

УДК 535.2:539.2

©1995

ФОНОННОЕ ЭХО В ОБЛУЧЕННОМ КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ КВАРЦЕ

Р.В. Сабурова, Г.П. Чугунова, С.А. Юматов

Казанский государственный технологический институт,
420015, Казань, Россия
(Поступила в Редакцию 5 октября 1994 г.
В окончательной редакции 25 апреля 1995 г.)

Изложена теория и предложен эксперимент по фононному эху в нейтронно-облученном кристаллическом кварце. Используются туннельная модель и функции распределения «стеклянных» параметров возбуждаемой системы. Найдены интенсивности обычного и дополнительного сигналов эха, их форма, длительность и ориентационная зависимость. Обнаружен эффект запаздывания сигналов эха.

В работе построена теория микроволнового фононного эха в облученном нейтронами кристаллическом кварце. Известно, что в облученном нейтронами и электронами кристаллическом кварце индуцируются туннельные состояния, обуславливающие «стеклянные» свойства этих кристаллов, аналогичные низкотемпературным универсальным свойствам аморфных твердых тел [1,2]. «Стеклоподобные аномалии» теплоемкости, теплопроводности и ультразвукового затухания достаточно хорошо описываются туннельной моделью [3,4], которой мы воспользуемся в нашем расчете, полагая что двухуровневые туннельные системы (ДУС) образуются при облучении нейтронами кристаллического кварца, причем плотность туннельных состояний (ТС) в отличие от структурных стекол зависит от дозы облучения [5]. В данной работе мы предлагаем эксперимент: фононное эхо в облученном кристаллическом кварце. Исследование кристаллов, в которых индуцируются ТС (микроскопический источник которых в аморфных твердых телах является важнейшей проблемой), представляет значительный интерес, поскольку ТС в кристаллической матрице изучать легче, чем в аморфной. Природа ТС в нейтронно-облученном кристаллическом кварце до конца не выяснена [1,2].

Рассчитаем интенсивность эха, возбуждаемого двумя импульсами бегущей акустической волны в амплитудой ε_γ , и частотой ω и волновым вектором \mathbf{k}_γ . Гамильтониан ДУС запишем в виде [6]

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_\gamma(t) = E s_z + (M s_x + D s_z) \varepsilon_\gamma \cos(\omega t_\gamma - \mathbf{k}_\gamma \mathbf{r}_i), \quad (1)$$

где E — туннельное расщепление, $E^2 = \Delta^2 + \Delta_0^2$, $M = G_\alpha \Delta_0 / E$, $D = 2G_\alpha \Delta / E$; s_z , s_x — матрицы Паули. Помимо туннельного параметра Δ_0 гамильтониан ДУС включает асимметрию двухъямного потенциала Δ , параметры упругой связи ДУС с решеткой M и D , величину деформационного потенциала ДУС G_α ($\alpha = l, t$ — индексы, характеризующие продольную и поперечную акустические поляризации), деформацию ε_γ (амплитуда акустического импульса), длительность импульса t_γ ($\gamma = 1, 2$ — номер импульса) и радиус-вектор местоположения ДУС в решетке \mathbf{r}_i . Существенной особенностью ДУС является широкое распределение энергетических расщеплений E , которое мы учитываем, вводя функцию распределения $P(E, \tau) = N_0 \tau^{-1} (1 - \tau)^{-1/2}$, где $\tau = (\Delta_0 / E)^2$, N_0 — плотность состояний ДУС [6].

Особенностью гамильтониана ДУС (1) является то, что при диагональном операторе \mathcal{H}_0 , описывающем спектр, гамильтониан взаимодействия ДУС с импульсом $\mathcal{H}_\gamma(t)$ содержит как недиагональные, так и диагональные матричные элементы, зависящие от времени, что значительно усложняет расчет эхосигнала. Мы использовали разработанный нами матричный метод расчета сигналов эха, использующий параметры малости ($D\varepsilon_\gamma(\hbar\omega)^{-1} \ll 1$, $M\varepsilon_\gamma(\hbar\omega)^{-1} \ll 1$) и позволяющий рассчитать T -экспоненту решения уравнения Шредингера во время действия импульса [7]. Интенсивность эхосигналов, возбуждаемых двумя резонансными ($\hbar\omega \approx E$) достаточно широкими импульсами длительности t_γ ($T_2^* < t_\gamma < T_1, T_2$, где T_1, T_2, T_2^* — времена энергетической, необратимой и обратимой фазовой релаксации), описывается выражением вида

$$I(\mathbf{k}, t) = FF^*, \quad F = \sum_{j=1}^N e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_j} \int_{-\infty}^{\infty} dz \int_0^1 d\tau P(E, \tau) I_0^{1/2}(\mathbf{k}) A_m A_n \text{ВГ}\Phi K, \quad (2)$$

