сигналов (из-за рекордной нелинейности магнетиков в условиях МАР), так и для контроля качества подобных материалов.



Рис. 5. Амплитуда спинового отклика в монокристалле ЖИГ при разных углах (H<sub>0</sub>~k)

#### ЛИТЕРАТУРА

[1] Ожогин В. И., Преображенский В. Л.//ЖЭТФ. 1977. 73, № 3 (9). С. 988. [2] Зарембо Л. К., Карпачев С. Н.//ЖЭТФ. 1987. 93, № 4 (10). С. 1499. [3] Зарембо Л. К., Карпачев С. Н.//Акуст. журн. 1989. 35, № 1. С. 51. [4] Беляева О. Ю., Карпачев С. Н.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1992. 33, № 6. С. 83. [5] Зарембо Л. К., Карпачев С. Н., Генделев С. Ш.// //Письма в ЖТФ. 1983. 9, № 8. С. 502. [6] Зарембо Л. К., Карпачев С. Н.// //Письма в ЖТФ. 1983. 9, № 8. С. 502. [6] Зарембо Л. К., Карпачев С. Н.// //Письма в ЖТФ. 1983. 9, № 8. С. 502. [6] Зарембо Л. К., Карпачев С. Н.// //Кауст. журн. 1986. 32, № 6. С. 632. [7] Гришмановский А. Н., Юшин Н. К., Богданов В. Л., Леманов В. В.//ФТТ. 1971. 13. С. 1833. [8] Зарембо Л. К., Карпачев С. Н.//ДАН СССР. 1986. 289, № 6. 1362. [9] Зарембо Л. К., Карпачев С. Н., Яфасов А. И.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1994. 35, № 3. С. 56.

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1994. Т. 35, № 6

### УДК 534.222.2:538.915

## ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕИСТВИЕ В МЕТАЛЛАХ И Соединениях при внешних воздеиствиях

А. И. Коробов, Б. Б. Воронов, И. Н. Кокшайский

Приведен обзор экспериментальных исследований особенностей электрон-фононного взаимодействия, связанных с изменением энергетического спектра носителей в металлах: при электронно-топологическом переходе в сплаве BiSb, переходе в тяжелофермионное состояние в кондо-соединения CeAl<sub>3</sub> и высокотемпературном сверхпроводящем переходе в керамике YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub>. Показано, что перестройка энергетического спектра сопровождается аномальными изменениями скорости, поглощения ультразвуковых воли и нелинейных акустических свойств в указанных материалах. Наличие свободных носителей заряда в металлах, полупроводниках и соединениях оказывает существенное влияние на их основные физические свойства. Развитие электронной теории металлов позволило описать эти свойства при помощи единой характеристики — энергетического спектра электронов, т. е. зависимости энергии электронов  $\vec{E}$ от их квазиимпульсов **p**:  $\vec{E}=E(\mathbf{p})$ . Для экспериментального исследования влияния параметров энергетического спектра носителей заряда в металлах и полупроводниках на их физические свойства необходимо иметь возможность менять эти параметры, не нарушая структуры кристаллической решетки. Существует ряд материалов, описанных ниже, для которых значительное изменение электронного спектра может происходить при экспериментально достижимых значениях внешних воздействий, не подвергающих образец необратимым изменениям, приводя к изменению целого ряда физических свойств: электрических, магнитных и т. п., в том числе и акустических [1—5].

Явления, связанные с изменением электронного спектра; можно условно разделить на два типа. Для первого из них процесс сопровождается скачкообразным изменением концентрации свободных носителей. Примером этого типа является фазовый переход полупроводник-металл [3—5]. В данной работе мы приведем результаты экспериментальных акустических исследований ряда явлений второго типа, при которых аномальное поведение электронных свойств не связано с изменением общего числа носителей заряда в зоне проводимости:

а) электронно-топологический переход (ЭТП), заключающийся в изменении топологии поверхности Ферми электронов при внешних воздействиях, превышающих некоторое критическое значение [6];

6) переход в кондо-состояние ряда соединений редкоземельных и тяжелых металлов при низких (порядка 1—10 К) температурах, связанный с образованием вблизи уровня Ферми гигантского пика плотности электронных состояний, сопровождающимся появлением особых фермиевских квазичастиц — тяжелых фермионов [3];

в) переход в сверхпроводящее состояние материалов, обладающих высокотемпературной сверхпроводимостью [3].

Для исследования явлений, отмеченных в пунктах-(a)—(в), нами был разработан ряд методик и автоматизированных с помощью ЭВМ экспериментальных установок, что позволило существенно повысить точность и надежность экспериментальных результатов [7—9]. Особое внимание уделялось изучению нелинейных упругих свойств исследуемых материалов, так как эти свойства позволяют получить дополнительную информацию об исследуемых явлениях [10].

# Особенности акустических свойств сплава BiSb в области электронно-топологического перехода

Явление ЭТП в металлах, связанное с изменением топологии поверхности Ферми, было впервые предсказано и исследовано теоретически И. М. Лифшицем [6]. Как показано в ряде теоретических работ [1, 6, 11], такой переход должен сопровождаться специфическими особенностями различных кинетических свойств металлов: электропроводности, теплопроводности, термоэдс и т. д. Различными авторами был выполнен ряд экспериментальных работ по обнаружению ЭТП и исследованию его влияния на физические свойства металлов [12-18].

