

Нижние критические поля сверхпроводника Y–Ba–Cu–O

© В.Е. Милошенко, И.М. Шушлебин, О.В. Калядин

Воронежский государственный технический университет,
394026 Воронеж, Россия

E-mail: miloshenko@mail.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 18 марта 2005 г.)

Экспериментально изучено поведение сверхпроводника Y–Ba–Cu–O в малых магнитных полях. Определен ряд критических полей, характеризующих последовательное проникновение гипервихрей и вихрей Джозефсона в систему слабых связей сверхпроводящей керамики.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы „Университеты России“ (грант № 3013-05).

PACS: 74.25.Op, 74.72.Bk

Высокотемпературные керамические сверхпроводники представляют собой пример естественных джозефсоновских сред. Хорошо известно, что здесь реализуются различные виды вихрей: Абрикосова, Джозефсона (флаксоны) и гипотетические гипервихри [1–6]. В этой связи высокотемпературный сверхпроводник необходимо характеризовать набором нижних критических полей [7], который включает: так называемое динамическое критическое поле b_{c1}^* ; поле начала проникновения в слабые связи B_{c1}^s и поле окончания данного процесса B_{c2}^s [3]; первое критическое поле гранул B_{c1} и поле перегрева B_{c1}^* [8–10]. Известны экспериментальные данные, указывающие на то, что ВТСП на основе иттрия в области магнитных полей $b_{c1}^* < B < B_{c1}^s$ имеют еще одно критическое поле, в таллиевых же ВТСП оно не обнаружено [7]. В последующих экспериментах с металлооксидами на основе иттрия также наблюдалось три критических поля, тогда как в таллиевых керамиках лишь два [11]. Наличие еще одного критического поля (пусть и только у одного ВТСП) оказалось, по нашему мнению, существенным препятствием для интерпретации результатов в рамках известных представлений [1,2,12,13], говорящих о возможности присутствия в ВТСП трех форм вихрей, из которых в рассматриваемом интервале полей могут реализоваться две. Хотя значение определенного в [7] динамического критического поля b_{c1}^* и согласуется с предсказанным в [12,13] для полей возникновения гипервихрей, делать выводы без возможности общей интерпретации представлялось преждевременным.

До настоящего времени были известны только косвенные подтверждения гипотезы гипервихрей (например, [14,15]), следовательно, начальный этап проникновения магнитного потока в ВТСП оставался неясным. Экспериментальное исследование проблемы представляется интересной задачей низкополевой электродинамики высокотемпературных сверхпроводников.

В настоящей работе изучалась металлокерамика Y–Ba–Cu–O (1 : 2 : 3), приготовленная по двухстадийной технологии: синтез при температуре 945°C в течение 13 часов и отжиг при 950°C 10 часов (проводились в протоке воздуха) при давлении компактирования

$P = 15$ МПа. Легирование серебром осуществлялось на стадии зашихтовки в количестве 0, 0.5, 1, 3, 5, 7 и 15 вес.%.

Исследования в магнитных полях выполнены индуктивным методом, как в работе [7]. Чувствительным элементом служила катушка ($N = 500$ витков медного провода диаметром 0.07 mm), плотно наматываемая на образец ($20 \times 3 \times 3$ mm). Сигнал с чувствительного элемента поступал на вход измерительного модуля — усилитель с регулируемым коэффициентом усиления в пределах 10^3 – 10^5 (разработан и модернизирован в Воронежском НИИ связи), способный выделить низкочастотный (10^2 – 10^3 Hz) сигнал на уровне 10^{-7} V. При воздействии на сверхпроводник переменного поля $B(t) = B_0 \sin \omega t$ в ходе экспериментов измерялась величина амплитуды ЭДС индукции в катушке $U_0(B_0)$. В данной максимально простой экспериментальной ситуации $U_0 = N\omega B_0 S(B_0)$; $U_0 = N\varepsilon_0$, где ε_0 — ЭДС индукции, наводимая (в среднем) в одном витке. Величина $S(B_0)$ — площадь системы образец–катушка, пронизываемая магнитным полем. Следовательно, линейная зависимость ЭДС от амплитуды поля в некотором интервале полей подразумевает сохранение площади $S(B_0) = \text{const}$, в случае сверхпроводящего образца проникновение магнитного поля в него не начиналось или же завершилось. Чувствительность аппаратуры позволяет определить при полях $B_0 = 10^{-6}$ Т появление в сверхпроводнике магнитных объектов с линейным размером порядка 10^{-5} м, что соответствует параметрам макровихрей (гипервихрей) [12,13]. Все измерения проведены при температуре жидкого азота. Внешнее поле направлялось вдоль большей оси образца. Контрольные измерения проводились с использованием образцов из чистой меди и латуни. Их отклик $U_0(B_0)$ имел линейный характер.

