

СВЕРХПРОВОДЯЩАЯ ШЕЛЬ, ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ И
КИНЕТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА LaSrCuO И YBaCuO .

Б.А.Александрин, С.В.Барковский, Б.Н.Говицкий, А.Ю.Деревсков,
А.Д.Зуев, В.Л.Кожевников, Б.Л.Константинов, К.Р.Крыльев, А.Т.Лон-
чаков, К.Н.Михалев, А.Н.Петров, А.И.Пономарев, М.В.Садовский,
И.М.Цидильковский, В.И.Цидильковский, С.М.Чевницкий

Институт физики металлов, химии и электрохимии УрО АН СССР

На $\text{Y}_2\text{Ba}_3\text{Cu}_7\text{O}_{14}$ (образец 1) и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (образец 2) измере-
ны сопротивление ρ ($4,2 \leq T \leq 300\text{K}$), эффект Холла ($T=160\text{K}$) и
термоэдс d ($4,2 \leq T \leq 185\text{K}$). Ширина перехода в сверхпроводящее
состояние для обр.1 73-98K, для обр.2 86-93K (рис.1). У обр.1
в интервале 98-300 ρ убывает от $9,3 \cdot 10^{-3} \text{ Ом.см}$ до $7,3 \cdot 10^{-3} \text{ Ом.см}$,
у обр.2 в интервале 93-160K ρ растет от $6,5 \cdot 10^{-4} \text{ Ом.см}$ до $9,5 \cdot 10^{-4} \text{ Ом.см}$.
Оцененная по эффекту Холла концентрация дырок $p = (5 \pm 2,5) \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$.

При переходе в нормальное состояние термоэдс резко воз-
растает от нуля до $(10-15) \text{ мкВ/град}$, затем с повышением T до
110K возрастает, а выше 110K убывает (рис.1). Немонотонное из-
менение и, в особенности, убывание $d(T)$ наблюдалось в усло-
виях сильного рассеяния электронов $\hbar/\tau \gg E_F$ (τ - время релакса-
ции, E_F энергия Ферми). Как правило уровень Ферми при этом рас-
положен на спаде пика плотности состояний, обусловленного пе-
рекритием либо нескольких p и d зон ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$), либо при-
месной зоны с зоной проводимости (Ge).

Для обр.2 с $p = 5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ подвижность $R_G \approx 0,17 \text{ см}^2/\text{В.с}$,
масса дырок $m \approx 10 m_0$ (m_0 - масса свободного электрона), $E_F \approx 0,5 \text{ эВ}$,
 $\hbar/\tau \approx 0,7 \text{ эВ} \gg E_F$. Поэтому формулы для ρ и d , полученные на
основе уравнения Вольдмана, неприменимы. Попытаемся качествен-
но объяснить зависимости $\rho(T)$ и $d(T)$. Будем считать, что в
близости уровня Ферми плотность состояний $g(E)$ можно предста-
вить как сумму плавно и резко меняющихся частей $g_0(E)$ и $g_1(E)$.
Пусть $g_1(E)$ имеет вид пика шириной V , вершина которого рас-
положена при $E = E_0$. Для анализа $d(T)$ и проводимости $\sigma(T)$
используем формулы [1]

$$\sigma \sim \int \sigma(\varepsilon) \left(-\frac{\partial f}{\partial \varepsilon}\right) d\varepsilon, \quad \alpha = \frac{\kappa}{e^2} \int \sigma(\varepsilon) \frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{\kappa T} \left(-\frac{\partial f}{\partial \varepsilon}\right) d\varepsilon, \quad (1)$$

где $\sigma(\varepsilon) \sim |D(\varepsilon)|^2 g^2(\varepsilon)$, f — функция Ферми, $D(\varepsilon)$ матричный элемент. Соответственно представлению $g = g_0 + g_1$ запишем σ и α в виде:

