

МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ $Y_1Ba_2Cu_3O_7$ -МОНОКРИСТАЛЛОВ И КЕРАМИК ПРИ $T/T_c > 0,85$

В.Н. Заварицкий, Н.В. Заварицкий

Глубина проникновения магнитного поля $\delta_0 \approx 1,03 \cdot 10^{-5}$ см, плотность критического тока $i_c \approx 2,3 \cdot 10^5$ А/см² (при $T/T_c \approx 0,98$) определены из результатов ВТСП-СКВИД-магнитометрического исследования сверхпроводящих монокристаллов при $T \geq 77$ К.

Многочисленные исследования магнитных характеристик оксидных сверхпроводников с высокой критической температурой указывали на сходный характер изменения намагниченности монокристаллов и керамики в зависимости от времени, величины магнитного поля и температуры¹, по крайней мере, в условиях проникновения поля в образец ($H > H_{c1}$). Этот результат связывается с тем, что кристаллы ВТСП являются неоднородными системами, подобными (как и керамика) спиновому стеклу². Следовало ожидать, что сопоставление характера поведения вблизи T_c (области, наиболее чувствительной к наличию и типу слабых связей) магнитных характеристик этих объектов, выявит различия между ними. В настоящей работе обнаружено качественное различие температурных зависимостей намагниченности сверхпроводящих керамики и кристаллов при $T_c > T > 0,85$ в полях $H_e = (10^{-3} \div 10^0)$ Гс.

Измерения проводились в СКВИД-магнитометрической установке на основе несимметричного двухдырочного ВЧ-СКВИДа³ и магнитного экрана⁴, изготовленных из $Y_1Ba_2Cu_3O_7$ -керамики. Собственные шумы СКВИДа составляли $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ $\Phi_0/\text{Гц}^{1/2}$ в диапазоне $(1 \div 10^2)$ Гц; заметное на уровне чувствительности СКВИДа проникновение поля в экран (при 77 К) наблюдалось при $H_e > 7$ Гс. Схема прибора показана на врезке к рис. 1. Температура образца могла изменяться от ~ 77 до ~ 150 К, тело СКВИДа при этом сохраняло температуру азотной ванны. Для калибровки прибора служил виток с током, расположенный на месте образца.

Исследованы образцы ВТСП: плотной керамики с размерами $\sim (1 \times 1 \times 0,3)$ мм и шесть монокристаллов, изготовленных по методике⁵ в ИФП, ИОНХ и ИК АН СССР, с характерными размерами $\sim 0,8 \times 0,8 \times 0,03 \div 0,05$ мм. Температура T_c начала сверхпроводящего перехода (определенная для этих образцов при $H_e \parallel c$) составляла $89 \div 93$ К, а его ширина — $0,5 \div 2$ К (отметим, что резистивные измерения давали, как правило, существенно меньшую ширину перехода). В этой геометрии доля магнитного момента M_{FC} , возникающего при охлаждении образца в постоянном внешнем поле H_e , составляла при $H_e < 10^{-2}$ Гс $(10 \div 50)\%$ от величины ZFC -момента, возникающего при включении поля при $T < T_c$ после охлаждения образца в нулевом поле (см. рис. 2). При увеличении поля выше 0,1 Гс эта доля заметно уменьшалась (до нескольких процентов при 2 Гс), в то время как отношение (ZFC/H_e) оставалось неизменным. Вероятно это обусловлено спецификой эффекта Мейсснера в образцах с большим размагничивающим фактором (в нашем случае, $n \approx 0,95$), например, захватом потока краевыми поверхностными токами. В условиях эксперимента временные эффекты отсутствовали; за вычетом первых 0,5–1 мин после изменения поля, верхний предел величины $(dM/dt) < 10^{-4}$ $M_0/\text{час}$, что по крайней мере на два порядка меньше значений, полученных в⁶. Мы полагаем, что отсутствие релаксаций обусловлено малостью использованных нами полей ($H < H_{c1}$). Отсутствие временных эффектов позволило определить (проводя термоциклы, как показано на врезке к рис. 2) зависимости $TRM = ZFC - FC = f(T)$. Пример такой зависимости для нескольких образцов приведен на рис. 2 для $H_e \approx 10^{-2}$ Гс. В то время как в керамических образцах плавное (нелинейное) уменьшение момента наблюдалось начиная от 77 К, в монокристаллах при $T < 85$ К отсутствовало заметное изменение этой величины и лишь при более высоких температурах наблюдалось ее резкое уменьшение, которое как правило имело в начале перехода в нормальное состояние ступенчатый характер. Исследуемый момент, очевидно, определяется величиной периферийных сверхпроводящих токов, возбуж-

