

УДК 537.311.33 : 534.2

© 1992

РАССЕЯНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ ФОНОНОВ НА ПРИМЕСНЫХ СОСТОЯНИЯХ Co в CdTe

П. П. Бейсюк, Н. Р. Садыхов, Б. М. Хабибуллин, А. М. Шегада

Методом тепловых импульсов исследовался механизм взаимодействия неравновесных фононов с донорными электронами, локализованными на примесях Co^{2+} в монокристаллах CdTe. В монокристаллах CdTe : Co для фононов продольной моды, распространяющихся вдоль одной из осей четвертого порядка, в которых продольные моды непьезоактивны, примесное рассеяние практически отсутствует. Из экспериментально наблюдаемой сильной анизотропии примесного рассеяния продольных фононов следует, что пьезоэлектрический механизм электрон-фононного рассеяния является доминирующим над всеми другими механизмами рассеяния фононов на примесях группы железа в соединениях A_2B_6 .

Методом тепловых импульсов изучены механизмы взаимодействия неравновесных фононов с электронными донорными состояниями, локализованными на примесях Co^{2+} в монокристаллах CdTe. Для фононов продольной моды, распространяющихся вдоль одной из осей четвертого порядка $q \parallel [100]$, в которых l -фононы непьезоактивны, примесное рассеяние практически отсутствует. Следовательно, пьезоэлектрический механизм электрон-фононного взаимодействия является доминирующим над всеми другими механизмами рассеяния.

В данной работе излагаются результаты исследования прохождения энергии тепловых импульсов, распространяющихся вдоль направления $[100]$ в баллистическом режиме в монокристаллах CdTe и CdTe с примесью Co с концентрацией 10^{18} см^{-3} .

Исследованные образцы представляют собой пластины размерами $1 \times 0.5 \text{ см}$ и толщиной 2.9 мм. На противоположные полированные поверхности образцов методом вакуумного распыления нанесены тонкопленочные нагреватель и болометр. На нагреватель площадью $S = 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$ с частотой до 1 кГц подавались импульсы тока длительностью 30—60 нс. При сопротивлении нагревателя $R = 50 \text{ Ом}$, импульсная плотность мощности на нем менялась в пределах 0.4—8 кВт/см².

Неравновесные фононы, инжектируемые тонкопленочным нагревателем в решетку, распространялись вдоль одной из тетрагональных осей четвертого порядка $[100]$. Направление $[100]$ в кристаллах выдерживалось с точностью $\pm 3^\circ$, которая складывается из точности рентгеновской ориентации и точности обработки образцов.

Фононы, прошедшие через образец, регистрировались индиевым болометром, рабочая точка которого выбиралась в линейной области его сверхпроводящего перехода. Измерения проводились в жидком гелии с откачкой паров при температуре $T_0 = 1.6 \div 3.3 \text{ К}$.

Экспериментально получены зависимости величин потоков тепловой энергии, переносимой фононами продольной и поперечной мод баллистически I_σ ($\sigma = l, t$), от величины напряжения U «греющих» электрических импульсов на

генераторе неравновесных фононов. При этом средняя частота инжектируемых в образцы фононов

$$\omega_T = 2.88k_B T_r \hbar^{-1}, \quad T_r^4 = KU^2,$$

где T_r — температура тонкопленочного нагревателя [1]. Экспериментальные зависимости $I_\sigma(T_r, 0)$ для беспримесного образца и $I_\sigma(T_r, Co)$ для образца CdTe : Co от U приведены на рис. 1. На этом же рисунке представлены теоретические зависимости, рассчитанные на ЭВМ.

