

УДК 535.537.2

©1995

## АКУСТИЧЕСКАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ДВУХУРОВНЕВЫХ УПРУГИХ ДИПОЛЬНЫХ ЦЕНТРОВ В КРИСТАЛЛАХ

*Ф.С.Ваганова, Р.В.Сабурова*

Витебское отделение Института физики твердого тела и полупроводников  
АН Беларуси

(Поступила в Редакцию 17 декабря 1993 г.)

В окончательной редакции 16 сентября 1994 г.)

Рассчитана диссипативная часть линейной акустической восприимчивости двухуровневых туннелирующих упругих дипольных центров, взаимодействующих между собой через поле виртуальных фононов. Найден спектр коллективных низкотемпературных возбуждений примесных упругих центров в кристалле. Оценены отклики (линейный и нелинейный) системы на внешнее акустическое возмущение, обнаружены низкотемпературные аномалии поглощения звука. Найдены концентрационная и температурная зависимости связанных мод.

Параупругие центры в щелочно-галогидных кристаллах типа  $O_2^-$  в KCl, двухуровневые системы (ДУС) в стеклах, ян-теллеровские центры в кристаллах — лишь отдельные примеры локальных центров с внутренними степенями свободы, обладающие упругим дипольным моментом и дискретным (вследствие квантово-механического туннелирования) энергетическим спектром. Особенности низкотемпературных тепловых и акустических свойств изолированных туннелирующих примесных упругих диполей в кристаллах и аморфных твердых телах довольно хорошо изучены [1–3]. При достаточно больших концентрациях туннелирующих упругих диполей (например, в твердых растворах  $(KBr)_{1-x}(CN)_x$  концентрация  $x$  может изменяться вплоть до  $x \rightarrow 1$ ) низкотемпературные свойства системы приобретают характерные аномалии, они менее изучены и теоретически, и экспериментально [4]. На рис. 1 приведена приближенная фазовая диаграмма для  $(KBr)_{1-x}(CN)_x$ . Мы рассматриваем фазу упругого стекла (ориентационное стекло).

В данной работе рассчитан спектр низкотемпературных примесных коллективных туннельно-фононных мод в системе взаимодействующих между собой (через поле виртуальных фононов) туннелирующих упругих диполей. Получено графическое изображение концентрационных зависимостей связанных мод. Найдены температурные зависимости

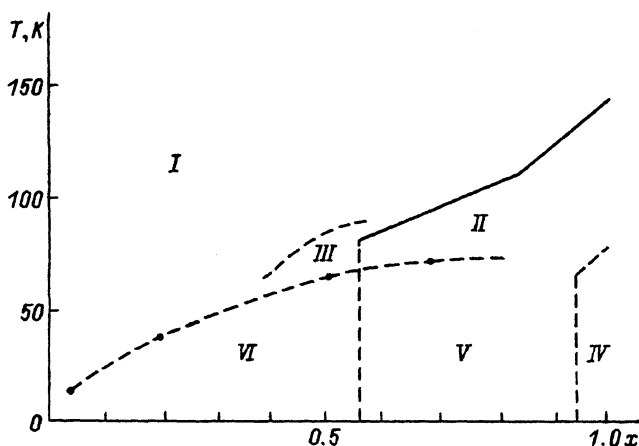


Рис. 1. Приближенная фазовая диаграмма для  $(\text{KBr})_{1-x}(\text{CN})_x$ .

I — группы  $\text{CN}^-$  свободно ориентированы, II — ферроупругая фаза, III — ориентационно-разупорядоченная фаза, IV — антисегнетоэлектрическая фаза, V — упруго-упорядоченная фаза, но электродипольно-разупорядоченная фаза (туннелирование), VI — ориентационное и электродипольное стекло (туннелирование).

связанных мод. Рассчитаны диссипативная часть линейной акустической динамической восприимчивости и фоновое эхо на коллективных возбуждениях. Обнаружены низкотемпературные аномалии поглощения звука в такой системе.

## 1. Гамильтониан задачи. Поглощение звука

Рассмотрим  $N_d$  туннелирующих упругих диполей, находящихся в двухъямном кристаллическом потенциале, хаотично расположенных в кристалле и взаимодействующих (сильно) с колебаниями решетки.

