

## АНИЗОТРОПИЯ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КРИСТАЛЛОВ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ И СИСТЕМЫ $\text{Bi-Sr-Ca-Cu-O}$

*М.П.Петров, А.И.Грачев, М.В.Красинькова,  
А.А.Нечитайлов, В.В.Поборчий, С.И.Шагин,  
С.В.Миридонов*

На основании измерений поляризованных спектров отражения в области 0,07 – 3,1 (3,6) эВ впервые получены данные по анизотропии дисперсии оптических характеристик сверхпроводящих кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  и  $\text{Bi-Sr-Ca-Cu-O}$  в плоскости  $\mathbf{a} - \mathbf{b}$ .

На настоящем этапе развития физических исследований высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) большие усилия сконцентрированы на изучении свойств монокристаллических образцов, что, не в последнюю очередь связано с существенной анизотропией структуры известных ВТСП материалов. К сожалению малые размеры получаемых кристаллов, а также явления, как например, микродвойникование структуры кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , значительно осложняют задачу экспериментального исследования анизотропии физических свойств ВТСП. Ранее в наших работах<sup>1-3</sup>, а также в<sup>4,5</sup> были продемонстрированы возможности оптики для решения указанной задачи. В настоящей работе, за счет существенного расширения спектрального диапазона измерений поляризованных спектров отражения (с их последующей обработкой на основе соотношений Крамерса–Кронига ( $K-K$ )), а также путем задания модельной функции диэлектрической проницаемости  $\epsilon(\omega)$ , удалось впервые определить анизотропию дисперсии оптических характеристик сверхпроводящих кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  и  $\text{Bi-Sr-Ca-Cu-O}$  в плоскости  $\mathbf{a} - \mathbf{b}$ .

Технология роста, структурные и морфологические характеристики исследовавшихся образцов описаны ранее<sup>1-3</sup>, поэтому приведем лишь их краткое описание. Кристаллы  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $\delta \gtrsim 0,1$ ,  $T_c \sim 90\text{K}$ ) представляли собой хорошо сформированные пластинки с характерными размерами вдоль осей  $\mathbf{a}$ ,  $\mathbf{b}$  и  $\mathbf{c}$ , соответственно:  $200 \times 200 \times 5$  мкм, причем особенно важно подчеркнуть, что в плоскости  $\mathbf{a} - \mathbf{b}$  имелись области порядка  $100 \times 100$  мкм

практически свободные от двойникования. Кристаллы системы Bi-Sr-Ca-Cu-O ( $T_c \sim 82$  K) представляли собой тонкие ( $\sim 5$  мкм) чешуйки, ориентированные перпендикулярно оси  $c$ .

Поляризованные спектры отражения снимались в плоскости  $a - b$ , при этом их привязка к кристаллографическим осям осуществлялась путем последовательного проведения оптических измерений и электронной микроскопии одного и того же участка образца. Измерения в видимой и ближней ИК областях проводились на специально сконструированном микроспектрофотометре, площадь зонда при измерениях составляла  $\sim 50$  мкм<sup>2</sup>. В области среднего ИК диапазона (0,5 – 0,7 эВ) измерения проводились на стандартном фурье-спектрометре марки "Брукер", модель 113V.