денных в образце, а его уменьшение происходит, когда экранирующий ток достигает величины критического тока I_c . Критический ток в керамике определяется свойствами слабых контактов; в кристаллах он существенно больше по величине, поэтому экранирующий поле ток достигает величины $I_c(T)$ лишь в области перехода в нормальное состояние. Ступеньки на кривых M_i/M_0 могут свидетельствовать о неоднородном разрушении сверхпроводимости из-за концентрации тока на углах образца. Оценки плотности критического тока по соотношению (1):

$$j_c = H_e / [(1-n)\delta(T)] \quad (1)$$

и основанные на результатах калибровочного опыта дают одинаковую величину $j_c \approx 2,3 \times 10^5$ А/см² при $[(1-T/T_c) \approx 0,02]$, близкую к току распаривания Гинзбурга—Ландау.

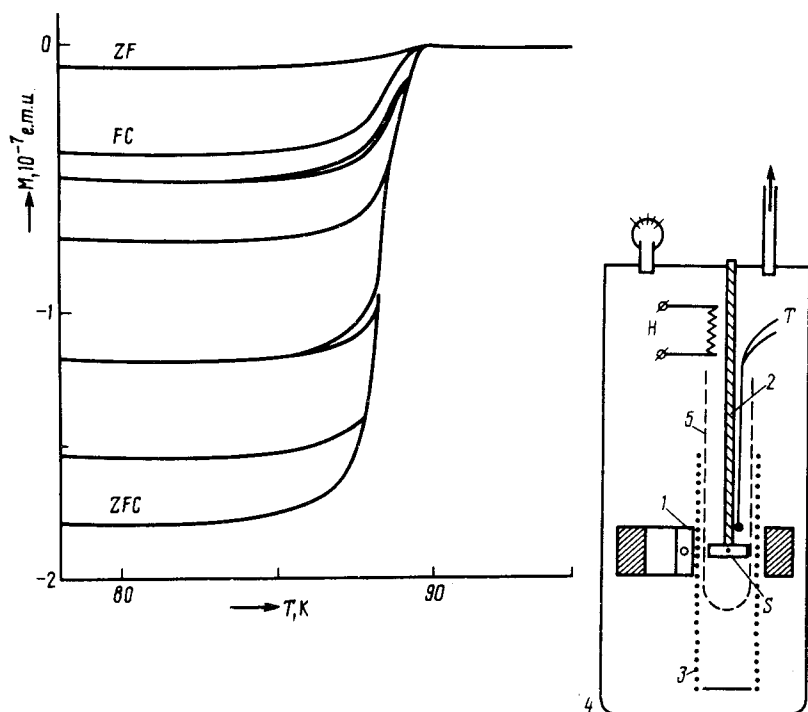


Рис. 1. Копия записи изменения магнитного момента монокристалла при циклировании температуры между 77 К и T (при постепенном возрастании T вплоть до T_c). ZF – момент, возникающий при охлаждении образца в остаточном поле установки ($\sim 10^{-3}$ Гс), FC – в поле ($H_e \approx 2 \cdot 10^{-3}$ Гс); ZFC – момент, приобретаемый образцом, охлажденным по ZF , в результате включения при $T < T_c$ того же поля.

На вставке: схема установки. 1 – двухдырочный ВТСП–СКВИД; 2 – холодопровод крепления образца S ; T – термопара; H – нагреватель; 3 – соленоид H_e ; 4 – вакуумный контейнер; 5 – радиационный экран между образцом и телом СКВИДа

Для ориентации $H_e \parallel ab$ характерно существенно меньшее различие между FC - и ZFC -моментами. В лучших образцах $FC > 90\%(ZFC)$, в некоторых кристаллах эта величина уменьшалась до 50%. Для всех исследованных образцов температура T_c начала резкого изменения магнитного момента при $H_e \parallel c$ превосходила соответствующую величину при $H_e \perp c$. Это различие δT_c , в зависимости от качества образца, составляло 0,5–2 К. У образцов с наибольшими значениями δT_c наблюдался заметный гистерезис FC -кривых вблизи сверхпроводящего перехода. Гистерезисы на кривых $FC(T)$, конечная величина δT_c , несовпадение значений ZFC и FC , наблюдаемые на некоторых кристаллах, свидетельствуют о неоднородности их характеристик, которые (как выяснилось) наиболее отчетливо видны при измерениях в $H_e \perp c$.

