Физика низких температур, 1996, т. 22, № 11, с. 1310–1313

Крип магнитного потока и линия необратимости в YBCO керамике

А. Н. Черкасов, Л. П. Волкова

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины, Украина, 340114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72

Экспериментально исследовались полевые (H_0 = 0–40 Э, h = 0,005–1 Э) и частотные (ω = 0,275–20 кГц) зависимости межгранульных потерь диамагнитной восприимчивости плоских ВТСП образцов $YBa_2Cu_3O_x$ керамики во внешнем магнитном поле $H = H_0 + h\cos\omega t$. Толщина образцов изменялась в пределах D = 1,4–0,42 мм. Показано, что эксперимент может быть описан в рамках модели «гигантского» крипа потока в пределе достаточно сильного пиннинга. Для этого в рассмотрение вводится понятие линии необратимости, на которой измеряемая плотность критического тока обращается в нуль. Эта линия имеет динамический характер и является, по-видимому, линией необратимости.

Експериментально досліджувалися польові (H_0 = 0–40 Э, h = 0,005–1 Э) та частотні (ω = 0,275–20 кГц) залежності міжгранульних затрат діамагнітної сприйнятливості плоских ВТНП зразків $YBa_2Cu_3O_x$ керамік у зовнішньому магнітному полі $H = H_0 + h\cos\omega t$. Товщина зразків змінювалася у межах D = 1,4–0,42 мм. Показано, що експеримент може бути описан в рамках моделі «гігантського» кріпа потоку в межі достатньо сильного пінінгу. Для цього у розглядання введено поняття лінії необоротності, на якій вимірювана густина критичного струму обертається в нуль. Ця лінія має динамічний характер і являється, мабуть, лінією необоротності.

Введение

Среди моделей, предложенных для описания электрических и магнитных свойств высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), в настоящее время наиболее разработанной и популярной является модель «гигантского» крипа магнитного потока [1–3]. Тем не менее, несмотря на успех, достигнутый при интерпретации экспериментальных результатов в рамках этой модели, по-прежнему существует ряд проблем, не решенных однозначно. В настоящей работе наше внимание будет сконцентрировано на двух из них. Во-первых, это проблема функциональной зависимости потенциала пиннинга U_0 от температуры T и магнитного поля H. Во-вторых, это проблема, тесно связанная с пиннингом и крипом магнитного потока, проблема необратимости магнитных свойств ВТСП (см. обзоры [4,5]). Настоящая работа иллюстрирует важность этих проблем, зачастую не возникающих при проведении менее комплексных исследований.

Детали эксперимента и его результаты

В настоящей работе исследовался характер межгранульных потерь в диамагнитной восприимчивости $\chi = \chi' + i\chi''$ ВТСП $YBa_2Cu_3O_x$ керамики во внешнем магнитном поле $H = H_0 + h\cos\omega t$. Измерения проводились в температурном интервале T = 77–100 К на частотах f = 0,275–20 кГц в полях h = 0,05–2 Э. Образцы размерами 12,5×6,5×D мм с $T_c \approx 90{,}5$ К имели плотность 4,82 г/см^3 (76%) и средний размер гранул ~ 10 мкм. Последовательное уменьшение толщины образца D от 1,4 до 0,42 мм осуществлялось их шлифовкой. Магнитное поле ($H_0 \| h$) направлялось вдоль наибольшей стороны образца. Все экспериментальные кривые получались в режиме ZFC.

На вставке к рис. 1 приведена качественная экспериментальная запись кривой $\chi''(T)$, на которой наблюдается два пика: χ''_G и χ''_J, обусловленные внутригранульными и межгранульными потерями соответственно. На рис. 1 представлены зависимости, связывающие значения температуры T_m, соответствующей максимума χ''_J и $h/(1 - t_m)$, где $t_m = T_m/T_c$, полученные при различных значения h, f, D и H_0 = 5 Э. При варьировании величины H_0 было установлено, что вся совокупность экспериментальных данных хорошо описывается эмпирическим соотношением

$$hH_0 = h^{*3}\frac{(1-t_m)^2}{H_0+H_1} - H_2^2(1-t_m), \qquad (1)$$

где $H_1 \approx 3$ Э; $H_2^2 \approx 30$ Э^2, а коэффициент h^{*3} является функцией только двух внешних параметров: f и D. Зависимость $h^{*3}(D)$ для двух значений f приведена на рис. 2.

