

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ПЕРВОГО КРИТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ $YBa_2Cu_3O_x$ С РАЗЛИЧНЫМ СОДЕРЖАНИЕМ КИСЛОРОДА

*В.В.Моцалков, К.Маран¹⁾, Ж.И.Анри¹⁾, Ж.Росса-Минье¹⁾,
Ж.Ф.Жако¹⁾*

*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова
119899, Москва*

*¹⁾ C.Marin, J.Y.Henry, J.Rossat-Mignod, J.F.Jacquot - Centre d'Etudes Nucleaires,
DRF/SPH-MDN, 85x, 38041 Grenoble Cedex, France.*

Поступила в редакцию 24 декабря 1990 г.

Методом экстраполяции $M_t^{1/2} \rightarrow 0$ (M_t - захваченная намагниченность) измерены температурные зависимости первого критического поля $H_{c1}(T)$ в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_x$ для ориентации $H \perp C$ и $H \parallel c$. Обнаружен резкий рост анизотропии H_{c1} - от $H_{c1}^{\parallel c}(0)/H_{c1}^{\perp c}(0) = 4,1$ до $(H_{c1}^{\parallel c}(0) = 270 \text{ Э})/(H_{c1}^{\perp c}(0) = 27 \text{ Э}) = 10$ при уменьшении содержания кислорода от $x = 6,9$ до $x = 6,64$.

Традиционные методы определения первого критического поля H_{c1} в сверхпроводниках второго рода, как правило, сводятся к нахождению величины

магнитного поля $H = H_{dev}$, в котором зависимость намагниченности M от H начинает отклоняться от линейного хода, характеризуемого наклоном $dM/dH = -1/(4\pi)$. Если при этом использовать слишком чувствительные методики измерения $M(H)$, то H_{dev} будет отвечать началу проникновения вихрей в те области исследуемого образца, где поле размагничивания максимально - в углах образца, вдоль его краев, в месте скопления нормальных дефектов и т.д. Очевидно, что в этом случае H_{dev} не имеет ничего общего с первым критическим полем исследуемого массивного образца. С другой стороны, если априори задаться каким-либо фиксированным конечным значением девиации $\Delta M = \Delta M_c$, то при этом можно "пропустить" истинное значение H_{c1} за счет черезчур сильного огрубления ΔM_c . Таким образом, все методы определения H_{c1} по "пороговому" отклонению от линейности с неизбежностью базируются на достаточно субъективном выборе некоторого отклонения ΔM_c , которое, как полагают, и дает "истинное" значение $H_{dev} = H_{c1}$. Чтобы избежать такого произвола, следует, по-нашему мнению, использовать метод экстраполяции к нулю отклонения от линейности $\Delta M^{1/2}$ ¹⁻² или захваченной намагниченности $M_t^{1/2}$ ³. Как показано в работе ³, для пластинки толщиной d биновского сверхпроводника второго рода с сильным пиннингом выполняются соотношения

$$\Delta M = \frac{(H - H_{c1})^2}{2(H^* - H_{c1})} + \frac{(1 - m_{eq})H_{c1}(H - H_{c1})}{H^* - H_{c1}}, \quad (1)$$

$$M_t = \frac{(H - H_{c1})^2}{4(H^* - H_{c1})} + \frac{(1 - m_{eq})H_{c1}(H - H_{c1})}{H^* - H_{c1}}. \quad (2)$$

Здесь $H^* = \pi j_c d/5$, j_c - критток, m_{eq} - параметр, характеризующий аномалию $M(H)$ при $H = H_{c1}$: $m_{eq} = 1$, если срыв $M(H = H_{c1})$ отсутствует. В работах ^{4,5} была проанализирована модифицированная модель Бина с $m_{eq} = 1$, в то время как в ⁶ рассматривались произвольные значения m_{eq} , причем сравнение с экспериментальными данными $M(H)$ дает $m_{eq} = 0,86 - 0,92$ для $YBa_2Cu_3O_x$ ⁶.