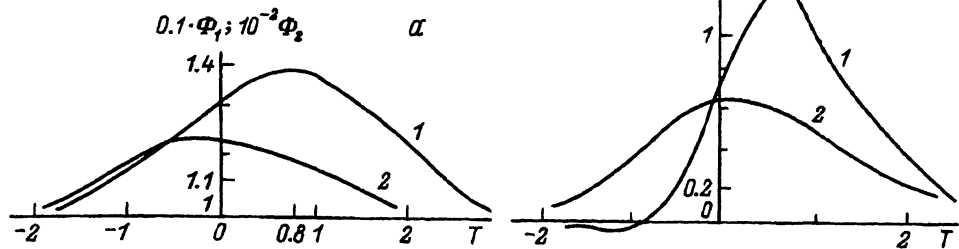
где знак * означает комплексно-сопряженную величину, N — число излучающих ДУС, $I_0(\mathbf{k})$ — интенсивность спонтанного излучения фононов изолированной ДУС в единицу телесного угла в направлении \mathbf{k} [7], $\Gamma = \exp(-2\tau_{12}/T_2)$, τ_{12} — промежуток времени между импульсами,

$$A_{m(n)} = \sum_{m(n)=-\infty}^{\infty} (-1)^{m(n)} \left[J_{m(n)} \left(\frac{2G_\alpha \Delta \varepsilon_\gamma}{\hbar\omega E} \right) \right]^2 e^{\pm m(n)\mathbf{k}_\gamma \mathbf{r}_\gamma}, \quad (3)$$

$$B = \exp\{i(-2\mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_1)\mathbf{r}_j\}. \quad (4)$$

Здесь $J_{m(n)}$ — функции Бесселя первого рода $m(n)$ -го порядка. Величина Φ описывает форму эха. Затухание, обусловленное спектральной диффузией, описывается множителем K , рассчитанным в [8].

Наряду с основным сигналом эха нами получены дополнительные отклики, появление которых обусловлено наличием асимметрии двухъямного потенциала (в отсутствие асимметрии эти отклики исчезают). Дополнительные сигналы эха менее интенсивны (они пропорциональны вышеупомянутым параметрам малости) и обладают необычными условиями пространственного синхронизма (по сравнению



Формы основного эха Φ_2 (1) и дополнительного эха Φ_1 (2) при различных амплитудах и длительностях импульсов.

a — $\epsilon_\gamma t_\gamma = 0.1$, $T = t_\gamma^{-1} |t - (2\tau_{12} + t_1 - t_2)|$, б — $\epsilon_\gamma t_\gamma = 1$.

с обычным эхом, для которого $k = 2k_2 - k_1$) $k_\alpha = (2k_2 - k_1) - mk_1 + nk_2$, где m и n — целые числа. Физически их существование связано с появлением спектра квазиэнергии во время действия интенсивных акустических импульсов [9].

Рассмотрим основной сигнал эха и наиболее интенсивный дополнительный отклик. Форма основного (Φ_1) и дополнительного (Φ_2) откликов описывается выражениями вида

$$\Phi_1 = \int_{-\infty}^{\infty} dz \frac{\theta_\gamma^3}{g^3} \sin^2 \left(\frac{gt_2}{2} \right) \left[\sin(gt_1) - \frac{2iz}{g} \sin^2 \left(\frac{gt_1}{2} \right) \right] \times \\ \times \exp \left\{ -iz(t - 2\tau_{12} + t_1 - t_2) \right\}, \quad (5)$$

$$\Phi_2 = \int_{-\infty}^{\infty} dz \frac{\Theta_\gamma^3}{g^3} \left(\frac{2G_\alpha \Delta \epsilon_\gamma}{\hbar \omega E} \right) \sin \left(\frac{gt_1}{2} \right) \exp \left\{ -iz(t - 2\tau_{12} + t_1 - t_2) \right\}, \quad (6)$$

$$g^2 = \Theta^2 + z^2, \quad z = \hbar^{-1} E - \omega, \quad \Theta = G_\alpha \epsilon_\gamma \Delta_0 / \hbar E.$$