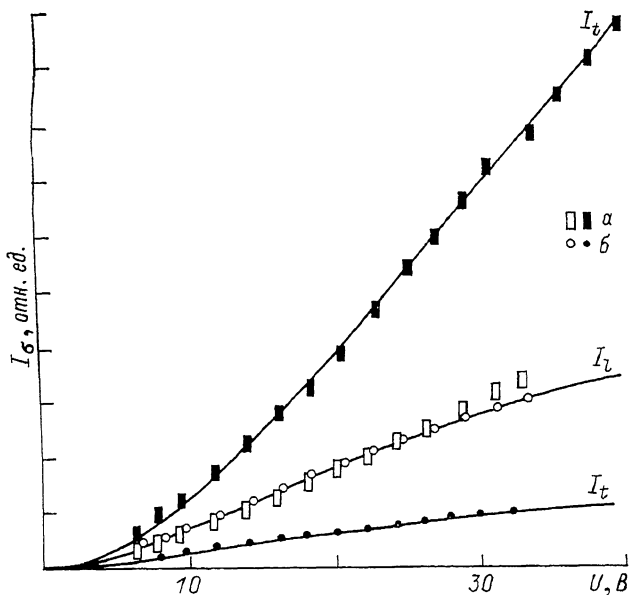


Рис. 1. Зависимости интенсивностей продольной и поперечной мод неравновесных фононов, регистрируемых болометрами в CdTe (а) и CdTe : Co (б) от напряжения U «греющих» электрических импульсов при $T_0 = 3.2$ К.

Сплошные линии — теоретические зависимости, рассчитанные на ЭВМ.

Так как баллистический сигнал наложен на диффузионный фон, то для корректного сравнения эксперимента и теории баллистические компоненты выделялись в чистом виде [2].

Из временных характеристик отклика болометров $I_\sigma(0, t)$ и $I_\sigma(Co, t)$ (рис. 2) следует, что в кристалле CdTe : Co с концентрацией кобальта $N_{xp} \approx 10^{18} \pm \pm 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ наблюдается изменение скорости распространения фононов продольной и поперечной моды $\Delta v_\sigma = v_\sigma(Co) - v_\sigma(0)$, равное соответственно $\Delta v_l = (0.9 \pm 0.2) \cdot 10^4$ и $\Delta v_t = (1.53 \pm 0.35) \cdot 10^4 \text{ см/с}$ при $v_l(0) = 3.18 \cdot 10^5$ и $v_t(0) = 1.68 \cdot 10^5 \text{ см/с}$. В интервале температур образца $T_0 = 1.6 \div 3.3$ К, в пределах точности временного разрешения болометра $\delta t = 3 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ зависимости скоростей v_σ от температуры инжектируемых в образец фононов не наблюдается. На вставке рис. 2 представлены геометрия эксперимента и кривые отклика болометра для неравновесных фононов, распространяющихся в направлении [100], в котором фононы продольной моды непьезоактивны ($\Gamma_1 \rightarrow B$), и в направлении, составляющем с осью [100] угол $\angle(\mathbf{q}, [100]) \approx 30^\circ$ ($\Gamma_2 \rightarrow B$).

Упругие свойства кристаллов с изолированными примесями теоретически исследовались в серии работ [3-6]. Наличие парамагнитных примесей приводит к следующим механизмам примесного рассеяния: упругое релеевское рассея-

ние, обусловленное разностью масс примеси M' и замещаемого иона $\Delta M = M' - M$, пропорциональное $(\Delta M M^{-1})^2 \omega^4$; парамагнитное упругое и неупругое рассеяние, обусловленное спин-фононным взаимодействием $H_{\text{сф}}$, частотная зависимость которого определяется механизмом $H_{\text{сф}}$ и штарковским спектром магнитоактивной $d(f)$ оболочки примеси во внутрикристаллическом поле [6, 7].

В полупроводниковых кристаллах взаимодействие фононов с донорными и акцепторными состояниями, локализованными на примесях, может быть основным механизмом, определяющим затухание теплового импульса [8-10].