Важно, что для ΔM и M_t характерна квадратичная зависимость от $(H - H_{c1})$, которая верна как для пластины, так и для цилиндра, если $m_{eq} \approx 1$ ³. В этом случае для определения H_{c1} можно воспользоваться экстраполяцией к нулю: $M_t^{1/2} \rightarrow 0$ ³ или $\Delta M^{1/2} \rightarrow 0$ ^{1,2}. Данный метод не связан с произволом в выборе критического отклонения ΔM_c , поэтому экстраполяция $M_t^{1/2} \rightarrow 0$ или $\Delta M^{1/2} \rightarrow 0$, основанная на функциональных соотношениях (1)-(2), верных для всего массивного образца, гораздо надежнее методов, базирующихся на субъективном выборе ΔM_c . В настоящей работе экстраполяция $M_t^{1/2} \rightarrow 0$ использована для нахождения температурных зависимостей первого критического поля $H_{c1}(T)$ для $H \parallel C$ и $H \perp C$ в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_x$ с различным содержанием кислорода x . При этом экстраполяционный метод базируется на анализе данных по захваченной намагниченности в координатах $M_t^{1/2} = f(H)$, в то время как в предыдущих работах ^{1,2} он применялся для данных по отклонению от линейности ΔM .

Исследуемый монокристалл имел размеры $2 \times 2 \times 1$ мм. Содержание кислорода находилось с помощью гравиметрического метода, а также путем обработки нейтронной дифрактограммы методом Ритфелда, позволяющим определить коэффициенты заполнения всех кристаллографических позиций кислорода 01-04 и тем самым вычислить x в $YBa_2Cu_3O_x$. Измерение захваченной намагниченности M_t проводилось на сквидовском магнитометре фирмы "QUAN-

TUM DESIGN® следующим образом. Для каждой точки $M_t(H_0, T_0)$ образец отогревался до температур выше критической $T > T_c$, затем охлаждался в нулевом поле до $T = T_0 < T_c$, где проводилось первое измерение $M^{(1)}(0, T_0)$. После этого при фиксированной температуре $T = T_0$ вводилось поле $H = H_0$, измерялось значение $M^{(2)}(H_0, T_0)$, затем поле выводилось и регистрировалась величина $M^{(3)}(0, T_0)$. Захваченный момент M_t определялся по разности $M_t(H_0, T_0) = M^{(2)}(H_0, T_0) - M^{(3)}(0, T_0)$. Таким образом, находились зависимости $M_t(H, T)$ и $M(H, T) = M(H_0, T_0)$. Данный метод требует проведения весьма длительных измерений, поскольку для каждой точки $M_t(H_0, T_0)$ производится отогрев выше T_c с последующим охлаждением в нулевом поле.

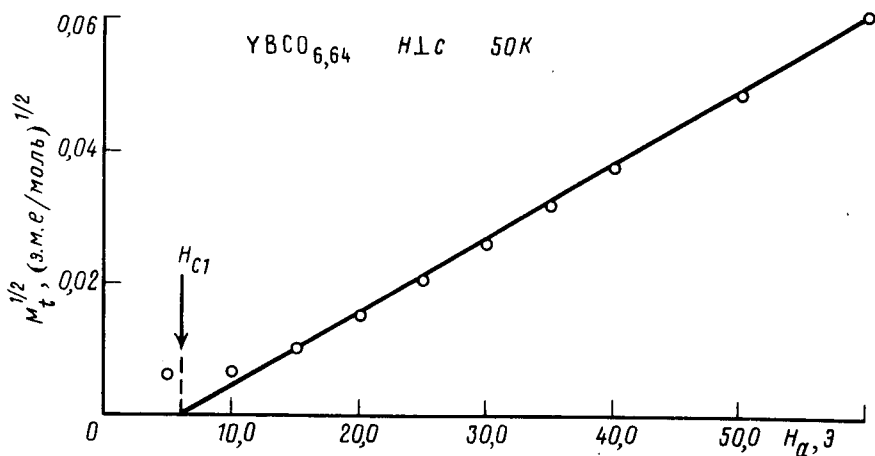


Рис. 1. Полевые зависимости захваченной намагниченности M_t для монокристалла $YBa_2Cu_3O_{6.64}$ в координатах $M_t^{1/2} = f(H)$

Проведенные эксперименты подтвердили, что соотношение (2) действительно можно использовать для описания зависимостей $M_t(H)$ (рис.1), поскольку $M_t^{1/2}$ линейно меняется с полем, что и позволяет по точке пересечения $M_t^{1/2}$ с осью абсцисс найти величину H_{c1} , после учета соответствующих полей размагничивания. Для образцов размерами $2 \times 2 \times 1$ мм размагничивающие факторы N , найденные в приближении вписанного эллипсоида, составляют $N^{\parallel c} = 0,53$, $N^{\perp c} = 0,234$ ⁷. Все данные по H_{c1} приводятся ниже с учетом размагничивающего фактора. Строго говоря, использованная процедура (как впрочем, и все остальные) позволяет измерять лишь поле H_p начала проникновения магнитного потока в образец, тем не менее всюду ниже мы будем полагать, что $H_p = H_{c1}$.

