

АКУСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРА КОЛЕБАНИЙ РЕШЕТКИ $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ($x = 0$ и $0,2$) И $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ ($y = 6$ и 7)

В.И.Макаров, Н.В.Заварицкий, В.С.Клочко,
А.П.Воронов, В.Ф.Ткаченко

В соединениях $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ($x = 0; 0,2$) и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ ($y = 7; 6$) изменение с температурой поглощения продольного звука $\alpha(T)$ и его скорости $S(T)$ имеет сходный характер для ($x = 0$ и $0,2$) ($y = 7$ и 6). Аномалии в температурной зависимости α и S связываются с взаимодействием звука с мягкими оптическими модами.

В настоящее время отсутствует единая точка зрения на особенности температурной зависимости акустических характеристик высокотемпературных сверхпроводников. Связано это в первую очередь с противоречивостью экспериментальных данных¹⁻¹⁰, например, если в некоторых работах^{5, 6} наблюдали значительные аномалии скорости звука S или поглощения вблизи T_c , то в других исследованиях эти особенности отсутствовали. Произвол трактовки полученных результатов был обусловлен также тем, что измерения обычно проводились на одиночных образцах, что затрудняло выбор между различными моделями. Ниже представлены исследования акустических характеристик $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ с $y = 7$ и 6 и $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ с $x = 0,2$ и 0 , включая монокристалльный образец. Ранее подобное комплексное исследование не проводилось.

Измерения осуществлялись на частотах 20 и 50 МГц стандартной импульсной методикой с длиной импульса $1 - 1,5$ мкс. Электронная схема сравнения сигналов позволяла определять скорость звука с относительной точностью $\sim 10^{-2}$ % и коэффициент поглощения с относительной точностью $\sim 10^{-1}$ дБ/см. При температурах выше 150 К точность измерений падала из-за появления зависящего от температуры контактного фона. Образцы в виде дисков толщиной $1,5 \div 3$ мм были защищены от проникновения в толщу материала контактной смазки. У образцов отсутствовали гистерезисные эффекты при термоциклировании от 4,2 до 250 К, а также скачки скорости звука и поглощения. Исследовались текстурированные керамические образцы с осью S вдоль распространения звука. В случае $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ использовался один образец, в котором величина y изменялась путем отжига в вакууме. Пластинка 3×3 мм² толщиной 2,5 мм вырезалась перпендикулярно оси S из исходного монокристалла La_2CuO_4 орторомбической структуры с осями $a = 5,3845$ Å, $b = 5,35228$ Å, $c = 13,1490$ Å с разориентацией блоков менее $5'$.

У образцов лантановой системы на кривых, отражающих изменение поглощения звука с температурой $\alpha(T)$ при $T \gtrsim 50$ К, видны при температурах 100 – 120 К и 160 – 170 К (рис. 1) особенности в виде максимумов поглощения величиной $5 \div 10$ % от независящего от температуры фона (~ 50 дБ/см). Местоположение максимума несколько смещается в сторону низких температур при уменьшении частоты звука (сравни кривые 1 и 2). При $T < 25$ К амплитуда особенностей в первом приближении изменяется пропорционально ω , а не ω^2 как ожидалось¹². Образец со стронцием является сверхпроводником с $T_c = 38$ К. У него (кривая 3) при $T \approx T_c$ не наблюдается каких-либо особенностей поглощения, в частности, заметного уменьшения α при $T \lesssim T_c$ типичного для обычных сверхпроводников.

При температурах $T \lesssim 50$ К зависимость $\alpha(T)$ керамического образца La_2CuO_4 заметно отличается от аналогичной зависимости у монокристалла (рис. 1). Это различие обусловлено, очевидно, проявлением кристаллографической анизотропии поглощения. Так, в области $6 \div 30$ К аномалии подобные полученным на керамическом образце наблюдались и на крупноблочном монокристалле при распространении звука под углом к оси S .

