

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ В СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

*Л.З.Авдеев*¹⁾, *А.В.Волкозуб*¹⁾, *О.В.Снигирев*¹⁾,
*В.В.Ханин*¹⁾, *И.Н.Макаренко*, *С.М.Стишов*

Проведены измерения магнитного момента монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ при температурах, превышающих температуру сверхпроводящего перехода T_k . Показано, что магнитная восприимчивость монокристаллов выше $T_k \approx 93$ К имеет паулиевский вид, т.е. является изотропной и не зависит от температуры. Численные значения восприимчивости заключены в пределах $(5 \div 9) \cdot 10^{-5}$ ед. СИ.

В настоящей статье сообщается об исследованиях магнитных свойств монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$. Основное внимание при этом уделяется области температур, лежащих выше температуры сверхпроводящего перехода T_k , поскольку ранее подобные исследования проводились только на поликристаллических образцах (см., например ¹⁻⁴).

Измерения магнитного момента проводились с помощью сквид-магнитометра ⁵ в магнитных полях до 100 Э. Абсолютная погрешность измерений магнитного момента составляла $\sim 10\%$. Уровень шумов не превышал $2 \cdot 10^{-11}$ А · м². Поскольку отдельные кристаллы были слишком малы для проведения надежных измерений при $T > T_k$, использовались образцы в виде стопок одинаково ориентированных монокристаллов общей массой 1,5 – 2 мг.

Исследовались кристаллы двух серий из одной ростовой партии. Первая серия образцов представляла собой кристаллы, отожженные в токе кислорода ($T_k \approx 92-93$ К, $\rho_{\perp c}^- \approx \approx 250$ мкОм · см при 300 К). Кристаллы второй серии не подвергались какой-либо термической или химической обработке после выращивания ($T_k = 50 \div 60$ К, $\rho_{\perp c}^- \approx 10$ мОм · см при 300 К). Образцы серии I являлись ромбическими двойникованными кристаллами с параметрами элементарной ячейки $a = 3,823$; $b = 3,879$, $c = 11,7 \div 11,735$ Å. Серия II состояла из тетрагональных кристаллов с $a = 3,857$, $c = 11,828$ Å.

В связи с характером проводимых исследований было естественно изучить вначале кривые намагничивания исследуемых кристаллов в области температур ниже T_k . Такие исследования были проведены на одном монокристалле серии I (рис. 1). Как видно из сравнения соответствующих кривых намагничивания в двух режимах (охлаждение в поле 10 Э и охлаждение практически в нулевом поле), эффект Мейснера в исследуемом образце весьма значителен и достигает $\sim 30\%$ при $\vec{H} \perp \vec{c}$ и $\sim 50\%$ при $\vec{H} \parallel \vec{c}$ ²⁾ в поле 10 Э. Этот результат качественно согласуется с данными работ ^{2, 7}, хотя конкретные значения, характеризующие долю выталкиваемого магнитного потока, полученные в настоящей работе, существенно выше, чем в ^{2, 7}. По-видимому, это говорит о более высоком качестве наших образцов.

На рис. 2 показана зависимость магнитной восприимчивости κ_V , вычисленная из измерений магнитного момента M , для трех образцов серии I, отожженных независимо. Измерения M проводились в поле 100 ± 1 Э при двух ориентациях образца: $\vec{H} \perp \vec{c}$ и $\vec{H} \parallel \vec{c}$. Видно, что зависимость $\kappa_V(T)$ имеет паулиевский характер: анизотропия и температурная зависимость κ_V отсутствуют в пределах точности эксперимента. Численные значения магнитной восприимчивости $(9 \pm 1) \cdot 10^{-5}$, $(5 \pm 1) \cdot 10^{-5}$ и $(7 \pm 2) \cdot 10^{-5}$ ед. СИ (в соответствии с

¹⁾ Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова

²⁾ Обратим внимание, что в работе ⁶ допущена ошибка. Эффект Мейснера при $\vec{H} \parallel \vec{c}$ на самом деле измерен в поле 100 Э.

номерами образцов, см. рис. 2) несколько отличаются от образца к образцу, что трудно объяснить только погрешностями эксперимента. Максимальная ошибка при вычислении χ связана с погрешностью определения объема образца и составляет величину 15 – 20 %.

