

КРИП МАГНИТНОГО ПОТОКА В ВТСП ПЛЕНКАХ

И. И. Санников, А. А. Иванов, А. В. Кузнецов,
А. П. Менушенков, О. А. Чуркин

В слабых магнитных полях проведены прецизионные измерения релаксации магнитного момента тонких эпитаксиальных пленок $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. В широком диапазоне температур определены значения показателя степени μ зависимости энергии активации движения вихрей от тока. Несмотря на малую плотность вихрей, полученные данные свидетельствуют о коллективном характере их крипа, что, по-видимому, обусловлено сильным взаимодействием вихрей через пространство, окружающее пленку.

Ключевые слова: высокотемпературная сверхпроводимость, крип магнитного потока, релаксация сверхпроводящего тока, тонкие пленки.

Введение. Как известно, высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) характеризуются гигантским крипом магнитного потока (движением вихрей Абрикосова), ведущим к рассеянию энергии и влияющим на критические параметры ВТСП материалов [1, 2]. Это вызвано относительно небольшой величиной энергии активации вихрей

$$U = k_B T \ln(t/t_0) = (U_c/\mu) [(J_c/J(t))^\mu - 1], \quad (1)$$

логарифмически растущей со временем t с момента включения магнитного поля и нелинейно зависящей от плотности сверхпроводящего тока $J(t)$. Величины критического тока J_c , энергии пиннинга вихрей U_c , характерного времени крипа потока t_0 и показателя степени μ не меняются со временем, но зависят от температуры T и индукции магнитного поля, пропорциональной плотности вихрей. Соотношение (1) определяет квазилогарифмическое затухание (релаксацию) сверхпроводящего тока со временем,

$$J(t) = J_c/[1 + (\mu k_B T/U_c) \ln(t/t_0)]^{1/\mu}, \quad J(t)/J_2 = [1 + \mu S_2 \ln(t/t_2)]^{-1/\mu}, \quad (2)$$

Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, 115409 Россия, Москва, Каширское шоссе, 31; e-mail: IISannikov@mephi.ru.

со скоростью $S \equiv -d \ln J / d \ln t$. Нормирование релаксационной зависимости $J(t)$ на величину плотности тока $J_2 = J(t_2)$, взятую в определенный момент времени t_2 , позволяет избавиться от неизвестных величин U_c , J_c и t_0 и получить величину μ подгонкой нормированной кривой относительно данного параметра. При этом скорость релаксации $S_2 = S(t_2)$ может быть определена дифференцированием экспериментальной зависимости $J(t)$ либо связана с μ следующим из (2) соотношением $\mu S_2 = (1 - [J(t_2)/J(t_1)]^\mu) / \ln(t_2/t_1)$, где $J(t_1)$ – плотность тока в момент времени t_1 .

Показатель степени μ задается режимом пиннига вихрей, который определяется их взаимодействием между собой, с полем дефектов и током. В модели вихревого стекла величина μ не превышает единицы, а в модели коллективного пиннинга она меняется в пределах от -1 до 1.5 [1]. В слабых полях, когда плотность дефектов выше плотности вихрей, а вихри слабо взаимодействуют вследствие удаленности друг от друга, ожидается пинниг одиночных вихрей с $\mu = 1/7$. С увеличением плотности вихрей и усилением их взаимодействия ожидается проявление коллективных эффектов и рост μ до величины 1.5 .

Характерная величина скорости релаксации S в ВТСП материалах составляет несколько сотых [2] и при стандартном интервале релаксационных измерений от 10 до 10^4 секунд величина $\mu S \ln(t/t_2) \lesssim 0.1 - 0.2$ мала. Разложение $J(t)/J_2 = 1 - S_2 \ln(t/t_2) + (1 + \mu)(S_2 \ln(t/t_2))^2/2 + \dots$ показывает, что в первом приближении $J(t)$ не зависит от величины μ , и для ее определения непосредственно из релаксационных кривых нужно либо увеличивать длительность измерений [3], либо повышать их точность. В связи с этим литературные данные о температурном поведении μ очень ограничены. Исследования, выполненные в поле $H = 10$ кЭ, показали, что зависимость $\mu(T)$ имеет колоколообразный вид [3, 4]. Для монокристалла $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ максимум с $\mu \simeq 1.8$ достигается при $T \simeq 30$ К, а при высокой и низкой температуре величина μ отрицательна [3]. Для образца $HgBa_2Ca_2Cu_3O_{8+\delta}$ величина μ меняется от 0.4 до 0.65 , а максимум достигается при $T \simeq 25$ К [4].

В настоящей работе мы исследовали релаксацию магнитного момента тонких пленок $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в слабом магнитном поле $H \sim 1$ кЭ, сопоставив с размагничивающим полем самих образцов. В таких условиях размагничивание оказывает сильное влияние на распределение тока и поля в образце, но при этом, как показало теоретическое исследование [5], магнитный момент круглой пленки $M(t) = (\pi/24c)D^3 dJ(t)$ диаметром D и толщиной d пропорционален плотности сверхпроводящего тока, релаксация которого описывается выражением (2).

