

ТЕПЛОЕМКОСТЬ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ КЕРАМИКИ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

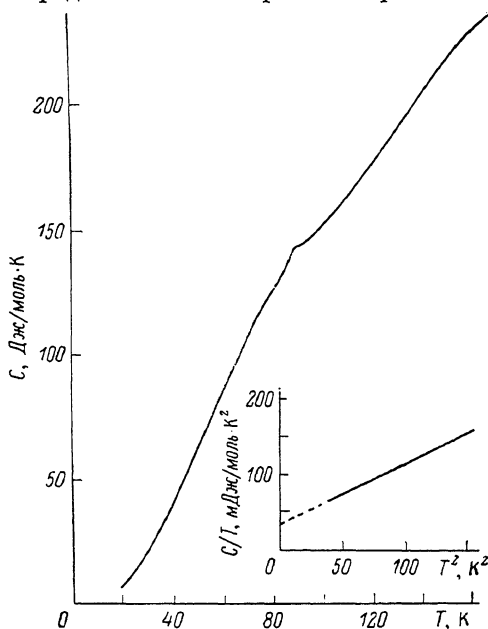
В. Г. Веселаго, А. И. Головашкин, О. В. Ершов,
О. М. Иваненко, А. А. Минаков, К. В. Мицен

Исследованию недавно открытых новых классов высокотемпературных сверхпроводников посвящено в последнее время значительное число работ. Однако механизм сверхпроводимости для иттриевого класса керамик пока не ясен. Имеется целый спектр теоретических предложений, начиная от фононного механизма [1] и кончая необычным механизмом резонансных валентных связей [2]. В этой связи представляют интерес эксперименты, дающие информацию об основных характеристиках, определяющих в соответствии с различными моделями параметры сверхпроводящего состояния.

Изучение температурной зависимости теплоемкости C позволяет в рамках обычной фононной сверхпроводимости оценить плотность электронных состояний на уровне Ферми $N(E_F)$ и тем самым сделать определенные выводы о справедливости этого механизма. В настоящей работе исследована температурная зависимость теплоемкости сверхпроводящей керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ в диапазоне 5—160 К. Измерения проводились на образцах, приготовленных по стандартной технологии спекания окислов соответствующих материалов. Рентгеноструктурный анализ показал однофазность полученных образцов с точностью 1—2%. Ниже 89 К образцы имеют 100% диамагнитный отклик, ширина диамагнитного перехода ≤ 4 К. Измерение теплоемкости производилось на низкотемпературном модуляционном калориметре [3].

Метод модуляционной калориметрии основан на измерении амплитуды T_ω осцилляций температуры образца, вырезанного в виде тонкой пластины, к одной стороне которой подводится тепловой поток, промодулированный с частотой ω . При выполнении определенных условий [3] T_ω обратно пропорциональна теплоемкости C образца. Данный метод измерения теплоемкости имеет ряд преимуществ по сравнению с традиционным методом адиабатической калориметрии. Он позволяет производить измерение теплоемкости микрообразцов объемом (0.1—10) мм³ при непрерывном изменении температуры и внешних полей. Возможность непрерывной записи существенно сокращает время измерений и делает метод особенно удобным при исследовании критических зависимостей теплоемкости в окрестности точки фазового перехода. Относительная погрешность измерений 0.5%. Минимальная регистрируемая амплитуда $T_\omega \sim 10^{-4}$ К.

Образец для измерений имел форму диска диаметром 3 мм и толщиной 0.4 мм, масса образца ~ 16 мг. На рисунке приведена зависимость $C(T)$



Температурная зависимость теплоемкости C для образца $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$.

На вставке приведена зависимость C/T от T в низкотемпературной области.

для данного образца. При $T \approx 91$ К наблюдается скачок теплоемкости ΔC , размытый в диапазоне ~ 2 К. Определенная экстраполяцией со стороны высоких и низких температур величина скачка $\Delta C = 2.5$ Дж/моль \cdot К. Наличие скачка и его величина свидетельствуют о том, что переход в сверхпроводящее состояние носит объемный характер. Из полученной экспериментально величины ΔC можно оценить верхний предел коэффициента электронной теплоемкости γ . Используя простое соотношение $\Delta C = 1.43 \eta_c \gamma^* T_c$, получим

$$\gamma = \gamma^*/(1 + \lambda) = \Delta C / 1.43 \eta_c (1 + \lambda) T_c \leq 19 \text{ мДж/моль} \cdot \text{К}^2.$$

Здесь γ — зонное значение коэффициента электронной части теплоемкости, γ^* — перенормированное значение γ , λ — константа электрон-фононного взаимодействия, η_c — поправка на сильную связь. При оценке верхнего предела γ сделано предположение, что $\eta_c = 1$, $\lambda = 0$. Плотность электронных состояний на один спин $N(E_F) = 3\gamma/2\pi^2 k^2 \leq 1.3$ сост/эВ \cdot ат — Cu (здесь k — постоянная Больцмана). Полученная величина $N(E_F)$ для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ довольно мала. Она порядка или даже меньше соответствующей величины для керамик лантанового класса $(\text{La}, \text{Sr})_2\text{CuO}_4$ и $(\text{La}, \text{Ca}) \cdot \text{CuO}_4$ [4] и почти на порядок ниже, чем в сверхпроводниках с решеткой А-15. Таким образом, чтобы объяснить сверхпроводимость в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ в рамках фононного механизма требуется предположить чрезвычайно сильное электрон-фононное взаимодействие в этом соединении. (Заметим, что в случае больших λ расчетная плотность состояний окажется еще меньше).

На вставке к рисунку приведена зависимость C/T от T^2 в низкотемпературной области. В области 5—15 К экспериментальная кривая хорошо аппроксимируется прямолинейной зависимостью $C/T = \gamma' + \alpha T$ с $\gamma' \approx 30$ мДж/моль К^2 . Отличие γ' от нуля может быть вызвано либо примесью нормальной фазы (однако однофазность образца и большое значение $\gamma' > \gamma$ делают это предположение маловероятным), либо наличием каких-то возбуждений с бесцелевым (или с очень малой щелью) спектром [2].

Л и т е р а т у р а

- [1] Mattheiss L. F. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 10, p. 1028—1030.
- [2] Anderson P. W., Baskaran G., Zou Z., Hus T. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 26, p. 2790—2793.
- [3] Еришов О. В., Минаков А. А., Веселаго В. Г. Препринт 233, М., ФИАН, 1983.
- [4] Kitazawa K., Atake T., Sakai M., Uchida S., Takagi H., Kishio K., Hasegawa T., Fueki K., Saito Y., Tanaka S. Jap. J. Appl. Phys., 1987, vol. 26, N 2, p. L751—L752.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
9 октября 1987 г.

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЩЕЛЕЙ В СПЕКТРАХ СПИНОВЫХ ВОЛН РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ОРТОФЕРРИТОВ

Н. К. Даньшин

Во многих экспериментах, посвященных изучению мягких мод магнитного резонанса в редкоземельных (РЗ) ортоферритах, обнаруживаются значительные щели в спектрах спиновых волн $[1-3]$. Так, в точках спон-