

## ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ И ТЕПЛОЕМКОСТЬ РАЗУПОРЯДОЧЕННОГО СОЕДИНЕНИЯ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$

С.А.Давыдов, А.Е.Карькин, А.В.Мирмельштейн,

И.Ф.Бергер, В.И.Воронин, В.Д.Пархоменко,

В.Л.Кожевников, С.М.Чешницкий, Б.Н.Гощицкий

Исследованы температурные зависимости  $\rho(T)$  и  $C(T)$   $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ , разупорядоченных облучением быстрыми нейтронами при температуре 80 К. Обнаружена экспоненциальная зависимость  $\rho$  от флюенса. Сравнение  $C(T)$  разупорядоченного и исходного образцов показывает, что в последнем электронная теплоемкость ниже  $T_c$  уменьшается гораздо быстрее, чем по теории БКШ со слабой связью.

По сравнению с облучением при комнатной температуре, выполненным нами ранее<sup>1, 2</sup>, преимуществом облучения быстрыми нейтронами высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП)  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  при  $T = 80$  К является устранение возможных термохимических эффектов, связанных, например, с диффузией кислорода. Образцы, приготовленные по методике<sup>3</sup>, были рентгеновски однофазными, и по данным восприимчивости на переменном токе  $\chi(T)$  имели резкий сверхпроводящий (СП) переход с полной экранировкой объема СП токами.

Изменение  $T_c$  и удельного электросопротивления исследуемых образцов с ростом флюенса нейтронного облучения показано на рис. 1. Скорость деградации  $T_c$  согласуется с данными, полученными нами ранее<sup>1, 2</sup>. Отметим, что кратковременный ( $t \approx 20$  мин) отжиг до комнатной температуры образцов, облученных при  $T = 80$  К, практически не изменяет  $T_c$  и  $\rho(T)$ . Выдержка образцов при  $T = 300$  К в течение месяца приводила к незначительно-му восстановлению  $T_c$  (несколько %) и электросопротивления. При флюенсах  $\Phi \leq$

$\leq 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$  изменение электросопротивления следует правилу Матиссена:  $\rho$  увеличивается, а температурная зависимость  $\rho(T)$  остается почти линейной. Производная  $d\rho/dT$  изменяется слабо, увеличиваясь от  $\sim 3 \text{ мкОм} \cdot \text{см}/\text{К}$  в исходном образце до  $\sim 4,3 \text{ мкОм} \cdot \text{см}/\text{К}$  при  $\Phi = 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ . При флюенсах  $\Phi > 10^{19} \text{ см}^{-2}$  характер проводимости меняется.

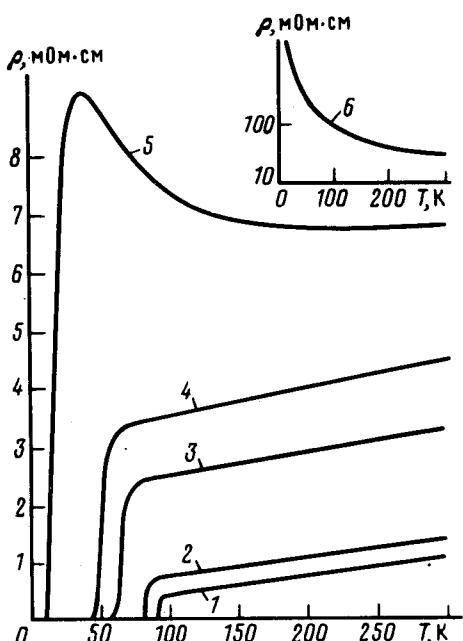


Рис. 1. Зависимость электросопротивления  $\rho$  от температуры  $T$  образцов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ , облученных быстрыми нейтронами. Кривая 1 –  $\Phi = 0$ ; кривые 2 – 6 –  $\Phi = (2, 3, 5, 7 \text{ и } 10 \text{ и } 20) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$  соответственно. На вставке –  $\rho$  в логарифмическом масштабе

Кривая 6 на рис. 1 в интервале  $5 < T < 300 \text{ К}$  описывается зависимостью типа  $\rho(T) \sim \sim \exp(Q/T^{1/4})$ , что свидетельствует о локализации носителей. Таким поведением  $\rho(T)$  ВТСП качественно отличаются от соединений А-15, в которых наблюдали эффекты насыщения, т. е. уменьшение  $d\rho/dT$  при увеличении температуры, и остаточного электросопротивления<sup>4</sup>. Отсутствие эффектов насыщения  $\rho(T)$  в ВТСП наблюдали также в<sup>5</sup>.