Гамильтониан задачи имеет вид [5,6]

$$\mathcal{H} = -\Omega_0 \sum_{i=1}^{N_d} \sigma_i^x - \varepsilon \sum_{i=1}^{N_d} \sigma_i^z + \sum_{\lambda} \omega_{\lambda} a_{\lambda}^{\dagger} a_{\lambda} + i \sum_{i,\lambda} O_{\lambda} \sigma_i^z \exp(ikr_i) \times (a_{\lambda} - a_{\lambda}^{\dagger}), \quad (1)$$

где  $\sigma^{\alpha}$  — матрица Паули ( $\alpha = x, y, z$ );  $\Omega_0$  — параметр туннелирования частицы;  $\varepsilon$  — разность энергий локализованных состояний дефекта;  $O_{\lambda}$  — константа упругой диполь-решеточной связи;  $r_i$  — радиус-вектор местоположения  $i$ -й частицы;  $a_{\lambda}^{\dagger}$  и  $a_{\lambda}$  — операторы уничтожения и рождения фонана моды  $\lambda$ , характеризуемой определенной ветвью фононного спектра и волновым вектором  $k$ ;  $\hbar\omega_{\lambda}$  — энергия фонана моды  $\lambda$ .

Мы будем рассматривать акустические моды колебаний решетки, поскольку нас интересуют низкотемпературные эффекты. Первый член в (1) описывает туннелирование диполя, второй член описывает энергию локализованных состояний дефекта, третий — колебания решетки и четвертый — упругое диполь-решеточное взаимодействие [7].

Пусть на систему упругих диполей действует внешнее акустическое возмущающее поле с амплитудой деформации  $e_0$ , частотой  $\omega$  и волновым вектором  $\mathbf{k}$ . Гамильтониан взаимодействия упругих диполей со звуковой волной имеет вид

$$\mathcal{H}(t) = -Ge_0 \sum_{i=1}^{N_d} \sigma_z^i \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)], \quad Ge_0 = V\sigma_0, \quad (2)$$

где  $G$  — тензор деформационной связи [3],  $V$  — тензор упругого диполя [8],  $\sigma_0$  — тензор напряжений, связанный с акустической волной.

Следуя теории линейного отклика Кубо, запишем мнимую часть продольной акустической динамической восприимчивости в виде [9]

$$\chi''(\omega, \mathbf{k}) = N_d G^2 \text{th}(\hbar\omega/2) \sum_{i,j} \exp[i\mathbf{k}\mathbf{r}_{ij}] [\bar{K}_{ij}^{zz}(\omega) + \bar{K}_{ji}^{zz}(-\omega)], \quad (3)$$

$$\bar{K}_{ij}^{zz}(\omega) = 1/2\pi \int dt \{ \exp[-i\omega t] \} \langle \{ \sigma_i^z(t) - \langle \sigma_i^z \rangle \} \{ \sigma_j^z(0) - \langle \sigma_j^z \rangle \} \rangle, \quad (4)$$

где черта сверху означает усреднение по конфигурациям примесных диполей, которое мы будем выполнять с помощью функции распределения молекулярных полей, найденной нами в [9]. Угловые скобки означают тепловое среднее с гамильтонианом  $\mathcal{H}$ . Вычисление спектральной функции  $\bar{K}_{ij}^{zz}(\omega) + \bar{K}_{ji}^{zz}(-\omega)$  проведем с помощью усредненных по конфигурациям примесных диполей температурных функций Грина вида

$$G_{ij}(\tau) = \overline{\langle T\tau\sigma_i^z(\tau)\sigma_j^z(0) \rangle},$$

где  $\tau = it$  — действительная переменная в интервале  $-\beta \leq \tau \leq \beta$ , с помощью которой диссипативная часть восприимчивости может быть представлена в виде

$$\chi''(\omega, \mathbf{k}) = N_d G^2 \text{th}(\beta\omega/2) \sum_{ij} [\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}_{ij})] i[G_{ij}(\omega + i\varepsilon) - G_{ij}(\omega - i\varepsilon)]. \quad (6)$$

Выражение (6) следует из (3)–(5) и спектрального представления для Фурье-компонент функции Грина (5), аналитически продолженных на всю комплексную плоскость.

