

Вязкое течение вихрей магнитного потока и быстрая релаксация намагниченности в YBaCuO-керамике

© В.С. Чашин

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова Российской академии наук, 188350 Гатчина, Ленинградская обл., Россия

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 13 ноября 2000 г.)

Методом микроволнового поглощения ($f = 80$ MHz) исследовано вязкое течение вихрей магнитного потока в гранулированной YBaCuO-керамике с разным размером гранул в области переменных магнитных полей $H = \pm 1500$ Oe и температур $T = 77-95$ K. Рассмотрены условия формирования и плавления вихревой решетки, а также переход состояния высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) из области необратимости в область вязкого течения вихрей магнитного потока. По релаксации намагниченности в исследуемых ВТСП определены времена быстрой магнитной релаксации в диапазоне $\tau = 72-111$ ms в зависимости от размера гранул $d = 1-30$ μ m. Приведены экспериментальные результаты изменения времени релаксации $\tau = 77-120$ ms в керамике, подвергнутой облучению быстрыми нейтронами с различными флюенсами ($\Phi = 10^{16}-10^{19}$ cm $^{-2}$). Проанализирован процесс депиннинга, который в области низких энергий активации вихрей протекает в рамках стимулированного тепловым возбуждением течения магнитного потока — TAFF (Thermally Assisted Flux Flow).

Работа выполнена в рамках ГНТП "Нейтронные исследования конденсированных сред".

Высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП), являясь сверхпроводниками второго рода с параметром Гинзбурга–Ландау $K = \lambda/\xi > 1/\sqrt{2}$ (λ — глубина проникновения магнитного поля в образец, ξ — длина когерентности), благодаря наличию эффекта Мейснера и двух магнитных подсистем в виде абрикосовских (A -подсистема) и джозефсоновских (J -подсистема) вихрей магнитного потока демонстрируют большое разнообразие магнитных явлений. Слоистая структура ВТСП и сильная анизотропия приводят к широкому набору магнитных взаимодействий между вихрями внутри подсистем, а также между вихрями A - и J -подсистем. Абрикосов открыл для $K \gg 1/\sqrt{2}$ двумерное периодическое решение уравнения Гинзбурга–Ландау, которое можно интерпретировать как возникновение регулярной решетки вихрей, каждый из которых несет квант магнитного поля $\Phi_0 = h/2e = 2.07 \cdot 10^{-15}$ T \cdot m 2 . Слоистое строение сверхпроводников с выраженной анизотропией свойств, определяемой квазидвумерной природой их электронной структуры, играет существенную роль в поведении вихревой решетки. В реальных сверхпроводниках образующиеся вихри закрепляются на различного рода центрах пиннинга, которыми могут быть нарушения в структуре кристаллической решетки в виде дислокаций и вакансий, а также границы гранул, неоднородности поверхности или включения разных фаз и примесей. Динамика поведения вихрей отражается в изменении намагниченности во времени. В зависимости от величины потенциала центров пиннинга наблюдаются разные закономерности релаксации намагниченности сверхпроводников [1]. В присутствии центров сильного пиннинга (когда энергия активации $u \gg kT$) реализуется медленная (логарифмическая) магнитная релаксация и наблюдается криз магнитного потока [2–4]. Если име-

ются центры слабого пиннинга (с энергией активации $u \leq kT$), то наблюдается быстрая магнитная релаксация, которая задается тепловым возбуждением течения магнитного потока [5–7]. Реально в сверхпроводниках могут присутствовать как центры сильного, так и центры слабого пиннинга, которые по-разному проявляются в зависимости от величины внешнего магнитного поля и температуры. Дефектность структуры в сверхпроводники может быть дополнительно внесена в результате облучения быстрыми нейтронами. Исследуя поведение намагниченности ВТСП, можно определить наличие центров пиннинга, ответственных за медленную или быструю составляющую магнитной релаксации, а следовательно, и тип дефектов: протяженные (в виде разупорядоченных областей) или точечные (в виде дислокаций и вакансий в структуре кристаллической решетки). Исследования магнитных свойств ВТСП при различных значениях температуры, магнитного поля и скорости его изменения позволяют получить новую информацию о процессах депиннинга и переходе сверхпроводника в область вязкого течения вихрей магнитного потока. В качестве исследуемого материала была выбрана ВТСП-керамика YBaCuO с гранулами разного размера, слоистая структура и малая длина когерентности которых являются причиной выраженной квазидвумерной ($2D$) анизотропии.