В [19] была разработана методика создания сильных (до 0,3%) обратимых анизотропных деформаций массивных монокристаллов, которая позволила исследовать ряд ЭТП в висмуте и его сплавах с сурь-

мой [20—21]. В [22] было проанализировано поглощение звука в области ЭТП, нелинейные акустические эффекты вблизи ЭТП рассматривались в [23]. Было показано, что нелинейные поправки, связанные с близостью ЭТП, всегда больше поправок за счет квадратичной нелинейности. Изменение спектра монохроматической акустической волны (АВ) вблизи ЭТП рассмотрено в [24]. В [25—26] экспериментально исследованы особенности акустических свойств в сплаве висмут-сурьма при ЭТП под воздействием анизотропных деформаций.

В [23] для случая  $kl_0 < 1$  (k — волновое число акустической волны,  $l_0$  — длина свободного пробега электронов) показано, что в области ЭТП термодинамические потенциалы, описывающие состояние металла, получают сингулярную добавку. Если ЭТП вызывается деформацией металла, то выражение для свободной энергии вблизи перехода для одномерного случая можно записать в виде [26]:

$$F = F_0 + (1/2) c u_{lx}^2 + (1/6) c_n u_{lx}^3 + \delta F,$$

где  $\delta F + (2/5) B\Theta(z) |z|^{5/2}$  — сингулярная добавка к свободной энергии, обусловленная ЭТП,  $F_0$  — значение F в отсутствие деформаций,  $c, c_n$  — коэффициенты упругости второго и третьего порядка соответственно,  $u_{1x} = \partial u_1 / \partial x$  — деформация,  $z = \Lambda(u_{1x}^k - u_{1x})$  — параметр перехода,  $\Lambda$  — свертка компонент тензора деформационного потенциала, определяемая поляризацией и направлением распространения акустической волны,  $u_{1x}^k$  — критическая деформация, при которой происходит ЭТП (для определенности мы выбрали случай, когда при  $u_{1x} \ge$  $\geq u_{1x}^k$  исчезает одна или несколько полостей поверхности Ферми),  $\Theta(z)$  — функция Хевисайда,  $B = -g (2m^*)^{3/2}/3\pi^2 \hbar^3$ , g — число исчезающих в элементарной ячейке Бриллюена полостей поверхности Ферми,  $m^*$  — эффективная масса электрона в исчезающей полости.

При распространении акустической волны в деформируемом металле суммарная деформация в образце складывается из статической деформации  $u_{ix}^c$  и деформации  $u_x$ , обусловленной распространением волны, т. е.  $u_{ix} = u_{ix}^c - u_x$ . С учетом еказанного выражение для свободной энергии можно записать в виде

$$F = F(u_{1x}^{c}) + \frac{1}{2}\overline{c}u_{x}^{2} + \frac{1}{6}\overline{c}_{n}u_{x}^{3} + \frac{2}{5}B\Theta(z)|z|^{5/2}, \qquad (1)$$

где с,  $c_n$  — значения коэффициентов с,  $c_n$  при  $u_{lx} = u_{lx}^c$ . Ограничиваясь • случаем z > 0, из (1) легко можно получить уравнение состояния

$$\sigma = \partial F / \partial u_x = \bar{c} u_x + \frac{1}{2} \bar{c}_n u_x^2 + \gamma \left( u_{lx}^k - u_{lx}^c + u_x \right)^{3/2}, \tag{2}$$

где  $\gamma = B\Lambda^{3/2}$  — коэффициент, имеющий размерность коэффициента упругости с и равный ему по порядку величины.

Уравнение движения с учетом (2) можно записать в следующем виде:

$$\ddot{u} - \bar{c}u_{xx} = \left[\bar{c}_n u_{xx} + \frac{3}{2}\gamma \left(u_{1x}^k - u_{tx}^c + u_x\right)^{1/2}\right]u_{xx}.$$
(3)

Для случая  $|u_x|/|u_{lx}^k - u_{lx}^c| = \mu \ll 1$ , ограничиваясь членом, линейным по  $u_x$ , преобразуем уравнение (3) в нелинейное волновое уравнение вида

$$\ddot{u} - \ddot{c} u_{xx} = \bar{c}_n u_x u_{xx}, \tag{4}$$

The 
$$\overline{c}^* = \overline{c} - \frac{3}{2} \gamma \left( u_{lx}^k - u_{lx}^c \right)^{1/2} = \overline{c} - c', \ \overline{c}_n^* = \overline{c}_n + \frac{3}{4} \gamma \left( u_{lx}^k - u_{lx}^c \right)^{-1/2} = \overline{c}_n + c'_n,$$

Т. С. ВбЛИЗИ ЭТП Линейные и нелинейные коэффициенты упругости получают добавку. При этом добавка к нелинейному коэффициенту  $c_n'$ ; который описывает кубический ангармонизм, вблизи ЭТП существенно больше самого коэффициента  $c_n$ . Методика решения уравнения (4) хорошо известна [10, 27].