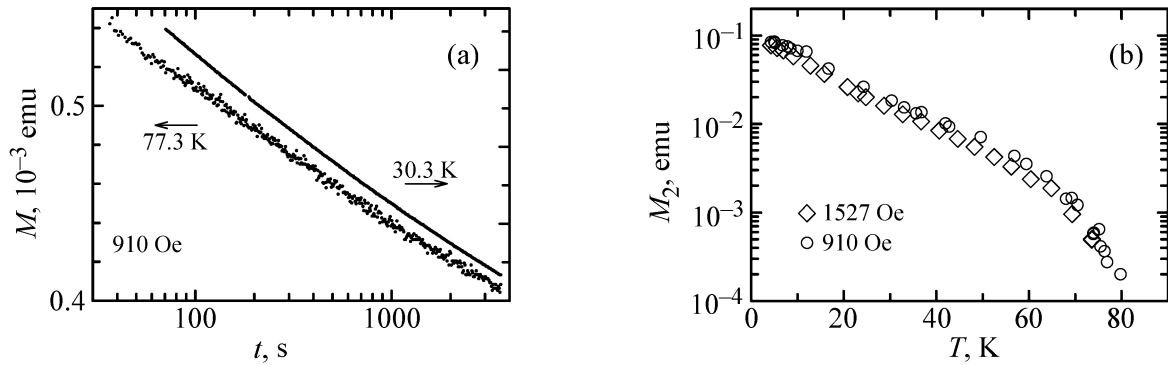


Рис. 1: Кривые релаксации магнитного момента (а) и температурные зависимости отрелаксировавшего момента (b) пленки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

Эксперимент. Эксперименты проводились на трех эпитаксиальных пленках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с критической температурой $T_c = 90.5$ К и шириной сверхпроводящего перехода $\Delta T_c \simeq 1$ К, изготовленных методом лазерного напыления. Данные, полученные на разных образцах, согласуются друг с другом, поэтому мы приводим результаты только для одной из пленок толщиной 550 нм и диаметром 2.1 мм, для которой наблюдалась максимальная скорость релаксации и минимальные шумы измерений.

Исследования проводились с помощью магнитометра оригинальной конструкции [6, 7] методом СКВИД-магнитометрии на неподвижном образце [7, 8]. Использовалась следующая процедура измерений. Пленка, помещенная в одну из приемных катушек магнитометра, охлаждалась в нулевом магнитном поле, и затем со скоростью 1–10 кЭ/с прикладывалось поле 910 или 1527 Э. Поле, созданное сверхпроводящим соленоидом, замораживалось в сверхпроводящей Nb-Ti трубке, что обеспечивало его высокую долговременную стабильность. Ввод поля служил точкой отсчета времени измерения релаксации магнитного момента пленки, и спустя 30–50 с начиналась регистрация показаний магнитометра, продолжавшаяся в течение часа с шагом в 1 с. Отметим, что такой способ позволяет прецизионно измерить малое изменение момента образца со временем $\delta M(t)$ на фоне его большой постоянной величины, не загромождающей в данном случае чувствительность измерений. Абсолютная величина момента $M(t_2) = M_2$ в момент времени t_2 , соответствующий окончанию регистрации релаксации, измерялась аналогичным образом при разогреве образца. Показания магнитометра сбрасывались, образец разогревался со скоростью 5 К/с до температуры выше критической, и с шагом 0.1 К регистрировалось изменение его момента от величины M_2 в начале измерения

до нуля при $T > T_c$. Затем из полученных данных восстанавливалась зависимость от времени абсолютной величины магнитного момента, $M(t) = M_2 + \delta M(t_2) - \delta M(t)$.

Результаты. Образцы полученных релаксационных кривых приведены на рис. 1 вместе с температурной зависимостью отрелаксировавшего момента. Видно, что в диапазоне от 4.2 К до 80 К величина M_2 меняется почти на 3 порядка, а изменение поля в полтора раза слабо сказывается на величине момента. Релаксационные кривые демонстрируют очень слабую нелинейность зависимости момента от логарифма времени. При высокой температуре за время регистрации момент уменьшается примерно на 25 %, при этом шумы измерения составляют $\sim 1.5\%$ его величины. При $T = 30.3$ К затухание момента составляет 14 %, а шумы измерения не превышают $\sim 0.05\%$.