Наши результаты показывают, что электросопротивление при температуре выше СП перехода  $\rho_{100\text{K}}$  возрастает экспоненциально с флюенсом

$$\rho_{100\text{K}} \sim \exp(k\Phi). \quad (1)$$

Это совершенно неожиданный результат. Можно было ожидать линейной зависимости  $\rho(\Phi)$  т. к. при относительно малых флюенсах пропорционально  $\Phi$  растет концентрация дефектов. Зависимость (1) была подтверждена прямыми измерениями удельного электросопротивления при температуре жидкого азота непосредственно в процессе облучения. Показанное на рис. 1 изменение  $\rho$  в зависимости как от  $\Phi$ , так и от  $T$  можно описать эмпирической формулой вида

$$\rho(T, \Phi) = f(T) \exp(a\Phi/T^{1/4}), \quad (2)$$

где  $a = 0,85 \cdot 10^{-18} \text{ К}^{1/4} \cdot \text{см}^{-2}$ ,  $f(T)$  – функция, плавно меняющаяся от  $f(T) = bT$  при малых флюенсах до  $f(T) = \text{const}$  при больших флюенсах. Ее значение при  $T = 100 \text{ К}$   $f(100) \approx 0,4 \text{ мОм} \cdot \text{см}$ . Область, в которой можно измерить температурную зависимость электросопротивления, ограничена снизу  $T_c$ , а сверху –  $T \approx 300 \text{ К}$ , выше которой начинается отжиг радиационных дефектов. Поэтому у нас нет оснований вкладывать в (2) конкретный физический смысл.

На рис. 2 показано, как ведет себя теплоемкость соединения  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  до и после облучения флюенсом  $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ . Выше  $100 \text{ К}$  теплоемкость обоих образцов совпадает в пределах экспериментальной погрешности ( $\sim 0,5\%$ ). Это говорит о том, что интеграль-

ные характеристики (средние частоты) фононного спектра не меняются при облучении, а электронный вклад – либо не меняется, либо он мал. Низкотемпературная теплоемкость образцов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  до и после облучения ( $\Phi = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ ) показана на вставке

рис. 2 а. Аномальное поведение  $C(T)$  при  $T < 7 \text{ K}$  не воспроизведось полностью при повторном измерении через месяц, что возможно, связано с частичным отжигом дефектов, о котором говорилось выше. Данные по магнитной восприимчивости, о которых мы сообщим в более подробной работе, также показывают аномальное поведение (отклонение от закона Кюри – Вейсса при  $T < 4 \text{ K}$ ). Такое поведение теплоемкости при низких температурах затрудняет ее анализ.