Если в исследуемом металле распространяется звуковая волна вдоль направления  $x: u=u_{\omega}\sin(\omega t-kx), (u_{\omega}, \omega)$  амплитуда смещения и частота соответственно,  $k=\omega/v$  волновое число; v скорость звуковой волны), то в приближении заданного поля, решая уравнение (4) методом медленно меняющихся амплитуд, легко получить выражение для амплитуды смещения  $u_{2\omega}$  второй гармоники, удовлетворяющее граничному условию с учетом затухания акустических волн в образце:

$$u_{2\omega} = k^2 \Gamma \frac{1 - \exp\left[-(\alpha_{2\omega} - 2\alpha_{\omega}) l\right]}{\alpha_{2\omega} - 2\alpha_{\omega}} u_{\omega}^2$$
(5)

(где l — длина образца,  $\Gamma = \overline{c_n}/(8\overline{c^*})$  — нелинейный акустический параметр,  $\alpha_{\infty}$ ,  $\alpha_{2\infty}$  — коэффициенты поглощения волн основной и удвоенной частоты соответственно).

Методика и результаты исследования нелинейных акустических свойств металлов вблизи ЭТП описаны в [26].



Рис. 1. Зависимости амплитуды волны основной частоты и второй гармоники, а также относительного коэффициента поглощения и относительного нелинейного параметра от растягивающей нагрузки в сплаве BiSb для продольных (а) и сцвиговых (б) волн

33

🙄 ВМУ, № 6, физика, астрономия

На рис. 1 приведены экспериментальные зависимости величин амплитуд сдвиговых и продольных AB основной частоты и второй гармоники от величины нагрузки. Видно, что в области нагрузок P до 0,09— 0,1 кН амплитуды волн основной частоты и второй гармоники в пределах ошибки измерений практически постоянны. В области нагрузок от 0,09—0,1 до 0,11—0,12 кН наблюдалось резкое изменение величин амплитуд волн основной частоты и второй гармоники, что свидетельствует о значительном увеличении поглощения звука и упругой нелинейности соответственно.

Экспериментальные зависимости, приведенные на рис. 1, позволяют рассчитать значения относительных величин коэффициента поглощения  $AB \Delta \alpha l$  и акустического параметра нелинейности  $\Gamma(P)/\Gamma(0)$  для сдвиговых и продольных AB в зависимости от величины нагрузки. Результаты расчета для сдвиговых и продольных AB приведены на рис. 1. Значения нагрузок, при которых происходит изменение амплитуд основной частоты и второй гармоники AB, совпадают со значениями нагрузок, при которых на использованных образцах в [20] наблюдался ЭТП, связанный в случае продольных AB с переходом от трехэллипсоидной электронной поверхности Ферми к одноэллипсоидной, в случае сдвиговых AB - c переходом поверхности Ферми из трехэллипсоидной в двухэллипсоидную.

Для  $|u_x| \ll |u_{lx}^k - u_{lx}^c|$  из (4), (5) легко получить выражения для нелинейного акустического параметра. В случае продольных волн

$$\Gamma_l = \frac{\overline{c_n}}{8\overline{c^*}} = \frac{1}{8\overline{c_{33}}} |\overline{c_n} + c'_n| = \Gamma_l^0 + \Gamma_l^\prime, \tag{6}$$

где 
$$\bar{c}_n = 3\bar{c}_{33} + \bar{c}_{333}$$
,  $c'_n = \frac{3}{4} B\Lambda_3^{5/2} (u^k_{lx} - u^c_{lx})^{-1/2}$ ,  $\Gamma^0_l = \frac{\bar{c}_n}{8\bar{c}_{33}}$ ,  $\Gamma'_l = \frac{c_n}{8\bar{c}_{33}}$ ,

Аналогично для сдвиговых акустических волн

$$\Gamma_t = \frac{1}{8\overline{c}_{i4}} |\overline{c}_n + c'_n| = \Gamma_t^0 + \Gamma_t', \qquad (7)$$

где  $\bar{c_n} = \bar{c_{444}}, \ c'_n = \frac{3}{4} B \Lambda_4^{5/2} (u_{lx}^k - u_{lx}^c)^{-1/2}, \ \Gamma_i^0 = \frac{\bar{c_n}}{8\bar{c_{44}}}, \ \Gamma_i' = \frac{c'_n}{8\bar{c_{44}}}, \ c_{33}, \ c_{44}$  и

с333, с444 — линейные и нелинейные коэффициенты упругости соответственно.

Вдали от ЭТП, где  $c_n \ll \bar{c}_n$ , как видно из приведенных выражений, нелинейный акустический параметр в основном определяется кубическим ангармонизмом кристаллической решетки и его величина практически не зависит от величины деформации образцов. При приближении к точке ЭТП  $c_n > \bar{c}_n$  за счет множителя  $(u_{1x}^k - u_{1x}^c)^{-1/2}$  и зависимость Г'(P) испытывает корневую особенность, вызывающую резкое увеличение нелинейного параметра.

Воспользовавшись (6), (7), легко получить

$$\frac{\Gamma'}{\Gamma_{I}^{0}} / \frac{\Gamma_{I}}{\Gamma_{I}^{0}} = \frac{3c_{33} + c_{533}}{c_{444}} \left| \frac{\Lambda_{4}}{\Lambda_{3}} \right|^{5/2} \approx 3.$$
(8)

Значения компонент тензора деформационного потенциала  $\Lambda$  определены в [28]. Значения нелинейных коэффициентов упругости  $c_{333}$  и  $c_{444}$  взяты нами яз [29]. Отношение  $\frac{\Gamma'_i}{\Gamma^0_f} / \frac{\Gamma'_i}{\Gamma^0_i}$ , определенное из расчетных

данных, приведенных на рис. 1, равно 2,5±0,5, что находится в хорошем согласии с (8).