Скорость звука лантановых образцов (рис. 2) с понижением температуры ниже $T \sim 200$ К возрастает на $\sim 10\%$ и достигает максимума при ~ 120 К, затем к 50 К уменьшается на 1% у монокристалла и 5–6% у керамики. Это изменение $S(T)$ имеет сходный характер у сверхпроводящей и несверхпроводящей керамики и нет оснований рассматривать его как "предвестник" сверхпроводящего перехода. Сходный характер изменения $\alpha(T)$ и $S(T)$ для диэлектрических и металлоподобных образцов свидетельствует, что в акустических свойствах лантановых соединений роль электронов проводимости мала. Приведенная нами ранее³ оценка затухания звука на электронах была, очевидно, завышена.

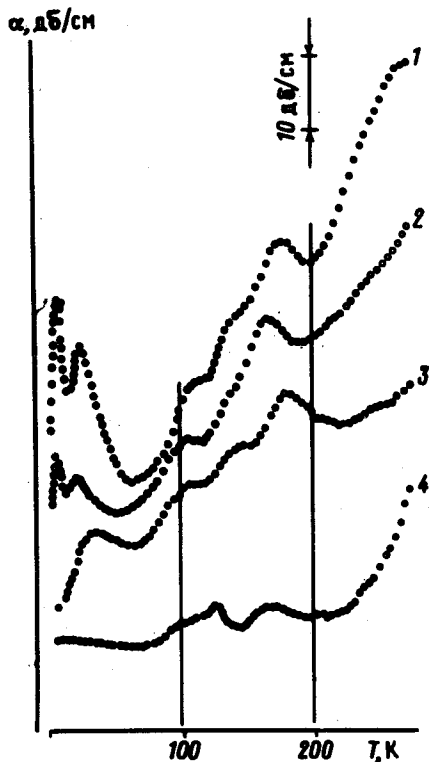


Рис. 1. Температурная зависимость поглощения звука: La_2CuO_4 (керамика) 1 – 50 МГц, 2 – 20 МГц; 3 – $\text{La}_{1,8}\text{Sr}_{0,2}\text{CuO}_4$ – 50 МГц; 4 – La_2CuO_4 (монокристалл) 50 МГц. Звук вдоль оси C

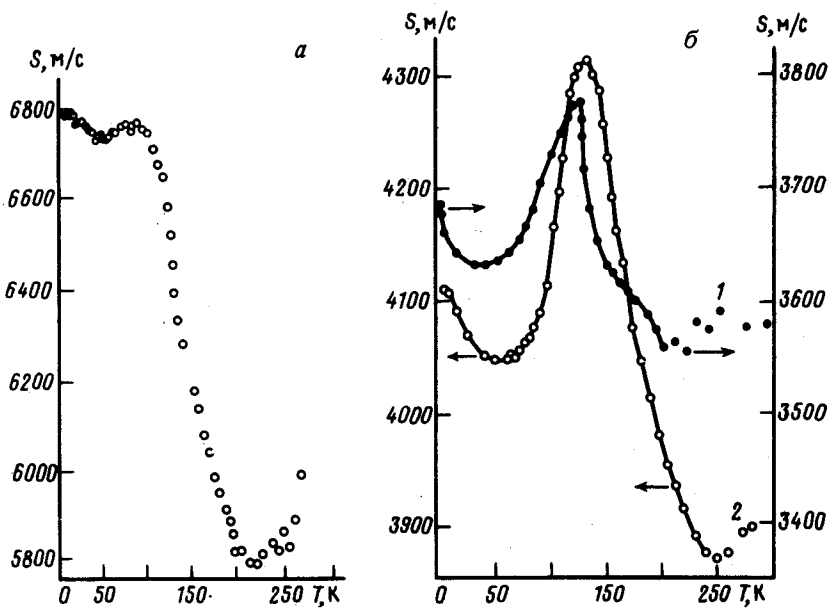


Рис. 2. Скорости звука в лантановой системе: а – монокристалл 50 МГц; б – керамика 1 (точки) – La_2CuO_4 , 2 (кружки) – $\text{La}_{1,8}\text{Sr}_{0,2}\text{CuO}_4$

