

# ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В СОЕДИНЕНИИ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ МЮОННЫМ МЕТОДОМ

С.Г.Барсов, А.Л.Геталов, В.П.Коптев, Л.А.Кузьмин,

С.М.Микиртычанц,

Н.А.Тарасов, Г.В.Щербаков, Н.М.Котов, А.С.Нигматулин, Я.М.Муковский,

В.Г.Гребинник, В.Н.Дугинов, В.А.Жуков, А.Б.Лазарев,

В.Г.Ольшевский, С.Н.Шилов, Е.П.Красноперов

Показано, что для системы  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  существует мейснеровская фаза, объем сверхпроводящей области составляет не менее 80%. При  $T = 50$  К значение  $H_{c1} = 35$  Э. Глубина проникновения  $\lambda_0 = 3200$  Å. Обнаружены явления необратимости.

В настоящей работе исследуется образец  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ , измерение сопротивления которого показали, что переход в сверхпроводящее состояние происходит при температуре  $T_c = 95$  К, а ширина перехода составляет 1,5 К. Образец был изготовлен в форме диска диаметром 34 мм и толщиной 10 мм, а его плотность равнялась 3,5 г/см<sup>3</sup>. Начальная поляризация  $\mu^+$ -мезонов направлена по оси диска, а внешнее магнитное поле  $H_0$  – перпендикулярно поляризации. Измерялся временной спектр  $N(t)$  позитронов распада, вылетающих под углом 0° к направлению начальной поляризации мюонов.

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} [1 + a_s e^{-\Lambda_s t} \cos(\omega_s t) + (a_\Phi + a_N) e^{-\Lambda_N t} \cos(\omega_0 t)] + C_\Phi, \quad (1)$$

где  $t$  – время жизни  $\mu^+$ -мезонов ( $\tau = 2,2$  мкс);  $\omega_s = \gamma B_\mu$ ,  $\omega_0 = \gamma H_0$  ( $\gamma = 2\pi \cdot 13554^1/\lambda_c$ ),  $B_\mu$  – величина среднего поля на мюоне, остановившемся в сверхпроводящей области. Первый член в формуле (1) описывает поведение поляризации мюонов, остановившихся в сверхпроводящей области ( $a_s$ ), а второй связан с фоновыми процессами, обусловленными остановками мюона в стеках криостата, счетчиках ( $a_\Phi$ ) и в областях образца с нормальной проводимостью ( $a_N$ );  $C_\Phi/N_0 = 0,001$ ,  $a_s + a_\Phi + a_N \approx 0,257$ ,  $a_\Phi \approx 0,045$ .

Измерения в нулевом внешнем магнитном поле ( $H_0 < 0,1$  Э) показали, что при  $T \leq 100$  К скорость релаксации спина  $\mu^+$ -мезона ( $\Lambda$ ) остается постоянной  $\Lambda_0 = (0,11 \pm 0,01)$  мкс<sup>-1</sup>.

При охлаждении в поле ( $FC$ )  $H_0 = 200$  Э для  $T < T_c$  наблюдается рост скорости релаксации так, что  $\Lambda_{FC} = (1 - T/T_c) (1,4 \pm 0,1)$  мкс<sup>-1</sup> (рис. 1а) и ее значение отличается от случая охлаждения в нулевом поле ( $ZFC$ ) с последующим включением  $H_0 = 200$  Э и повышением температуры до  $T = T_c$  ( $\Lambda_{ZFC} = (1 - T/T_c) (4,6 \pm 0,5)$  мкс<sup>-1</sup>). В отличие от обычных сверхпроводников второго рода, где для  $FC$ -условий индукция в образце  $B_\mu$  сильно отличается от  $H_0^{1,2}$ , для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$   $B_\mu$  оказалось близким к  $H_0$  (рис. 1б).

Величина скорости релаксации  $\Lambda_{FC}(T)$  определяется величиной поля, расстоянием между вихрями и глубиной проникновения поля  $\lambda(T)$ . Для треугольной решетки вихрей можно получить<sup>1</sup>

$$\Lambda_{FC}(T) \approx \frac{1}{\sqrt{8\pi^3\sqrt{3}}}\frac{\gamma\Phi_0}{\lambda^2(T)}, \quad \Phi_0 = 2 \cdot 10^7 \text{ Э} \cdot \text{см}^2. \quad (2)$$

Отсюда можно определить, что зависимость  $\lambda(T)$  удовлетворяет соотношению  $\lambda(T) = \lambda_0/\sqrt{2} (1 - T/T_c)^{-1/2}$ , и эффективная глубина проникновения магнитного поля  $\lambda_0 \approx 3200$  Å.