Как для сдвиговых, так и для продольных волн акустическое затухание  $\Delta \alpha l$  увеличивалось в той же области нагрузок, в которой наблюдалось увеличение нелинейности (см. рис. 1). Поскольку эксперименты проводились при температуре, существенно меньшей температуры Дебая, естественно связать изменение акустического затухания с изменением электронного поглощения  $\alpha_e$ , обусловленным перестройкой электронного спектра при ЭТП.

В [22] рассчитано изменение коэффициента временного электронного поглощения  $\Delta \alpha_e$  акустических волн при ЭТП для случая  $kl_0 < 1$ . При образовании (исчезновении) новой полости поверхности Ферми  $\alpha_e$  имеет скачок  $\Delta \alpha_e$  конечной величины, равный:

$$\Delta \alpha_{e} = 0 |_{(z \ge 0)},$$
  
$$\Delta \alpha_{e} = \frac{4\pi k^{2} l_{0} |\Lambda|^{2}}{\rho (2\pi\hbar)^{3}} (m_{1}^{*} m_{2}^{*} m_{3}^{*})^{2/3} \beta \Big|_{(z < 0)},$$

где  $\hat{\beta} = (1/4\pi) \int \int (\gamma_3 n_1^2 + \gamma_2 n_2^2 + \gamma_3 n_3^2)^{-1/2} dO, n_i$ — направляющие косинусы волнового вектора,  $n_i^2 = 1, \gamma_1 = (m_2^* m_3^*/m_1^*)^{1/3}, \gamma_2 = (m_1^* m_3^*/m_2^*)^{1/3}, \gamma_3 = (m_1^* m_2^*/m_3^*)^{1/3}.$ 

Это выражение позволяет оценить отношение величин скачков электронного поглощения продольных и сдвиговых акустических волн:

$$\frac{\Delta \alpha_e^7}{\Delta \alpha_e^1} = \frac{4\pi k_t^2}{4\pi k_I^2} \frac{|\Lambda_4|^2 v_l}{|\Lambda_3|^2 v_t} = \left(\frac{c_{33}}{c_{44}}\right)^{3/2} \left(\frac{\Lambda_4}{\Lambda_3}\right)^2 \approx 4.$$

2\*

Аналогичная величина, полученная из результатов, приведенных на рис. 1, равна  $3\pm 1$ .

Таким образом, анализ экспериментально, измеренных величин и проведенные численные расчеты позволяют сделать вывод, что обнаруженное аномальное поведение амплитуд акустических воли основной частоты и второй акустической гармоники в исследованных образцах при деформации объясняется происходящими в них ЭТП:

## Особенности нелинейных акустических свойств кондо-системы CeAl<sub>3</sub> при низких температурах

Большинство известных систем с тяжелыми фермионами представляют собой немагнитные кондо-решетки (НКР), в которых вблизи уровня Ферми имеется гигантский резонанс Абрикосова-Сула плотности электронных состояний. Ширина резонанса определяется температурой Кондо Т<sub>к</sub>, которая для типичных НКР лежит в пределах 1-10 К. Такому узкому резонансу отвечают «тяжелые фермионы» квазичастниы с эффективной массой m\*, в 10<sup>2</sup>—10<sup>3</sup> раз превыщающей характерные значения эффективных масс носителей в нормальных металлах. При низких температурах T < T<sub>K</sub>, когда ширина температурного размытия фермиевского распределения меньше, нем ширина резонанса Абрикосова-Сула плотности состояний, все фермиевские электроны становятся «тяжелыми», поэтому низкотемпературные свойства НКР разительно отличаются от соответствующих свойств обычных металлов. Так, фермиевская скорость тяжелых фермионов составляет всего v<sub>F</sub>≈10<sup>5</sup> см/с, что по порядку величины совпадает со скоростью

звука в металлах:  $v_F \approx v_S$ , в то время, как в нормальных (не кондо-) металлах  $v_F/v_s \approx 10^3$ . В этой ситуации следует ожидать проявления целого ряда специфических акустических свойств НКР: значительного увеличения электронного поглощения продольных акустических волн, аномалий упругих свойств при  $T \approx T_K$  и т. д. Особенности электрон-фононного взаимодействия в этой области должны оказывать также влияние и на нелинейные акустические свойства НКР [3, 30].





В работах [31—33] для исследования использовался поликристаллический (размеры кристаллитов 10—30 мкм) образец CeAl<sub>3</sub>, для которого при  $T_K \approx 4$  К  $m^*/m_0 \approx 60$  ( $m_0$  — масса свободного электрона),  $v_F \approx 10^5$  см/с. Для оценки влияния НКР на электрон-фононные взаимодействия были проведены аналогичные измерения в соединении LaAl<sub>3</sub> — изоморфном гомологе CeAl<sub>3</sub>, являющемся по своим свойствам нормальным металлом. Вследствие изоморфности эти соединения имеют одинаковый характер фонон-фононного взаимодействия, что позволяет наблюдать особенности электрон-фононного взаимодействия в этих материалах.

