

Значения концентраций  $C_{ак}^м$  практически совпадают с полученными ранее по экспериментальным данным величинами  $C_{ак}^0$ , что свидетельствует в пользу методики их определения.

Таким образом, в исследованных системах в изученном диапазоне концентраций перенос энергии между компонентами активного раствора осуществляется излучательным путем. При концентрациях акцептора, допускающих собственную генерацию донора  $C_{ак} < C_{ак}^0$ , в растворе доминирует генерационный перенос энергии. При концентрациях акцептора, превышающих критическое значение,  $C_{ак} > C_{ак}^0$ , генерация донора прекращается и перенос энергии осуществляется люминесцентным путем. При дальнейшем увеличении концентрации акцептора начинает проявляться и безызлучательный перенос энергии.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Pavlopoulos T. G. // Opt. Comm. 1978. 24. P. 170—174. [2] Салеевский А. М., Левшин Л. В., Южаков В. И. // Журн. прикл. спектр. 1980. 33. С. 100—106. [3] Козма Л. Автореф. докт. дис. Минск (ИФАН БССР), 1977. [4] Левин М. Б., Рева М. Г., Родченкова В. В., Ужинов Б. М. // Квант. электроника. 1986. 13, № 6. С. 1272—1275. [5] Левин М. Б., Рева М. Г., Родченкова В. В., Ужинов Б. М. // Там же. 1987. 14, № 1. С. 27—32. [6] Рева М. Г. и др. // Там же. 1985. 12, № 12. С. 2494—2496.

Поступила в редакцию  
03.12.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 2

#### АКУСТИКА

УДК 534.222.2

#### АКУСТИЧЕСКАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ МОЛИБДАТА ГАДОЛИНИЯ

Л. К. Зарембо, Г. П. Морозова, О. Ю. Сердобольская

(кафедра акустики)

Измерено критическое поведение амплитуды второй акустической гармоники в молибдате гадолия. Экспериментальные результаты согласуются с теоретическими, полученными методом ренормгруппы.

Вблизи структурных фазовых переходов наряду с аномалиями тепловых и диэлектрических свойств существенные аномалии испытывают модули упругости 2-го и более высоких порядков. Для редкоземельных молибдатов, имеющих несобственные сегнетоэлектрические фазовые переходы, аномалии диэлектрической проницаемости малы, поэтому акустические измерения скорости и коэффициента затухания звука в критической области приобретают особую ценность. Скачки скорости и нарастание затухания вблизи фазового перехода удовлетворительно объясняются в рамках теории Ландау.

Для молибдата гадолия (ГМО) и тербия (ТМО) параметр порядка является двухкомпонентным:  $\eta = \{\eta_1, \eta_2\}$ . Фазовый переход происходит с изменением симметрии  $42m \rightarrow m\bar{m}2$ , с удвоением и поворотом на  $45^\circ$  элементарной ячейки. Термодинамический потенциал, описывающий несобственный переход, можно представить в виде

$$F = F_0 + \frac{1}{2} \alpha (\eta_1^2 + \eta_2^2) + \frac{1}{4} \beta_1^0 (\eta_1^2 + \eta_2^2)^2 + \frac{1}{4} \beta_2^0 (\eta_1^4 + \eta_2^4) +$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{3} \beta_3^0 \eta_1 \eta_2 (\eta_1^2 - \eta_2^2) + \frac{1}{2} c_{ijkl}^0 u_i u_{kl} + \frac{1}{2} \chi_{33}^0 P_3^2 + \\
& + \left[ \frac{1}{\sqrt{2}} q_{10}^{(1)} (u_{11} + u_{22}) + q_{10}^{(2)} u_{33} \right] (\eta_1^2 + \eta_2^2) + u_{12} [q_{60}^{(1)} \eta_1 \eta_2 + q_{60} (\eta_1^2 - \eta_2^2)] + \\
& + P_3 [r_0^{(1)} \eta_1 \eta_2 + r_0^{(2)} (\eta_1^2 - \eta_2^2)]. \quad (1)
\end{aligned}$$

Квадратичная связь акустических деформаций с параметром порядка приводит к наличию скачков скоростей звука и возрастанию затухания по закону  $(T - T_c)^{-1}$  в низкотемпературной фазе, что соответствует экспериментальным данным.

Расчеты критического поведения модулей упругости с учетом пространственно-неоднородных флуктуаций параметра порядка проводились в [1]. Однако влияние флуктуаций на линейные акустические параметры обычно значительно меньше релаксационного. Так, для скорости звука вблизи фазового перехода может наблюдаться температурная зависимость с критическим индексом  $\kappa \sim -1/2$ . Вблизи перехода значительную роль в размытии температурных аномалий могут играть дефектный и доменный механизмы [2].