Исследование Y–Ba–Cu–O в переменных полях малой амплитуды позволило установить (рис. 1) следующее: в области амплитуд переменного поля порядка 10^{-6} Т наблюдается первая особенность на зависимостях $U_0(B_0)$ (рис. 1, a). Данное значение соответствует „динамическому критическому полю“ b_{c1}^* . Далее, как и во всех исследованных сверхпроводниках на основе иттрия, обнаружена особенность на кривых $U_0(B_0)$ в

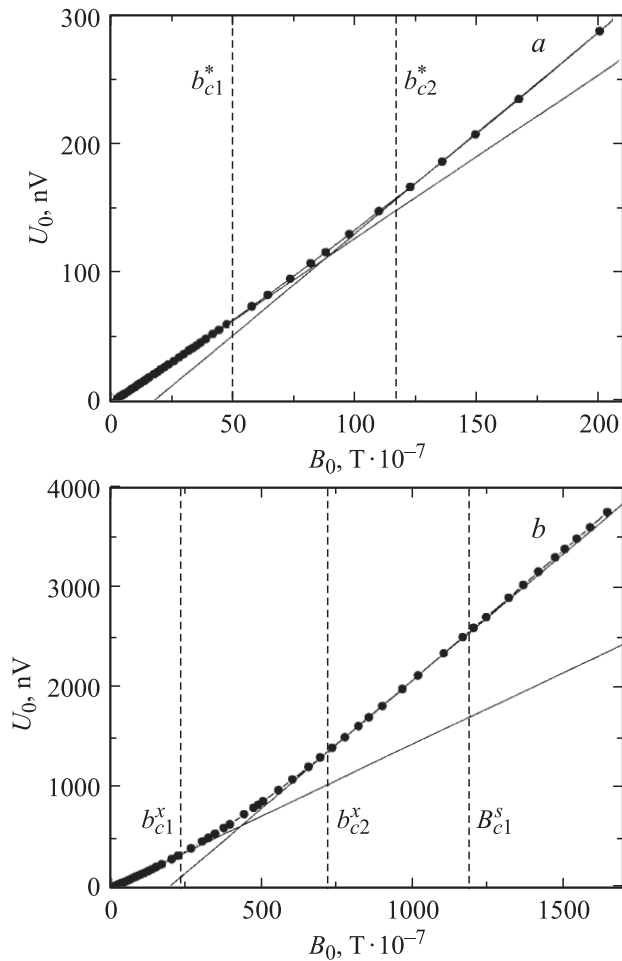


Рис. 1. Полевые зависимости отклика металлооксида Y-Ba-Cu-O. Частота $f = 600$ Hz, число витков катушки $N = 500$.

полях порядка 10^{-5} Т (рис. 1, *b*). Это значение поля назовем „второе динамическое критическое поле“ b_{c1}^x . Следует подчеркнуть, что при этом „второе“ означает только порядковый номер, т.е. не подразумевается гипотеза об окончании какого-либо процесса. При дальнейшем увеличении амплитуды переменного поля до значений, превышающих 10^{-4} Т, фиксировалась третья особенность на кривых $U_0(B_0)$; согласно [7], это „поле начала проникновения в слабые связи“ B_{c1}^s [3] — появление флаксонов. Таким образом, в (сверх)малых магнитных полях сверхпроводник Y-Ba-Cu-O характеризуется тремя критическими значениями поля начала проникновения.