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_1, \quad \alpha = \sigma^{-1} (\sigma_0 \alpha_0 + \sigma_1 \alpha_1). \quad (2)$$

С точностью до членов $\sim (\kappa T / \varepsilon_F)^2$ $\sigma_0(T) = \sigma_0(\varepsilon_F) [1 + \alpha_0 (\kappa T / \varepsilon_F)^2]$ и $\alpha_0(T) = (\kappa / e) b_0 (\kappa T / \varepsilon_F)$. Знаки чисел α_0 и b_0 совпадают со знаками $(\partial^2 \sigma_0 / \partial \varepsilon^2)_{\varepsilon_F}$ и $(\partial \sigma_0 / \partial \varepsilon)_{\varepsilon_F}$.

Если пик $g_1(\varepsilon)$ близок к уровню Ферми и достаточно высок и узок, основной вклад в интегралы (1), определяющие σ_1 и α_1 , вносят узкие полосы энергий, центры которых ε_m сдвинуты относительно ε_F в сторону пика $g_1(\varepsilon)$. При малом сдвиге $|\varepsilon_m - \varepsilon_F| < \kappa T$ с точностью до δ^2 ($\delta = \kappa T (\varepsilon_0 - \varepsilon_F) / V^2 \ll 1$) $\sigma_1 = c_1 + c_2 \delta^2$, $\alpha_1 = c_3 \frac{\kappa}{e} \delta$. Коэффициент c_2 может быть положительным или отрицательным, а $c_3 > 0$. Знак α_1 определяется знаком разности $\varepsilon_0 - \varepsilon_F$.

Полная термозеда $\alpha(T)$ может иметь максимум (см. (2)), если знаки α_0 и α_1 (в условиях опыта $\varepsilon_0 < \varepsilon_F$, и $\alpha_1 < 0$) противоположны и σ_1 / σ_0 растет с температурой.

Эффективную массу дырок m можно оценить, полагая, что при низких температурах $\alpha \approx \alpha_0 = \frac{\pi^2}{3} \frac{\kappa}{e} \frac{\kappa T}{\varepsilon_F} s$, где $\frac{\pi^2}{3} s = b_0$, $s = d \ln \sigma_0(\varepsilon) / d \ln \varepsilon$. Если $g_0 \sim \varepsilon^{1/2}$, а $|D(\varepsilon)|^2 \sim \varepsilon^0$ или $\sim \varepsilon$, то $s = 1$ или 2. Тогда из (3) для $s = 2$ и $p = 5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и $T = 95 \text{ К}$ имеем $(m/m_0) \approx 10$ (обр.1) и $(m/m_0) \approx 19$ (обр.2). Для $s = 1$ значения m/m_0 вдвое больше.

На трех образцах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ с помощью Фурье-спектрометра измерены спектры отражения в интервале $100\text{--}1000 \text{ см}^{-1}$ при 4, 2 и 300 К (рис. 2, 3). Спектры нормированы на отражение от алюминиевого зеркала. В области гелиевых температур обнаружен хорошо воспроизводимый пик при $\nu = 458(3) \text{ см}^{-1}$, который исчезает в спектрах, снятых при 300 К. Считая, что этот пик связан с возбуждением носителей заряда через сверхпроводящую щель, $2\Delta^2 / T_c = 7,6(6)$.

Анализ магнитной восприимчивости χ и скорости спин-решеточной релаксации ядер $(I_1) \text{ } ^{63}\text{Cu}$, ^{133}La в $\text{La}_{1,85}\text{Sr}_{0,15}\text{CuO}_2$ и ^{63}Cu в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ позволил выделить спиновый вклад в χ . Для куприта лантана значения χ монотонно убывают от $0,77 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3 / \text{моль}$ (300 К) до $0,65 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3 / \text{моль}$ (40 К). Аналогично изменяется величина $(T_1 T)^{-1} R_{\text{Cu}}(300 \text{ К}) = 0,14(2) \text{ с}^{-1} \text{ К}^{-1}$, $R_{\text{Cu}}(40 \text{ К}) = 0,10(1) \text{ с}^{-1} \text{ К}^{-1}$,