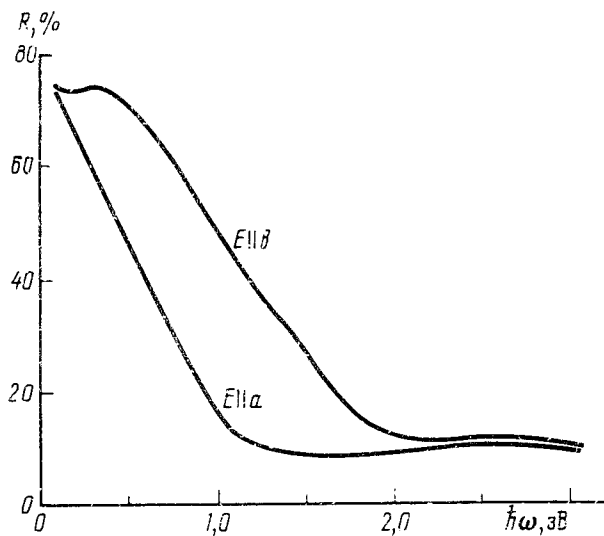


Рис. 1. Спектры отражения в плоскополяризованном свете монодоменной области сверхпроводящего кристалла  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  ( $E$  – вектор напряженности электрического поля световой волны)

Полученные спектры отражения кристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  приведены на рис. 1. Хорошо видна анизотропия отражения, наиболее сильно проявляющаяся в ИК области, причем  $R_b > R_a$ . Аналогичный результат был получен в<sup>5</sup> для кристаллов  $EuBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ , однако в нашем случае выход зависимости  $R(\omega)$  на локальный максимум при  $\hbar\omega \sim 0,3$  эВ наблюдается лишь для случая  $E \parallel b$ , тогда как при  $E \parallel a$ ,  $R_a(\omega)$  растет достаточно монотонно.

На рис. 2 приведены кривые дисперсии действительной части комплексной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_1(\omega)$  и оптической проводимости  $\sigma(\omega)$ , полученные путем обработки спектров отражения по К–К. Низкочастотная и высокочастотная экстраполяции зависимости  $R(\omega)$ , необходимые для проведения анализа по К–К, выбирались достаточно стандартным способом: при  $\omega \rightarrow 0$  с помощью соотношения Хагена–Рубенса; при  $\omega \rightarrow \infty$ , путем задания зависимости  $R(\omega) = R_0 + \Delta R(\omega_0/\omega)^4$ , где  $\omega_0$  – верхняя частота спектральных измерений, и  $R_0 + \Delta R = R(\omega = \omega_0)$ . Анализ влияния параметров  $R_0$  и  $\Delta R$  на вид получаемых зависимостей  $\epsilon_1(\omega)$ ,  $\sigma(\omega)$  и т. п. показал, что в области  $\hbar\omega < 2,0$  эВ основные особенности поведения кривых дисперсии практически неизменны. Это относится и к мощному пику поглощения, центрированному при  $\hbar\omega = 0,28$  эВ, который присутствует только на кривой  $\sigma_b(\omega)$ , т. е. для поляризации  $E \parallel b$ . Наличие пика поглощения в указанной области отмечалось уже в первых работах по отражению на керамических образцах  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ <sup>6</sup>. Однако ни его точное положение, ни поляризационная зависимость (в плоскости  $a - b$ ) не могли быть определены ни на керамических<sup>6</sup>, ни в двойникованных образцах<sup>7</sup>. Получен-

ная нами поляризационная зависимость пика 0,28 эВ однозначно указывает на его связь с оптическими переходами на медно-кислородных комплексах, входящих в состав цепочек. Следует отметить большую величину силы осциллятора данных переходов, составляющую в расчете на один атом  $\text{Cu}(1) \sim 0,5 - 0,6$ , что говорит о их дипольном характере.

Представляется весьма заманчивым связать пик поглощения при 0,28 эВ с энергетической зонной структурой, рассчитанной в <sup>8, 9</sup>, а именно, с оптическими переходами в области точки  $S$  между двумя зонами, лежащими вблизи уровня Ферми. Как показано в <sup>9</sup>, основной вклад в плотность состояний указанных зон вносят медно-кислородные цепочки, причем ниже уровня Ферми существует мощный пик плотности состояний, связанный с кислородом в позициях  $O(1)$  и  $O(4)$ .