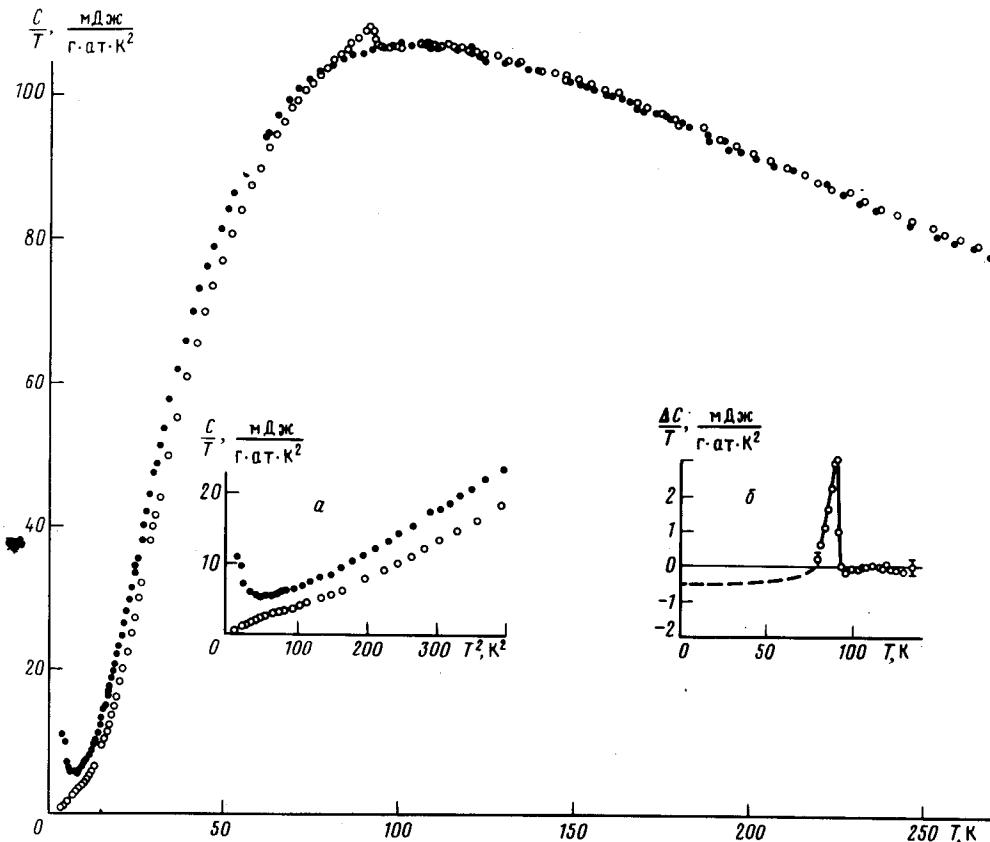


Рис. 2. Зависимость теплоемкости от температуры в координатах  $C/T$  от  $T$  для образцов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  до – (○) и после – (●) облучения флюенсом  $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ . На вставке а показаны теплоемкости при низких температурах в координатах  $C/T$  от  $T^2$ . На вставке б – разность теплоемкостей необлученного и облученного образцов. Пунктиром (схематично) показано ожидаемое поведение электронной теплоемкости, соответствующее равенству энтропий в нормальном и сверхпроводящем состояниях

Так как фононная теплоемкость является интегральной функцией фононного спектра, а теплоемкости исходного и облученного образцов совпадают в широком интервале температур  $100 \div 270 \text{ K}$ , то и в интервале температур немного ниже  $T_c$  (до  $\sim 75 \text{ K}$ ) фононные теплоемкости должны совпадать. Если это так, то разность  $\Delta C = C(\Phi = 0) - C(\Phi = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2})$  будет равна разности электронных вкладов СП и несверхпроводящего образцов (точки на вставке рис. 2 б), и из этого рисунка следует, что электронная теплоемкость в СП состоянии

$C_{es}$  уменьшается с температурой гораздо быстрее, чем по теории БКШ со слабой связью. Тогда, чтобы удовлетворить условию равенства энтропий нормального и СП состояния,  $C_{es}$  исходного образца должна вести себя так, как схематично показано пунктиром на рис. 2 б (в этом случае  $\gamma \approx 0,5 \text{ мДж/г} \cdot \text{ат} \cdot \text{К}^2$ , величина скачка теплоемкости  $\Delta C / \gamma T_c \approx 5$ , что существенно больше, чем 1,43). В действительности разность  $\delta C$  при  $T \lesssim 75 \text{ К}$  изменяется с температурой немонотонно и более сложным образом, чем показано пунктиром на рис. 2 б. Это требует специального анализа, который мы приведём позднее, но не влияет на вывод о необычно резком уменьшении  $C_{es}$  непосредственно ниже  $T_c$ .

Нейтронографические исследования показывают, что происходит частичное перераспределение кислорода между позициями 04 и 05. Суммарное заполнение кислородных позиций уменьшается до  $\sim 6,7$ . Однако, по изменению массы образца после облучения ( $\lesssim 0,15\%$ ) можно утверждать, что образец теряет максимум 1 % атомов кислорода. Вероятно, кислород, ушедший из своих законных узлов, статистически распределяется по нерегулярным позициям. Отметим, что в облученном образце растет амплитуда среднеквадратичных смещений атомов. Результаты более подробных исследований физических свойств облученных быстрыми нейтронами ВТСП будут сообщены позднее.

#### Литература

1. Воронин В.И., Давыдов С.А., Карькин А.Е. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, Приложение, с. 165.
2. Voronin V.I., Goshchitskii B.N., Davydov S.A. et al. Novel Superconductivity, ed. by S.A. Wolf, V.Z.Kresin. N.Y. – London: Plenum Press, 1987, p. 875.
3. Блиновсков Я.Н., Леонидов И.А., Кожевников В.Л. и др. ФММ, 1987, 64, 338.
4. Coshchitskii B.N., Arkhipov V.E., Chukalkin Yu.C. Sov. Scient. Rev/Sec. A: Phys. Rev., 1987, 8, 520.
5. Gurvitch M., Fiory A.T. Novel Supereconductivity, ed. by S.A.Wolf, V.Z.Kresin. N.Y. – London:Plenum press, 1987, p. 663.

Поступила в редакцию  
29 декабря 1987 г.