$R_{Cu}(300K) = 0,25(3)e^{-1}K^{-1}$, $R_{Cu}(40K) = 0,14(2)e^{-1}K^{-1}$, несколько отклоняясь от корринговской зависимости $T_1 T = const$. Экстраполируя к нулю зависимости, мы получили оценки спинового вклада χ_d , связанного с плотностью состояний на уровне Ферми $\langle g_d(T) \rangle = \chi_d / 2\mu_B^2$: $\chi_d(40K) = 0,27(3) \cdot 10^{-4} \text{ см}^3/\text{моль}$, $\chi_d(300K) = 0,40(3) \cdot 10^{-4} \text{ см}^3/\text{моль}$, $g_d(40K) = 0,40(5)$ (эВ.ат Cu спин) $^{-1}$, $g_d(300K) = 0,60(5)$ (эВ.ат. Cu спин) $^{-1}$. При понижении T в нормальном состоянии происходит уменьшение спинового вклада χ_d и g_d , что, по-видимому, обусловлено структурным превращением из тетрагональной фазы в ромбическую. Для $YBa_2Cu_3O_7$ значения χ больше: $\chi(300K) = 3,0(1) \cdot 10^{-4} \text{ см}^3/\text{моль}$, $\chi(90K) = 3,2(1) \cdot 10^{-4} \text{ см}^3/\text{моль}$. В области нормального состояния величина $(T_1 T)_{Cu}^{-1} = 3,1(3)e^{-1}K^{-1}$ постоянна. Предполагая постоянство значений сверхтонких полей на ядре ^{63}Cu в $La-Sr-Cu-O$ и $Y-Ba-Cu-O$, можно утверждать, что при переходе к $YBa_2Cu_3O_7$ плотность состояний, нормированная на атом меди, возрастает в $T_1^{1/2}(LaSr)/T_1^{1/2}(YBa) = 4,5$ раза.

В области температур $T < T_c$ из-за уменьшения числа носителей с $\epsilon > \epsilon_F$ должен наблюдаться экспоненциальный рост T_1 : $T_1 \sim \exp(-\Delta/kT)$. В измерениях T_1 в смешанном состоянии важно учитывать факторы, связанные с различием величин энергетической щели и наличием градиентов магнитного поля между нормальной фазой в нитях Абрикосова ($\Delta = 0$) и сверхпроводящей фазой ($\Delta = \Delta_0$), и с кроссрелаксацией ядер с $I > 1/2$ при большой ширине спектра ЯМР. Чтобы получить сведения о Δ_0 , необходимо выделять наиболее медленно нарастающую часть кривой восстановления ядерной намагниченности. На рис.4 даны зависимости $T_1(T)$ для ^{63}Cu , ^{135}La в изученных образцах. Наблюдаемый экспоненциальный рост соответствует $(2\Delta_0/T_c) = 3,60(10)$ (^{63}Cu); $3,80(15)$ (^{135}La) для $La-Sr-Cu-O$ и $8,0(5)$ (^{63}Cu) для $Y-Ba-Cu-O$. В системе $YBa_2Cu_3O_7$, вероятно, реализуется случай очень сильной электрон-фононной связи, когда T_c приближается к асимптотической зависимости $T_c \approx (0,1-0,2)\sqrt{\lambda \langle \omega^2 \rangle}$ [2].