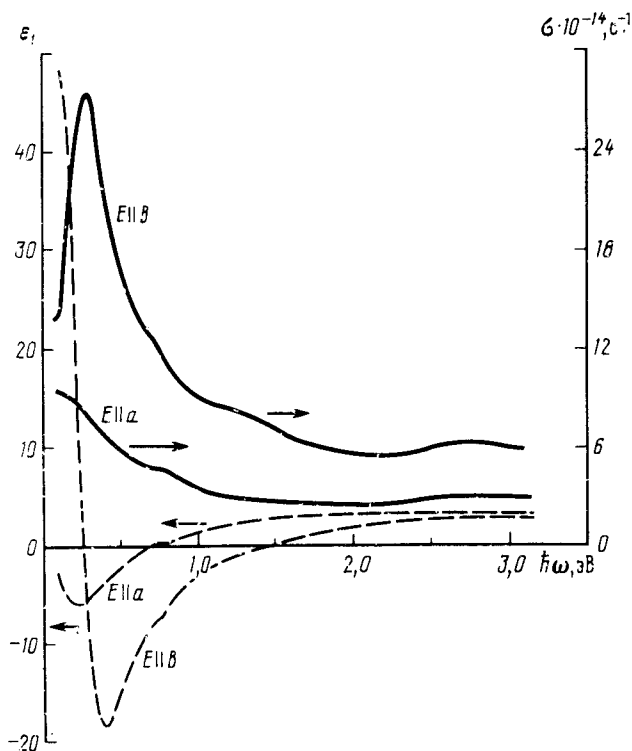


Рис. 2. Спектральные зависимости оптических характеристик  $\epsilon_1(\omega)$  и  $\sigma(\omega)$  сверхпроводящего кристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , полученные путем обработки по Крамерсу-Кронигу измеренных спектров отражения

Как экспериментальное подтверждение вывода о связи пика 0,28 эВ с переходами на цепочках, можно рассматривать также данные, полученные для кристаллов  $\text{Bi-Sr-Ca-Cu-O}$  (рис. 3), в которых присутствуют только медно-кислородные плоскости. Как видно из рис. 3, ход отражения для обеих поляризаций напоминает поведение кривой  $R_a(\omega)$  на рис.1. Соответственно сходно и поведение зависимостей  $\epsilon_1(\omega)$  и  $\sigma(\omega)$  (рис. 3б). Отметим наличие, хотя и относительно небольшой, анизотропии оптических характеристик данных кристаллов, что обусловлено существованием в них сверхрешетки вдоль оси  $b^3$ .

Использование полученных зависимостей для оценки таких параметров материала, как например плазменная частота, осложняется наличием в области внутризонных переходов свободных носителей дополнительных полос поглощения (для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  при  $\hbar\omega \sim \sim 0,75; 1,4; 2,8$  эВ), природа которых пока не ясна. Поэтому, наряду с анализом К-К, был использован метод задания модельной функции  $\epsilon(\omega)$ , с подгонкой ее параметров по методу наименьших квадратов. Совместное использование двух указанных независимых способов

обработки позволило с одной стороны более точно оценить параметры материала, а с другой более адекватно задать вид экстраполяции при анализе по К-К. Полученные при подгонке значения плазменной частоты  $\omega_p$ , частоты релаксации носителей  $\Gamma$  и высокочастотной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_\infty$  для кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  и  $\text{Bi-Sr-Ca-Cu-O}$  составляют:  $(\omega_p)_a = 2,3$  эВ,  $\Gamma_a = 0,7$  эВ,  $\epsilon_\infty^a = 4,4$ ;  $(\omega_p)_b = 3,1$  эВ,  $\Gamma_b = 0,95$  эВ,  $\epsilon_\infty^b = 4,8$  и  $(\omega_p)_a \approx (\omega_p)_b = 2,35$  эВ,  $\Gamma_a = \Gamma_b = 0,68$  эВ и  $\epsilon_\infty = 4,5$ , соответственно.