Зависимости упругих модулей второго порядка от температуры  $c_l(T) = \rho v^2(T)$ ,  $c_l(T) = \rho v_l^2(T)$  соединений CeAl<sub>3</sub> и LaAl<sub>3</sub>, рассчитанные по экспериментальным температурным зависимостям продольной  $v_l(T)$  и сдвиговой  $v_l(T)$  AB, приведены на рис. 2, а, б соответственно. В диапазоне частот 5—90 МГц дисперсии скорости в обоих материалах обнаружено не было. В случае CeAl<sub>3</sub> наблюдалось значительное «смягчение» упругих свойств, связанное с магнитоупругим электрон-фононным взаимодействием. В области исследуемых нами температур НКР не влияла существенно на линейные упругие свойства CeAl<sub>3</sub>. Ее влияние на эти свойства оказывается значительным в области когерентного кондо-эффекта при  $T \approx 0.5$  К $\ll T_K$  [34]. Следует отметить аномалии на зависимостях  $c_{i,t}(T)$ , обнаруженные в области  $T \approx 6$  К и соответствуюшие переходу в магнитоупорядоченное состояние примесей CeAl<sub>2</sub>. Ce<sub>3</sub>Al<sub>11</sub>, образующихся в образце при выращивании. Ранее аналогичные аномалии наблюдались в температурной зависимости электронной составляющей теплоемкости соединения CeAl<sub>3</sub> [35]. Ход зависимостей  $c_{i,t}(T)$  в соединении LaAl<sub>3</sub> типичен для нормальных металлов.

•	Т	a	б	Л	И	Ц	a	
---	---	---	---	---	---	---	---	--

Ē	Параметр	Температура, К					
		80	35	10	4,2		
	c <sub>111</sub>	-54,4±3,0	—67,8±3,0	$-85,4\pm4,1$	-99,2±5,2		
	C <sub>112</sub>	23,3±3,0	17,6±3,0	13,5 <b>±</b> 4,1	-1,9±5,2		
	C <sub>113</sub>	17,7±2,5	14,2±3,0	10,8±3,4	0,5±4,3		

Значения независимых компонент тензора УМТП (в 10<sup>10</sup> H/м<sup>2</sup>) соединения CeAl<sub>2</sub> при различных температурах

Нелинейные акустические свойства образца исследовались двумя способами: по температурным зависимостям упругих медулей третьего порядка (УМТП) и с помощью спектральной методики (по эффективности генерации второй гармоники продольных акустических волн) в

диапазоне  $T \sim 80 - 4.2 \text{ K} [32 - 33].$ Значения УМТП определялись по стандартной методике исследования относительных, изменений фазовой скорости акустических волн в образце при приложении к нему одноосных статических механических напряжений [36]. Измерения проводились на частоте 30 МГц при. температурах T=80, 35, 10 и 4,2 К. Проведенные исследования позволили определить все независимые компоненты тензора УМТП ИЗОтропного материала CeAl<sub>3</sub>: c<sub>111</sub>, c<sub>112</sub>, с123. Ошибка измерений не превышала 20%. Значения УМТП при температурах для конуказанных до-системы CeAl<sub>3</sub> приведены в





табл. 1. Из измерений температурной зависимости амплитуды второй гармоники (60 МГц) продольных акустических волн с помощью (5) был рассчитан нелинейный параметр  $\Gamma_n(T)$  в CeAl<sub>3</sub>. Его можно также выразить через УМТП [10]:

 $\Gamma_n=3+(c_{111}/c_{11}).$ 

Зависимости нормированного на величину параметра нелинейности при T=80 К в НКР CeAl<sub>3</sub> (рис. 3), рассчитанные по формулам (5) (квадраты) и (9) (ромбы), находятся в хорошем согласии.

Возрастание относительного нелинейного параметра почти в три раза в окрестности  $T_K$  свидетельствует о значительном увеличении упругой нелинейности CeAl<sub>3</sub> при переходе в кондо-состояние. Естественно предположить, что основной вклад в усиление нелинейных упругих свойств кондо-систем при низких температурах вносят тяжелые фермионы.

Интересная особенность нелинейных упругих свойств CeAl<sub>a</sub> проявляется в области  $T \ll 10$  К, когда ширина теплового размытия фермиевского распределения носителей становится сравнимой с шириной резонанса Абрикосова—Сула. При этом происходит резкое изменение (практически на порядок) недиагональных компонент тензора УМТП образца, в то время как температурное изменение значения модуля  $C_{111}$  носит достаточно плавный характер (см. табл. 1).

Интересно отметить, что обнаруженное резкое возрастание упругой нелинейности НКР при переходе в кондо-состояние имеет качественное сходство с усилением нелинейных акустических свойств, отмеченных для сплава BiSb в области электронно-топологического перехода, что, возможно, свидетельствует о едином характере влияния особенностей перестройки энергетического спектра носителей на акустическую нелинейность металлов.

## Экспериментальное исследование линейных и нелинейных упругих свойств керамики YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub>.

Несмотря на большое количество работ, посвященных исследованию упругих свойств материалов, обладающих высокотемпературной сверхпроводимостью (керамик и монокристаллов), целый ряд проблем (термодинамическое описание поведения скорости AB при сверхпроводящем переходе, определение иринин сильного расхождения значений линейных коэффициентов упругости, определенных рентгеновскими и ультразвуковыми методами) в этой области остается нерешенным. Практически отсутствуют исследования нелинейных упругих свойств материалов, обладающих высокотемпературной сверхпроводимостью, повышенная чувствительность которых к изменению электронного спектра может дать дополнительную информацию об электронфононных взаимодействиях в них.