Характер поведения модулей упругости 3-го порядка в ГМО в основном определяется взаимодействием звука с флуктуациями параметра порядка. В кристаллах с квадратичной связью деформации с параметром порядка теория Ландау—Халатникова не приводит к каким-либо аномалиям модулей упругости 3-го порядка при переходах II рода и аномалии с критическим индексом  $\kappa = -3/2$  для перехода, близкого к трикритической точке [3]. Учет флуктуаций по теории Гинзбурга—Ландау приводит к критическому поведению модулей 3-го порядка  $\Delta C_{ijk} \sim (T - T_c)^{-1.5}$ . Решение методом ренормгруппы [4] дает значение критических индексов модулей 3-го порядка  $\kappa = -1,1 \div -1,4$ .

Одним из наиболее распространенных методов экспериментального исследования критического поведения модулей упругости 3-го порядка является измерение 2-й акустической гармоники вблизи фазового перехода. Для ТМО в [5] было получено экспериментальное значение критического индекса  $\kappa = -1,5$ . Однако вследствие того, что работа проводилась на частоте 530 МГц, определение модулей упругости 3-го порядка  $C_{iii}$  по амплитуде 2-й акустической гармоники в соответствии с формулой

$$u_{2\omega} = (3 + C_{iii}/c_{ii}) k u_0^2 [\exp(-\alpha_{\omega} l) - \exp(-\alpha_{2\omega} l)] \quad (2)$$

может дать ошибку, обусловленную наличием затухания звука вблизи фазового перехода (здесь  $k$  — волновое число,  $\alpha_{\omega}$  и  $\alpha_{2\omega}$  — коэффициенты затухания 1-й и 2-й акустических гармоник,  $l$  — длина кристалла).

В наших экспериментах была выбрана рабочая частота 6 МГц. Измерения 2-й акустической гармоники проводились при помощи обычной импульсной методики. В качестве возбуждающего и приемного преобразователей использовались продольные излучатели из  $\text{LiNbO}_3$  с резонансными частотами 6 и 12 МГц. Исследовались аномалии при распространении звука вдоль осей  $[1\bar{1}0]$ ,  $[110]$  и  $[001]$ . Кристалл нагревался до температуры фазового перехода ( $160^\circ\text{C}$ ) и выше в термостате, который обеспечивал равномерное нагревание с постоянной скоростью  $\sim 0,1$  град/мин. Вид температурной аномалии амплитуды 2-й акустической гармоники для продольной волны вдоль  $[110]$   $u_{2\omega}$  в критической области представлен на рис. 1 (кривая 1). На этом же рисунке (кривая 2) приведена температурная зависимость коэффици-

ента затухания  $\alpha_{2\omega}$  (при комнатной температуре  $\alpha_{2\omega}=0,7 \text{ см}^{-1}$ , а в парафазе  $\alpha_{2\omega}=0,4 \text{ см}^{-1}$ , что соответствует данным предыдущих исследований [6]).

Температурная зависимость аномалии модуля упругости  $\Delta C_{111} = C_{111} - C_{111}^0$  вдоль направления [110] представлена на рис. 2. Аппроксимируя температурную зависимость  $\Delta C_{111}(T)$  вблизи фазового перехода законом  $(T - T_c)^{\kappa_{111}}$ , получаем значение критического индекса  $\kappa_{111} = -1,0 \pm 0,2$ . Расчет по формуле (2) проводился в температурном интервале  $0,5 < T - T_c < 10^\circ\text{C}$ , так как высокое затухание вблизи фазового

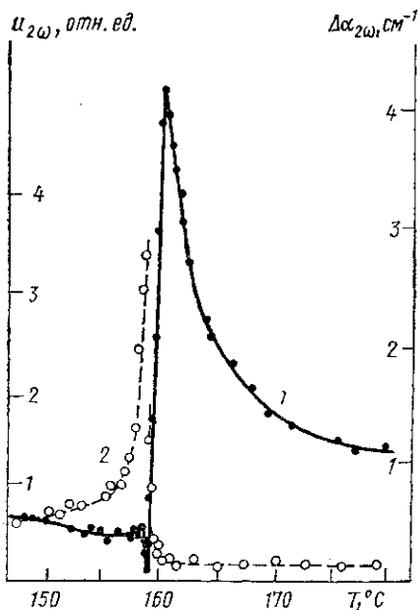


Рис. 1. Температурная зависимость амплитуды 2-й гармоники  $u_{2\omega}$  (1) и коэффициента затухания  $\alpha_{2\omega}$  (2) в ГМО в области фазового перехода (продольная волна, направление [110])