Заметим, что аналогичный вывод делался ранее на основании результатов исследования кристаллов в микроволновом поле ⁷.

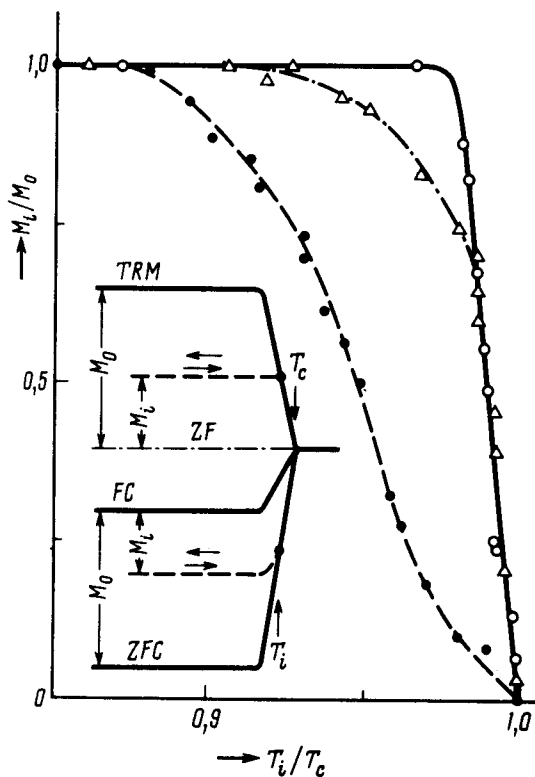


Рис. 2. Сопоставление характера изменения с температурой промежуточного отогрева T_i магнитного момента (связанного с периферийными экранирующими токами – TRM и $ZFC-FC$) для монокристаллов и керамики. Кружки и треугольники – результаты для двух монокристаллов, точки – керамика (во всем диапазоне измерений выполнялось соотношение $TRM = FC - ZFC$). Вставка иллюстрирует метод построения зависимостей рис. 2.

Наличие даже у наиболее совершенных кристаллов температурной зависимости магнитного момента при $T < T_c$ (см. рис. 3) кажется естественным связать с зависимостью от температуры глубины проникновения магнитного потока $\delta_{ab}(T) = \delta(T)$, поскольку при $\delta \ll a$.

$$M(T)/M_0 \approx 1 - 2\delta(T)/a, \text{ где } \delta(T) = \delta_0 x, \quad x = \langle 1 - (T/T_c^*)^4 \rangle^{1/2}, \quad (2)$$

a – толщина образца. При обработке экспериментальных зависимостей величина параметра T_c^* подбиралась так, чтобы обеспечить совпадение $\delta M(T)/M_0$ с соотношением (2) в наибольшем диапазоне значений x . Пример такого рода обработки приведен на врезке к рис. 3. При изменении величины T_c^* от 89,4 до 88,8 К область x , в которой $\delta M(T)/M_0 \propto x$, возрастает на порядок от ~ 2 до ~ 20 . Величина δ_0 для $T_c^* = 88,8$ К равна $10,3 \cdot 10^{-6}$ см. Отметим, что определенное таким образом значение $T_c^* = 88,8$ К совпадает с температурой, при которой в $H_e \parallel c$ начинается заметное уменьшение M_i/M_0 (см. рис. 2). Для кристалла, характеризующегося величиной $FC \approx 50\% ZFC$, была получена вдвое большая оценка величины δ_0 .