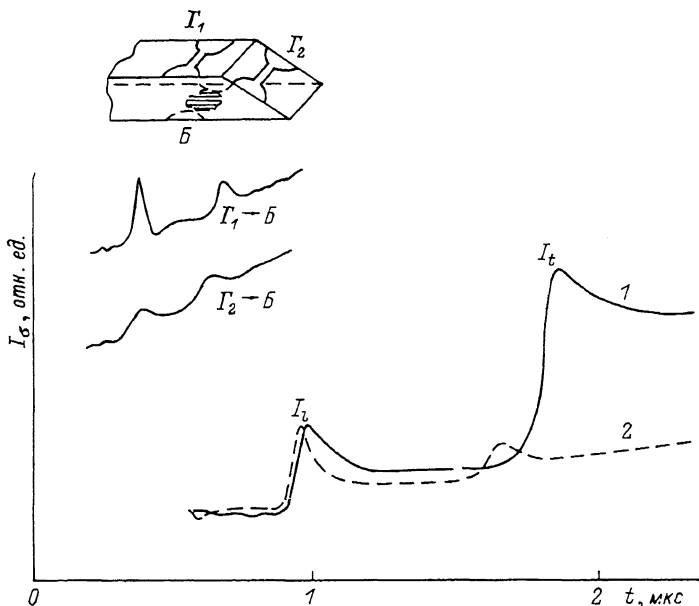


Рис. 2. Кривые отклика сверхпроводящего болометра при $T_0=3.2$ К и $U=19$ В для образцов CdTe (1) и CdTe : Co (2).

На вставке — кривые отклика болометра для CdTe:Co при различных направлениях распространения неравновесных фононов: $\Gamma_1 \rightarrow B - q \parallel [100]$, $\Gamma_2 \rightarrow B - \langle q, [100] \approx 30^\circ$.

В соединениях A_2B_6 с кристаллической структурой без центра симметрии ($r \rightarrow -r$) электрон-фононное взаимодействие определяется двумя механизмами: деформационным механизмом, обусловленным модуляцией кристаллического потенциала упругими колебаниями решетки, и пьезоэлектрическим механизмом, обусловленным электрической поляризацией элементарных ячеек при упругой деформации кристалла [6, 9, 11].

Гамильтониан электрон-фононного взаимодействия имеет вид [6, 9]

$$H_{\text{эфф}} = \sum \left(\frac{\hbar}{2MN\omega_q} \right)^{1/2} [D_{\alpha\beta} \epsilon_{\alpha\beta}(q, r, t) b_q + \text{к. с.}], \quad (1)$$

где

$$\epsilon_{\alpha, \beta}(q, r) = \frac{i}{2} (u_\alpha q_\beta + q_\alpha u_\beta) \exp(iqr - i\omega_q t)$$

— компонента тензора деформации, b_q — оператор поглощения фонона с волновым вектором q , U_q — единичный вектор поляризации фонона, M — масса эл. ячейки, N — число ячеек в образце,

$$D_{\alpha\beta} = C_{\alpha\beta} - \frac{i}{q} B_{\alpha\beta},$$

$$B_{\alpha\beta} = \Sigma Z_e d_{\gamma\alpha\beta} q_{\gamma} |q|^{-1},$$

$C_{\alpha\beta}$, $B_{\alpha\beta}$ — соответственно деформационный и пьезоэлектрический потенциалы. В кристаллах CdTe значения пьезоэлектрических констант при $\alpha=\beta$ равны нулю; $d_{14}=d_{1j}$, $j=5, 6$; $d_{14}=\eta \cdot 3 \cdot 10^5$ эрг^{1/2}·см^{-3/2}; η — величина, зависящая от конкретного кристалла; Z_e — заряд электрона в ед. СГС; $B_{\alpha\beta}=\eta \cdot 1.44 \times 10^{-4}$ эрг·см⁻¹ при $Z_e=|e|$.

Мощность теплового импульса фононов, регистрируемая квадратичным детектором (болометром), записывается в следующем виде:

$$I_{\sigma}(T_r, c(\text{Co})) = K_{\sigma} \frac{1}{v_{\sigma}^2} \int \hbar \omega n(\beta \omega) \rho_{\sigma}(\omega) \exp(-f_{\sigma}(\omega)) d\omega, \quad (2)$$

где K_{σ} — коэффициент, зависящий от геометрии образца; $n(\beta \omega)$ — планковская функция распределения фононов, $\beta = \hbar/k_B T_r$; T_r — температура генератора неравновесных фононов; $\rho_{\sigma}(\omega)$ — спектральная плотность фононов; $f_{\sigma}(\omega)$ — функция, характеризующая затухание баллистических фононов вследствие процессов рассеяния.