Соединение $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ при $y = 7$ находится в сверхпроводящей орторомбической и при $y = 6$ в диэлектрической тетрагональной модификации. В этом эксперименте для исследования использовался один и тот же образец и влияние усложняющих факторов было минимальным. Переход из орторомбической в тетрагональную фазу сопровождается возрастанием скорости звука на $10 \div 12\%$, уменьшением $\alpha(T)$ и $S(T)$ при изменении температуры от 4,2 до 150 К (рис. 3). Сходные результаты были получены в работе ¹⁰, ставшей известной нам в процессе написания статьи. Отметим, что и в этом случае наблюдается лишь количественное изменение зависимости $\alpha(T)$ и $S(T)$.

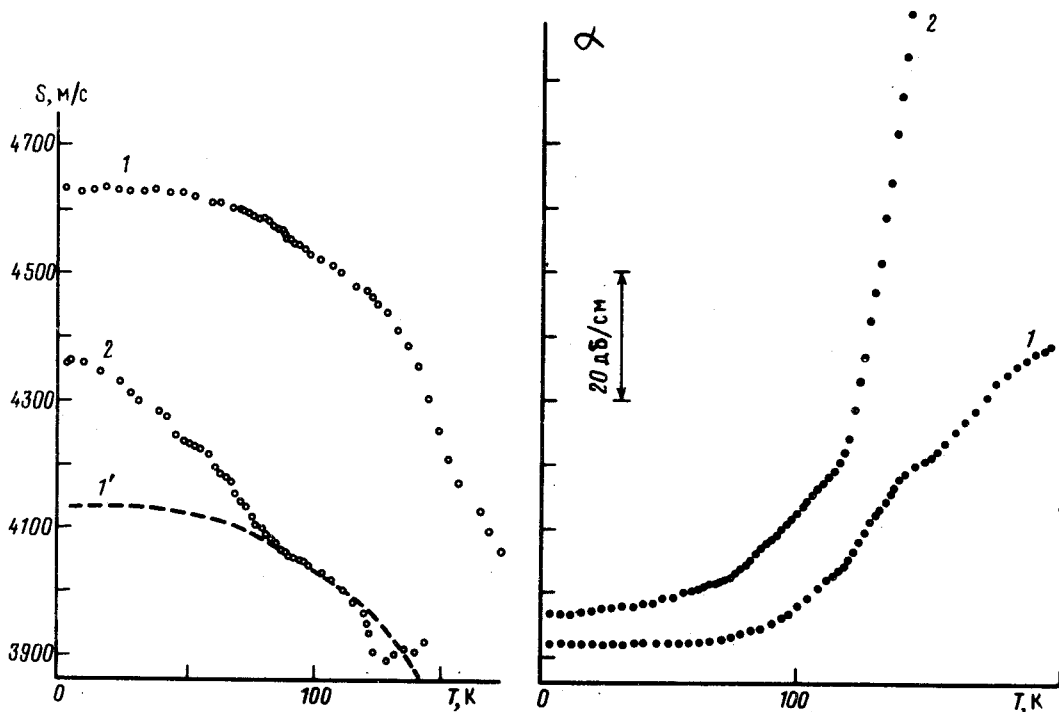


Рис. 3. Акустические характеристики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$, керамика 1 и 1' — $y = 6$, 2 — $y = 7$. Кривая 1' иллюстрирует относительное изменение S

Совокупность полученных результатов показывает, что особенности акустических характеристик не чувствительны к изменению состава исследованных соединений. Это свидетельствует в пользу предположения, что возможные структурные переходы не являются фактором, определяющим появление особенностей в зависимостях $\alpha(T)$ и $S(T)$. В то же время, как следует из нейтронных измерений ¹¹, спектр колебаний решетки незначительно изменяется с составом исследованных веществ. Видимо, причину появления аномалий в $\alpha(T)$ и $S(T)$ следует искать в особенностях взаимодействия звука с внутренними колебаниями решетки исследуемых веществ. Как известно ¹², если под действием звуковой деформации решетки происходит изменение частот колебаний, то в результате из-за перераспределения тепловой энергии между различными модами колебаний наличие неравновесных процессов приводит к поглощению звука. Величина поглощения определяется многофононными процессами обмена энергии между различными модами колебаний разрешенными по энергии, импульсу и поляризации колебаний. У веществ с решеткой типа перовскита ¹³ за поглощение звука, видимо, ответственны в первую очередь мягкие оптические моды, энергия которых изменяется под действием деформации.

