

**ПРЯМОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК
ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$
МЕТОДОМ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ
СПЕКТРОСКОПИИ**

*М.Е.Гершензон, В.В.Головлев, И.Б.Кедич, В.С.Летохов, Ю.Е.Лозовик,
Ю.А.Матвеев, Э.Г.Силькис, А.Г.Степанов, В.Д.Титов, М.И.Фалей,
В.М.Фарзтдинов, С.В.Чекалин, А.П.Ярцев*

Методом фемтосекундной лазерной спектроскопии исследована в реальном времени релаксация наведенного оптического отклика в пленке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ в спектральном диапазоне 620 - 680 нм. Время релаксации τ изменяется с длиной волны в пределах 0,5 - 1,5 пс. Из измеренного τ найден параметр электрон-фононного взаимодействия $\Lambda < \omega^2 > = 150 \text{ мэВ}^2$

Несмотря на большие достижения в исследованиях оксидных сверхпроводников, до сих пор остается неясным ряд их фундаментальных свойств как в сверхпроводящем, так и в нормальном состоянии. Это относится, в частности,

к параметру электрон-фононного взаимодействия $\Lambda < \omega^2 >$, знание которого может пролить свет на механизм сверхпроводимости оксидных сверхпроводников (Λ - константа электрон-фононного взаимодействия, $< \omega^2 >$ - второй момент нормированной весовой функции в теории Элиашберга^{1,2}).

Характеристики электрон-фононного взаимодействия могут быть непосредственно изучены методом фемтосекундной лазерной спектроскопии (термомодуляционный метод²⁻⁴). В данной работе этот метод использован для изучения релаксации носителей в пленке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ и нахождения параметра $\Lambda < \omega^2 >$.

Исследуемый образец - пленка $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ толщиной 150 нм наносилась на подложку из SrTiO_3 и была покрыта защитным слоем MgO толщиной около 5 нм. Пленка была изготовлена методом высокочастотного магнетронного напыления и представляла собой хорошо текстурированный поликристалл с размером кристаллитов около 300 нм и осью c , нормальной к поверхности. Температура перехода в сверхпроводящее состояние для данного образца $T_c = 80\text{K}$.

Идея метода состоит в том, что фемтосекундным лазерным импульсом создаются неравновесные носители в образце. Временная эволюция носителей исследуется в широком спектральном диапазоне по измерению отражения от образца зондирующего импульса, задержанного во времени. Задающий генератор обеспечивал генерацию непрерывного дуга импульсов длительностью 90 фс на длине волны 610 нм с частотой повторения 100 МГц. Излучение задающего генератора поступало на вход 4-х каскадного усилителя на красителе, накачиваемого излучением эксимерного лазера. Накачка усилителя осуществлялась с частотой 3 Гц, что определяло частоту повторения импульсов на выходе лазерной системы. С выхода усилителя лазерные импульсы поступали на измерительную часть экспериментальной установки. Длительность лазерных импульсов после прохождения через усилитель составляла 150 фс; энергия отдельного импульса достигала 400 мкДж; импульсы следовали с частотой повторения 3 Гц.

В измерительной части установки лазерное излучение делилось на два канала: возбуждения и зондирования. В канале возбуждения лазерные импульсы непосредственно фокусировались на исследуемом образце; диаметр пятна возбуждения составлял 100 мкм. В канале зондирования исходное лазерное излучение предварительно фокусировалось в кювете с тяжелой водой для генерации излучения спектрального континуума, используемого далее для зондирования образца в широком спектральном диапазоне. В экспериментах регистрировалось изменение пропускания ΔT , либо отражения ΔR образца. Импульс зондирования фокусировался внутри пятна возбуждения; на образце диаметр пятна зондирующего импульса составлял 50 мкм. Зондирование осуществлялось в спектральном интервале 620 - 680 нм. Для реализации спектрального разрешения импульс зондирования регистрировался оптическим многоканальным анализатором на двух ПЗС линейках. Точность измерений составляла 0,01 оптической единицы плотности, что соответствует относительному изменению коэффициента отражения $\Delta R/R = 2\%$.