Очевидно (рис. 1), что в исследованной области полей происходят некоторые процессы, разделенные областями линейного изменения $U_0(B_0)$. Для характеристики таких процессов необходимо ввести еще два параметра — b_{c2}^* и b_{c2}^x , которые будем называть верхнее первое динамическое критическое поле и верхнее второе динамическое критическое поле. Слово „нижнее“ в дальнейшем изложении выделяет введенные ранее динамические критические поля b_{c1}^* и b_{c1}^x .

Таким образом, сверхпроводник Y-Ba-Cu-O характеризуется более широким, чем считалось ранее (например, в [7]), набором значений критических полей.

Для дальнейшего анализа обратим внимание на то, что сверхпроводники на основе иттрия и таллия значительно различаются своей морфологией, как это видно из сравнения результатов микроскопических исследований, например, в [11]. Если существенны форма гранул и особенности их соединения, то естественно предположение о том, что воздействие легирующих добавок серебра способно прояснить ситуацию, поскольку известно [16], что легирование иттриевых керамик серебром позволяло наблюдать (для вихрей Абрикосова) явления, схожие с обнаруженными в таллиевых.

Результаты исследования керамик с добавками серебра представлены на рис. 2 и 3. При введении минимального количества серебра изменились лишь величины критических полей (рис. 2); подробно этот вопрос будет обсуждаться далее. Дальнейшее же увеличение содержания Ag вызвало существенные изменения — поле зарождения вихрей Джозефсона B_{c1}^s стало экспериментально неразличимо (рис. 3). В целом зависимости критических значений от содержания серебра представлены на рис. 4.

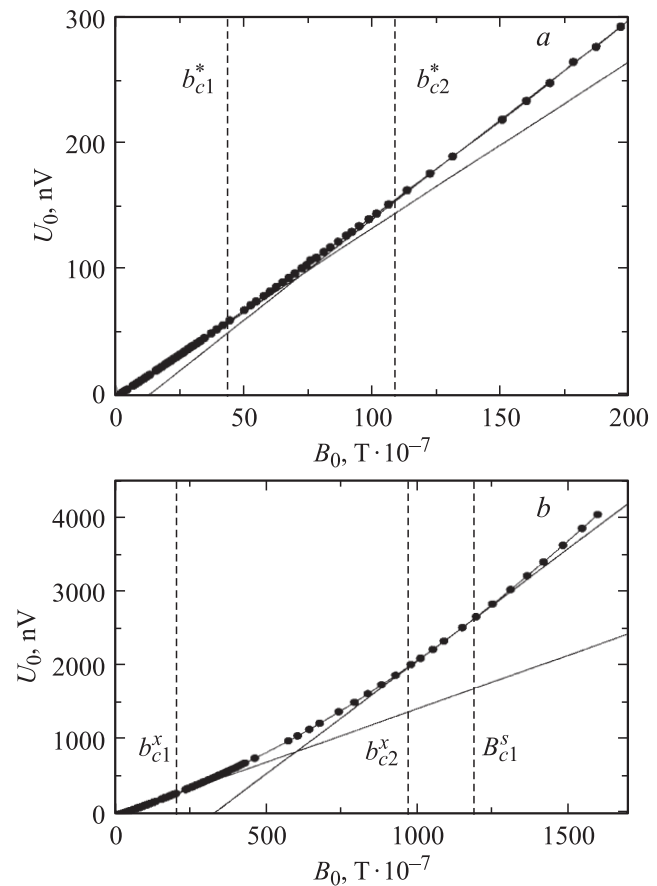


Рис. 2. Влияние содержания серебра на отклик металлооксида Y-Ba-Cu-O (содержание Ag 0.5%). Частота $f = 600$ Hz, число витков катушки $N = 500$.