1. Структура, взаимодействие и движение вихрей в ВТСП

Важной особенностью сверхпроводников второго рода является то, что при достижении внешним магнитным полем величины нижнего критического поля

$$B_{c1(J)}(T) = \Phi_0 / (4\pi\lambda_L\lambda_J) \ln(\lambda_J/d) \quad (1)$$

в них возникают (по слабым связям) джозефсоновские вихри, а при достижении значения

$$B_{c1(A)}(T) = \Phi_0 / (4\pi\lambda_L\lambda_J) \ln(\lambda_L/\xi) \quad (2)$$

образуются и начинают проникать в гранулы абрикосовские вихри магнитного потока, формируя периодическую треугольную решетку с периодом

$$a = (\Phi_0/B)^{1/2} \quad (3)$$

и размером вихрей, равным радиусу ко́ра

$$r_c = \sqrt{2}\xi, \quad (4)$$

где λ_L и λ_J — лондоновская и джозефсоновская глубины проникновения, ξ и d — длина когерентности и средний размер гранул соответственно.

Векторный потенциал взаимодействия между вихрями на расстоянии $r = |\mathbf{r}_\mu - \mathbf{r}_\nu|$ определяется величиной [8]

$$\mathbf{V} = \left[\Phi_0^2 \exp(-r/\lambda) / (8\pi\mu_0\lambda^2 r) \right] d\mathbf{r}_\mu d\mathbf{r}_\nu. \quad (5)$$

В анизотропных сверхпроводниках по основным направлениям прикладываемого магнитного поля за счет энергии взаимодействия вихри притягиваются, образуя протяженные цепочки. Если длина когерентности [9] $\xi_c = \xi_{ab}\lambda_{ab}/\lambda_c < \xi_{ab}$ (в случае YBaCuO $\lambda_c/\lambda_{ab} \cong 5$) вдоль c -оси меньше, чем расстояние r_s между плоскостями CuO, то можно считать слои сверхпроводника слабо связанными друг с другом. В этом случае магнитные взаимодействия между вихрями в слоях описываются в рамках квазидвумерной (2D) анизотропной теории Гингбурга–Ландау. Образованная в ab -плоскости сверхпроводника периодическая треугольная решетка с периодом, определяемым соотношением (3), существует до тех пор, пока тепловая энергия kT не достигнет энергии связи между вихрями. Затем происходит разрушение периодической структуры, т. е. плавление двумерной решетки [10]: вихри магнитного потока становятся независимыми [11,12]. Температура плавления вихревой решетки определяется из соотношения

$$kT = \Phi_0^2 r_s / (8\pi\mu_0\lambda_{ab}^2). \quad (6)$$

При протекании тока через сверхпроводник свободные вихри вовлекаются в движение со скоростью v , что приводит к диссипации энергии за счет активного удельного сопротивления ρ_{FF} в области ко́ра вихрей. Это сопротивление растет с увеличением магнитного поля, достигая нормального значения ρ_n при достижении полем верхнего критического значения $B_{c2}(T)$, т. е.

$$\rho_{FF} \approx \rho_n B / B_{c2}(T). \quad (7)$$

В реальных сверхпроводниках имеются различного рода неоднородности материала, которые играют роль центров пиннинга вихрей. При определенных условиях запиннингованные вихри могут срываться и участвовать

в движении. Согласно теории Андерсона и Кима [13], термоактивированный депиннинг наблюдается в широком температурном интервале ниже T_c , вызывая крип магнитного потока. Для состояния образца, близкого к критическому ($j \approx j_c$, $u \gg kT$), спад индуцированных токов

$$j(t > t_0) \approx j(t_0) - j_{c0} \ln(t/t_0) \cdot kT/u \quad (8)$$

и намагниченности сверхпроводящего образца

$$|M(t) - M(0)| \sim A \ln(t/t_0) \quad (9)$$

происходит по логарифмическому закону (t_0 — произвольный момент времени, j_{c0} — плотность критического тока в отсутствие крипа потока, u — энергия связи вихревых линий с центрами пиннинга).