Искусственно выращенные кристаллы CdTe содержат $\sim 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³ неконтролируемых примесей (Li, Mg, Fe) и 10^{11} — 10^{12} см⁻² дислокаций [12, 13].

Так как детальной информации о химическом составе неконтролируемых примесей в исходном образце CdTe нет, то будем считать, что фононовое рассеяние фононов в нем описывается функцией $f_0 = K_0 \omega$ с линейной зависимостью $I_{\sigma}(T_r, 0)$ от напряжения «греющего» импульса U . Акустические фононы продольной моды $\sigma=l$, распространяющиеся вдоль одной из осей четвертого порядка $\mathbf{q} \parallel C_4$, $C_4 \parallel [100]$, в кристаллах с симметрией T_d непьезоактивны [6, 11]. Экспериментально наблюдаемое слабое примесное рассеяние продольных мод $\mathbf{q} \parallel C_4$ $I_l(0) I_l^{-1}(\text{Co}) \approx 1.1$ при $I_l(0) I_l^{-1}(\text{Co}) \approx 4.8$ (рис. 1) указывает на то, что рассеяние, обусловленное пьезоэлектрической составляющей $H_{\alpha\beta\beta}$, доминирует над всеми другими механизмами рассеяния.

Основное состояние магнитоактивной $3d$ -оболочки Co^{2+} во внутрикристаллическом поле симметрии T_d — орбитальный синглет [7, 11], т. е. эффект Яна—Теллера реализуется на возбужденных состояниях. Энергия расщепления между основным и возбужденным донорными состояниями в CdTe $\Delta \approx 220$ К при энергии ионизации $E_i \approx 1.4 \cdot 10^4$ К [13]. Магнитоактивная $3d$ -оболочка и донорные состояния связаны $sp-d$ -обменным взаимодействием [13].

При используемых напряжениях «греющего» импульса $U \leq 30$ В, $T_r \leq 25$ К. Примесное затухание баллистических фононов при $\omega_r < \Delta$ определяется упругим рассеянием второго порядка [8-10].

Вклад резонансных фононов $\omega \approx \Delta$ в полный поток тепловой энергии, регистрируемой болометром, мал.

Вероятность упругого рассеяния второго порядка рассматривалась в работах [9, 10]. С учетом пьезоэлектрической составляющей в операторе $H_{\alpha\beta\beta}$ (1) вероятность упругого рассеяния определяется соотношением

$$W_{q\sigma} = \frac{\pi^2}{4} \frac{N_{\text{пр}}}{d_0^2} \frac{\omega^4}{v_{\sigma}^2 v_{\sigma'}^2} \frac{1}{\hbar^2 ((\Delta - \omega)^2 + \Gamma^2)} (u_x \lambda_{\beta})^2 \langle u_y \lambda_{\gamma} \rangle (C_{\alpha\beta}^2 + \frac{1}{q^2} B_{\alpha\beta}^2) \times \\ \times (C_{\gamma\eta}^2 + \frac{1}{q_{\sigma'}^2} B_{\gamma\eta}^2) F(q_{\sigma'}), \quad (3)$$

где $F(q_{\sigma'}) = (1 + (a_{q_{\sigma'}}^*)^2)^{-2}$, $N_{\text{пр}}$ — число примесей в единице объема, d_0 — плот-

ность вещества, $\lambda_\alpha = q_\alpha |q|^{-1}$, $\langle (u_r \lambda_r)^2 \rangle_l, \tau = \frac{3\pi}{5}$, $a^* = \epsilon_0 \mu_n^{-1} a_H$ — эффективный радиус донорного состояния, a_H — радиус Бора. Для CdTe $\mu_n = 0.1$, $\epsilon_0 = 9.5$ [14].

Аналогичное выражение для упругого рассеяния второго порядка без учета пьезоэлектрической составляющей в $H_{\text{эфф}}$ приведено в работе [13].