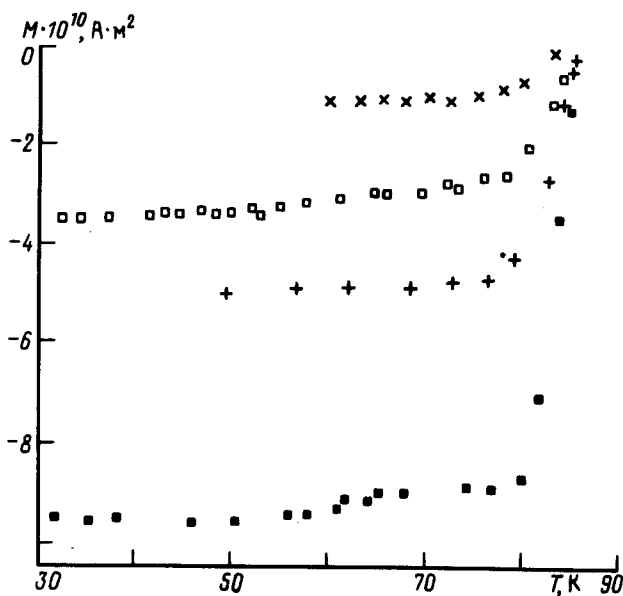


Рис. 1. Намагниченность монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ в зависимости от температуры при ориентации поля намагничивания $H = 10$ Э параллельно ($\blacksquare, +$) и перпендикулярно (\square, \times) кристаллографической оси \vec{c} образцов: \blacksquare, \square – после охлаждения кристаллов в поле $H' < 0,1 H$ ("экранировка"); $+, \times$ – то же при $H' = H = 10$ Э (эффект Мейснера). Размер образцов – $\sim 100 \times 100 \times 20$ мкм³

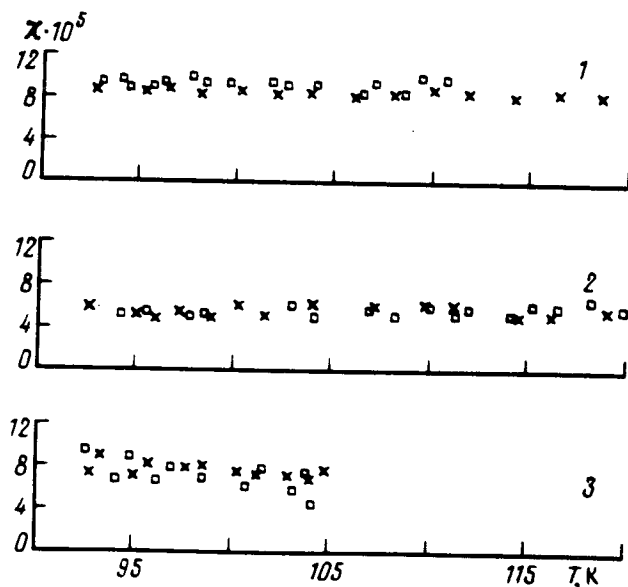


Рис. 2. Объемная магнитная восприимчивость трех различных наборов отожженных монокристаллов массой 1,5 мг (1), 2,1 мг (2) и 1,4 мг (3) в поле намагничивания 100 Э при ориентации поля $\vec{H} \parallel \vec{c}$ (\blacksquare) и $\vec{H} \perp \vec{c}$ (\times)

Отметим, что отсутствие температурной зависимости восприимчивости характерно и для монокристаллических образцов²⁻³. Численные значения восприимчивости, полученные в²⁻³ в общем согласуются с настоящими результатами, хотя в среднем являются более низкими $(3,4 \div 7) \cdot 10^{-5}$.

На рис. 3 изображены зависимость магнитной восприимчивости от температуры для неотожженных образцов (серия II). Видно, что в данном случае температурный диапазон зависимости $\chi_V(T)$ отчетливо разбивается на две области. При температурах выше $75 \div 80$ К χ_V , как и в случае отоженных образцов, не зависит от температуры, но обнаруживает явную анизотропию. В области более низких температур наблюдается несколько нерегулярный, но отчетливый рост восприимчивости вплоть до температуры сверхпроводящего перехода. По-видимому, подобное поведение магнитной восприимчивости в неотожженных и, следовательно, дефектных кристаллах $YBa_2Cu_3O_x$ может быть описано в рамках представлений о частично-локализованных спинах и локализации носителей на дефектах.