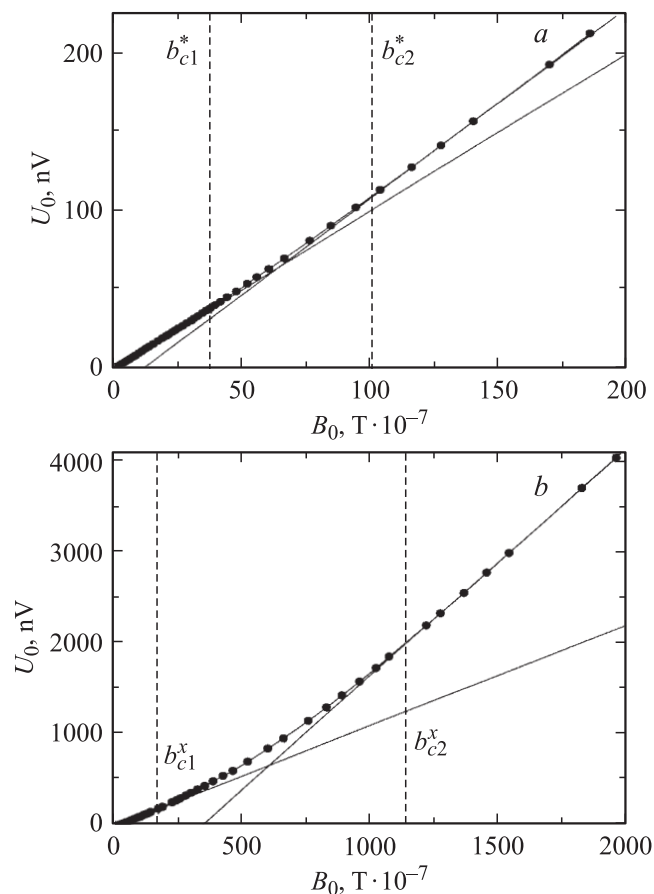


Рис. 3. Влияние содержания серебра на отклик металлооксида Y-Ba-Cu-O (содержание Ag 1%). Частота $f = 600$ Hz, число витков катушки $N = 500$.

Отметим, что формально такая картина (рис. 3) соответствует ранее полученной в исследованиях таллиевых керамиках [11]. Но напрашивающийся вывод о ее общем характере представляется внутренне противоречивым. Аргументом в пользу такого мнения служит следующее. В таллиевых керамиках наблюдались [11] в полях до 15 мТ явления, объясняемые [7] динамикой флаксонов и затем вихрей Абрикосова. Это заставило допустить [11], что здесь особенность в полях 10^{-5} Т связана с зарождением флаксонов, но ощутимая неясность ситуации не позволяла расширить подход и говорить о гипервихрях. Действительно, из дальнейшего изложения станет понятна опосредственная связь этого критического значения с зарождением флаксонов.

В результате подобных исследований рассматриваемых иттриевых керамики с серебром, в том числе содержанием серебра выше одного процента, были обнаружены эффекты, связанные с динамикой флаксонов. Результаты будут представлены отдельно, в настоящей работе ограничимся утверждением о том, что нет никаких оснований для выводов об отсутствии вихрей Джозефсона в этих материалах.

Применяемая индуктивная методика с непосредственным размещением катушки на образце [17] особенно удобна для определения начала проникновения поля. Идея же подхода — появление в сверхпроводнике магнитного потока (или же новой формы квантов потока) — означает уменьшение объема (площади) ранее экранированной области пространства. Это будет не так, если изменения экранированного объема отсутствуют — новая форма вихрей возникает в той же области сверхпроводника, где ранее возникла и распространилась другая. Иными словами, если флаксоны появляются в результате „простой“ трансформации неких уже заполнивших джозефсоновскую среду ВТСП объектов.

