

ВРЕМЕННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ В ОДНОДОМЕННОМ МОНОКРИСТАЛЛЕ $TmBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

*A.A. Гиппиус, В.В. Мощалков, Хо Хыу Нян,
В.И. Воронкова, В.К. Яновский*

Исследована временная релаксация остаточной намагниченности $RM(t)$ в однодоменном монокристалле $TmBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Скорость релаксации $r = dRM(t)/d(\ln t)$ имеет острый максимум при $T_{max}(H = 2,8 \text{ кЭ}) \approx 15 \text{ К}$. Величина r/T является сильно анизотропной, однако при ее нормировке на начальную намагниченность эта анизотропия подавляется практически полностью.

Исследования магнитных свойств высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) показывают, что их намагниченность при $T < T_c$ изменяется во времени по логарифмическому закону^{1–6}. Однако гранулярная структура сверхпроводящих керамик и наличие плоскостей двойникования в исследованных монокристаллах ВТСП существенно затрудняет интерпретацию данных по релаксации намагниченности. В связи с этим представляет интерес исследование неравновесных магнитных свойств ВТСП в монокристаллических образцах, в которых практически отсутствуют плоскости двойникования.

В настоящей работе были проведены измерения временной релаксации остаточного магнитного момента RM однодоменного монокристалла $TmBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, с температурой перехода $T_c = 83 \text{ К}$. Под термином "однодоменный" понимается следующее: визуальное наблюдение данного монокристалла в отраженном поляризованном свете в микроскопе показывает, что он представляет собой на $\sim 75\%$ по площади один домен. Для измерения $RM(T)$ образец сначала охлаждался во внешнем поле $H_0 > H_{c1}$ до нужной температуры, затем в момент $t = 0$ поле выключалось и начиналось измерение остаточного момента. Измерения проводились для двух ориентаций $H_0 \parallel c$ и $H_0 \perp c$.

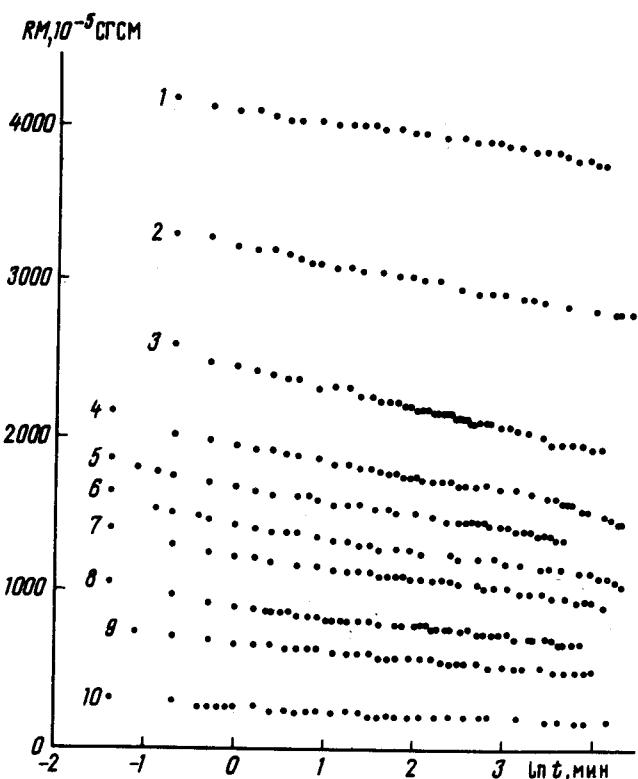


Рис. 1. Временные зависимости остаточной намагниченности RM монокристалла $TmBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, измеренные после охлаждения в магнитном поле $H_0 = 2,8 \text{ кЭ}$ до различных температур: 6,5 К (1), 10 К (2), 15 К (3), 18 К (4), 20 К (5), 25 К (6), 30 К (7), 35 К (8), 40 К (9), 50 К (10) – в ориентации $H_0 \parallel c$

Зависимости RM от $\ln t$ приведены на рис. 1. По наклону линейных участков $RM(\ln t)$ можно определить скорость релаксации магнитного момента $R = d(RM)/d\ln t$, а также нормированную скорость $r = d(RM/RM_0)/d\ln t$, где за RM_0 для всех температур берется значение $RM(t = 1 \text{ мин.})$.

