УДК 534.22.0942

ФИЗИКА

Н. И. ПУШКИНА, член-корреспондент АН СССР Р. В. ХОХЛОВ

**О ВЫНУЖДЕННОМ КОМБИНАЦИОННОМ РАССЕЯНИИ ЗВУКА
В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИКАХ**

В работе выясняется возможность экспериментального исследования вынужденного рассеяния звука на колебаниях электрического поля в пьезоэлектриках. Данное рассеяние относится к классу так называемых акустических комбинационных явлений — нелинейных взаимодействий акустических волн с волнами другой природы. Примерами таких взаимодействий являются исследованные ранее рассеяние звука на температурных волнах (¹), комбинационное рассеяние звука в ферромагнетиках (^{2, 3}), рассеяние звука на вихревых волнах (^{4, 5}).

Рассматриваемое в данной работе рассеяние связано с членом $f_{ijklm}E_iS_{jk}S_{lm}$ в разложении свободной энергии пьезоэлектрика

$$F = C_{ijkl}S_{ij}S_{kl} + C_{ijklmn}S_{ij}S_{kl}S_{mn} + \epsilon_{ij}E_iE_j + \epsilon_{ijk}E_iE_jE_k + e_{ijk}E_iS_{jk} + d_{ijkl}E_iE_jS_{kl} + f_{ijklm}E_iS_{ij}S_{lm} + \dots \quad (1)$$

Здесь S_{ij} — тензор деформаций, E_i — компоненты электрического поля, f_{ijklm} — материальная константа, связанная с электроакустическим эффектом (изменение скорости звука в зависимости от приложенного электрического поля).

С точки зрения законов сохранения энергии и импульса данное взаимодействие возможно, когда продольная акустическая волна (возбуждающая) рассеивается на электромагнитной волне в поперечную акустическую волну и все три волны распространяются в одном направлении.

Решение связанных уравнений для звукового и электрического полей, таким образом, в виде плоских волн:

$$\mathbf{U} = \mathbf{U}_0(x) \exp i(k_{\parallel}x - \Omega_{\parallel}t) + \mathbf{U}(x) \exp i(k_{\perp}x - \Omega_{\perp}t) + \text{к.с.}, \quad (2)$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(x) \exp i(kx - \omega t) + \text{к.с.},$$

где $\mathbf{U}_0(x)$, $\mathbf{U}(x)$, $\mathbf{E}(x)$ — медленно меняющиеся с расстоянием амплитуды возбуждающей и рассеянной звуковых волн и электромагнитной волны соответственно; при этом предполагаем выполненными равенства $\Omega_{\parallel} - \Omega_{\perp} = \omega$, $k_{\parallel} - k_{\perp} = k$ (к.с. — комплексно сопряженный).

Поскольку скорость света много больше скорости звука, длина электромагнитной волны для гиперзвуковых частот много больше длины волны гиперзвука. Следовательно, волновой вектор почти одинаково для возбуждающей и рассеянной звуковых волн: $k_{\parallel} \simeq k_{\perp}$.

Подставим (2) в систему связанных уравнений звукового и электрического полей. Пренебрегая линейной связью между деформациями и электрическим полем и не рассматривая кристаллической структуры вещества, получим уравнения следующего вида для медленно меняющихся амплитуд $\mathbf{U}(x)$, $\mathbf{E}(x)$:

$$\partial U / \partial x + i A_1 U_0 E^* + \alpha_1 U = 0, \quad (3)$$

$$\partial E / \partial x + i A_2 U_0 U^* + \alpha_2 E = 0.$$

Здесь предполагалось, что $\bar{U}_0 \simeq \text{const}$; A_1, A_2 — коэффициенты, по порядку величины равные

$$A_1 \sim f k_{\perp} / (\rho v_{\perp}^2), \quad A_2 \sim f k_{\parallel} k_{\perp}^2,$$

где $f \sim f_{ijlm}$, ρ — плотность, $v_{\perp}$ — скорость поперечного звука, α_1, α_2 — амплитудные коэффициенты затухания волн.

Решение уравнения типа (3) дает для пороговой интенсивности возбуждающей звуковой волны

$$I \sim \rho^2 v_{\perp}^3 v_{\parallel}^3 \alpha_1 \alpha_2 c / (f^2 \Omega_{\perp} \omega), \quad (4)$$

c — скорость света, $v_{\parallel}$ — скорость продольной акустической волны.

Сделаем численные оценки для кристалла LiTaO_3 (или для LiNbO_3 ; оба кристалла сходны по своим физическим, в частности пьезоэлектрическим, свойствам) при низких температурах ($T = 4,2^\circ \text{K}$). Полагаем: $\rho = 7 \text{ г/см}^3$, $v_{\parallel} \simeq 6 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$, $v_{\perp} = 3 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$; $\Omega_{\parallel} \simeq \Omega_{\perp} \simeq \omega \sim 2\pi \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$; $\alpha_1 \sim 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ (⁶); $\alpha_2 = 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$; $f \sim 3 \cdot 10^5 \text{ CGSE л/см}^2$ (⁷).

Получаем $I \sim 1 \text{ вт/см}^2$.

Заметим здесь следующее. Известно, что в кварце коэффициент затухания звука $\alpha < 10^{-4} \text{ дб/см}$ для частоты звука $\sim 10^{10} \text{ сек}^{-1}$ при гелиевых температурах $T = 4,2^\circ \text{K}$ (⁸). Поскольку известно далее, что вообще LiTaO_3 обладает меньшим звуковым затуханием, чем кварц, то есть основания предположить, что образцы, в которых был измерен коэффициент α_1 , не были достаточно совершенными. Если предположить, что затухание звука в наиболее совершенных образцах LiTaO_3 не превышает затухания звука в кварце, т. е. если полагать $\alpha_1 \lesssim 10^{-4} \text{ дб/см}$ ($T = 4,2^\circ \text{K}$), то величина порога будет существенно ниже: $I \sim 10^{-2} \text{ вт/см}^2$.

Таким образом, вынужденное комбинационное рассеяние звука в пьезоэлектриках может быть предметом исследования экспериментальной нелинейной акустики.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило
2 VII 1971

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Н. И. Пушкина, Р. В. Хохлов, ЖЭТВ, **57**, 1263 (1969). ² И. А. Ахиезер, Л. Н. Давыдов, Укр. физ. журн., **14**, 1324 и 1335 (1969). ³ Н. И. Пушкина, Р. В. Хохлов, ФТТ, **12**, 398 (1970); ДАН, **190**, 1078 (1970); ЖЭТФ, **58**, 1475 (1970). ⁴ В. И. Татарский, Распространение волн в турбулентной атмосфере, М., 1967. ⁵ Н. И. Пушкина, Р. В. Хохлов, Акустич. журн., **17**, 167 (1971). ⁶ A. V. Smith, R. W. Kedzior et al., J. Appl. Phys., **40**, 2687 (1969). ⁷ R. B. Thompson, C. F. Quate, J. Appl. Phys., **42**, 907 (1971). ⁸ M. G. Blair, E. H. Jacobsen, Phys. Lett., **23**, 647 (1966).