Скорость магнитной релаксации

$$A = dM/d \ln t \quad (10)$$

можно определить через энергию связи вихревых линий с центрами сильного пиннинга

$$1/M_0 \cdot dM/d \ln t = kT/u. \quad (11)$$

При рассмотрении состояния образца, далекого от критического ($j \ll j_c$, $u \leq kT$), изменение намагниченности, как показано в работах [14–16], в широком временном интервале хорошо аппроксимируется экспоненциальной зависимостью

$$|M(t) - M(0)| \approx \exp[-(t/\tau)^p], \quad (12)$$

где τ — постоянная магнитной релаксации, а показатель степени $p \approx 0.6$. В данном случае, поскольку энергия активации соизмерима с тепловой энергией kT , наблюдается стимулированное тепловыми возбуждениями вязкое течение вихрей магнитного потока, что характерно для слабого пиннинга. Срыв вихревых линий магнитного потока тепловыми флуктуациями с центров пиннинга приводит к появлению электрического поля [15,17,18]

$$E(j) = E_0 \exp(-u/kT) \operatorname{sh} \left(ju / (j_{c0}kT) \right), \quad (13)$$

где $E_0 = 2\rho j_{c0}$, ρ — удельное сопротивление при $j = j_{c0}$, j_{c0} — плотность критического тока в отсутствие крипа потока при $T = 0$ К.

Зная величину электрического поля, определим активное удельное сопротивление $\rho = E/j$ движению вихрей по образцу для термоактивированного потока (TAFF, $j \ll j_c$), крипа потока (FC, $j \approx j_c$) и течения потока (FF, $j > j_c$) при очень низких температурах

$$\rho_{\text{TAFF}} = \rho_c (2u/kT) \exp(-u/kT), \quad (14)$$

$$\rho_{\text{FC}} = \rho_c \exp(j/j_1) \exp(-u/kT), \quad (15)$$

$$\rho_{\text{FF}} = \rho_c \left(1 - (j_{c0}/j)^2 \right)^{1/2} \approx \rho_n B / B_{c2}(T), \quad (16)$$

где $j_1 = j_{c0} \cdot u/kT$.

Полученные соотношения определяют вязкость движения вихрей и активные потери.

Вязкость движения вихрей в режиме термоактивации при слабом пиннинге возникает за счет активного сопротивления (14). Сопротивление проявляется в результате плавления вихревой решетки и процесса депиннинга, переводящих систему вихрей в "жидкое состояние". Это означает ослабление взаимодействия между вихрями в сверхпроводящих слоях CuO и исчезновение корреляции с вихрями других, близко расположенных, слоев, поскольку энергия взаимодействия слабее, чем kT [10,19]. Термоактивация депиннинга происходит за счет больших локальных флуктуаций положения вихрей. Принимается, что плавление вихревой решетки происходит тогда, когда среднее квадратичное отклонение положения вихрей удовлетворяет критерию Линдемана $\langle x^2 \rangle^{1/2}/a = 0.1-0.2$. Важным обстоятельством является то, что процесс активации депиннинга происходит в области обратимости намагниченности. Если рассмотреть фазовую $B-T$ -диаграмму ВТСП, то она имеет "линию необратимости" $B_{irr}(T)$ [15], которую можно назвать и "линией депиннинга" [20,21]. Ниже этой линии возникает крип магнитного потока и наблюдается гистерезис намагниченности, приводящий к медленной (логарифмической) релаксации. Выше $B_{irr}(T)$ наблюдается вязкое диффузионное течение вихрей с обратимой намагниченностью, характерной для быстрой (экспоненциальной) магнитной релаксации.