Л и т е р а т у р а

- /1/ Н.Мотт, Э.Дэвис, Электронные процессы в некристаллических веществах, М., Мир, 1982.
- /2/ P.V.Allen, R.C.Dynes. Transition temperature of strongly-coupled superconductors re-analyzed. Phys.Rev. B12, N3, 905-922 (1975)

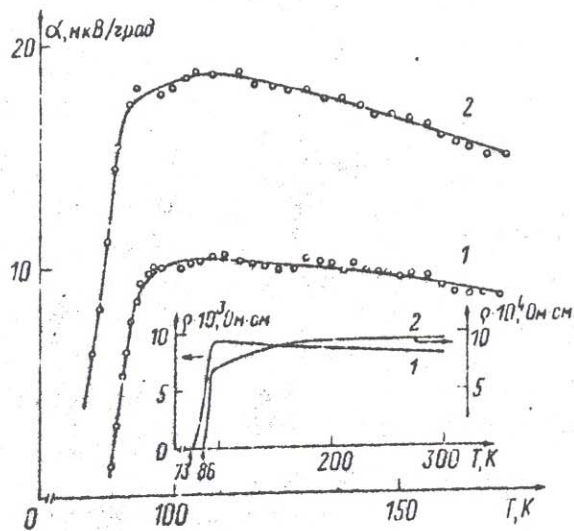


Рис. 1.

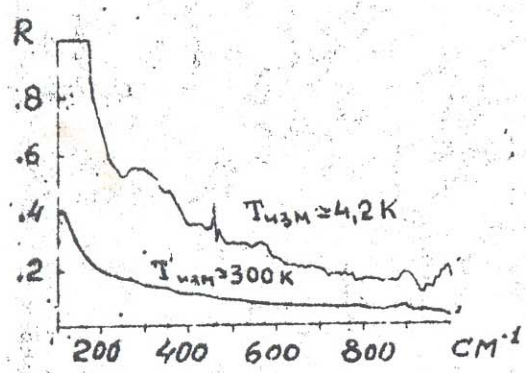


Рис. 2.

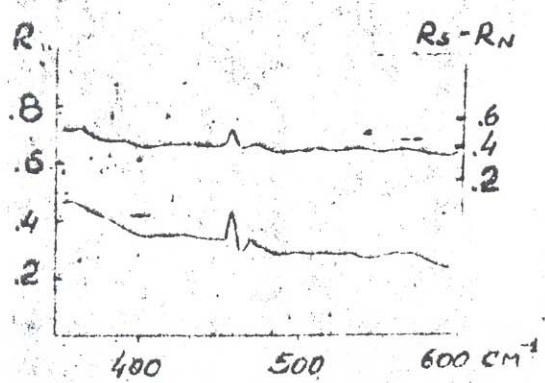


Рис. 3.

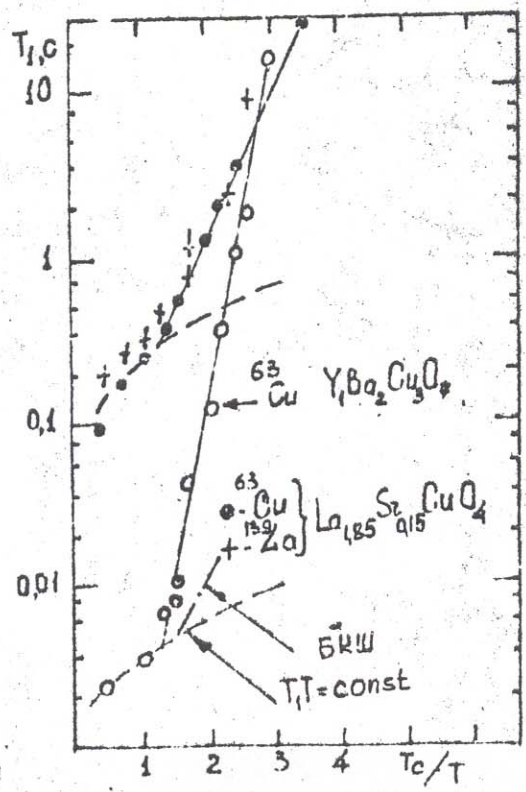


Рис. 4.