В общем случае невозможно аналитически рассчитать форму эха. Нами проведено численное интегрирование для различных амплитуд и длительностей импульсов накачки (см. рисунок). Максимальное значение интенсивности основного эха на два порядка превышает интенсивность дополнительного эха. Форма эха зависит от амплитуды и длительности импульсов. Имеется запаздывание сигнала основного эха относительно момента появления такого сигнала в спиновых системах с узкими спектральными линиями. С увеличением амплитуды и длительности импульсов максимумы сигналов заостряются. Временные промежутки появления сигналов (основного и дополнительного) не совпадают. Форма основного эха асимметрична относительно точки $T = 0$, тогда как форма дополнительного эха симметрична. Ширина эха сужается с увеличением амплитуды и длительности импульсов, она определяется не разбросом резонансных частот (как в спин-системах), а длительностями импульсов накачки (подобно эху в стеклах [8]).

Интегральные интенсивности сигналов эха оценим при следующих величинах параметров ДУС и внешних воздействий. Пусть доза нейтронного облучения равна $6 \cdot 10^{18}$ neutron/cm², частота $\omega_0 \simeq 10^9$ Hz, $t_\gamma = 10^{-7}$ s, $T_1 \sim T_2 \simeq 3 \cdot 10^{-5}$ s, $T_2^* \simeq 10^{-7}$ s, $T = 0.02$ K, $G = 0.5$ eV, $N_0 = 4 \cdot 10^{31}$ erg⁻¹ · cm⁻³. Эффективное число возбужденных акустическим импульсом резонансных ДУС в единице объема равно $N = 10^{14}$ cm⁻³. Тогда интенсивность основного сигнала эха $I_1 = 10^{-8}$ W, а дополнительного $I_2 = 10^{-10}$ W. Когда доза равна $1.2 \cdot 10^{19}$ neutron/cm² (при тех же остальных параметрах), интенсивность эха равна $2 \cdot 10^{-8}$ и $2 \cdot 10^{-10}$ W. Если частота $\omega_0 \approx 10^{10}$ Hz и доза равна $6 \cdot 10^{18}$ neutron/cm², интенсивность основного эха равна $I_1 = 10^{-6}$ W, а дополнительного $I_2 = 10^{-8}$ W; при дозе $1.2 \cdot 10^9$ neutron/cm² интенсивность эха равна $2 \cdot 10^{-6}$ и $2 \cdot 10^{-8}$ W (остальные параметры те же).

Оценки показывают возможность наблюдения сигналов эха в облученных кристаллах кварца. Это позволит выяснить корректность туннельной модели для данного вещества, измерить туннельное расщепление, значение деформационного потенциала и времена релаксации туннелирующих систем в облученном кристаллическом кварце.

Список литературы

- [1] Gardner J.W., Anderson A.C. Phys. Rev. **B23**, 2, 474 (1981).
- [2] Laermans C., Esteves V. Phys. Lett. **A126**, 5, 6, 341 (1988).
- [3] Anderson P.W., Halperin B.I., Varma C.M. Phil. Mag. **25**, 1, 1 (1972).
- [4] Phillips W.A. J. Low Temp. Phys. **7**, 2, 351 (1972).
- [5] Vanelstraete A., Laermans C. Phys. Rev. **B42**, 9, 5842 (1990).
- [6] Phillips W.A. Rep. Prog. Phys. **50**, 10, 1657 (1987).
- [7] Копвиллем У.Х., Сабурова Р.В. Параэлектрический резонанс. М. (1982). 224 с.
- [8] Гуревич В.Л., Мурадов М.И., Паршин Д.А. ЖЭТФ **97**, 5, 1644 (1990).
- [9] Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Атом в сильном световом поле. М. (1984). 224 с.