2. Экспериментальное исследование релаксации намагниченности и вязкого течения вихрей магнитного потока

При изучении релаксации намагниченности использовалась экспериментальная установка для комплексного исследования ВТСП на основе бесконтактного микроволнового метода, которая позволяет изучать температурные и полевые зависимости основных критических параметров ВТСП (H_{c1} , j_{c1} , λ , ξ), гистерезиса намагниченности, релаксационных явлений, нелинейных и анизотропных свойств. При исследовании быстрой составляющей релаксации намагниченности использовалась методика, описанная в [16]. Эксперименты проводились при температуре $T = 77$ К. Образцы размером $2 \times 2 \times 5$ мм, находившиеся в катушке индуктивности колебательного контура ($f = 80$ МГц), помещались в магнитное поле соленоида (диапазон изменения напряженности $H = \pm 1500$ Ое). Результирующее поле, приложенное к образцу, определялось суммой полей

$$H = H_0 + H_m + h, \quad (17)$$

где H_0 — постоянное магнитное поле смещения, H_m — модулирующее поле (импульсное, линейное или периодическое), h — зондирующее высокочастотное (ВЧ) поле.

В эксперименте регистрировался сигнал $P(t)$, определяемый ВЧ-поглощением, которое пропорционально магнитной восприимчивости χ'' (следовательно, и намагниченности YBaCuO-керамики). Наблюдаемая релаксация $P(t)$ после воздействия магнитным полем $H_0 \approx 100$ Ое имеет три характерных, существенно различающихся участка: с быстрой экспоненциальной релаксацией ($t < t_1$), с медленной логарифмической релаксацией ($t > t_2$) и с промежуточной релаксацией ($t_1 < t < t_2$), определяемой наложением быстрой и медленной составляющих. Быстрая релаксация наблюдается на начальном участке до $t_1 \approx 2$ с и подчиняется экспоненциальному закону (12). Она определяется слабым пиннингом и характеризуется временем быстрой релаксации намагниченности τ , зависящим от активного удельного сопротивления (14). Медленная релаксация, наблюдаемая при сильном пиннинге выше значения $t_2 \approx 30$ с, происходит по логарифмическому закону (9) и проявляется в виде крипа потока со скоростью (10). Промежуточная релаксация существует в присутствии центров достаточного слабого пиннинга. В промежуточной области имеет место существенное отклонение от логарифмической зависимости скорости релаксации и нет четко выраженного экспоненциального закона изменения магнитного момента во времени. В результате измерения полевых зависимостей $P(H)$ образцов, охлажденных при нулевом магнитном поле (ZFC — zero field cooling), установлено, что кривые $P(H)$, определяющие намагничивание, сильно зависят от скорости изменения внешнего магнитного поля. Общий вид нормированных гистерезисных кривых, полученных при разных амплитудах сканирования магнитного поля, приведен на рис. 1. Существенное запаздывание сигнала ВЧ-поглощения относительно магнитного поля наблюдается при быстром сканировании. На рис. 1, а изображены гистерезисные кривые, полученные за времена сканирования $t_{sc1} = 2$ с и $t_{sc2} = 35$ с при амплитуде линейно изменяющегося поля $H_a = 500$ Ое. Видно, что ВЧ-поглощение на уровне 0.5 от максимального значения достигается при разных значениях магнитного поля ($H_r = 25$ Ое). Такое различие в поведении $P(H, t)$ объясняется вязким течением вихрей, проникающих в образец: при более высокой скорости изменения магнитного поля вихри запаздывают. Исходя из сдвига H_r кривой гистерезиса, легко получить время запаздывания $t_r = (dH/dt)^{-1} H_r$, которое при постоянной скорости сканирования $dH/dt = H_a/t_{sc}$ равно 0.05 с ($H_a = 500$ Ое, $t_{sc} = t_{sc1}/2$ — время сканирования в прямом направлении). Такое же значение ($t_r = 0.05$ с) получается для $H_a = 1500$ Ое и $H_r = 75$ Ое (рис. 1, б). Отношение величин H_a/H_r для двух рассмотренных случаев (рис. 1) оказалось равным 20, что свидетельствует о линейной зависимости между H_a и H_r . Прямая ветвь петли гистерезиса с возрастанием времени сканирования монотонно перемещается в сторону меньших значений магнитного поля, достигая крайнего положения при $t_{sc2} = 35$ с (рис. 1, а). Дальнейшее увеличение t_{sc} приводит лишь к незначительному изменению этого