Для исследования были использованы поликристаллические образцы соединения YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> (x=0,2), имеющего плотность  $\rho$ =5,54·10<sup>3</sup> кг/м<sup>3</sup>, температуру сверхпроводящего перехода  $T_c$ =91,3 К (ширина перехода ~1 К) и состоящего из кристаллитов с линейными размерами ~20-30 мкм. Упругие свойства керамики YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> исследовались путем измерения в ней продольных и савиговых AB на частоте 10 МГц в диапазоне T=4,2-120 К, включающем температуру сверхпроводящего перехода  $T_c$ =91,3 К. Экспериментальные зависимости относительного изменения скоростей продольной и сдвиговой AB в исследуемой керамике в интервале T=4,2-120 К приведены на рис. 4, а. Для обеих зависимостей  $\Delta v_{i,t}/v_{i,t}(T)$  характерны отсутствие гистерезиса и хорошая воспроизводимость данных при термоциклировании. Увеличение абсолютного значения скорости AB в интервале 300-4,2 К составило ~4%.

Зависимости  $\Delta v_{l,t}/v_{l,t}(T)$  для YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> подобны аналогичным зависимостям для нормальных металлов и при  $T \ll \Theta_D$  ( $\Theta_D$  — темпера-

тура Дебая образца) и могут быть аппроксимированы кривой вида [40-41]:  $\Delta v_{1,t}/v_{1,t}^0 = AT^2 + BT^4$ , где  $v_{1,t}^0 = v_{1,t}^0$  при T = 0К, коэффициент A отражает величину электронного вклада в изменение скорости звука, а коэффициент B — величину вклада колебаний решетки, т. е. фононов. Аппроксимации зависимостей  $\Delta v_{t,t}/v_{t,t}(T)$  при T < 36 К  $\ll \Theta_D \approx 360$  К методом наименьших квадратов дали следующие оценки коэффициентов A и B для продольных волн:  $A_t = -6.7 \cdot 10^{-7}$  K<sup>-2</sup>,  $B_t = -1.5 \cdot 10^{-11}$  К<sup>-4</sup>, для сдвиговых волн:  $A_t = -1.1 \cdot 10^{-6}$  K<sup>-2</sup>,  $B_t = -7.8 \cdot 10^{-11}$  K<sup>-4</sup> [37-39].



Рис. 4. Температурные зависимости скорости продольной и сдвиговой акустических воли в соединении YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> в температурном интервале 4,2—110 К (а) в в окрестности температуры сверхпроводящего перехода (б)

Если по порядку величины значения коэффициентов B в обоих случаях совпадают с соответствующими значениями для типичных металлов [40—41], т. е. фононный вклад при  $T \ll \Theta_D$  мал, то электронный вклад, выражающийся величинами  $A_{1,t}$ , аномально велик по сравнению с соответствующей величиной для «чистых» металлов (для меди, например,  $A \approx -1.0 \cdot 10^{-10} \text{ K}^{-2}$ ). Столь большие значения  $A_{1,t}$  могут указывать: 1) на наличие в соединениях, обладающих высокотемпературной сверхпроводимостью, при  $T \ll T_c$  наряду с носителями куперовского типа также нормальных электронов, подчиняющихся статистике Ферми—Дирака, что, в частности, экспериментально подтверждается отличным от нуля значением электронной компоненты теплоемкости соединения YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> в сверхпроводящем состоянии (см., в частности,

обзор [42] и ссылки в нем); 2) на существенную асимметрию поверхности Ферми таких электронов, характерную, например, для переходных металлов, обладающих при низких температурах системой локализованных носителей (для ванадия A - -6,7·10-7' K-2); данное предположение подтверждается сильной анизотропией свойств кристаллической решетки УВа2СизС7-х. Особенно тщательно нами были проведены измерения температурных зависимостей скоростей АВ в области сверхпроводящего перехода (рис. 4, б). В случае продольных волн при  $T=T_c$  отмечены аномалии как самой зависимости  $\Delta v_l/v_l(T)$ , так и ее производной по температуре. Для оценки величин наблюдаемых скачков кривая зависимости была кусочно аппроксимирована отрезками прямых с использованием метода наименьших квадратов на участках выше (T=92,5-100 K) и ниже (T=81-90 K) температуры перехода, после чего обе прямые были экстраполированы до точки T<sub>c</sub>. Согласно оценкам, скачок относительного изменения  $v_l$  составил  $\Delta v_l / v_l (T) |_{T_c} =$ ---1,5 · 10<sup>-4</sup>, при этом изменение производной было равно  $\Delta \left[ \frac{d}{dT} \left( \Delta v_l / v_l \right) \right]_{T_c}$  $=0.56 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ . Для кривой  $\Delta v_t / v_t (T)$ , аппроксимированной аналогично  $\Delta v_t/v_t(T)$ , в пределах ошибки измерений скачка величины  $\Delta v_t/v_t$ 

не наблюдалось; величина же скачка производной при 
$$T = T_c$$
 составляет  $\Delta \left[\frac{d}{dT} (\Delta v_t/v_t)\right]_{T_c} = 1.05 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  (рис.: 4, 6).

40

Согласно термодинамическому анализу [43] величина скачка скорости продольных волн определяется выражением  $\left(\frac{\Delta v_l}{v_l}\right)_{T_c} = -\frac{1}{2} \times \frac{\Delta C_p}{T_c} c_{11} \left(\frac{dT_c}{dP}\right)^2 \rho$ , где  $\Delta C_p$  — скачок теплоемкости при  $T_c$ ,  $(dT_c/dP)$  — изменение температуры перехода под влиянием приложенного гидростатического, давления. Поскольку величина  $\Delta C_p$  измерена довольно точно и составляет, по последним данным, 6,2—6,4 Дж/(кг-град) [44—45],  $(dT_c/dP) = 0,27$  К/кбар, что хорошо согласуется с известными данным.