Разностный спектр отражения от пленки, зарегистрированный при начальной температуре 55 K (рис.1) оказался знакопеременным: $\Delta R > 0$ в диапазоне 620 - 640 нм и $\Delta R < 0$ в диапазоне 640 - 680 нм. Значение длины волны λ^* , при которой $\Delta R(\lambda^*) = 0$, практически не зависит от задержки. Максимальное изменение $R(\Delta R/R \approx 15\%)$ наблюдалось при $\lambda = 630$ нм.

На рис. 2 приведены кинетики изменения коэффициента отражения, построенные по экспериментальным разностным спектрам. Время релаксации заметно растет с ростом λ : $\tau(\lambda = 628\text{ нм}) \approx 0,5\text{ пс}$, $\tau(\lambda = 650\text{ нм}) \approx 1,5\text{ пс}$, что может быть связано с изменением заполнения состояний вблизи уровня Ферми под действием импульса накачки.

Изменение отражения $\Delta R/R$ можно представить в виде

$$\Delta R/R = \alpha \Delta \epsilon_1 + \beta \Delta \epsilon_2, \quad (1)$$

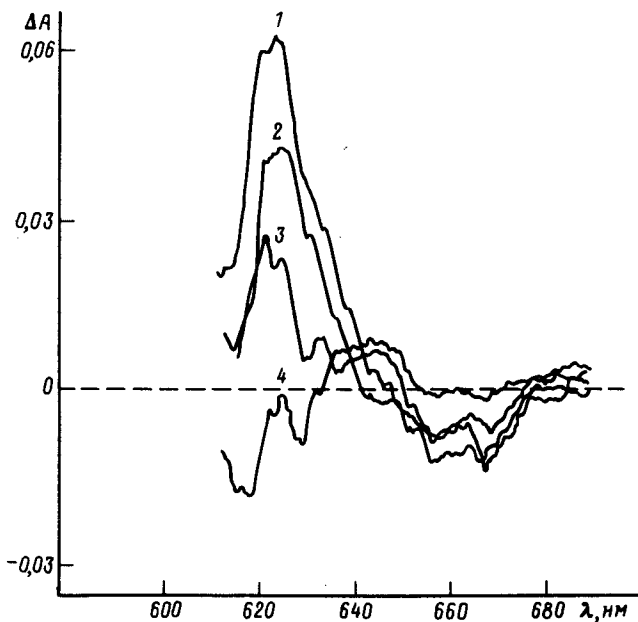


Рис. 1. Разностные спектры, полученные при задержках: 1 - 200 фс, 2 - 340 фс, 3 - 5600 фс, 4 - 0 фс. $\Delta A - \lg(R + \Delta R/R)$

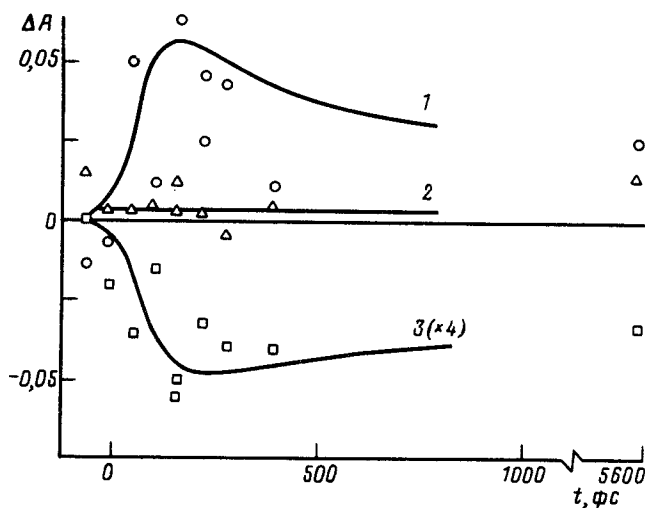


Рис. 2. Кинетики изменения коэффициента отражения $\Delta R/R$ для длин волн \circ - 625 нм, Δ - 640 нм, \square - 660 нм. Кривые 1, 3 соответствуют быстрым процессам релаксации с временами 0,5 и 1,5 пс

