

## Подавление релаксации в YBCO ортогональным магнитным полем

А.В. Калинов, И.Ф. Волошин, Л.М. Фишер

Всероссийский Электротехнический институт, 111250 Москва, Россия

В.А. Ямпольский

Институт радиофизики и электроники НАН Украины, 61085 Харьков, Украина

Исследовалось влияние поперечного переменного магнитного поля на релаксационные процессы в текстурированных сверхпроводниках системы  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ . Показано, что скорость релаксации магнитного момента может быть уменьшена более, чем в 50 раз за счет некоторого уменьшения величины магнитной индукции в образце, причем градиент магнитной индукции остается неизменным. Данное явление может быть интерпретировано как результат увеличения силы пиннинга после воздействия переменного магнитного поля.

Исследования электродинамики сверхпроводников II рода привели к обнаружению ряда интересных, в том числе нелинейных, эффектов. Одним из них является подавление статической намагниченности под действием ортогонального переменного магнитного поля. Впервые обнаруженное и интерпретированное в «холодных» сверхпроводниках [1,2], это явление исследовано и в ВТСП [3,4,5]. Было показано, что каттинг вихрей магнитного потока (*flux-line cutting*) [6] ведет к однородизации распределения магнитного потока, в тех областях образца, куда проникло переменное поле (зона коллапса).

Помимо подавления магнитного момента, можно ожидать значительного уменьшения скорости релаксации, поскольку в зоне коллапса должен восстановиться исходный (критический) градиент индукции, прежде чем вихри начнут выходить из образца, и вновь возникнет заметная релаксация.

В работе изучался монодоменный образец в форме пластины с  $\mathbf{ab}$ -плоскостью параллельной большей поверхности. Статическая намагниченность  $M$  измерялась вибрационным магнитометром в поле, параллельном оси  $\mathbf{c}$  образца. Охлажденный в нулевом поле образец подвергался воздействию поля в 12 кЭ с последующим уменьшением поля до 5 кЭ. С этого момента начиналось измерение релаксации. Распределение магнитного поля на поверхности образца изучалось с помощью сканирующего датчика Холла с размерами чувствительной зоны  $0,3 \times 0,3 \text{ мм}^2$ . Измерения проводились в нулевом внешнем поле (*remanent magnetization*). Переменное магнитное поле было ориентировано параллельно поверхности образца ( $\mathbf{ab}$ -плоскость) и представляло собой треугольную волну с частотой 140 Гц. Переменное поле прикладывалось определенное число периодов и выключалось строго в конце периода. Все измерения проводились при  $T = 77 \text{ К}$ .

На Рис. 1 показано влияние ортогонального магнитного поля на релаксацию намагниченности. Видно, что обычная (без воздействия переменного поля) релаксация подчиняется логарифмическому закону, что подразумевает экспоненциальную вольт-амперную характеристику (ВАХ) (см. вставку). В другом эксперименте переменное магнитное поле амплитуды  $h$  включалось примерно на 20-ой секунде измерений. Этому соответствует резкое падение  $M$  (коллапс). По окончании воздействия переменного поля видно полное отсутствие релаксации в течение первых 100 секунд и существенно меньшую скорость релаксации в остальной период наблюдения.

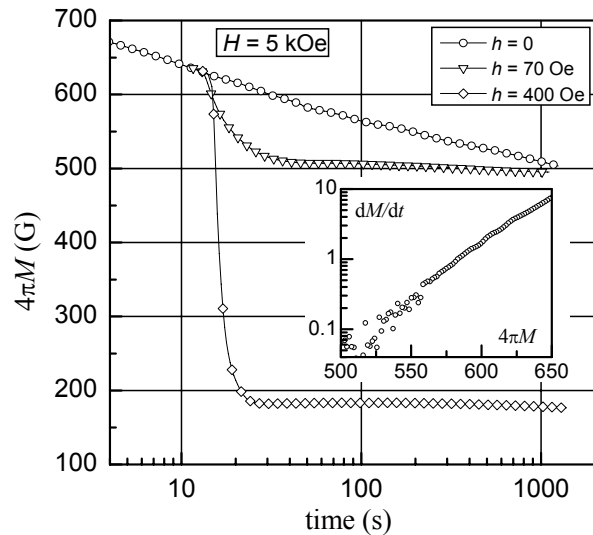


Рис. 1. Релаксация намагниченности до и после воздействия переменного магнитного поля различной амплитуды. На вставке показана зависимость  $dM/dt \sim E$  от  $M \sim J$ .