Проведем интерпретацию полученных результатов на основе последнего утверждения. В иттриевой керамике без серебра (рис. 1) при достижении нижнего второго динамического критического поля b_{c1}^x возникли макровихри [12,13], охватывающие несколько гранул ВТСП. Когда внешнее поле достигло величины верхнего второго динамического критического поля b_{c2}^x , такие гипервихри полностью заняли доступный им объем джозефсоновской среды — при $B_0 > b_{c2}^x$ зависимость $U_0(B_0)$ допускает линейную аппроксимацию (рис. 1). С дальнейшим ростом прикладываемого поля при B_{c1}^x в пространстве слабых связей появляются меньшие по своим размерам флаксоны, заполняющие в конечном счете межгранульный объем ВТСП.

Хорошо известно, что при легировании серебро окутывает гранулы ВТСП [16] и с ростом концентрации увеличивается его плотность. В результате растет глубина проникновения (в рассматриваемых материалах следует говорить об увеличении всех характеризующих их глубин проникновения [12,13]). Однако добавка нормального металла должна усиливать и корреляции между контактами [18], способствуя распространению в джозефсоновской среде области когерентного поведения

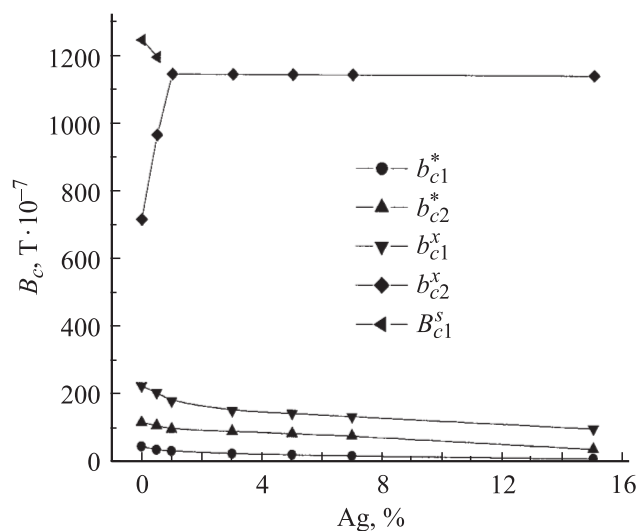


Рис. 4. Изменение величин критических полей с ростом содержания Ag.

(появление контактов типа S–N–S). Следует ожидать, что при этом уменьшится поле B_{c1}^s , пропорциональное $1/d\lambda_J$, причем как за счет роста джозефсоновской глубины проникновения λ_J , так и увеличения размеров переходов d (рис. 2 и 4). В рамках представлений о гипервихрях естественно ожидать и распространения гипервихрей в большей части объема слабых связей ввиду увеличения области когерентного поведения — рост b_{c2}^x (рис. 2 и 4). Эти тенденции развиваются с ростом содержания серебра (рис. 3), приводя в конечном счете к зарождению флаксонов в условиях, когда пространство слабых связей уже заполнено гипервихрями (рис. 4). Это позволяет понять и поведение таллиевых керамик [11], зарождение флаксонов здесь протекало подобным образом, но тогда поле b_{c1}^x неуместно характеризовать как „дополнительное“. Наличие двух критических полей b_{c1}^* и b_{c1}^x оказывается общим свойством и должно допускать объяснение с общих позиций.

Согласно модели [19], глубина проникновения λ_{eff} (характеризующая экранирующие свойства сверхпроводников в полях, меньших поля проникновения абрикосовских и джозефсоновских вихрей) существенно анизотропна. В направлении оси **b** решетки сильная связь гранул и большой их размер приводят к малой глубине проникновения λ_{eff}^b . В направлении оси **a** решетки гранул слабая связь гранул и малый размер гранул обуславливают большую глубину проникновения λ_{eff}^a . Авторы [19] полагали, что эффект существует в тонких пленках, текстурированных керамиках и т.п., а в силу хаотического распределения гранул в рассматриваемых металлокерамиках анизотропия не должна бы существенно влиять.