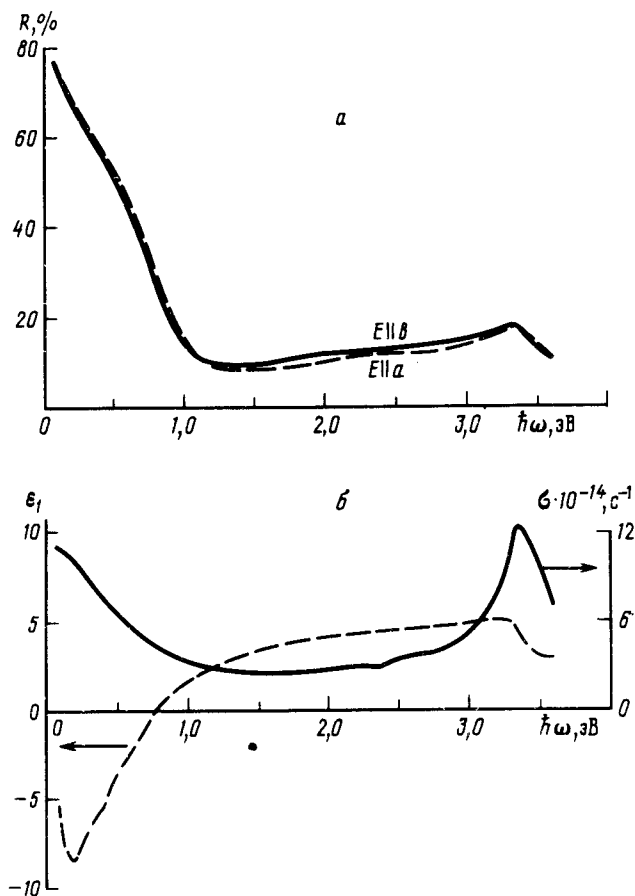


Рис. 3. Спектральные зависимости отражения (а) и оптических характеристик (б) сверхпроводящих кристаллов системы  $\text{Bi-Sr-Ca-Cu-O}$  (из-за близости хода зависимостей  $\epsilon_1(\omega)$  и  $\sigma(\omega)$  для случая  $E \parallel a$  и  $E \parallel b$  соответствующие кривые приведены лишь для одной из поляризаций)

Используя полученные значения  $\omega_p$  можно оценить величину эффективной массы носителей  $m^*$ . Однако, учитывая недостаточность сведений о концентрации свободных носителей, имеет смысл оценить лишь степень анизотропии эффективной массы в плоскости а-б, которая для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  составила:  $m_a^*/m_b^* = (\omega_p)_b^2/(\omega_p)_a^2 \approx 2,0$ .

В заключение отметим, что установленная связь полосы поглощения  $\mu_c \approx 0,28$  эВ в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с оптическими переходами на медноокислородных цепочках, заставляет, по-видимому, внести определенные коррективы в те теоретические модели, в которых доминирующая роль в механизме спаривания носителей отводится оптическим возбуждениям с энергией порядка десятых электронвольта.

## Литература

1. *Петров М.П. и др.* Письма в ЖТФ, 1988, **14**, 748.
2. *Petrov M.P. et al.* Sol. St. Comm., 1988, **67**, 1197.
3. *Петров М.П. и др.* Письма в ЖТФ. 1988, **14**, 2097.
4. *Vozovic I. et al.* Phys. Rev. B, 1988, **38**, 5077.
5. *Tanaka J. et al.* Physica C, 1988, **153 – 155**, 1752.
6. *Kamaroš K. et al.* Phys. Rev. Lett., 1987, **59**, 919.
7. *Schlesinger Z. et al.* Physica C, 1988, **153 – 155**, 1734.
8. *Yu J. et al.* Novel Superconductivity. N.-Y.: Plenum Press, 1987, 367.
9. *Krakauer H. et al.* J. of Superconductivity, 1988, **1**, 111.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
26 мая 1989 г.