Температурные зависимости $R(T)$ для двух значений поля $H_0 = 2,8 \text{ кЭ}$ и $1,3 \text{ кЭ}$ приведены на рис. 2. Из рисунка видно, что скорость релаксации обладает существенной анизотропией. В ориентации $H_0 \parallel c$ образец можно рассматривать как цилиндр радиуса $a \approx 0,5 \text{ мм}$ и скорость R определять по формуле¹:

$$R = (aJ_c/3c)(kT/U_0), \quad (1)$$

где J_c — плотность критического тока, U_0 — средняя энергия активации вихрей. В другой ориентации применяется формула для пластинки толщины $d \approx 0,1 \text{ мм}$, параллельно плоскости которой направлено поле¹:

$$R = (dJ_c/4c)(kT/U_0). \quad (2)$$

Ясно, что анизотропия скорости релаксации в первую очередь обуславливается анизотропией критической плотности тока. В ориентации $H_0 \parallel c$ J_c оказывается больше, чем в ориентации $H_0 \perp c$.

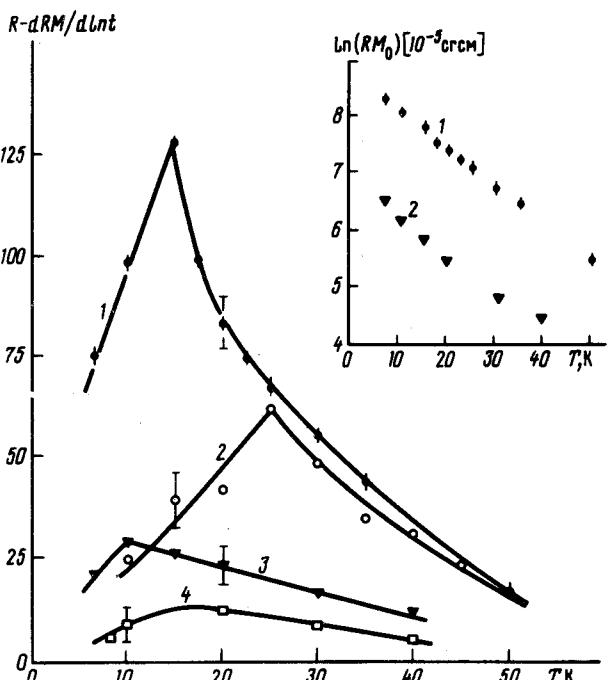


Рис. 2. Температурные зависимости скорости релаксации $R(T)$ монокристалла $\text{TmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, измеренные при различных значениях и ориентациях внешнего магнитного поля H : 1 — $2,8 \text{ кЭ} \parallel c$; 2 — $1,3 \text{ кЭ} \parallel c$; 3 — $-2,8 \text{ кЭ} \perp c$; 4 — $-1,3 \text{ кЭ} \perp c$ (RM в ед. 10^{-5} СГСМ ; t — в мин.) Вставка: Температурные зависимости начальной намагниченности $RM_0 = RM(t = 1 \text{ мин.})$ в координатах $\ln(RM_0) = f(T)$ при различных ориентациях поля $H = 2,8 \text{ кЭ}$: 1 — $H \parallel c$; 2 — $H \perp c$

Как было показано Бином⁷, в поле, существенно большем H_{c1} , остаточный магнитный момент определяется величиной J_c :

$$RM_0 \sim \begin{cases} J_c a, & H \parallel c \\ J_c d, & H \perp c \end{cases} \quad (3)$$