Имеющиеся в литературе оценки для величины скачка  $(\Delta v_l/v_l)_{T_c}$ в точке сверхпроводящего перехода [46] хорошо соответствуют полученным в [37]. Однако в [46] при  $T = T_c$  получен скачок конечной величины и для скорости сдвиговых волн, что связывается с учетом влижня анизотропии кристаллитов на распространение волн в квазиизотропном керамическом образие. Это противоречит результатам термодинамического рассмотрения упругих свойств при сверхпроводящем переходе, полученном в [43]:  $\left(\frac{\Delta v_l}{v_l}\right)_{T_c} = -\frac{1}{c_{44}} \frac{\Delta S}{T_c} \left(\frac{\partial^2 T_c}{\partial \varepsilon^2}\right) = 0$ , где

 $(\partial^2 T_c/\partial \epsilon^2$  — вторая производная температуры перехода по одноосной деформации,  $\Delta S=0$  — изменение энтропии при сверхпроводящем переходе в отсутствие магнитного поля. Как упоминалось выше, экспериментально скачка величины  $\Delta v_t/v_t(T)$  при  $T=T_c$  нами не обнаружено.

Изменение величины первой производной по температуре скорости продольной AB при  $T=T_c$  определяется выражением [43]  $\Delta \left[\frac{d}{dT}(\Delta v_l/v_l)\right]_{T_c}$  $=\frac{1}{2}\frac{\Delta C_p}{T_c}\frac{1}{c_{11}}\frac{\partial^2 T_c}{\partial e^2}\rho$ , откуда  $(\partial^2 T_c/\partial e^2) = -2,67\cdot 10^{-2}$  К. Интересно отметить, что знак изменения производной скорости продольной *АВ* не положителен, как у большинства керамических образцов (см., напр., [47]), а отрицателен, что свойственно классическим низкотемпературным сверхпроводникам [40].

Для определения нелинейных упругих свойств  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  были измерены все компоненты тензора УМТП в приближении изотропной среды по методике, которая уже упоминалась при определении УМПТ в CeAl<sub>3</sub>. Экспериментально полученные зависимости  $c_{ijkl}(T)$  имеют особенность в окрестности  $T_c=91,3$  К: коэффициенты  $c_{112}$ ,  $c_{123}$  меняют знак, почти в два раза изменяется величина  $c_{111}$  (табл. 2). Измеренные УМПТ керамики YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> позволили рассчитать параметр Грюйайзена (у), характеризующий ангармонизм решетки [48]:

$$\langle \gamma \rangle = F \left\{ \left( 1 + \frac{c_{11} + c_{111}}{2c_{11}} \right)^2 + 2 \left( 1 + \frac{c_{12} + c_{100}}{c_{11} - c_{12}} \right)^2 \right\},$$

где  $F \leq 1$  — нормировочный множитель,  $c_{166} = (c_{111} - c_{112})/4$ ,  $c_{11} = 109$  ГПа,  $c_{12} = 26$  ГПа при T = 300 К. Приведенные в табл. 2 значения параметра Грюнайзена находятся в согласии с имеющимися, оценками [48].

Таблица 2

Значения независимых компонент тензора УМТП (в 10° H/м<sup>2</sup>) и параметра Грюнайзена (ү) соединения YBa<sub>2</sub> Cu<sub>3</sub>O<sub>7-х</sub> при различных температурах

Параметр	300	110	77	
<i>c</i> 111	—1047 <u>+</u> 79	$-1251\pm33$	$-852\pm23$	
_C <sub>112</sub>	$-261\pm25$	_114 <u>+</u> 10	125±7	
C <sub>123</sub>	81±27	124±11	352±8	
(7)	2,04	2,49	1,81	

Резкий спад величины  $\langle \gamma \rangle$  ниже  $T_c$  указывает на ослабление электрон-фононного взаимодействия в сверхпроводящей фазе материала, что должно привести к уменьшению поглощения акустических волн в этом состоянии керамики. Это особенно важно, так как в керамических материалах, обладающих высокотемпературной сверхпроводимостью, достоверно подобный эффект ввиду большого фонового поглощения не обнаружен, хотя этот эффект характерен для обычных сверх-проводников, описываемых теорией Бардина—Купера—Шриффера.

В заключение следует отметить, что исследование упругих (в особенности нелинейных) свойств металлов и соединений является чувствительным методом изучения их электронных свойств и позволяет получить новую информацию об электрон-фононных взаимодействиях в них.

### ЛИТЕРАТУРА

[1] Лифшиц И. М., Азбель М. Я., Каганов М. И. Электронная теория металлов. М., 1971. [2] Брандт Н. Б., Чудинов С. М. Энергетические спектры электронов и фононов в металлах. М., 1980. [3] Абрикосов А. А. Основы теории металлов. М., 1987. [4] Воронов Б. Б., Коробов А. И.//ФТТ. 1988. 30; № 7.