Прежде чем переходить к расчету функции Грина, удобно выполнить унитарное преобразование гамильтониана (1), чтобы перейти к представлению, в котором отсутствует член, описывающий диполь-решеточную связь

$$\mathcal{H} = e^{-S}\mathcal{H}e^S, \quad S = i \sum_{i,\lambda} \frac{O_\lambda}{\omega_\lambda} (a_\lambda + a_{-\lambda}^\dagger) \sigma_i^z \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}_i), \quad (7)$$

а также перейти к новым операторам  $S_i^\alpha$  ( $\alpha = x, y, z$ ), диагонализующим линейную по операторам  $\sigma_i^\alpha$  часть гамильтониана

$$\begin{aligned} \sigma_i^z &= S_i^z \cos \varphi_i - S_i^x \sin \varphi_i, & \sigma_i^x &= S_i^x \cos \varphi_i + S_i^z \sin \varphi_i, \\ i\sigma_i^y &= S_i^y, & \sin \varphi_i &= \Omega/W_i, & W_i &= [\Omega^2 + (\varepsilon + \Lambda_i)^2]^{1/2}, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $\Lambda_i$  — случайное молекулярное поле в узле  $i$ . Тогда получим гамильтониан задачи в виде удобном для дальнейшего использования, разделив его на «основную часть» гамильтониана  $\mathcal{H}_0$  и «возмущение»  $\mathcal{H}_1$ :

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1, \quad \mathcal{H}_0 = - \sum_{i=1} W_i S_i^z + \sum_{\lambda} \omega_{\lambda} a_{\lambda}^{\dagger} a_{\lambda}, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_1 = & -\Omega_0 \sum_{i=1}^N [S_i^y \operatorname{sh} A_i + S_i^x \cos \varphi_i \delta \operatorname{ch} A_i + S_i^z \sin \varphi_i \delta \operatorname{ch} A_i] - \\ & - \frac{1}{2} \sum_{i,j}^N \mathcal{V}_{ij} [\cos \varphi_i \cos \varphi_j \cdot \delta S_i^z \delta S_j^z + \sin \varphi_i \sin \varphi_j S_i^x S_j^x - \\ & - \sin \varphi_i \cos \varphi_j S_i^x \delta S_j^z - \cos \varphi_i \sin \varphi_j \delta S_i^z S_j^x], \end{aligned} \quad (10)$$

$$\mathcal{V}_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{\lambda} \exp(ikr_{ij}) / O_{\lambda} / 2 / \omega_{\lambda} \approx L(r_{ij})^{-3} G^i G^j (\rho v_s)^{-1}, \quad (11)$$

где  $\delta S_{\alpha} = S_{\alpha} - \langle S_{\alpha} \rangle \langle \dots \rangle_0$  — термодинамическое среднее с гамильтонианом  $\mathcal{H}_0$ ,  $N$  — число узлов решетки,  $L$  — константа порядка единицы,  $\rho$  — плотность вещества,  $v_s$  — скорость звука в нем,  $\mathcal{V}_{ij}$  определяет косвенное взаимодействие упругих диполей через поле виртуальных акустических фононов [10-15]. Для «мягких» решеток необходим учет оптических фононов; для обычных диэлектриков вклад акустических фононов преобладает [11,12]. В выражении (10)  $S^{\alpha} = b_i S^{\alpha}$ , где  $b_i$  равно единице или нулю в зависимости от того, занят узел решетки примесным диполем ( $b_i = 1$ ) или нет ( $b_i = 0$ );

$$A_i = i \sum_{\lambda} - \frac{O_{\lambda}}{\omega_{\lambda}} (a_{\lambda} + a_{-\lambda}^{\dagger}) \exp(ikr_i), \quad (12)$$

$$\Lambda_i = \sum_j^{N_d} \mathcal{V}_{ij} \langle \sigma_j^z \rangle_0. \quad (13)$$

Перенормированный сильной диполь-решеточной связью параметр туннелирования имеет вид

$$\Omega = \Omega_0 \exp \left[ -\frac{1}{2} U_0 - T^2 / T_n^2 \right], \quad T_n = \frac{1}{k_B} \sqrt{\hbar^3 \rho v_s^5 O_{\lambda}^{-2}},$$

$$U_0 = \exp \left[ -\frac{1}{2} \sum_{\lambda} |O_{\lambda}|^2 / \omega_{\lambda}^2 \right],$$

$T_n$  — характеристическая температура, введенная в [6], выше которой важны многофононные процессы релаксации. Теория возмущений для функции Грина [5] строится по двум малым параметрам: 1) по  $Z^{-1}$  ( $Z$  — число диполей, взаимодействующих с данным); 2) по отношению  $\Omega / \Lambda_i$ .