Температурный ход $H_{c1}(T)$ существенно зависит от ориентации поля: для $H \perp C$ кривые $H_{c1}(T)$ выходят на насыщение по мере понижения температуры, в то время как зависимости $H_{c1}^{\parallel c}(T)$ следуют линейному закону (рис. 2, 3). Аномальный температурный ход $H_{c1}(T)$ в ВТСП отмечался и ранее⁸⁻¹¹, однако во многих случаях он мог быть вызван резким убыванием M при росте криттока j_c в области низких температур. В нашем случае такая ошибка исключается, однако аномальный ход $H_{c1}^{\parallel c}(T)$ тем не менее сохранился. Полагая, что $H_{c1} \sim \Phi_0/\lambda^2$, трудно привести в соответствие сильный низкотемпературный ход $H_{c1}(T)$ с независимостью от температуры лондоновской глубины проникновения $\lambda(T)$ в ВТСП "123" при $T \leq 50$ К¹²⁻¹⁴. Один из

возможных способов снятия противоречия в интерпретации зависимостей $\lambda(T)$ и $H_{c1}^{\parallel c}(T)$ предложен в работе ¹⁵, в которой для слоистых систем при наведении сверхпроводимости между слоями за счет эффекта близости вместо $H_{c1} \sim \Phi_0/\lambda^2$ получено иное соотношение: $H_{c1} \sim \Phi_0/\lambda\xi_P$, где параметр ξ_P , характеризующий наведенную межслоевую сверхпроводимость, имеет сильный температурный ход в области низких температур. В этом случае условие $\lambda(T) = \text{const}$ не противоречит изменению $H_{c1} \sim \Phi_0/\lambda\xi_P$.

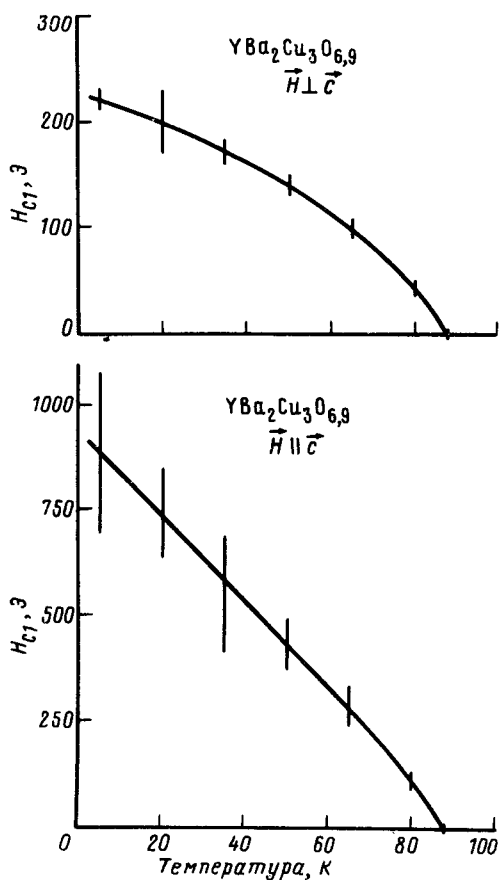


Рис.2

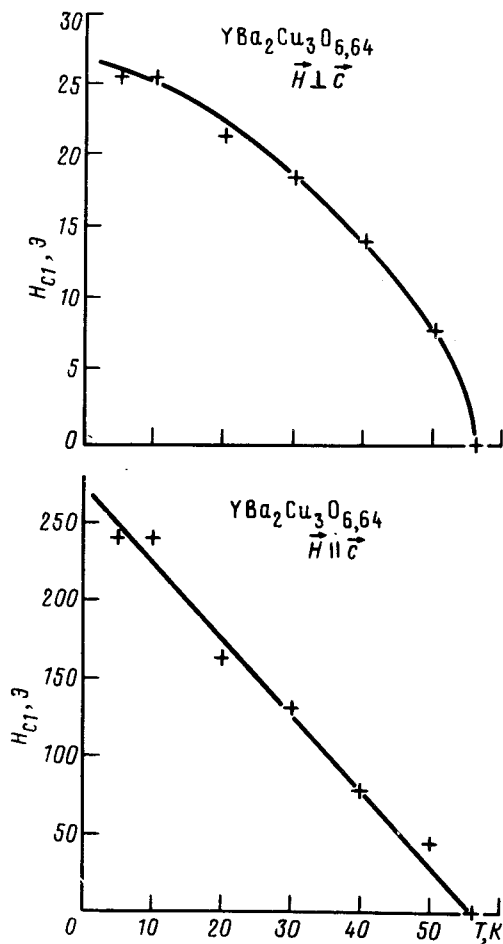


Рис.3

Рис. 2. Температурные зависимости первого критического поля $H_{c1}(T)$ монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,9}$