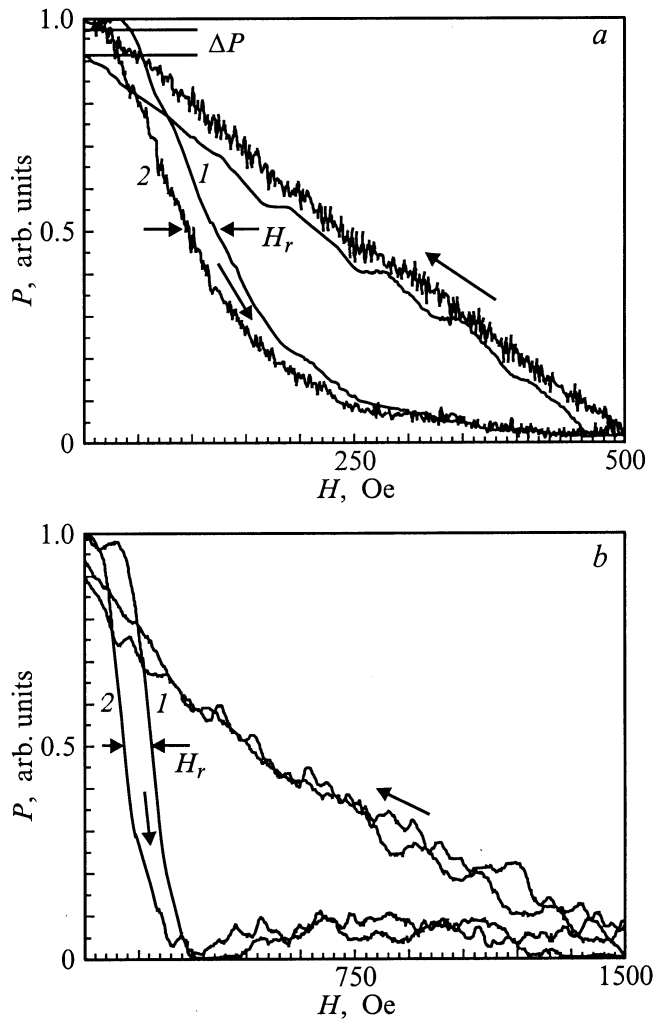


Рис. 1. Полевые зависимости ВЧ-поглощения при разных амплитудах и временах сканирования магнитного поля. а) $H_a = 500$ Oe, 1 — $t_{sc1} = 2$ s, 2 — $t_{sc2} = 35$ s, $H_r = 25$ Oe; б) $H_a = 1500$ Oe, 1 — $t_{sc1} = 2$ s, 2 — $t_{sc2} = 5$ s, $H_r = 75$ Oe. $T = 77$ K. Стрелки у кривых показывают направление изменения магнитного поля.

положения. В данном случае сигнал $P(H, t)$, зависящий от намагниченности, полностью отслеживает изменение магнитного поля, и запаздывание течения вихрей отсутствует. При достижении нулевого магнитного поля наблюдается остаточная намагниченность ($\Delta P = P_1 - P_2$), которая за счет крипа спадает со временем до нуля (P_1 и P_2 — значения сигналов для прямой и обратной ветвей гистерезиса соответственно при $H = 0$). Динамика поведения $P(H, t)$, а следовательно, и намагниченности, характерная для центров сильного пиннинга с логарифмическим законом релаксации (9), позволяет определить потенциал пиннинга из соотношения (11). Рассчитанное (по методике [22] с использованием логарифмического временного масштаба) значение потенциала пиннинга для образцов с размером гранул $d = 1 \mu\text{m}$ составило $u \approx 25$ meV, а для $d = 20 \mu\text{m}$ получена величина

$u \approx 15$ meV. За время сканирования $t_{sc2} = 35$ s остаточность ВЧ-поглощения ΔP практически полностью исчезает.