С. 2240. [5] - Коговоv А. І., Vогопоv В. В//Ргос. Second. Intern. Symp. on Surf. Waves and Layered Strüctures. Varna, Bulgaria, 1989. Vol. 2. Р. 312. [6] Лиф-шип.И. М.//ЖЭТФ. 1960. 38, № 5. С. 1569. [7] Коробов А. И., Бражкин Ю. А., Буга С. Г//Приб. и техн. эксперимента. 1982. № 6. С. 158. [8] Воронов Б. Б., Кокшайский И. Н., Коробов А. И.//Там же. 1991. № 4. С. 96. [9] Вида S. G., Коговоv А. І., Vогопоv В. В.//Solid State Commun. 1991. 77, N 11. Р. 879. [10] Зарембо Л. К., Красильников В. А.//УФН. 1970. 102, № 4. С. 549. [11] Каганов М. И., Лифшиц И. М.//УФН. 1979. 129, № 3. С. 487-[12] Брандт Н. Б., Гинзбург Н. И., Игнатьева Т. А. и др.//ЖЭТФ. 1965. 49, № 1. С. 85. [13] Watligton C. L., Cook J. W., Jr., Skove M. J.//Phys. Rev. 1977. B15, N 3. Р. 1370. [14] Overcash D. R., Davis T., Cook J. W., Jr., Skove M. J.//Phys. Rev. Lett. 1981. 46, N 4. Р. 287. [15] Брандт Н. Б., Поно-марев Я. Г.//ЖЭТФ. 1968. 55, № 4. С. 1215. [16] Тайдуков Ю. П., Дани-лова Н. П., Щербина-Самойлова М. Б.//Физ. низ. температур. 1978. 4, № 1. С. 250. [17] Егоров В. С., Федоров А. Н.//ЖЭТФ. 1983. 85, № 11. С. 1647. [18] Галкин А. П., Дегтярь Е. П., Жеваго С. Е., Попович А. И.//ДАН варсь Л. П./Л. 1967. 1966. 1967. 1977. 1019. Галунов К. П., Данан, пова Н. П., Щербина-Самойлова М. Б//Фнз. инз. температур. 1978. 4, № 1.
С. 250. [17] Егоров В. С., Фелоров А. Н.//ЖЭТФ. 1988. 85, № 11. С. 1647.
[18] Галкий А. П., Дегтярь Е. Ц. Жеваго С. Е., Поповнч А. И.//ДАН
ССР. 1971. 198, № 3. С. 563. [19] Брандт Н. Б., Кульбачинский В. А., Минина Н. Я., Широких В. Д.//Приб. и техн. эксперимента, 1979. № 6. С. 137.
[20] Брандт Н. Б., Кульбачинский В. А., Минина Н. Я., Широких В. Д.//ЖЭТФ. 1988. 94, № 6. С. 235. [22] Давы-дов В. Н., Каганов М. И.//ЖЭТФ. 1977. 74. № 2. С. 697. [23] Лифший И. М., Ржевский В. В., Трибельский М. И.//ЖЭТФ. 1988. 94, № 6. С. 235. [22] Давы-дов В. Н., Каганов М. И.//ЖЭТФ. 1977. 74. № 2. С. 697. [23] Лифший И. М., Ржевский В. В., Трибельский М. И.//ЖЭТФ. 1988. 81, № 4. С. 1529.
[24] Буга С. Г., Зарембо Л. К., Коробов А. И.//Доклады Х Всесоюз. акуст. конф. Секция «В. С. 24. М., 1983. [25] Буга С. Г., Зарембо Л. К., Коробов А. И. и др.//ФТТ. 1984. 26, № 1. С. 293. [26] Буга С. Г., Воронов Б. Б., Зарембо Л. К., Коробов А. И.//ФТТ. 1985. 27, № 8. С. 2291. [27] Виногра-дова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. М., 1990.
[28] Walter К.//Риуз. Rev. 1968. 174, № 3. Р. 782. [29] Наіling С., Saun-ders G. А.//Рій. Мад. 1983. 48, № 4. Р. 571. [30] Мошалков В. В., Брандт Н. Б.//УФН, 1986. 149, № 4. С. 585. [31] Брандт Н. Б., Зарембо Л. К., Мошалков В. В. и др./Фйз. няз. температур. 1988. 14, № 6. С. 699. [32] Воро-нов Б. Б., Коробов А. И. Мошалков В. В.//Пискма в ЖЭТФ. 1988. 47, № 7. С. 345. [33] Vогопоч В. В., Коговоч А. Ц., Мосясна Кок V. V./J. Мадп. анd Мадп. Маі. 1988. 76 & 77. № 11. Р. 774. [35] Воег F. de//J. Мадп. анd Мадп. Мац. Мак. 1985. 76 & 77. № 19. Р. 50. [36] Тилтятоп R. N., Вгиддег К.//Рнуз. Rev. 1964. [33] N 6А. Р. А1604. [37] Воронов Б. Б., Коробов А. И.//Физ.има. температур. 1981. 17, № 11. – С. 1350. [39] Воронов Б. Б., Коробов А. И.//Физ.има. температур. 1988. 74 & А. 7. № 7. С.

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 6

УДК 534.222.2

АКУСТИКА ПОЛИДОМЕННЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ

Г. П. Морозова, О. Ю. Сердобольская

Теоретически и экспериментально исследованы некоторые вопросы распространения и взаимодействия упругих воли в полидоменных сегнетоэлектриках с естественной и регулярной доменной структурой: отражение звука от плоских доменных границ; изменение скорости и загужания звука в процессе переполяризации; распространение звука в доменных волноводах; генерация второй акустической гармоники на доменных границах; акустическая эмиссия при переполяризации; генерация звука периодической доменной структурой и возможности создания акустодоменных, преобразователей для прикладной акустоэлектроники.