Анализ экспериментальных результатов

Распределение поля внутри образца описывается уравнением критического состояния $dH/dx = \pm j_c$, где j_c — измеряемая плотность критического тока, а ось x направлена перпендикулярно его плоскости. Величина χ'' равна χ_J'', когда осциллирующая компонента поля достигает примерно середины образца ($D/\sqrt{2}$ [6]). Поскольку нас интересует область полей $H_0 >> h$, можно пренебречь зависимостью j_c от h, и решение уравнения критического состояния будет иметь вид

$$h = j_c(t_m, H_0, f)D/\sqrt{2}. \qquad (2)$$

В модели Андерсона [7,8] в пределе достаточно сильного пиннинга

$$j_c = j_{c0}(T, H)[1 - (kT/U_0)\ln(f_0/f)], \qquad (3)$$

где j_{c0} — плотность критического тока в отсутствие крипа потока; $f_0 = \nu d/D$; d — расстояние между центрами пиннинга; $\nu_0 \sim 10^7 - 10^{12}$ Гц.

Проведем сравнительный анализ соотношений (1) и (2). Зависимость $j_{c0}(T, H)$, полученная нами в [6], имеет такой же вид, как и первое слагаемое в (1). Качественно схожи и соответствующие зависимости $h^{*3}(D)$. Поэтому естественно предположить, что это слагаемое есть результат решения уравнения критического состояния. Представим h^{*3} в форме, принятой в [6]: $h^* = h_0^3/F$, где величина $h_0^3 \propto D$ и не зависит от f, а частотная зависимость h^{*3} описывается некоторой функцией F. Эта зависимость обусловлена крипом потока и в режиме идеального пиннинга $(kT/U_0 \to 0)$ $F = 1$. Выражение для F определяется множителем при j_{c0}, являющимся функцией U_0. Поэтому если $U_0 = U_0(T, H)$, то и F является функцией T_m и H_0. В работе [6] вследствие целенаправленно выбранной зависимости U_0 от T и H было получено уравнение, в котором величина F зависела только от f и D. Однако в настоящей работе это невозможно сделать, так как имеется еще один параметр h. Действительно, если зафиксировать значения H_0, f и D, то величина F будет зависеть от h из-за сильной зависимости

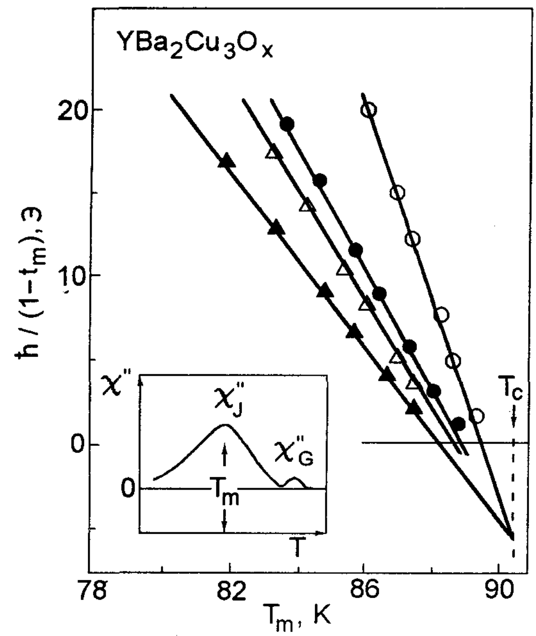

Рис. 1. Зависимости, связывающие величины T_m и $h/(1-t_m)$, где $t_m = T_m/T_c$, при $H_0 = 5$ Э; $D = 1{,}4$ (○, ●) и 0,7 (△, ▲) мм; $f = 20$ (○, △) и 0,275 (●, ▲) кГц. На вставке — пример экспериментальной кривой $\chi''(T)$; χ_G'' и χ_J'' — пики внутригранульных и межгранульных потерь соответственно.