Таким образом, в YBaCuO-керамике идут процессы, определяемые как быстрой, так и медленной релаксацией намагниченности. По мере приближения состояния сверхпроводника к $B-T$ -границе между сверхпроводящей и нормальной фазами кривая намагниченности становится практически полностью обратимой, и поведение $P(H, t)$ становится характерным для слабого пиннинга с вязким течением вихрей. Оценим значение быстрой составляющей намагниченности исходя из постоянной магнитной релаксации τ в низкополевой области. Используем для этого частотный метод [16], заключающийся в сравнении фазы опорного периодически меняющегося магнитного поля $H(t)$ с амплитудой $H_a \approx 20$ Oe, прикладываемого к образцу, с фазой регистрируемого сигнала $P(H, t)$. Для преодоления диамагнитного выталкивания к образцу прикладывалось небольшое магнитное смещение $H_0 \approx 1-5$ Oe. На частоте изменения магнитного поля $f_s = 0.5$ Hz кривая $P(H, t)$ сдвинута практически на половину периода (что является простым следствием закона электромагнитной индукции). С увеличением частоты за счет влияния вязкости на движение вихрей возникает существенное запаздывание и происходит заметный сдвиг фазы между рассматриваемыми сигналами. При некоторой частоте $f_s = f_0$ сдвиг составляет половину периода. Значение этой частоты и определяет время релаксации [16]

$$\tau = 1/(2f_0). \tag{18}$$

Для образца с $d = 20 \mu\text{m}$ значение $\tau = 110$ ms.

Исследуем времена релаксации при вязком течении вихрей в образцах YBaCuO-керамики с разным усредненным размером гранул d . Для этого используем рассмотренный метод определения постоянной релаксации образцов в переменных магнитных полях. Как было показано, быстрая релаксация намагниченности на начальном временном интервале связана с вязким течением вихрей и определяется активным удельным сопротивлением $\rho_{\text{TAF}}(14)$. При этом для экранирующих токов тонких сверхпроводящих контуров справедливо уравнение [1]

$$L \cdot dj/dt = -\rho_{\text{TAF}}(j - j_c), \tag{19}$$

где L — индуктивность контура вихря. Из этого уравнения следует экспоненциальная зависимость сигнала намагниченности (ВЧ-поглощения)

$$P(t) = P(0) \exp(-t/\tau) \tag{20}$$

с временем релаксации

$$\tau = \rho_{\text{TAF}}/L. \tag{21}$$

С увеличением размера гранул d линейно возрастает активная составляющая удельного сопротивления сверхпроводящего контура, формируемого слабыми связями

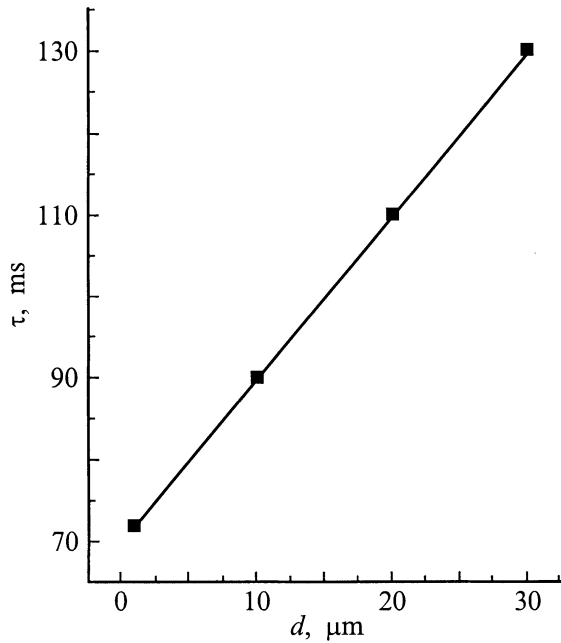


Рис. 2. Зависимость времени быстрой релаксации намагниченности от размера гранул в образцах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -керамики при $T = 77$ К.