Рис. 3. Температурные зависимости первого критического поля $H_{c1}(T)$ монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,64}$

Второй интересной особенностью данных по $H_{c1}(T)$ (рис. 2, 3) является сильный рост анизотропии $\eta = H_{c1}^{\parallel c}(0)/H_{c1}^{\perp c}(0)$ при уменьшении содержания кислорода x в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$: $\eta(x = 6,9) = 4,1$ и $\eta(x = 6,64) = 10,0$. При этом увеличение η достигнуто, главным образом, за счет резкого падения поля $H_{c1}^{\perp c}(0)$, которое в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,64}$ равно 27 ± 2 Э (рис.3). Усиление анизотропии η указывает на ослабление связи между проводящими Cu-O слоями по мере удаления кислорода из цепочек Cu-O. В результате соединение

"123" с $x = 6,64$ обладает, по сравнению с $x = 6,9$, большей анизотропией как нижнего (рис.2, 3), так и верхнего ¹⁶ критического поля. Можно ожидать, что по мере дальнейшего приближения к точке перехода металл-изолятор ($x = 6,4$) в системе 123 произойдет еще большее усиление анизотропии критических полей.

Литература

1. Naito M., Matsuda A., Kitazawa K. *Phys. Rev. B*, 1990, 41, 4823.
2. Безрядин А.В., Копылов В.Н., Краснов В.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 1990, 51, 147; *Physica C*, 1990, 170, 291.
3. Moshchalkov V.V., Henry J.Y., Marin C., Rossat-Mignod J., Jacqout J.F. To be published in *Physica C*.
4. Мошchalkov В.В., Жуков А.А., Леонюк Л.И., Кузнецов В.Д., Метлушко В.В. СФХТ, 1989, 2, 84.
5. Moshchalkov V.V., Zhukov A.A., Kusnetov V.D., Metlushko V.V., Voronkova V.I., Yanovskii V.K. *Sol. St. Comm.*, 1990, 74, 1295.
6. Krusin-Elbaum L., Malozemoff A.P., Cronmeyer D.C., Holtzberg F., Clem J.R., Hao Z. *J. Appl. Phys.*, 1990, 67, 4670.
7. Osborn J.A. *Phys. Rev.*, 1945, 67, 351.
8. Ishikawa Y., Mori K., Kobayashi K., Sato K. *Physica C*, 1988, 153-155, 1471.
9. Moshchalkov V.V., Petrenko O.V., Zhukov A.A., Gippius A.A., Voronkova V.I., Belov V.S., Rybachuk V.A. *Physica C*, 1989, 162-164, 1611.
10. Umezawa A., Crabtree G.W., Vandervoort K.G., Welp V., Kwok W.K., Lin J.Z. *Physica C*, 1989, 162-164, 733.
11. Adrian Y., Assmus W., Hohr A., Kowalewski J., Spille H., Steglich F. *Physica C*, 1989, 162-164, 329.
12. Vemura Y.J., Le L.P., Luke G.M., Sternlieb B.J., Brewer J.H., Kadono R., Kiefl R.F., Kreitzman S.R., Riseman I.M. *Physica C*, 1989, 162-164, 857.
13. Anlage S.M., Langley B., Halbritter J., Tahara S., Sze H., Swits N., Eom C.B., Snortland H.J., Taber R., Geballe T.H., Beasley M.R. *Physica C*, 1989, 162-164, 1645.
14. Gammel P.L., Hebard A.F., Rice C.E., Levi A.F.J. *Physica C*, 1989, 162-164, 1565.
15. Koyama T., Takezawa N., Tachiki M. *Physica C*, 1990, 168, 69.
16. Bauhofer W., Biberacher W., Gegenheimer B., Joss W., Kremer R.K., Mattausch H.J., Muller A., Simom A. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, 63, 2520.