В "лантановой" системе это в первую очередь оптическая мода с $\epsilon_0 = 10$ мэВ, существование которой подтверждено нейтронными экспериментами ¹⁴. При более высокой энергии — это моды с $\epsilon = 30$ и 45 мэВ. Наличие этих мод следует как из расчета дисперсионных кри-

вых для этого соединения ¹⁵, так и из оптических данных ¹⁶. Обнаруженное в этой работе смещение характерных энергий в спектре с температурой является дополнительным подтверждением того факта, что эти моды являются "мягкими". Отметим, что все эти моды содержат в различных вариантах колебания кислородных комплексов.

Взаимодействие звука с мягкими оптическими модами приводит также и к изменению его скорости. Постепенное "вымерзание" оптических колебаний при понижении температуры приводит к увеличению скорости звука вследствие возрастания жесткости решетки. С этой точки зрения изменение зависимостей $\alpha(T)$ и $S(T)$ в "иттриевой" керамике при удалении кислорода естественно связать с соответствующим уменьшением спектральной плотности мод колебаний кислородосодержащих комплексов, ответственных, в частности, за температурные зависимости этих величин.

Таким образом, всю совокупность полученных результатов удается, по крайней мере качественно, объяснить взаимодействием звука с мягкими оптическими модами исследованных соединений. Количественное описание усложнено как наличием нескольких мягких мод, так и необходимостью учета проявлений анизотропии характеристик соединений, изученных в работе.

Авторы признательны Семиноженко В.П. за поддержку.

Литература

1. Fasshein K., Laegreid T., Schenstom E. et al. Sol. Stat. Comm., 1987, 63, 531.
2. Miglion A., Ting Chen, Alavi A. et al. Sol. Stat. Comm., 1987, 63, 827.
3. Макаров В.И., Клочко В.С., Заварицкий Н.В., Петров С.В. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46 приложение, 156.
4. Барьяхтар В.Г., Пан В.Н., Таборов В.Ф. и др. ФНТ, 1987, 13, 848.
5. Головашкин А.И., Данилов В.А., Иваненко О.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 237.
6. Wang Yening, Shen Huimin, Lhy Jinsong et al. J. Phys. C. Sol. Stat. Ph., 1987, 20, 665.
7. Bishop D.J., Gammel P.L., Ramizas A.P. et al. Phys. Rev. B, 1987, 35, 8738.
8. Bishop D.J., Ramirez A.P., Gammel P.L. et al. Phys. Rev. B., 1987, 34, 2408.
9. Xu M.F., Baum H.-P., Schenstom A. et al. Phys. Rev. B, 1988, 37, 3675.
10. Masaru Suzuki, Yuidi Okuda et al. Jap. J. of App. Phys., 1988, 27, 308.
11. Renker B., Gompf F., Gering E. et al. Z. Phys. B—Condensed Matter, 1987, 65, 15.
12. Лифшиц Е.И., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979, §72.
13. Баррет Г. Физическая акустика. Ред. У.Мезон. М.: Мир, 1973, VI, 90.
14. Birgenneau R.J., Chen C.Y., Gabbe D.R. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 1329.
15. Horie Y., Fukemi F., Mase S. Jap. J. App. Phys., 1987, 26, 2623.
16. Blumenroeder S., Zirngiebe, Thompson J.D. et al. Phys. Rev. B, 1987, 35, 8840.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Харьковский физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
21 июля 1988 г.