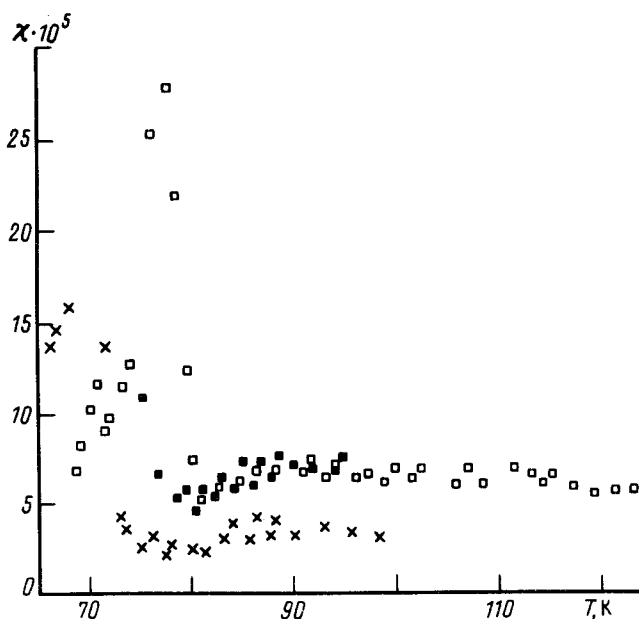


Рис. 3. Объемная магнитная восприимчивость двух наборов неотожженных монокристаллов массой 3,15 мг (\square , \times) и 1,6 мг (\blacksquare): $\times - \vec{H} \parallel \vec{c}$; $\square, \blacksquare + \vec{H} \perp \vec{c}$

Обращаясь вновь к магнитной восприимчивости образцов серии I с $T_k \approx 93$ К подчеркнем, что довольно значительные различия в χ , для трех исследованных образцов (см. рис.2), по-видимому не являются следствием различной плотности электронных состояний, поскольку значения T_k этих образцов практически совпадают. Простейшее объяснение этого результата может быть связано с влиянием случайных парамагнитных примесей. Тогда наиболее достоверным для монокристаллов данного типа следует считать наименьшее из полученных значений ($\sim 5 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ или $\sim 3,9 \cdot 10^{-6}$ ед. СГС).

Заметим, что даже в этом случае плотность электронных состояний $N(\epsilon_f) = 19$ эВ⁻¹ на элементарную ячейку, вычисленная с помощью последней величины с учетом диамагнитного вклада ионов, оказывается слишком большой по сравнению с данными "зонных" расчетов⁸.

По-видимому, это обстоятельство может свидетельствовать в пользу значительного "стонеровского" усиления парамагнитной восприимчивости в $YBa_2Cu_3O_x$,

хотя следует иметь в виду, что результаты теоретических расчетов плотности состояний обладают значительной дисперсией (см. ⁸).

Если же все-таки окажется, что температура сверхпроводящего перехода малочувствительна к плотности состояний $N(E_f)$, то для объяснения сверхпроводящего состояния потребуется привлечь особую группу возбуждений, возможно бозевского типа, не дающих вклада в парамагнитную восприимчивость.

Литература

1. Junod A., Bezinge A., Graf T. et al. Europhys. Lett., 1987, 4, 247.
2. McGuire T.R., Dinger T.R., Freitas P.J.P. et al. Phys. Rev. B, 1987, 36, 4032.
3. Cheong S.W., Brown S.E., Fisk Z. et al. Phys. Rev. B, 1987, 36, 3913.
4. Cava R.J., Batlogg B., Chen C.H. et al. Nature, 1987, 329, 423.
5. Avdeev L.Z., Snigirev O.V., Khanin V.V. JEEE Trans. Magn, 1985, 21, 914.
6. Авдеев Л.З., Быков А.Б., Демьянец Л.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 196.
7. Dinger T.R., Worthington T.K., Gallagher W.J., Sandstrom R.L. Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 2687.
8. Herman F., Kasowski R.V., Hsu W.Y. Phys. Rev. B, 1987, 36, 6904.
9. Massidda S., Yu J., Freeman A.J., Koelling D.D. Phys. Lett., A, 1987, 122, 198.

Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
22 марта 1988 г.