Однако модель [12,13] описывает поведение неидентичных джозефсоновских контактов усредненным образом. В трехмерной джозефсоновской среде существование гипервихрей, согласно [13], обусловлено взаимным (индуктивным) влиянием контактов, в том числе и достаточно удаленных, которое и позволяет избежать перехода в стеклообразное состояние, обуславливая возможность возникновения гипервихрей.

Если же все контакты можно разделить на два вида, пусть и случайно ориентированные и расположенные, разумно предположить, что индуктивное их взаимодействие приводит к формированию не одной, а двух взаимопроникающих сеток контактов в духе модели [12,13]. Тогда в джозефсоновском пространстве ВТСП зарождение гипервихрей (с отличающимися размерами) произойдет более сложным образом. Первоначально при b_{c1}^* возникнут гипервихри большего размера (гипервихрь А), соответствующие λ_{eff}^a , которые по достижению b_{c2}^* займут весь доступный им объем. Его величина, а значит, и величина b_{c2}^* должны зависеть уже от меньшей глубины проникновения λ_{eff}^b . Когда же внешнее поле достигнет величины нижнего второго динамического поля b_{c1}^x , появятся гипервихри меньшего размера (гипервихрь Б), которые разместятся в ранее недоступных областях джозефсоновского пространства

ВТСП. Их размеры и значение b_{c1}^x также должны зависеть именно от λ_{eff}^b . Другие процессы были рассмотрены выше.

Предложенная интерпретация нуждается в теоретическом обосновании возможности возникновения гипотетических взаимопроникающих сеток контактов. С экспериментальной точки зрения аргументом в ее пользу является то обстоятельство, что изменение как b_{c2}^* , так и b_{c1}^x с увеличением добавок Ag действительно определяется одним физическим параметром (в нашей интерпретации λ_{eff}^b) — сравните соответствующие кривые на рис. 4.

Список литературы

- [1] Э.Б. Сонин. Письма в ЖЭТФ **47**, 8, 415 (1988).
- [2] Э.Б. Сонин, А.К. Таганцев. ЖЭТФ **95**, 3, 994 (1989).
- [3] Е.З. Мейлихов. СФХТ **2**, 9, 5 (1989).
- [4] G.W. Grabtee, D.R. Nelson. Physics Today. **50**, 1, 38 (1997).
- [5] E.H. Brandt. Physica C **196**, 1, 91 (1991).
- [6] L. Xing. Phys. Rev. B **46**, 17, 11 084 (1992).
- [7] И.М. Шушлебин. Изв. АН. Сер. физ. **57**, 11, 178 (1993).
- [8] И.М. Шушлебин, В.Е. Милошенко. СФХТ **2**, 12, 79 (1989).
- [9] В.Е. Милошенко, И.М. Шушлебин, Г.С. Бурханов, М.И. Бычкова, И.Д. Петренко. СФХТ **4**, 6, 1158 (1991).
- [10] В.Е. Милошенко, И.М. Шушлебин. СФХТ **5**, 8, 1447 (1992).
- [11] И.М. Шушлебин, А.И. Акимов, А.П. Чернякова. СФХТ **6**, 11–12, 2067 (1993).
- [12] М.А. Зеликман. СФХТ **5**, 1, 60 (1992).
- [13] М.А. Зеликман. СФХТ **5**, 10, 1819 (1992).
- [14] В.К. Игнатъев. ФНТ **23**, 7, 686 (1997).
- [15] Н.Д. Кузьмичев. ФТТ **43**, 11, 1934 (2001).
- [16] V.F. Shamrai, Yu.V. Efimov, T.M. Frolova, et. al. Practical Metallography **29**, 2, 85 (1992).
- [17] А. Роуз-Инс, Е. Родерик. Введение в физику сверхпроводимости. Мир, М. (1972).
- [18] К.К. Лихарев. Введение в динамику джозефсоновских переходов. Наука, М. (1985).
- [19] А.С. Петров, Е.Е. Слядников. СФХТ **6**, 6, 538 (1993).