll j_c$ — это условие согласуется с нашими экспериментальными результатами при T близких к T_c (см. разделы 3.1 и 4.1). Указанные условия позволяют упростить выражение для $G(r,r')$ в уравнении (8) (см. Приложение А) и получить следующую систему уравнений:

$$\fint_a^b \frac{c\Phi_0 n_+(r')dr'}{2\pi^2 d(r-r')} + j_\varphi(r) + \frac{3Nc\Phi_0 r_1}{8\pi^2 d r_2^3} = -j_p, \quad a \le r \le b, \tag{9}$$

$$-\fint_c^d \frac{c\Phi_0 n_-(r')r'dr'}{2\pi^2 dr(r-r')} + j_\varphi(r) + \frac{Nc\Phi_0}{4\pi^2 d r_2^2} = -j_p, \quad c \le r \le d, \tag{10}$$

$$j_\varphi(\tilde{r}) + \frac{c\Phi_0 N}{4\pi^2 d\tilde{r}^2} + \frac{3c\Phi_0 N r}{4\pi^2 d\tilde{r}^2} = -j_c, \tag{11}$$

$$\left.\frac{d}{dr}j_\varphi(r)\right|_{\tilde{r}} + \left.\frac{d}{dr}\left(\frac{c\Phi_0 N}{4\pi^2 dr^2}\right)\right|_{\tilde{r}} + \left.\frac{d}{dr}\left(\frac{3c\Phi_0 N r}{4\pi^2 dr^2}\right)\right|_{\tilde{r}} = 0, \tag{12}$$

где $a \le r \le b$ и $c \le r \le d$ — области существования вихрей и антивихрей соответственно; $\tilde{r}$ — точка, в которой полный ток достигает максимума; n_+ — концентрация вихрей, n_- — концентрация антивихрей. Уравнения (9), (10) представляют собой запись условия неподвижности вихревой структуры ($j_{tot}(r) = j_p$ при $a \le r \le b$ и $c \le r \le d$), а уравнения (11), (12) соответствуют тому, что максимальное значение плотности тока равно j_c.

Применяя подход, использованный, например, в работе [21], можно провести обращение интегральных уравнений (9)–(12) (см. Приложение Б). После решения получившейся системы получаем следующие выражения для плотности вихрей и антивихрей:

$$n_+ = \frac{3m}{\Phi_0 a_{cr}^4}\sqrt{\theta_1^2 - (r-r_1)^2}, \qquad n_- = \frac{12ma_{cr}}{\Phi_0 r_2^5}\sqrt{\theta_2^2 - (r-r_2)^2}, \tag{13}$$

где

$$r_1 = \frac{2\pi j_p d a_{cr}^4}{3mc}, \quad r_1 r_2^4 = a_{cr}^5, \tag{14}$$

$$\theta_1^2 = \frac{Nc\Phi_0}{2\pi^3 d j_p}, \quad \theta_1 = \frac{1}{2}\theta_2. \tag{15}$$

Тогда

$$N = 2\pi r_1 \int_{r_1-\theta_1}^{r_1+\theta_1} n_+(r)dr = 2\pi r_2 \int_{r_2-\theta_2}^{r_2+\theta_2} n_-(r)dr = \frac{9m\pi}{1.25^{5/2}\Phi_0 \cdot 4a_{cr}}\left(1 - \frac{a}{a_{cr}}\right). \tag{16}$$

Для сравнения результатов, полученных в рамках рассматриваемой теоретической модели, с экспериментальными данными необходимо найти выражение, связывающее

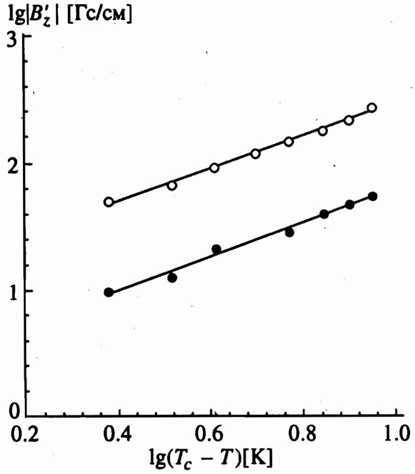

Рис. 7. Температурная зависимость $B_z' = dB_z/da$ (• — эксперимент, ∘ — теория)

величину B_z, измеряемую в эксперименте, с параметрами вихревой структуры. В силу того что вблизи порога генерации образуется два узких кольца вихрей ($\theta_{1,2} \ll r_{1,2}$), для нахождения создаваемого пленкой магнитного поля концентрацию вихрей можно считать приблизительно равной

$$n(r) = \frac{N}{2\pi r}\left[\delta(r - r_1) - \delta(r - r_2)\right]. \qquad (17)$$