Для нахождения функции Грина мы воспользовались диаграммной техникой и методами расчета, использованными в [9]. Диссипативную часть акустической динамической восприимчивости  $\chi''(\omega)$  в области температур  $\beta\omega \ll 1$  можно записать в виде

$$\chi''(\omega) = N_d G^2 \beta \left\{ \cos \varphi \langle S^z S^z \rangle_0 \frac{\omega \tau_0}{\omega^2 \tau_0^2 + 1} + \frac{\sin^2 \varphi \cdot W \langle S^z \rangle_0}{\nu_2^2 - \nu_1^2} (\omega^2 - \omega_\lambda^2) \times \right. \\ \left. \times \left( \sum_{a=1}^2 \frac{\omega \tau_a / 2\nu_a}{(\omega - \nu_a)^2 \tau_a^2 + 1} + \sum_{a=1}^2 \frac{\omega \tau_a / 2\nu_a}{(\omega + \nu_a)^2 \tau_a^2 + 1} \right) \right\}. \quad (14)$$

Выражение (14) аналогично выражениям (65), (66) для случая стекол при низких температурах, описываемых туннельными ДУС [10]. Однако фигурирующие в [10] параметры имеют иной смысл, чем в нашей формуле (14). Так, например, в [10]  $\omega_0$  — это резонансная частота одной изолированной ДУС, тогда как в данной работе резонансная частота  $\omega_0$  — единичный квант энергии коллективных возбуждений, обусловленных взаимодействиями ДУС между собой. В данной работе  $\tau_2$  — время жизни коллективных возбуждений, тогда как в [10]  $\tau_2$  — время жизни единичной ДУС. В выражении (14)  $\nu_1(\mathbf{k})$  и  $\nu_2(\mathbf{k})$  — частоты связанных туннельно-фононных возбуждений,  $\omega_\lambda = v_s |\mathbf{k}|$ ,

$$\nu_{1,2}^2(1) = \frac{1}{2} (\omega_\lambda^2 + B) \mp \frac{1}{2} \sqrt{(\omega_\lambda^2 - B)^2 + 4\omega_\lambda^2 g}, \\ B = \varepsilon_k^2 + g, \quad \varepsilon_k^2 = \overline{w^2} - c\Omega \langle \sigma^x \rangle_0 V(\mathbf{k}), \\ g = 3c\Omega \overline{\langle \sigma^x \rangle_0} O_\lambda^2 / \omega_\lambda, \quad \overline{w^2} = \Omega^2 + c \langle \sigma_z^2 \rangle V(0), \quad (15)$$

$V(\mathbf{k})$  — Фурье-образ упругого диполь-дипольного взаимодействия через поле виртуальных фононов,  $c$  — относительная концентрация примесных упругих диполей. Величина  $\tau_a$  ( $a = 1, 2$ ) определяет время жизни возбуждений (15), обусловленное диполь-решеточной связью

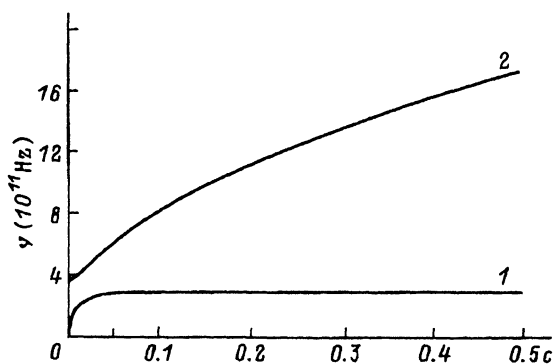
$$\tau_a^{-1} = \pm \frac{\eta (\pm \nu_a \pm i\varepsilon) (\nu_a^2 - \omega_\lambda^2)}{2\nu_a (\nu_2 - \nu_1)^2}, \quad \tau_0^{-1} = \text{Im } \xi(i\varepsilon), \quad (16)$$

где величины  $\eta$  и  $\xi$  определены в [9]. Величина  $\tau_a^{-1}$  меньше величины энергетического расщепления  $\nu_a$  ( $\tau_a^{-1} < \nu_a$ ), поэтому возбуждения являются хорошо определенными. В [16] показано, что затухание, обусловленное беспорядком, также не превышает  $\nu_a$ , хотя оно не мало. Поэтому возбуждения не локализованы, а являются распространяющимися коллективными возбуждениями.