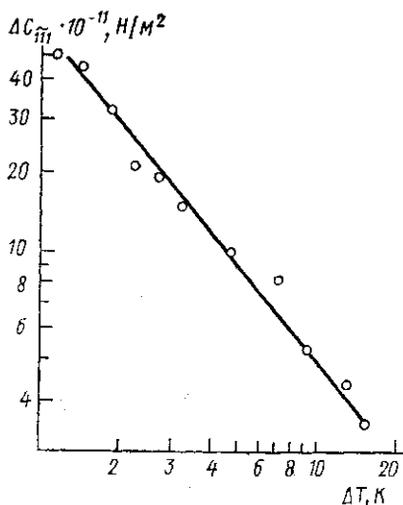


Рис. 2. Температурная зависимость аномалии модуля упругости 3-го порядка ( $\Delta C_{111} = C_{111} - C_{111}^0$ , где  $C_{111}^0$  — значение  $C_{111}^0$  вдали от точки перехода в парафазе) в ГМО в области фазового перехода ( $T > T_c$ )

перехода не позволяло проводить надежных измерений в непосредственной близости от критической температуры. Для оси [110] измеренный критический индекс оказался таким же, как и для направления [110]. Экспериментальное значение критического индекса при  $T < T_c$  получилось равным  $\kappa = -3,0 \pm 0,5$ . Однако вследствие большого затухания в сегнетофазе в области фазового перехода эти данные не являются достаточно точными. При распространении звука вдоль направления [001] аномалий 2-й акустической гармоники и затухания звука не наблюдалось. Таким образом, экспериментально измеренное значение критического индекса ниже, чем приводится в [1], и согласуется с теорией [4].

В данном эксперименте особый интерес представляет область температур 80—140°C. Согласно исследованиям [7], в этом диапазоне в

кристалле ГМО происходят интенсивные процессы переполаризации, сопровождающиеся электрическими импульсами теплового эффекта Баркгаузена. Одновременно формируется видимая доменная структура в форме полос шириной порядка нескольких микрометров, направленных по осям  $[110]$  и  $[1\bar{1}0]$ . Проведенные нами эксперименты по измерению количества импульсов акустической эмиссии в ГМО при изменении температуры показали, что наиболее интенсивные импульсы генерируются также в интервале температур  $80\text{--}140^\circ\text{C}$ . Гистограмма температурной зависимости числа импульсов акустической эмиссии при изменении температуры на  $1^\circ\text{C}$  представлена на рис. 3. Было замечено, что этой же области температур соответствуют увеличение амплитуды 2-й гармоники ( $\sim 20\%$ ) и скачки фазы волны до  $10\%$ . Для сравнения аналогичные измерения были проведены в предварительно зажатом образце ГМО, в котором благодаря постоянному внешнему давлению вдоль оси  $[1\bar{1}0]$ , немного большему коэрцитивного, видимая доменная

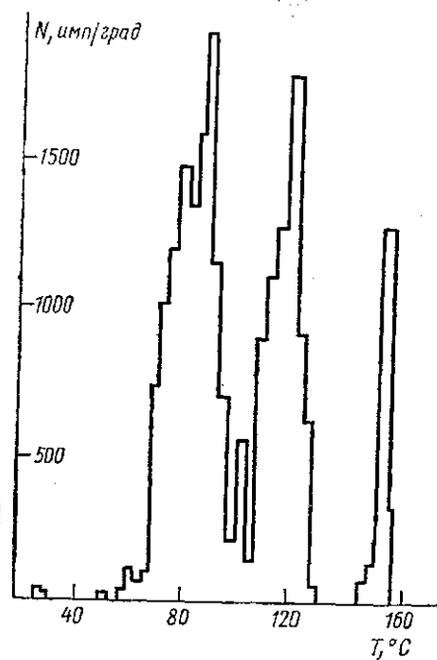


Рис. 3. Гистограмма числа импульсов акустической эмиссии при нагревании кристалла ГМО на  $1^\circ\text{C}$

структура в этих условиях не формировалась и сигналы акустической эмиссии не наблюдались. В монодоменном образце ГМО в области температур  $80\text{--}140^\circ\text{C}$  увеличение амплитуды 2-й гармоники и скачки фазы также не наблюдались. Вид температурной аномалии 2-й акустической гармоники в области перехода в зажатом кристалле не изменялся. Перечисленные явления можно объяснить взаимодействием звуковой волны с доменными границами сегнетоэлектрика-сегнетоэластика ГМО при формировании доменной структуры.