Выражение для компоненты магнитного поля B_z, измеряемой датчиком Холла $P2$ (находящимся под пленкой на расстоянии $H = 700$ мкм), имеет вид

$$B_z = \int_0^{\infty} \frac{H}{(r'^2 + H^2)^{3/2}} \Phi_0 n(r') r' dr' = \frac{NH\Phi_0}{2\pi}\left[\frac{1}{(r_1^2 + H^2)^{3/2}} - \frac{1}{(r_2^2 + H^2)^{3/2}}\right]. \qquad (18)$$

Интересно сравнить величину наклона экспериментальной кривой $B_z(a)$ при $a = a_{cr}$ с теоретическим значением:

$$B_z' \equiv \left(\frac{dB_z}{da}\right)\Big|_{a=a_{cr}} = -\frac{9mH}{1.25^{5/2}\cdot 8a_{cr}^2}\left[\frac{1}{(r_1^2 + H^2)^{3/2}} - \frac{1}{(r_2^2 + H^2)^{3/2}}\right]. \qquad (19)$$

Как видно на рис. 7, температурная зависимость $B_z'(T)$ демонстрирует хорошее согласие теоретических расчетов с экспериментальными данными.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе предложен новый экспериментальный метод определения локальных характеристик сверхпроводящих пленок, в частности, поверхностного энергетического барьера для вхождения вихревых линий в сверхпроводник. Методика измерений основана на использовании в качестве источника магнитного поля малой ферромагнитной частицы и тем самым (в силу быстрого спада поля) лишена недостатков, присущих методам, использующим однородные внешние поля для определения характеристик образцов с большим размагничивающим фактором. Основным достоинством метода является то, что он позволяет получать прямую информацию о важных параметрах сверхпроводника безотносительно к геометрии исследуемого образца. Проведенные эксперименты на пленках YBaCuO показали, что энергетический барьер для создания вихрей (при ориентации поля параллельно плоскостям CuO) аномально мал. Температурная зависимость соответствующего порогового тока j_c (индуцированного микромагнитом) существенно отличается от температурной зависимости тока распаривания, отвечающего за преодоление барьера Бина—Ливингстона в идеальных образцах. Указанные факты могут быть интерпретированы в рамках модели джозефсоновской среды. В этом случае определяемая нами величина $j_c(T)$ является плотностью межгранульного критического тока. Наблюдаемая температурная зависимость j_c указывает на сильное подавление сверхпроводящего параметра порядка на межгранульных границах, что для наиболее вероятных границ раздела типа сверхпроводник—изолятор—сверхпроводник свидетельствует в пользу анизотропного типа спаривания. Дальнейший анализ зависимости $j_c(T)$ в образцах с различной микроструктурой представляется, таким образом, весьма важным для решения вопроса о типе спаривания в ВТСП.

В заключение авторы выражают благодарность А. А. Андронову за ценные замечания и обсуждение результатов. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 97-02-17437) и Международного центра-фонда перспективных исследований в Нижнем Новгороде (грант 99-2-03).

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Здесь мы получим асимптотики для функции Грина $G(r, r')$ в уравнении (8). Найдем плотность тока, создаваемого кольцом вихрей с концентрацией

$$n(r) = N\delta(r - r')/(2\pi r) \tag{A.1}$$

(r' — радиус кольца). Известно, что выражение для $j_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ для значений $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \gg \lambda_{eff}$ ($\lambda_{eff} = \lambda_{ab}^2/d$) имеет вид

$$j_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{c\Phi_0}{4\pi^2|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2 d}. \tag{A.2}$$

После подстановки (A.1) и (A.2) в выражение (7) и интегрирования по $r'=|\mathbf{r}'|$ получаем

$$G(r, r') = \frac{c\Phi_0 N}{8\pi^3 d} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{(r - r'\cos\varphi)d\varphi}{(r^2 + r'^2 - 2rr'\cos\varphi)^{3/2}}. \tag{A.3}$$

После проведения математических преобразований выражение (A.3) можно привести к виду

$$G(r, r') = \frac{c\Phi_0 N}{4\pi^3 d}\left[\frac{E(k)}{r(r - r')} + \frac{K(k)}{r(r + r')}\right], \tag{A.4}$$

где $K(k)$ и $E(k)$ — полные эллиптические интегралы 1-го и 2-го рода, $k^2 = 4rr'/(r^2+r'^2)$.