Анализ зависимости от внешнего поля  $H_0$  величины среднего поля в образце  $B_\mu$  и скорости релаксации  $\Lambda_S$  (рис. 2) при  $T = 50$  К показал, что при этой температуре значение  $H_{c_1} \cong 35$  Э, для  $H_0 < 25$  Э объем мейснеровской фазы превышает 80%, а для  $H_0 \geq 40$  Э на частоте поля  $B_\mu$  прецессирует не менее 80% мюонов, т.е. сверхпроводимость является объемной. Проникновение поля в образец при  $25 \text{ Э} < H < 35$  Э связано с размагничивающим фактором  $n \cong 0,3$ .

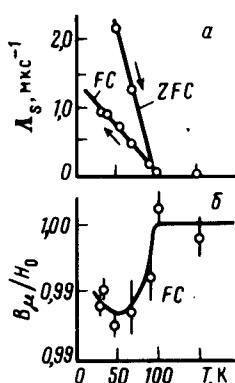


Рис. 1. Зависимость  $\Lambda_S$  и  $B_\mu$  от температуры при постоянном внешнем поле  $H_0 = 200$  Э

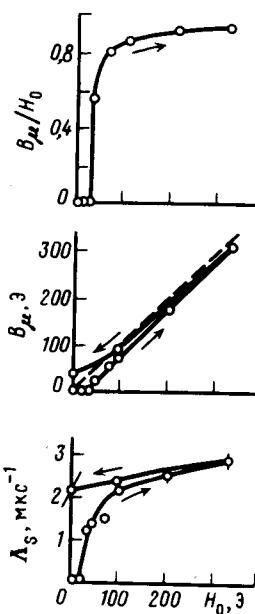


Рис. 2. Зависимость  $\Lambda_S$  и  $B_\mu$  от величины внешнего поля при постоянной температуре  $T = 50^\circ$  К

При понижении внешнего поля  $H_0$  от значения 320 Э до 0 зависимость  $B_\mu(H_0)$  имеет вид, характерный для сверхпроводников второго рода. При  $T = 30$  К и 50 К величина среднего поля, замороженного в образце  $B_f$  после выключения поля  $H_0$ , значительно меньше  $H_0$  (см. таблицу). Оно занимает более 85% объема образца ( $a_f/a$ ), причем  $B_f \cong H_{c_1}$  и  $\Lambda_f \cong (1 \div 2) \text{ мкс}^{-1}$ ,  $a = a_S + a_N$ .

#### Характеристики замороженных в образце полей после выключения внешнего поля $H_0$

$T, \text{ К}$	$H_0, \text{ Э}$	$\Lambda_f, \text{ мкс}^{-1}$	$B_f, \text{ Э}$	$a_f/a$
50 (ZFC)	20	$0,14 \pm 0,02$	0	$1,09 \pm 0,14$
50 (ZFC)	40	$0,95 \pm 0,14$	$18,6 \pm 1,0$	$0,95 \pm 0,09$
50 (ZFC)	320	$2,13 \pm 0,52$	$25,1 \pm 4,4$	$0,92 \pm 0,15$
30 (FC)	200	$2,20 \pm 0,30$	$33,9 \pm 6,6$	$0,85 \pm 0,05$

Авторы выражают благодарность А.А. Абрикосову за полезные обсуждения результатов работы, А.А. Воробьеву и Н.А. Черноплекову за интерес и поддержку работы, а также А.В. Пирогову, А.Н. Пономареву, Б.Ф. Кириллову и Л.Ф. Шевель за помощь в проведении эксперимента.

#### Литература

1. Cygax F.N. et al. Hyperfine Interactions, 1981, 8, 623.
2. Barsov S.G. et al. Hyperfine Interactions, 1986, 32, 565.

Ленинградский институт ядерной физики  
им. Б.П. Константина  
Московский институт стали и сплавов  
Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова  
Объединенный институт ядерных исследований

Поступила в редакцию

16 сентября 1987 г.