В нашем случае внешнее поле $H_0 \geq 1 \text{ кЭ}$, значит с учетом размагничивающего фактора ($n_{\parallel} \approx 0,8$, $n_{\perp} \approx 0,1$) внутреннее поле $H_{\text{внутр}} = H_0/(1-n)$ в обоих случаях будет больше H_{c1} ⁸ и мы можем использовать приведенные формулы. Следовательно, нормированная

скорость $r = R/RM_0 \sim kT/U_0$ не будет зависеть явно от J_c , хотя содержит явную зависимость от параметра U_0 , который может быть анизотропным. На рис. 3 представлена зависимость $r(T)$ для двух ориентаций: $H_0 \parallel c$ и $H_0 \perp c$ с магнитных полей $H_0 = 2,8$ кЭ и $1,3$ кЭ. Следует отметить, что анизотропия нормированной релаксации практически отсутствует. В числе возможных причин подавления анизотропии можно указать своеобразие поведения абрикосовских вихрей в сильно анизотропных сверхпроводниках второго рода^{9,10}. В случае ВТСП 1–2–3 даже небольшое отклонение вектора H от оси c может приводить к "затягиванию" вихрей в плоскость (ab) ^{9,10}. С этой точки зрения, малая анизотропия нормированной скорости релаксации может быть следствием того, что мы и для " $H \parallel c$ ", и для " $H \perp c$ " исследовали практически одну и ту же конфигурацию вихрей.

Существование максимума $R(T)$ было обнаружено ранее на поликристаллах $Y\text{-Ba}\text{-Cu}\text{-O}$ ², $Er\text{-Ba}\text{-Cu}\text{-O}$ ³ и на пленке $Y\text{-Ba}\text{-Cu}\text{-O}$ ⁴. Это качественно согласуется с результатами, полученными на монокристалле $YBa_2Cu_3O_7$ ¹ и полностью может быть объяснено в рамках теории крипа потока. Но если в работе¹ наблюдался достаточно плавный максимум, то наши кривые не описываются такой плавной зависимостью из-за очень резкой особенности вблизи T_{max} . Напомним, что плавный максимум появляется в результате перемножения линейно растущей с температурой функции kT и убывающей функцией $J_c(T)$ в формуле (1).

Температура максимума существенно зависит от поля H_0 : если в поле $2,8$ кЭ $T_{max} \approx 15$ К, то при уменьшении поля до $1,3$ кЭ температура максимума увеличивалась до 25 К. Эффект возрастания T_{max} при уменьшении внешнего магнитного поля H_0 наблюдался также в работе² на поликристаллах $Y\text{-Ba}\text{-Cu}\text{-O}$: $T_{max}(300$ кЭ) ≈ 50 К, а $T_{max}(10$ кЭ) ≈ 70 К.

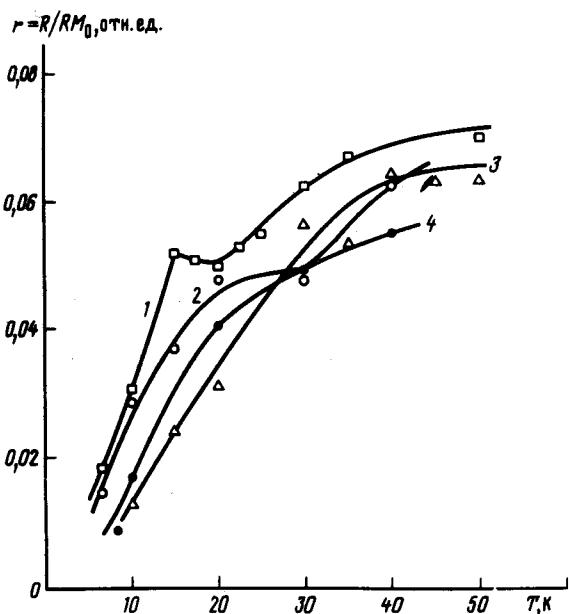


Рис. 3. Температурные зависимости нормированной скорости релаксации $r(T) = R(T)/RM_0(T)$ монокристалла $TlBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, измеренные при различных значениях и ориентациях внешнего магнитного поля H : 1 – $2,8$ кЭ $\parallel c$; 2 – $1,3$ кЭ $\parallel c$; 3 – $2,8$ кЭ $\perp c$; 4 – $1,3$ кЭ $\perp c$