Запишем асимптотики функции Грина $G(r, r')$ (A.4):

1) при $|r - r'| \ll r'$

$$G(r, r') = \frac{c\Phi_0 N}{4\pi^3 d} \frac{1}{r'(r - r')}; \tag{A.5}$$

2) при $|r - r'| \gg r'$ и $r > r'$

$$G(r, r') = \frac{c\Phi_0 N}{4\pi^2 d} \frac{1}{r^2} \tag{A.6}$$

(данный вид функции Грина используется для вычисления плотности тока, создаваемого кольцом вихрей, в области расположения кольца антивихрей);

3) при $|r - r'| \gg r_0$ и $r < r'$

$$G(r, r') = \frac{3c\Phi_0 N}{8\pi^2 d} \frac{r}{r'^3} \tag{A.7}$$

(данный вид функции Грина используется для определения плотности тока, созданного кольцом антивихрей, в области расположения кольца вихрей).

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

Для решения системы интегральных уравнений нами был использован подход, развитый в [22]. При этом, согласно [22], для сингулярного интегрального уравнения

$$\frac{1}{\pi i} \int_a^b \frac{\varphi(t)dt}{t - t_0} = f(t_0) + C, \quad a \le t_0 \le b, \tag{Б.1}$$

(где $\varphi(t)$ — неизвестная функция, удовлетворяющая условию Гельдера, C — неизвестная постоянная) единственное решение имеет вид

$$\varphi(t_0) = \frac{\sqrt{(t_0 - a)(t_0 - b)}}{\pi i} \int_a^b \frac{f(x)dx}{\sqrt{(x - a)(x - b)}(x - t_0)}, \tag{Б.2}$$

$$C = \frac{1}{\pi i} \int_a^b \frac{f(x)dx}{\sqrt{(x - a)(x - b)}}. \tag{Б.3}$$

Литература

1. E. H. Brandt, Rep. Prog. Phys. **58**, 1465 (1995).
2. A. S. Mel'nikov, Yu. N. Nozdrin, I. D. Tokman et al., Phys. Rev. B **58**, 1672 (1998).
3. M. W. Coffey, Phys. Rev. B **52**, R9851 (1995).
4. J. H. Xu, J. H. Miller, Jr., and C. S. Ting, Phys. Rev. B **51**, 424 (1995).

5. J. C. Wei, J. L. Chen, L. Horng et al., Phys. Rev. B **54**, 15429 (1995).
6. H. J. Hug, A. Moser, I. Parashikov et al., Physica C **235–240**, 2695 (1995).
7. I. D. Tokman, Phys. Lett. A **166**, 412 (1992).
8. G. M. Genkin, V. V. Skuzovatkin, and I. D. Tokman, J. Magn. Magn. Mater. **130**, 51 (1994).
9. Y. N. Nozdrin, P. P. Vysheslavtsev, I. D. Tokman et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **5**, 1424 (1995).
10. D. X. Chen, R. B. Goldfarb, R. W. Cross et al., Phys. Rev. B **48**, 6426 (1993).
11. V. P. Damjanovic and A. Yu. Simonov, J. de Phys. I **1**, 1639 (1991).
12. В. П. Дамьянович, А. Ю. Симонов, СФХТ **4**, 1512 (1991).
13. Yu. N. Drozdov, S. V. Gaponov, S. A. Gusev et al., Supercond. Sci. Technol. **9**, A166 (1996).
14. R. K. Belov, Yu. N. Drozdov, S. V. Gaponov et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **5**, 1797 (1995).
15. Yu. N. Drozdov, S. V. Gaponov, S. A. Gusev et al., Supercond. Sci. Technol. **7**, 1642 (1997).
16. H. Darhmaoui, J. Jung, J. Talvaccho et al., Phys. Rev. B **53**, 12330 (1996).
17. P. N. Micheenko and Yu. E. Kuzovlev, Phys. C **204**, 229 (1993).
18. Э. Б. Сонин, Письма в ЖЭТФ **47**, 415 (1998).
19. V. Ambegaokar and A. Baratoff, Phys. Rev. Lett. **10**, 486 (1963).
20. W. Widder, L. Bauernfeind, H. F. Braun et al., Phys. Rev. **55**, 1254 (1997).
21. И. Л. Максимов, А. А. Елистратов, Письма в ЖЭТФ **61**, 204 (1994).
22. Н. И. Мусхелишвили, *Сингулярные интегральные уравнения*, Физматгиз, Москва (1963).