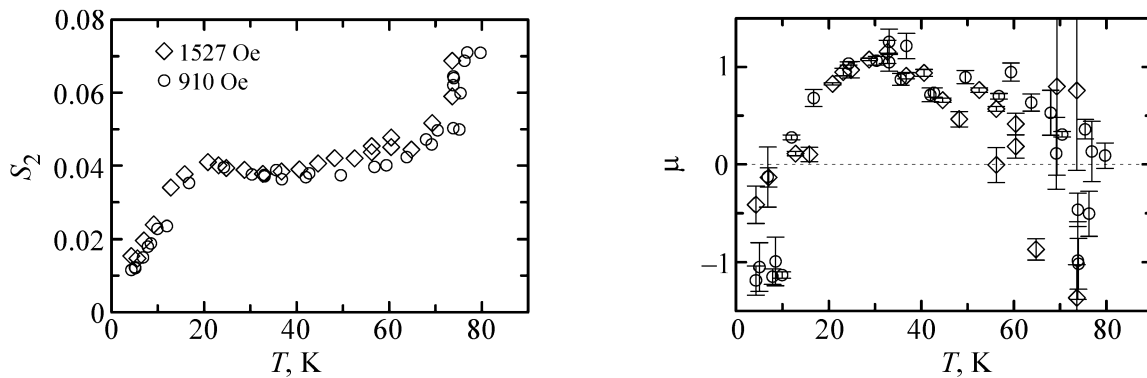


Рис. 2: Температурные зависимости скорости релаксации S_2 (слева) и показателя степени μ (справа), полученные подгонкой релаксационных кривых зависимостью (2). Погрешность точек кривых $S_2(T)$ меньше или порядка размера символов.

Релаксационные кривые подгонялись нормированной зависимостью (2), при этом t_2 выбиралось равным времени окончания регистрации релаксации. Для подгонки двух независимых параметров S_2 и μ использовался алгоритм Метрополиса метода Монте-Карло [9]. Для подгонки с единственным параметром μ использовались метод наименьших квадратов и соотношение $\mu S_2 = (1 - [M_2/M(t_1)]^\mu) / \ln(t_2/t_1)$, в котором t_1 выбиралось равным времени начала регистрации релаксации, а затем для найденного μ вычислялась величина S_2 . Данные, усредненные по обеим подгонкам, представлены на рис. 2. Анализ показал, что величины S_2 , полученные численным дифференцированием кривых $M(t)$ и их подгонкой обоими методами, очень близки, а величины μ различаются порой значительно. Это отражают приведенные на рисунке погрешности, рост которых при высоких и низких температурах сопровождается увеличением раз-

броса значений μ . Такое поведение мы связываем с ростом шумов измерения $M(t)$ при высоких температурах (см. рис. 1) и недостаточной стабильностью температуры при $T \lesssim 20$ К.

Температурная зависимость μ очень хорошо согласуется с результатами, полученными ранее для монокристалла $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [3]. При этом отметим, что $\mu \lesssim 1.25$ для данных, приведенных на рис. 2 для одного из образцов, однако для двух других, характеризующихся меньшей скоростью релаксации, получены более высокие значения $\mu \lesssim 2$. Хорошая количественная корреляция зависимостей $\mu(T)$ монокристалла и пленок свидетельствуют об одинаковом механизме пиннинга, которым, видимо, является пиннинг вихрей на кислородных вакансиях. Модель вихревого стекла, ограничивающая значения μ единицей, неприменима для интерпретации полученных данных. В использованных в наших экспериментах малых полях среднее расстояние между вихрями больше лондоновской глубины проникновения λ_L , определяющей характерное расстояние взаимодействия вихрей, и в рамках теории коллективного пиннинга следует ожидать крип одиночных вихрей с $\mu = 1/7$. Полученные существенно большие значения μ свидетельствуют о коллективном характере движения вихрей. В сверхпроводящих пленках помимо взаимодействия вихрей через объем сверхпроводника, экспоненциально затухающего на расстояниях λ_L , значительную роль играет их взаимодействие через окружающее пространство, которое, как мы полагаем, приводит к появлению коллективных эффектов в системе с малой плотностью вихрей.

Работа выполнена в соответствии с Госзаданием МОН РФ № 3.1540.2014/К.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, et al., *Rev. Mod. Phys.* **42**, 1125 (1994).
- [2] Y. Yeshurun, A. P. Malozemoff, and A. Shaulov, *Rev. Mod. Phys.* **68**, 911 (1996).
- [3] J. R. Thompson, Yang Ren Sun and F. Holtzberg, *Phys. Rev. B* **44**, 458 (1991).
- [4] Y. Yu, Z. Y. Zeng, X. N. Xu, et al., *Physica C* **298**, 240 (1998).
- [5] A. Gurevich and E. H. Brandt, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 178 (1994).
- [6] V. N. Trofimov, *Cryogenics* **32**, 513 (1992).
- [7] A. V. Kuznetsov, A. A. Ivanov, D. V. Eremenko et al., *Phys. Rev. B* **52**, 9637 (1995).
- [8] N. Nideröst, A. Suter, P. Visani, et al., *Phys. Rev. B* **53**, 9286 (1996).

- [9] N. Metropolis, A. W. Rosenbluth, M. N. Rosenbluth, et al., J. Chem. Phys. **21**, 1087 (1953).

Печатается по материалам III Международной молодежной научной школы-конференции “Современные проблемы физики и технологий”, Москва, МИФИ, апрель 2014 г.

Поступила в редакцию 15 мая 2014 г.