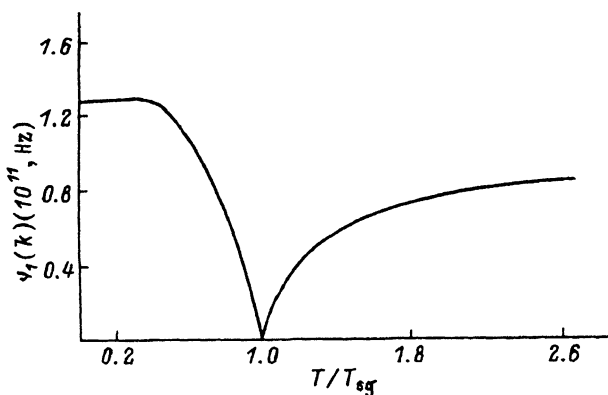
Используя выражения (11)–(15), получим графическое изображение концентрационных и температурных зависимостей связанных мод на примере  $\text{KBr:CN}^-$  при следующих значениях параметров:  $\omega_\lambda = 5 \times 10^{10}$  Hz,  $c = 0.5 \div 10^{-2}$ ,  $\Lambda_i \approx \nu_{ij}$ ,  $\Omega = 5 \cdot 10^{10}$  Hz,  $\nu_{ij} \approx 5 \cdot 10^{11}$  Hz,  $G = 0.24 \cdot 10^{-12}$  erg,  $\rho = 2$  g/cm<sup>3</sup>,  $v_s \approx 1.8 \cdot 10^7$  m/s,  $O_\lambda \sim 10^{12}$  Hz,

**Рис. 2.** Концентрационная зависимость частоты  $\nu_a$  коллективных возбуждений в  $\text{KBr:CN}^-$ .

1 —  $\nu_1(\mathbf{k})$ , 2 —  $\nu_2(\mathbf{k})$ .



$\tau_{i,j} \sim 10^{-8}$  см,  $\nu_a \sim 10^{11}$  Hz [1,15,17]. На рис. 2 приведена концентрационная зависимость мод  $\nu_a$  (15). Из рис. 2 видно, что моды могут быть возрастающими функциями концентрации ионов  $\text{CN}^-$ . На рис. 3 представлена температурная зависимость частоты мягкой моды  $\nu_1(\mathbf{k})$  при концентрации  $c = 0.3$ . В фазе стекла мягкая мода имеет критический волновой вектор  $\mathbf{k}_0 = 0$ , а в параупругой фазе  $0 < \mathbf{k}_0 < \mathbf{k}_{\text{Br}}$ , т.е.  $\mathbf{k}_0$  лежит между центром и границей зоны Бриллюэна. Мода  $\nu_1(\mathbf{k})$  является мягкой,  $\nu_1(\mathbf{k}) = 0$  при некоторой температуре  $T_{\text{sg}}$ . Это следует из наличия знака минус перед квадратным корнем в  $\nu_1^2(\mathbf{k})$ , а также из обращения в нуль  $\epsilon_k^2$  на границе стабильности моды  $T_{\text{sg}}$ . Граница стабильности моды определяется из условия максимума Фурье-преобразования  $V(\mathbf{k})$ , т.е.  $k_{\text{B}} T_{\text{sg}} = \max V(\mathbf{k})$ . Ранее Фишером и Клейном [15] было показано, что в щелочно-галогидных кристаллах с достаточно большой концентрацией примесных туннелирующих упругих диполей возникает фаза упругого стекла. В [15] изучены статические свойства упругого упорядоченного состояния типа спинового стекла. Нами рассматриваются динамические свойства такой же системы упругих диполей. Смягчение одной из мод происходит при температуре «стеклования»  $T_{\text{sg}}$ , т.е. при температуре перехода из полностью неупорядоченной параупругой фазы в фазу с «замороженными» упругими локальными полями.



**Рис. 3.** Температурная зависимость частоты мягкой моды  $\nu_1$  в  $\text{KBr:CN}^-$  при концентрации  $c = 0.3$ .

Коллективные моды существуют при  $T < T_{\text{sg}}$  в фазе стекла и при  $T > T_{\text{sg}}$  в парафазе.