По нашему мнению, наличие острого пика на температурной зависимости скорости релаксации можно объяснить в рамках модели крипа потока следующим образом. При высоких температурах критический ток $J_c(T)$ течет по всему объему образца, при низких – только по тонкому поверхностному слою², то есть существует некоторая температура T^* , при которой реализуется своеобразный топологический переход, отвечающий занулению критического тока $J_c(T^*)$ в середине объема образца. Тогда излом на скорости релаксации при $T = T^*$ должен соответствовать наличию особенности на температурной зависимости

$\ln(RM_0) = f(T)$. Однако наши экспериментальные данные (см. вставку на рис. 2) показывают, что хотя излом при $T = T_{max}$ существует, но он выражен существенно слабее, чем на зависимости $r(T)$. Эта же модель объясняет совпадение скоростей релаксации при $T > T_{max}$: величина r как для поля $H = 1,3$ кЭ, так и для 2,8 кЭ определяется по формуле (1) величиной J_c , пропорциональной намагниченности в области насыщения, где M (а значит и J_c) не зависит от внешнего поля.

По нашему мнению, существует и альтернативное объяснение резкого максимума на кривой $R(T)$ и спада скорости релаксации R при повышении температуры. Это объяснение связано с предположением о наличии в монокристаллах 1–2–3 состояния типа сверхпроводящего стекла^{2,5,6,11}. При низких температурах скорость релаксации линейна от температуры и определяется по-прежнему формулой (1). С повышением температуры из-за возможного неоднородного распределения кислорода в образце возникает переход в режим типа сверхпроводящего стекла, в котором скорость релаксации естественным образом убывает с температурой^{2,6,11}, а пик на кривой $R(T)$ смещается вправо по шкале температур при уменьшении внешнего магнитного поля: см. рис. 2. Острый пик на кривой $R(T)$ может быть аналогом резкого излома на температурной зависимости магнитной восприимчивости в классических спиновых стеклах.

Данные, полученные в настоящей работе, качественно могут быть интерпретированы как в модели крипа потока, так и в модели сверхпроводящего стекла. Для выбора между двумя этими моделями требуются дополнительные исследования и количественные расчеты.

В заключение авторы выражают искреннюю признательность А.А.Абрикосову, А.И.Буздину, А.А.Жукову за полезные обсуждения.

Литература

1. Yeshunrun Y., Malosemoff A.P. Phys. Rev. Lett., 1987, **60**, 2202.
2. Tuominen M., Goldman A.M., Mecartney M.L. Phys. Rev. B, 1988, **37**, 548.
3. Sang Boo Nam Physica C, 1988, **153–155**, 316.
4. Rossel C., Chaudhari P. Physica C, 1988, **153–155**, 306.
5. Muller K.A., Takashige M., Bednorz J.G. Phys. Rev. Lett., 1987, **58**, 1143.
6. Tuominen M., Goldman A.M., Mecartney M.L. Physica C, 1988, **153–155**, 324.
7. Bean C.P. Rev. Mod. Phys., 1964, **36**, 39.
8. Worthington T.K., Dinger T.R. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, **58**, 2687.
9. Балацкий А.В., Бурлачков Л.И., Горьков Л.П. ЖЭТФ, 1986, **90**, 1478.
10. Миц Р.Г. ФТТ, 1988, **30**, 2512.
11. Akseenov V.L., Sergeenkov S.A. Physica C, 1988, **156**, 235.