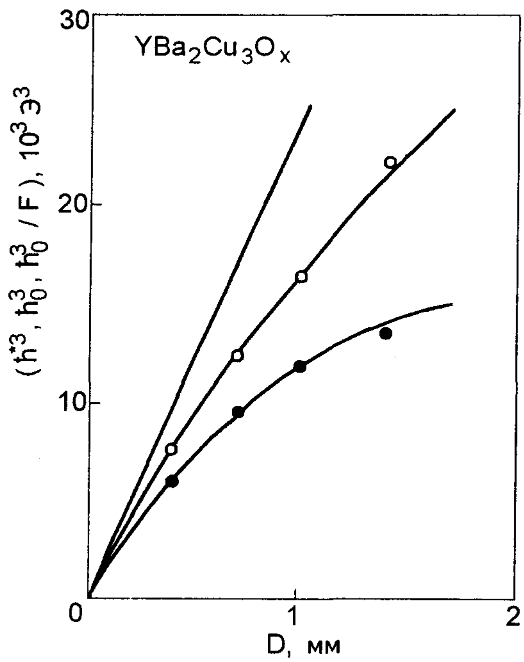

Рис. 2. Экспериментальные данные для $h^{*3}(D)$, полученные с использованием (1) для двух значений f, кГц: 20 (○) и 0,275 (●). Прямая и кривые — зависимости для h_0^3 и h_0^3/F, вычисленные с помощью (4).

$T_m(h)$ (см. рис. 1). Если $U_0 = \text{const}$, то неясно, откуда появляется такая сильная зависимость F от D. Тем не менее зависимость $h^*(D)$ хорошо аппроксимируется выражением, качественно схожим с полученным в [6]. Это хорошо иллюстрирует рис. 2, на котором приведены зависимости

$$h_0^3/F = h_0^3[1 - \sqrt{D/D_0}\,\ln(f_0/f)], \qquad (4)$$

полученные при $h_0^3 = 24{,}5\cdot 10^3 D$ Э^3/мм, $D_0 = 545$ мм, $f_0 D = 4\cdot 10^7$ Гц·мм.

Следовательно, первое слагаемое в правой части (1) можно получить с помощью (3), если потенциал пиннинга имеет вид $U_0 = \sqrt{D_0/D}$ kT. Это неожиданный результат, хотя качественно схожая «нефизичная» температурная зависимость U_0 получалась многими авторами из данных магниторелаксационных измерений (см. [9] и ссылки в ней). При этом наблюдается и количественное согласие: в частности, в наших измерениях в зависимости от толщины образцов $U_0 = (20-35)\kappa T$. Более удивительной является зависимость U_0 от D. Разумеется, она не может быть явной и, скорее всего, свидетельствует о том, что в условиях полного проникновения взаимодействующих магнитных вихрей в образец мы имеем дело с эффективной величиной потенциала пиннинга, зависящей от толщины образца. Полученное нами выражение для эффективного потенциала пиннинга является первым принципиально важным результатом настоящей работы.

Из вышесказанного ясно, что первое слагаемое в (1) является результатом решения уравнения критического состояния и его появление вполне закономерно. Однако совершенно непонятным, на первый взгляд, кажется факт появления второго слагаемого. Для объяснения этого мы привлекаем к рассмотрению понятие линии необратимости. Микроскопическая природа линии необратимости до сих пор однозначно не определена. Тем не менее независимо от механизма, привлекаемого для объяснения явления необратимости (это может быть, например, депиннинг или плавление вихревой решетки [10]), наиболее естественным представляется предположение о том, что на линии необратимости измеряемая плотность критического тока j_c обращается в нуль [4,5]. Тогда температура необратимости T_{irr} — это температура, при которой межгранульные потери исчезают. Действительно, из эксперимента видно, что если температуру, соответствующую «краю» потерь, определить по «заднему фронту» пика χ_J'', то ее величина зависит как от H_0, так и от f. Частотная зависимость, с одной стороны, согласуется с динамическим характером линии необратимости, а с другой — свидетельствует о том, что положение «края» потерь не связано с разрушением сверхпроводимости вблизи второго критического поля.