Коллективные моды существуют и в парафазе, и в фазе стекла (по аналогии с сегнетоэлектриками и в отличие от ферромагнетиков), что связано с туннелированием диполей. Найденный нами спектр в фазе стекла отличается от спектра коллективных мод в сегнетофазе для частично дейтерированных водородосодержащих сегнетоэлектриков, поскольку у нас  $\overline{\langle \sigma^z \rangle} = 0$ ,  $\overline{\langle \sigma^z \rangle}^2 \neq 0$ . Из выражения (14) следует, что акустическая восприимчивость включает релаксационный (первый член) и резонансный (остальные члены в (14)) вклады. Преобладание того или иного вклада зависит от соотношения между туннельной частотой  $\Omega$  и эффективным полем  $\Lambda_i$ , действующим на диполь. При  $\Omega < \Lambda_i$  доминирует релаксационное поглощение, и наоборот: при  $\Omega > \Lambda_i$  преобладает резонансное поглощение звука коллективизированными упругими диполями на частотах связанных мод. Вследствие смягчения моды  $\nu_1(k)$  при подходе сверху к точке «стеклования»  $T_{sg}$  резонансная линия сужается, что приводит к аномальному возрастанию поглощения звука.

Оценка резонансного поглощения в  $\text{KBr:CN}^-$  показала, что коэффициент акустического поглощения  $\alpha = 2\nu_a \chi'' / \rho v_s^3 \sim 10^{-1} \text{ см}$  при  $T \simeq 0.1 \text{ К}$ ,  $c \sim 10^{-1}$ ,  $\nu_a = 10^3 \text{ ГГц}$ ,  $G \sim 0.24 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$  [17]. Таким образом, при гелиевых и ниже температурах в системе упругих диполей в кристалле могут распространяться связанные туннельно-фононные моды, на которых можно наблюдать параупругое поглощение звука (резонансное и релаксационное).

## 2. Фононное эхо

Рассмотрим возбуждение фононного эха в системе, описываемой гамильтонианом (1). Согласно нашим расчетам, в этой системе существуют коллективные возбуждения спин-волнового типа. Спектр этих возбуждений с единичным квантом энергии (15) эквидистантен. Первичное фононное эхо на этих модах возбуждается двумя короткими акустическими импульсами длительностями  $t_\gamma$  ( $\gamma = 1, 2$ ) амплитуды  $\epsilon_0$ , частоты  $\omega$  и промежутком времени между ними  $\tau_{12}$ . Длительности  $t_\gamma$  должны быть короче всех времен релаксации в системе  $t_\gamma < T_1, T_2, T_2^*$ , а  $\tau_{12}$  может превышать время обратимой фазовой релаксации  $T_2^*$ ;  $T_1, T_2$  — времена продольной и поперечной необратимой релаксации. В работе [18] показано, что для почти эквидистантного спектра возможно возбуждение сигналов индукции и эха импульсами внешнего переменного поля дипольного типа, возбуждающего переходы с изменением квантового числа энергетического уровня на единицу. Предполагая малым параметр неэквидистантности спектра  $\Gamma$  ( $\Gamma \sim 10^{-2}$ ), для интенсивности первичного фононного эха, излучаемого коллективизированными упругими диполями, имеем следующее выражение (см. [18]):

$$I(t) = I_0 \Gamma^2 \theta_1^2 \theta_2^2 (1 + 2\pi\nu_a t)^2 N_e \exp[(t - 2\tau)^2 / T_2^*] \times \exp(-4\tau / T_2) \lambda_s^2 S_0^{-1},$$

где  $I_0$  — интенсивность излучения одного кванта коллективного возбуждения (15):

$$I_0 = \frac{3\nu_a^4}{16\pi\rho\nu_s^5} \left| \sum_{\alpha\beta} G_{\alpha\beta} \right|^2, \quad \theta_\gamma = Ge_0 t_\gamma \hbar^{-1},$$