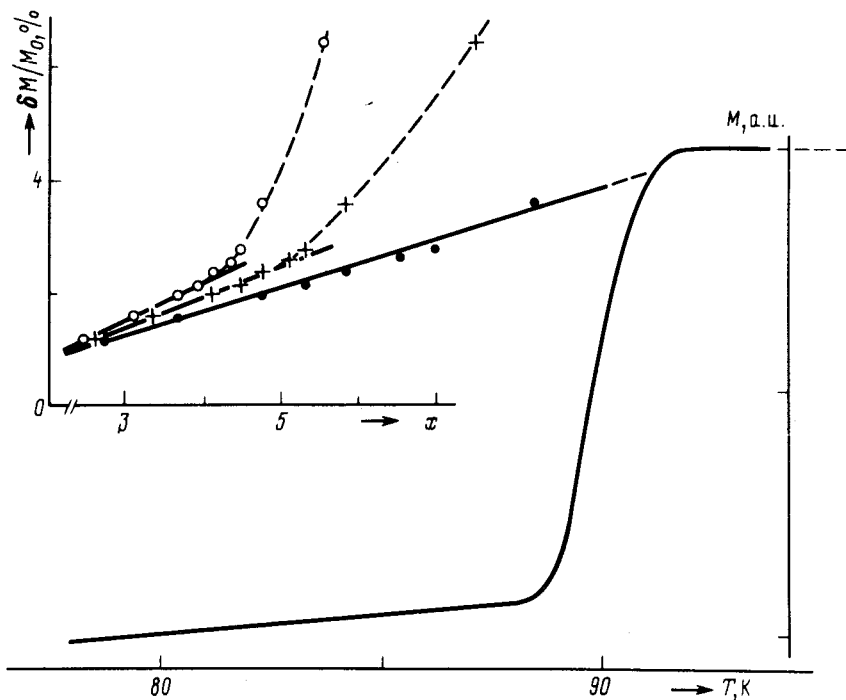


Рис. 3. Типичная зависимость мейсснеровского момента FC монокристалла от температуры при $H_e \parallel ab$. Скорость изменения температуры не превышала 0,2 К/мин.

Вставка: Сопоставление температурного хода $\delta M/M_0$, где $\delta M = M(T) - M(80 \text{ К})$, а M_0 — полное изменение магнитного момента от $T = 77 \text{ К}$ до $T > T_c$, с изменением $x = [1 - (T/T_c^*)^4]^{-1/2}$ — см. (2). Результаты обработки данных рис. 3 иллюстрируются кружками, крестиками и точками для трех значений параметра $T_c^* = (89,4; 89,1 \text{ и } 88,8) \text{ К}$. Значения δ_0 , определенные в области $[(\delta M/M_0) \propto x]$ для этих значений параметра, равны $\approx (16; 14 \text{ и } 10,3) \cdot 10^{-6} \text{ см}$ соответственно

Полученное значение δ_0 согласуется с определенными сходным способом в ⁸ и существенно меньше величины, полученной в поликристаллическом образце ⁹ в поле, превышающем использованное нами на 1,5 порядка. Учитывая неидеальность исследованных нами образцов, величину δ_0 можно трактовать лишь как оценку глубины проникновения поля в $Y_1Ba_2Cu_3O_7$ -кристалл.

Литература

1. *Malosemoff A.P.* In Physical properties of high temperature superconductors. Ed. D.M.Ginsberg. Singapore: World Scientific, 1988, 71.
2. *Винокур В.М. и др.* ЖЭТФ, 1987, 93, 343.
3. *Заварицкий и др.* Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 592; *Zavaritsky N.V., Zavaritsky V.N.* In. High temperature superconductivity from Russia. Ed. A.I.Larkin and N.V.Zavaritsky. Singapore—New Jersey—London—Hong Kong: World Scientific, 1989, 281.
4. *Заварицкий В.Н., Заварицкий Н.В.* Письма в ЖЭТФ, 1988, 14, 1791; 1989, 15, 94.
5. *Shamote S.* Sol. St. Comm., 1988, 66, 1151.
6. *Tuominen M. et al.* Phys. Rev. B, 1988, 37, 548.
7. *Котюжанский Б.Я., Свистов Л.Е.* Письма в ЖЭТФ, 1989, 47, 317.
8. *Krusin L. et al.* Phys. Rev. Lett., 1988, 62, 217.
9. *Schenck A.* Physica C, 1988, 153—155, 1127.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13 июля 1989 г.