джозефсоновской среды. Рост сопротивления происходит за счет увеличения длины контура. В соответствии с этим линейно растет постоянная времени релаксации τ (21). Экспериментальная зависимость постоянной релаксации от среднего размера гранул приведена на рис. 2. Полученный график подтверждает линейный ход зависимости $\tau(d)$.

Сопоставим полученные данные по быстрой магнитной релаксации для образцов YBaCuO -керамики, имеющих разные средние размеры гранул d , с экспериментальными результатами изменения магнитной релаксации в аналогичной керамике (с размером гранул $d = 1 \mu\text{m}$), подвергнутой облучению быстрыми нейтронами при различных флюенсах Φ . Зависимость времени релаксации от флюенса нейтронов $\tau(\Phi)$ приведена на рис. 3. Оказалось, что наблюдаемый диапазон изменения постоянной времени релаксации $\tau = 77\text{--}120$ ms в области флюенса нейтронов $\Phi = 10^{16}\text{--}10^{19} \text{ cm}^{-2}$ очень близок к диапазону $\tau = 72\text{--}111$ ms, полученному для гранул при исследовании образцов с различным размером гранул ($d = 1\text{--}30 \mu\text{m}$). Таким образом, можно предположить, что увеличение флюенса нейтронов приводит к повышению концентрации дефектных образований, являющихся центрами слабого пиннинга. Широкий временной диапазон постоянной релаксации τ свидетельствует о сильном разбросе эффективных потенциалов пиннинга с низкими энергиями активации. Присутствие последних в образце приводит к диффузионному типу перемещения вихрей в межгранулярной среде и увеличению ее вязкости. За счет этого растет составляющая активного удельного сопротивления (14). Для керамических же образцов

с разным размером гранул рост активного сопротивления, как отмечалось, определяется увеличением контура сверхпроводящих токов по слабым связям. Изменения активного сопротивления, приводящие к увеличению вязкости межгранулярной среды, для рассмотренных случаев оказались сопоставимыми по диапазону изменения времен быстрой релаксации намагниченности (рис. 2, 3).

Таким образом, в настоящей работе были получены следующие результаты.

Методом микроволнового поглощения исследована релаксация намагниченности, определены области быстрой (экспоненциальной) релаксации, связанной с вязким течением вихрей, и медленной (логарифмической) релаксации, характерной для термоактивированного крипа потока.

Рассмотрены условия формирования и плавления вихревой решетки, процесс депиннинга и переход состояния сверхпроводника из области необратимости (с ярко выраженными гистерезисными явлениями) в область вязкого течения вихрей магнитного потока.

Показаны причины, приводящие к диссипации энергии вовлеченных в движение вихрей за счет активных составляющих удельного сопротивления при различных режимах, а также выявлены условия, при которых за счет вязкого течения вихрей происходит запаздывание намагниченности образцов относительно изменения внешнего магнитного поля.

Для области медленной (логарифмической) релаксации рассчитан потенциал пиннинга, который для образцов YBaCuO -керамики с размером гранул $d = 1 \mu\text{m}$ составил $u \approx 25$ meV, а для $d = 20 \mu\text{m}$ $u \approx 15$ meV.