$\theta_\gamma$  — импульсная площадь  $\gamma$ -го импульса,  $\lambda_s$  — длина звуковой волны,  $S_0$  — площадь сечения образца,  $N_e$  — эффективное число излучающих квазичастиц. Трудно оценить число  $N_e$ , однако при наличии интенсивного акустического поглощения и подходящих источников мощных и коротких акустических импульсов возбуждение сигналов эха возможно. Амплитуда и длительность возбуждающих акустических импульсов должны удовлетворять условиям

$$\Gamma \hbar \nu_a t < 1, \quad Ge_0 t_\gamma^2 \Gamma \hbar \nu_a < 1, \quad \sin \theta \approx \theta \approx \hbar^{-1} Ge_0 t_\gamma.$$

Оценим интегральную интенсивность сигнала эха при следующих значениях параметров в системе КВг:CN<sup>-</sup> [17]:  $\nu_a = 10^{11}$  Hz,  $T = 0.02$  K,  $T_1 = T_2 = 10^{-8}$  s,  $T_2^* = 10^{-9}$  s,  $\Gamma = 10^{-2}$ ,  $\Omega = 10$  GHz,  $G = 0.24 \cdot 10^{-12}$  erg,  $c = 10^{-2}$ ,  $S_0 = 4 \cdot 10^{-9}$  m<sup>2</sup>,  $\nu_s = 1.8 \cdot 10^7$  m/s,  $\lambda_s = 1.8 \cdot 10^{-4}$  m,  $\rho = 2$  g/cm<sup>3</sup>,  $t_\gamma = 0.5 \cdot 10^{-9}$  s,  $\tau_{12} = 10^{-9}$  s,  $e_0 = 0.5 \cdot 10^{-5}$ ,  $I_0 \approx 0.4 \cdot 10^{-26}$  erg/s,  $N_e \approx 10^{13}$  cm<sup>-3</sup>. Интегральная интенсивность сигнала в направлении  $k = 2k_2 - k_1$  будет максимальна в момент времени  $t = 2\tau_{12}$  и равна  $I \approx 1.2 \cdot 10^{-2}$  erg/s. Вышеприведенные оценки показали, что сигнал фонного эха, излучаемый коллективизированными упругими диполями, может наблюдаться при рассмотренных нами условиях. Наблюдение сигнала позволит измерить значение деформационного потенциала, времена релаксаций, туннельное расщепление.

### Список литературы

- [1] Narayanamurti V., Pohl R.O. // Rev. Mod. Phys. 1970. V. 42. N 2. P. 201–236.
- [2] Берсукер И.Б., Полингер В.З. Вибронные взаимодействия в молекулах и кристаллах. М.: Наука, 1983. С. 333.
- [3] Гольданский В.И., Трахтенберг Л.И., Флеров В.Н. Туннельные явления в химической физике. М.: Наука, 1986. С. 294.
- [4] Foote M.C., Golding B. // J. Phys. Cond. Mat. 1989. V. 1. N 41. P. 7751–7756.
- [5] Pirc R., Gosar P. // Phys. Cond. Mat. 1969. V. 9. N 2. P. 377–398.
- [6] Sander L.M., Shore H.B. // Phys. Rev. B. 1971. V. 3. N 4. P. 1472–1482.
- [7] Joffrin J., Levelut A. // J. de Phys. 1975. V. 36. N 9. P. 811–822.
- [8] Стоунхэм А.М. Теория дефектов в твердых телах. М.: Мир, 1978. Т. 2. С. 355.
- [9] Ахмадуллин И.Ш., Сабурова Р.В. // ФНТ. 1984. Т. 10. № 9. С. 969–975.
- [10] Jackle J., Piche L., Arnold W. // J. Non. Cryst. Sol. 1976. V. 20. N 2. P. 365–391.
- [11] Глинчук М.Д., Смолянинов И.М. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 4. С. 1197–1198.
- [12] Вихнин В.С., Борковская Ю.Б. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 12. С. 3603–3607.
- [13] Black J.L., Halperin B.I. // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. N 6. P. 2879–2895.
- [14] Yoreo J.J., De Knaak W., Meissner M., Pohl R.O. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 12. P. 8828–8842.
- [15] Fisher V., Klein M.W. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. N 4. P. 289–293.
- [16] Берим С.М., Сабурова Р.В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990. Т. 56. № 6. С. 1188–1191.
- [17] Bridges F. // CRC Crit. Rev. in Solids. 1975. V. 5. N 1. P. 1–88.
- [18] Асадуллин Я.Я., Копвиллем У.Х. Деп. в ВИНТИ. Пер. № 3495-71. Казань, 1971.