где $\Delta\epsilon_1, \Delta\epsilon_2$ - малые изменения вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости (в исследуемом спектральном диапазоне $\alpha = 0,15; \beta = 0,25$). Спектральная зависимость оптического отклика ΔR может быть объяснена вкладом в диэлектрическую проницаемость переходов между зонами с одинаковым знаком дисперсии, в одной из которых (зоне более тяжелых квазичастиц) лежит уровень Ферми. Поскольку α и β одного порядка, необходимо учитывать изменение как действительной, так и мнимой частей диэлектрической проницаемости (в отличие, например, от Cu, где $|\alpha| \ll |\beta|$). Вместо учета всей сложной зонной картины $YBa_2Cu_3O_7$ (см. обзор ⁵) достаточно принять простую, но реалистическую модель, учитывающую вклад в ϵ_1, ϵ_2 переходов в области энергии кванта $E_0 \approx$

2 эВ. А именно, учитывался вклад переходов между зоной тяжелых дырок, вблизи вершины которой лежит уровень Ферми, в две расположенные выше, слабо расщепленные зоны более легких дырок. При этом выбирались параметры эффективной массы, расстояния между зонами и энергия Ферми, близкие к найденным из зонных расчетов. Кроме того, использовались экспериментальные значения ⁶ для ϵ_1 и ϵ_2 при энергии кванта $E_0 \approx 2$ эВ. Для оценки использовалось значение времени внутризонной релаксации $\gamma^{-1} \approx 50$ фс. Начальная температура образца составляла $T_0 = 55$ К. Оценка конечной температуры электронной подсистемы $T_f \approx 10^3$ К получена из предположения, что вся поглощенная энергия пошла на разогрев электронной подсистемы. При этом расчетный разностный

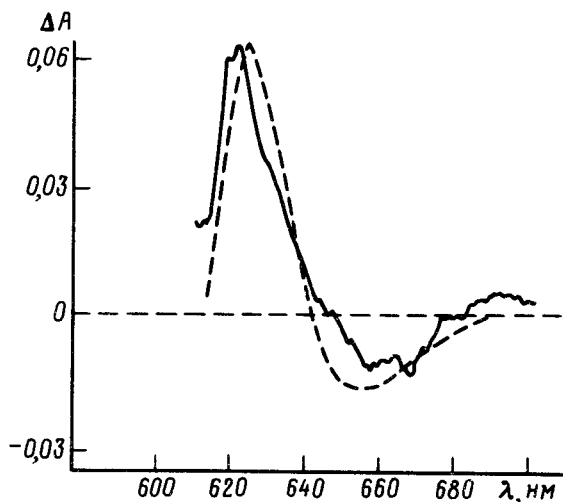


Рис. 3. Расчетный (штриховая линия) и экспериментальный (при времени задержки 200 фс) разностные спектры отражения

спектр согласуется с экспериментальным (см. рис. 3). Длина волны 640 нм, при которой происходит изменение знака оптического отклика, отвечает переходам в область (или из области) уровня Ферми. Соответствующее этой спектральной области время релаксации отклика ($\tau \approx 1$ пс) можно использовать для оценки скорости электрон-фононной релаксации вблизи уровня Ферми. Используя выражение $1/\tau = 3\hbar\Lambda <\omega^2> / \pi k_B T^2$, находим параметр электрон-фононного взаимодействия $\Upsilon \text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7\Lambda <\omega^2> \approx 150$ мэВ². Значение этого параметра может оказаться существенным для понимания природы сверхпроводимости в оксидных сверхпроводниках.

Литература

1. Элиашберг Г.М. ЖЭТФ, 1960, 38, 966; 39, 1437.
2. Allen P.V. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 1460.
3. Eesley P.V. Phys. Rev., 1986, 833, 2144.
4. Yaa K.M. et al. Appl. Phys. Lett., 1980, 56, 1908.
5. Pickett W.E. Rev. Mod. Phys., 1989, 61, 433.
6. Aspnes D.E., Kelley M.K. IEEE J. of Quant. Electr., QE-25, 2378.