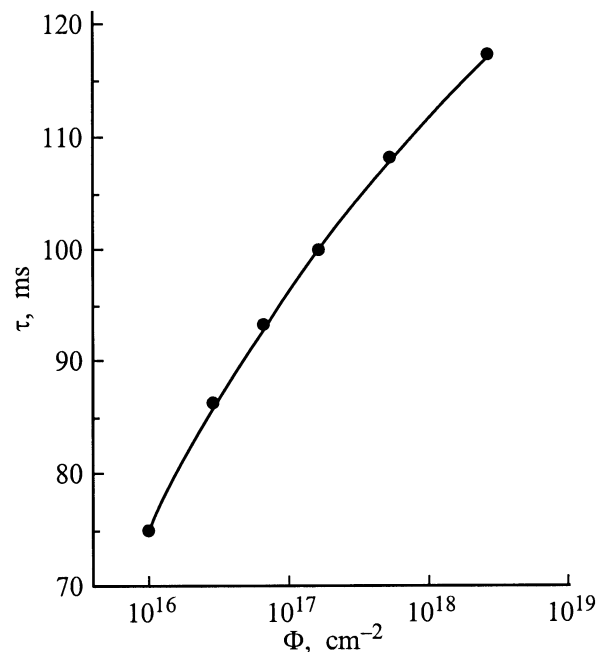


Рис. 3. Зависимость времени быстрой релаксации намагниченности в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -керамике от флюенса нейтронов при $T = 77$ К.

Измерены времена быстрой магнитной релаксации в диапазоне $\tau = 72\text{--}111$ ms в зависимости от размера гранул $d = 1\text{--}30$ μm . Приведены времена релаксации намагниченности $\tau = 77\text{--}120$ ms для YBaCuO-керамики ($d = 1$ μm), облученной быстрыми нейтронами с различными флюенсами $\Phi = 10^{16}\text{--}10^{19}$ cm^{-2} . Показано возрастание времен релаксации за счет повышения вязкости межгранульной среды в результате увеличения концентрации центров слабого пиннинга при нейтронном облучении.

Список литературы

- [1] В.В. Мошалоков, А.А. Жуков, Л.И. Леонюк. СФХТ **2**, 12, 84 (1989).
- [2] M. Touminen, A.M. Goldman et al. Phys. Rev. **B37**, 548 (1988).
- [3] E.L. Venturini, J.C. Bardour, D.S. Ginley, R.J. Baughman, B. Morosin. Appl. Phys. Lett. **56**, 24, 2456 (1990).
- [4] F.E. Luborsky, R.H. Arent, R.L. Floisher, H.R. Hart, K.W. Lay, J.E. Tkaczyk, D.A. Orsini. J. Appl. Phys. **70**, 15, 309 (1991).
- [5] H.G. Schnack, R. Griessen, J.G. Lensink. Physica **C197**, 337 (1992).
- [6] D. Hu, W. Paul, J. Rhyner. Physica **C200**, 359 (1992).
- [7] V.A. Atsarkin, G.A. Vasneva, V.V. Demidov, N.E. Noginova. Solid State Commun. **74**, 7, 603 (1990).
- [8] E.H. Brandt. Phys. Rev. **B34**, 6514 (1986).
- [9] Р.Ф. Коноплева, В.С. Чащин. Препринт ПИЯФ № 2051 (1995).
- [10] M.V. Feigelman, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin. Physica **C167**, 177 (1990).
- [11] J.R. Clem. Phys. Rev. **B43**, 7834 (1991).
- [12] L.N. Bulayevski, S.V. Mechkov, D. Feinberg. Phys. Rev. **B43**, 3728 (1991).
- [13] P.W. Anderson, Y.B. Kim. Rev. Mod. Phys. **36**, 39 (1964).
- [14] C.W. Hagen et al. Physica **C153–154**, 322 (1988).
- [15] Е.З. Мейлихов. Обзоры по высокотемпературной сверхпроводимости. Междунар. центр научн. и техн. информации. М. (1990).
- [16] В.С. Чащин, Р.Ф. Коноплева. ФТТ **39**, 6, 977 (1997).
- [17] M. Tinkham. Introduction to Superconductivity. McGraw-Hill, N. Y. (1975).
- [18] E.H. Brandt. Z. Phys. **B80**, 167 (1990).
- [19] V.M. Vinokur, P.H. Kes, A.E. Koshelev. Physica **C168**, 29 (1990).
- [20] A. Gupta, P. Esquinazi, H.F. Braun. Physica **B165–166**, 1151 (1990).
- [21] P. Esquinazi. Solid State Commun. **74**, 75 (1990).
- [22] Р.Ф. Коноплева, В.С. Чащин. ФТТ **39**, 1, 28 (1997).