Исследовано также влияние доменных границ на амплитуду 2-й акустической гармоники продольной и сдвиговых волн при комнатной температуре. Для этого в предварительно монодоменизированном кристалле ГМО перпендикулярно распространению звуковой волны с помощью неоднородного давления создавались домены. При этом оказалось, что амплитуда 2-й акустической гармоники продольной волны возрастает на  $10\%$  для 10 доменных границ, а гармоника сдвиговой поляризации, соответствующей спонтанной деформации  $u_{12}$ , возрастает на  $50\%$  по сравнению с исходной. Волна другой сдвиговой поляризации  $u_{13}$  не взаимодействовала с доменными границами, и увеличения 2-й акустической гармоники не происходило. При большем числе доменных границ ( $\sim 10$ ) наблюдалось насыщение и даже уменьшение сигнала 2-й акустической гармоники из-за увеличения доменного затухания и, возможно, интерференции волн 2-й гармоники, генерируемых при колебаниях разных доменных границ.

Таким образом, определяемое из аномалий 2-й акустической гармоники критическое поведение модулей упругости 3-го порядка в мо-

либдате гадолия в области парафазы удовлетворительно объясняется теорией. Домены не слишком сильно влияют на генерацию 2-й гармоники продольной волны, однако доменный вклад в амплитуду запрещенной по соображениям симметрии 2-й гармоники поперечной волны оказывается существенным, если деформация волны соответствует спонтанной деформации ГМО.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Beige H., Kühnel A., Lorenz B. // Phys. Lett. 1983. 75, N 1. P. 129—136.  
[2] Вихнин В. С., Рахимов И. К., Сарнацкий В. М., Чарная Е. В., Шутылов В. А. // Кристаллография. 1986. 31, № 1. С. 198—200. [3] Сердобольская О. Ю., Сериков В. И. // ФТТ. 1975. 17, № 2. С. 627—629. [4] Сахненко В. П., Тимонин П. Н. // ФТТ. 1982. 24, № 12. С. 3606—3612. [5] Есаян С. С., Лайхтман Б. Д., Леманов В. В., Маматкулов Н. // ФТТ. 1978. 20, № 9. С. 2823—2825.  
[6] Акустические кристаллы: Справочник. М., 1982. [7] Большакова Н. Н. и др. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1981. 45, № 9. С. 1666—1671.

Поступила в редакцию  
01.12.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 2

#### ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 537.2

#### РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ ЭМИССИОННОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

Л. Ю. Голоскокова, Б. Б. Шишкин

(кафедра электроники)

Показано, что существует температурная зависимость тепловой энтропии образования точечных дефектов S и предложена методика определения S(T) по результатам измерения вольт-амперных характеристик токов рекомбинационной эмиссии.

Установлено [1], что экспериментальные вольт-амперные характеристики (ВАХ) плоскосимметричного диода с термокатодом из монокристаллов W, Mo и Nb становятся аномальными в области высоких температур катода  $T \geq \Theta_{тэ}$  ( $\Theta_{тэ}$  — характеристическая термоэмиссионная температура, определенная для каждой кристаллографической плоскости (грани) монокристалла). Установлено также, что начиная с  $T = \Theta_{тэ}$  в спектре эмиссии появляется пик «быстрых» электронов [2].

Указанные особенности объясняет гипотеза рекомбинационной эмиссии (РЭ) [1]: при  $T \geq \Theta_{тэ}$  металл эмиттирует электроны, возбужденные за счет энергии, выделяющейся при рекомбинации пары точечных дефектов — вакансии и межузельного иона. Величина этой энергии превышает работу выхода основных граней исследованных переходных металлов на 2—3 эВ, поэтому возможна эмиссия электронов с начальными энергиями в несколько электрон-вольт. Этот эффект приводит к «сдвигу»  $\Delta$  экспериментальных ВАХ в область отрицательных напряжений. Опыт показал, что величина  $\Delta$  растет с температурой и примерно на порядок превышает то значение, которое следует из расчетов для максвелловской функции распределения эмиттированных катодом электронов по начальным энергиям в случае термоэлектронной эмиссии (ТЭЭ). Разделить явления РЭ и ТЭЭ можно лишь в области больших отрицательных напряжений, когда сильное электрическое поле тормозит термоэлектроны.