В ряде работ линию необратимости описывали выражением (3) [4,5]. Однако такое определение линии необратимости является некорректным, так как при $j_c \to 0$ нарушается предел, при котором получено это выражение. В модели крипа потока Андерсона [7,8] скорость термоактивированного движения магнитных вихрей определяется выражением

$$v = 2\nu_0 \exp(-U_0/kT)\,\text{sh}\,(j_c U_0/j_{c0}kT). \qquad (5)$$

Легко показать, что величина j_c, определяемая этим выражением, обращается в нуль только при $j_{c0} = 0$. Следовательно, если уравнением линии необратимости является равенство $j_c = 0$, то в модели Андерсона природа ее никак не связана с крипом магнитного потока. Поэтому если такая связь в действительности существует, то либо модель Андерсона слишком упрощена и требует существенной модификации, либо она просто не применима вблизи температуры необратимости.

Если решение уравнения критического состояния в присутствии внешнего постоянного магнитного поля $H_0 \gg h$ определяется выражением (2), то при $h \to 0$ должно выполняться условие $j_c = 0$. Очевидно, что эмпирическое соотношение (1) как отражение реальных явлений, определяющих его характер, содержит информацию и о линии необратимости. Естественно поэтому предположить, что, положив в (1) $h = 0$, мы получаем уравнение

$$1 - t_{m0} = \frac{F}{h_0^3} H_2^2(H_0 + H_1), \qquad (6)$$

которое если и не является в точности уравнением линии необратимости, то в определенной степени отражает факт ее существования. Полученное уравнение является вторым важным результатом настоящей работы. Теперь ясна причина появления в правой части (1) второго слагаемого и его можно исключить, записав (1) в виде

$$hH_0 = \frac{h_0^3}{F}\,\frac{(1 - t_m)(t_{m0} - t_m)}{H_0 + H_1}. \qquad (7)$$

Это соотношение является решением уравнения критического состояния, учитывающем крип магнитного потока и существование линии необратимости. Однако в его правой части присутствует множитель H_0, отсутствующий в (2). Этот факт может быть связан с более сильной зависимостью j_{c0} от поля, например $j_{c0} \propto (H_0 + H_1)^{-2}$, хотя такое предположение противоречит результатам работы [6]. Можно также предположить, что его появление обусловлено особым характером динамики слабых колебаний плотности магнитного потока во внешнем поле $H_0 >> h$, в отличие от случая $H_0 = 0$.

Заключение

Нами получено выражение для эффективного потенциала пиннинга и уравнение линии необратимости. Это стало возможным благодаря тому, что в эксперименте варьировалось максимально возможное число внешних параметров: H_0, h, ω и D. Уменьшение их числа не исключает альтернативного толкования экспериментальных результатов, что подтверждает работа [6].

Авторы выражают благодарность Л. Т. Цымбал за постоянное внимание и обсуждение полученных результатов.

1. Y. Yeshurum and A. P. Malosemoff, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2202 (1988).
2. Y. Yeshurum, A. P. Malosemoff, F. Holtzberg, and T. R. Dinger, *Phys. Rev.* **B38**, 826 (1988).
3. M. Tinkman, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1658 (1988).
4. A. P. Malosemoff, in: *Physical Properties of High Temperature Superconductors* I, World Sci., Singapore–New Jersey–London–Hong Kong (1989), ch. 3.
5. Е. З. Мейлихов, *СХФТ* **2**, 5 (1989).
6. Л. Т. Цымбыл, А. Н. Черкасов, Л. П. Волкова, С. Р. Кудряшова, *ФНТ* **19**, 855 (1993).
7. P. W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 809 (1962).
8. P. W. Anderson and Y. B. Kim, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 39 (1964).
9. R. Griessen, J. G. Lensink, T. A. M. Schroder, and B. Dam, *Cryogenics* **30**, 563 (1990).
10. E. H. Brandt, *Int. J. Mod. Phys.* **B5**, 751 (1991).

Flux creep and irreversibility line in YBCO ceramics

A. N. Cherkasov and L. P. Volkova

The inter-granular loss in ac susceptibility of planar high-T_c $YBa_2Cu_3O_x$ ceramic samples is measured as a function of magnetic field (H_0 = 0–40 Oe, h = 0.005–1 Oe, the external magnetic field being $H = H_0 + h\cos\omega t$), and frequency (f = 0.275–20 kHz). The sample thickness D is varied from 1.4 to 0.42 mm. It is shown that the experimental may be described in terms of the «giant» flux creep model in a strong pinning limit. To do this, the consideration should involve a notion of critical line in which the critical current density under consideration vanishes. This line is of a dynamic behavior and seems to be an irreversibility line.