На первый взгляд, собственно, подавление релаксации может быть легко объяснено как результат коллапса: вихри не могут выходить из образца, до тех пор пока достаточный градиент индукции не восстановится в поверхностных слоях образца. Также возможно другое, «макроскопическое» объяснение. Поскольку мы понизили намагниченность и, соответственно, среднюю плотность экранирующего тока, мы должны получить гигантское уменьшение в  $dM/dt \sim E$  и скорости релаксации, в соответствии с экспоненциальной ВАХ. Однако, такое объяснение будет работать только при одном распределении экранирующих токов.

Чтобы прояснить влияние ортогонального магнитного поля на релаксацию, мы исследовали пространственное распределение магнитного поля в образце и его релаксацию. На Рис. 2 показано распределение поля вдоль направления, перпендикулярного переменному полю. Видно, что на невозмущенных кривых распределение заметно релаксирует в течение часа, тогда как на кривых, полученных после воздействия переменного поля, релаксация практически отсутствует, что согласуется с данными по намагниченности (Рис. 1). Сужение профиля вдоль  $x$  соответствует исчезновению экранирующих токов в зоне коллапса. На рисунке видно другое принципиальное следствие действия переменного поля. Распределение индукции до и после включения переменного поля различается только вертикальным смещением, т.е. градиент и, соответственно, плотность тока в невозмущенной части образца остались неизменными.

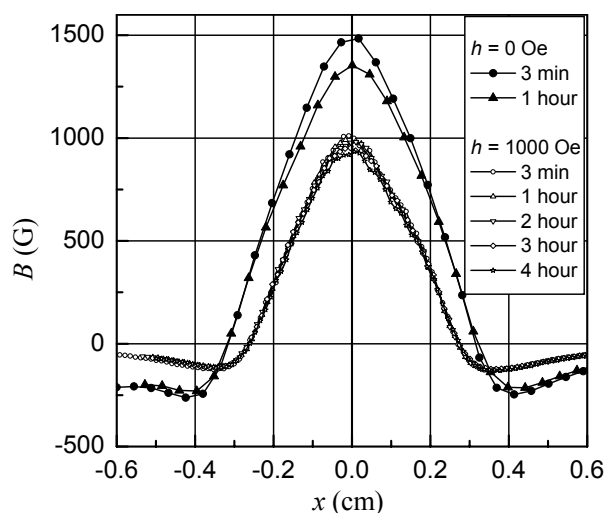


Рис. 2. Релаксация пространственного распределения магнитной индукции на поверхности образца до (сплошные символы) и после (открытые символы) воздействия переменного магнитного поля.

Таким образом, не только намагниченность и локальная магнитная индукция, но и градиент индукции (экранирующий ток) прекращают или существенно замедляют свою релаксацию после воздействия ортогонального магнитного поля. Уменьшение скорости релаксации может быть связано либо с увеличением потенциала пиннинга, либо с увеличением критической плотности тока. Потенциал коллективного пиннинга может увеличиться как результат увеличения размеров связок вихрей в  $ab$ -плоскости [7] вследствие изгиба концов вихрей и их «перепутывания» на масштабах порядка 100–1000 межвихревых расстояний. Увеличение критической плотности тока может быть связано как с увеличением длины вихрей, так и с захватом сегментов вихрей в  $ab$ -плоскостях, где как известно, сила пиннинга существенно больше, чем при направлении вихря вдоль оси  $c$ .

Работа проводилась при поддержке ИНТАС (грант № 01-2282), РФФИ (грант № 03-02-17169) и Российской Национальной программы по сверхпроводимости (контракт № 40.012.1.1.11.46).

1. K. Funaki and K. Yamafuji, Jpn. J. Appl. Phys. 1, 299 (1982).
2. K. Funaki, M. Noda, and K. Yamafuji, Jpn. J. Appl. Phys. 21, 1580 (1982).
3. L. M. Fisher, A. V. Kalinov, I. F. Voloshin, I. V. Baltaga, K. V. Il'enko, and V. A. Yampol'skii, Solid State Commun. 97, 833 (1996).
4. L. M. Fisher, A. V. Kalinov, S. E. Savel'ev, I. F. Voloshin, V. A. Yampol'skii, M. A. R. LeBlanc, and S. Hirscher, Physica C 278, 169 (1997).
5. L. M. Fisher, K. V. Il'enko, A. V. Kalinov, M. A. R. LeBlanc, F. Perez-Rodriguez, S. E. Savel'ev, I. F. Voloshin, and V. A. Yampol'skii, Phys. Rev. B 61, 15382 (2000).
6. J. R. Clem, Phys. Rev. B 26, 2463 (1982).
7. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, V. M. Vinokur, Rev. Mod. Phys. 66, 1125 (1994).