Зависимость $f_{\text{пр}}(\omega)$ от частоты в температурной шкале, согласно (3), определяется соотношением

$$f_{\text{пр}}(\omega, A_{i\alpha}) = \frac{A_1 T_\omega^4 + A_2 T_\omega^2 + A_0}{(T_\Delta - T_\omega)^2 + \Gamma^2} \frac{L}{v_\sigma}, \quad (4)$$

где L — расстояние между генератором фононов и болометром, $T_\omega = \hbar \omega k_B^{-1}$.

Дисперсия фононов, взаимодействующих с двухуровневой примесной системой, рассматривалась в работе [6, с. 255]. Изменение групповой скорости определяется соотношением

$$\Delta v_\sigma = \frac{N_{\text{пр}}}{2dv_\sigma} \left(C_{\alpha\beta}^2 + \frac{B_{\alpha\beta}^2}{q^2} \right) \frac{\Delta - \omega}{\Delta^2 - \omega^2 + 2i\omega\Gamma + \Gamma^2}. \quad (5)$$

Значения интегралов $I_\sigma(T_r)$ в (2) и их зависимости от T_r наилучшим образом описывают экспериментально полученные кривые при следующих значениях параметров A_i в $f(\omega)$, вычисленных с помощью ЭВМ (рис. 2): для $I_t(T, \text{Co})$ $A_4 = 0.02 \pm 0.01$, $A_2 = 200 \pm 30$, $A_0 = 7.5 \pm 1.5 \cdot 10^4$, $K = 0.03$; для $I_l(T, \text{Co})$ $A_4 = 0.002 \pm 0.001$, $A_2 = 3.5 \mp 0.5$, $A_0 = 0$, $K = 0.01$.

Численные значения силовых констант, входящих в выражения (1), (3), равны $C_{\alpha\alpha} = 1.1 \pm 0.3$, $C_{\alpha\beta} = 2.9 \pm 0.2$ эВ, $\tau_1 = 0.68 \pm 0.25$. При разумных значениях констант электрон-фононного взаимодействия наблюдаемые значения изменения скоростей фононов на порядок больше величин Δv_σ , определяемых соотношением (5).

Список литературы

- [1] Weis O. // J. de Phys. 1972. V. 33. N 10. Suppl. C4. P. 49—56.
- [2] Садыков Н. Р., Хабибуллин Б. М., Шегеда А. М. // Акустоэлектроника и физическая акустика. Казань, 1988. С. 14—19.
- [3] Лифшиц И. М. // УФН. 1964. Т. 83. № 3. С. 617.
- [4] Марадудин А., Монтролли Э., Вейсс Дж. Динамическая теория кристаллической решетки в гармоническом приближении. М.: Мир, 1965. 397 с.
- [5] Каган Ю. М., Иосилевский Я. И. // ЖЭТФ. 1963. Т. 44. № 1. С. 284—289.
- [6] Такер Дж., Ремптон В. Гиперзвук в физике твердого тела. М.: Мир, 1975. 454 с.
- [7] Альтшулер С. А., Козырев Б. М. Электронный парамагнитный резонанс. М.: Физматгиз, 1961. 368 с.
- [8] Zylberstej A. // См. [1]. С. 85—88.
- [9] Suzuki K., Mikoshiba N. // Phys. Rev. 1971. V. B3. N 6. P. 2550—2561.
- [10] Fieldy T., Ishiguro T., Elbaum C. // Phys. Rev. 1973. V. B7. N 3. P. 1392—1403.
- [11] Мак-Фи Дж. // Физическая акустика. М.: Мир, 1969. Т. 4А. С. 13—62.
- [12] Slack G., Galginitis S. // Phys. Rev. 1964. V. 133. N 1A. P. 253—268.
- [13] Furdyna J. K. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 4. P. 29—64.
- [14] Физика соединений A_2B_6 / Под ред. А. Н. Георгобиани, М. К. Шейкмана. М.: Наука, 1986. 320 с.

Казанский физико-технический институт

Поступило в Редакцию
9 сентября 1991 г.