УДК 534.24

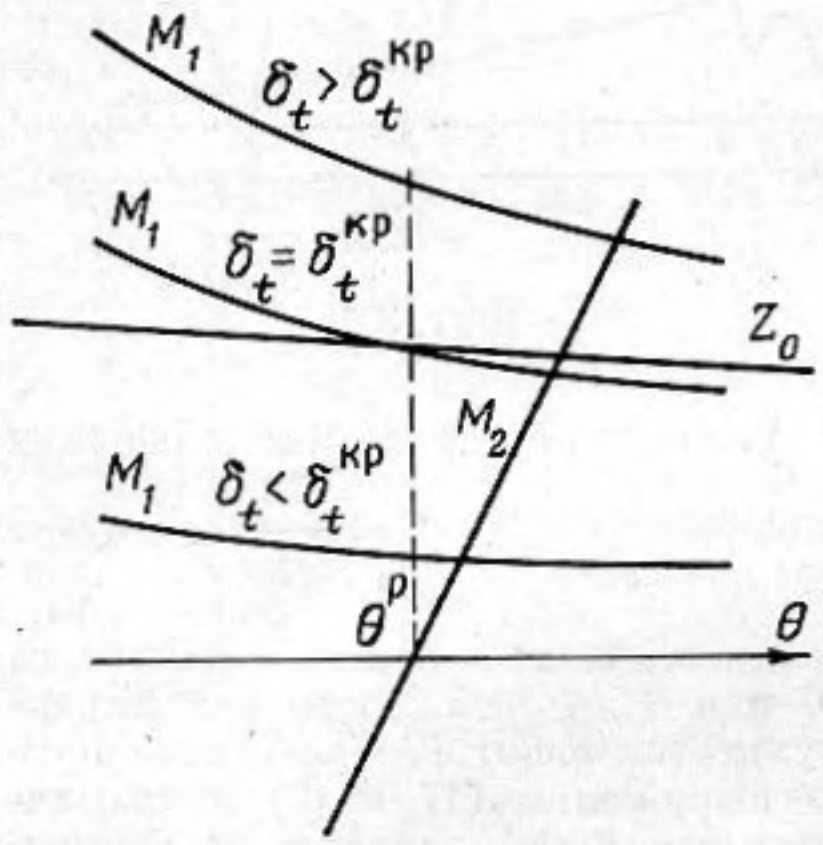
ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ОТРАЖЕНИЯ ЗВУКОВЫХ ПУЧКОВ ОТ ГРАНИЦЫ ЖИДКОСТЬ — ТВЕРДАЯ ПОГЛОЩАЮЩАЯ СРЕДА

В. М. Меркулова

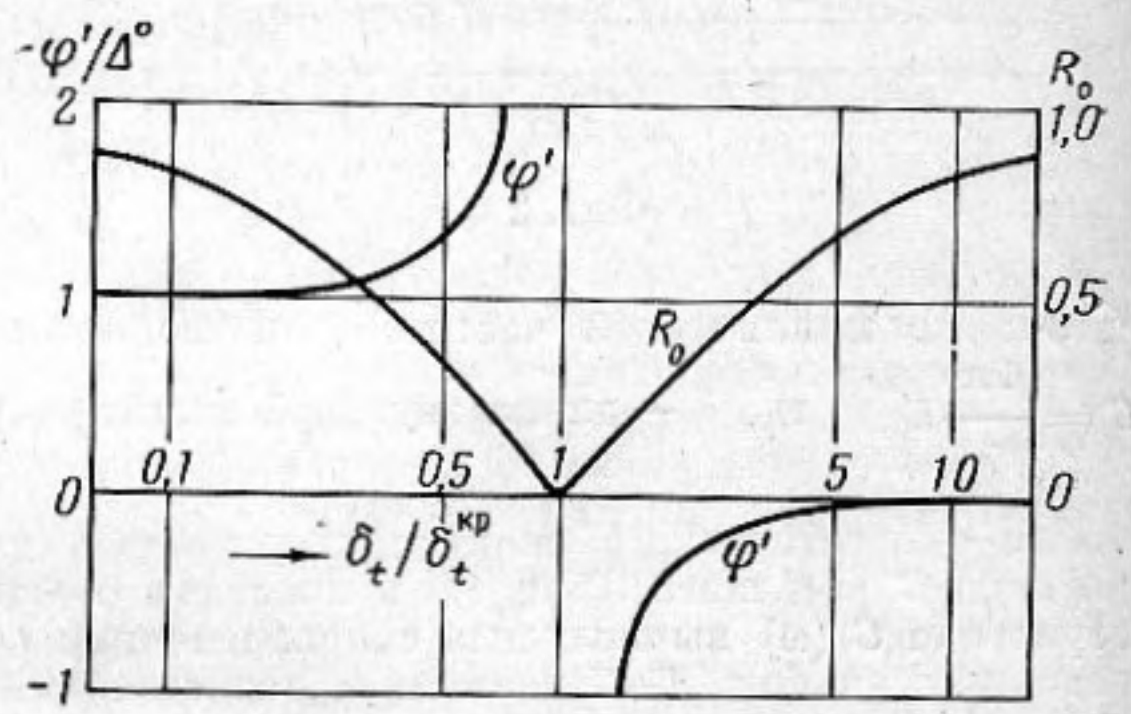
Известно, что при полном внутреннем отражении звуковых пучков от границы жидкость-твердая непоглощающая среда вблизи угла падения $\Theta_p = \arcsin(c_0 / c_p)$ наблюдается боковое смещение пучка, величина которого дается формулой Шоха [1]

$$\Delta^0 = -\left(\frac{\partial\varphi}{\partial q_x}\right)_{\theta=\theta_p} = \frac{2c_0\rho}{\pi f\rho_0}\left[\frac{r(r-s)}{s(s-1)}\right]^{1/2}\frac{1+6s^2(1-g)-2s(3-2g)}{s-g}. \qquad (1)$$

Здесь $r = (c_t / c_0)^2$, $s = (c_t / c_p)^2$, $g = (c_t / c_l)^2$; c_l, c_t — скорости продольных и сдвиговых волн в среде, c_0 — в жидкости, c_p — скорость волны Рэлея; ρ, ρ_0 — плотности среды и жидкости.



Фиг. 1



Фиг. 2

Можно рассмотреть более общий случай отражения от среды с поглощением. Представив волновые числа как $\bar{q}_{l,t} = q_{l,t} + j\alpha_{l,t}$ ($\alpha_{l,t}$ — коэффициенты затуханий продольных и сдвиговых волн) для модуля и фазы коэффициента отражения будем иметь [2]

$$|R| = \frac{[(M_1^2 + M_2^2 - z_0^2)^2 + 4M_2^2 z_0^2]^{1/2}}{(M_1 + z_0)^2 + M_2^2}, \qquad \operatorname{tg}\varphi = \frac{2z_0 M_2}{M_1^2 + M_2^2 - z_0^2}, \qquad (2)$$

где

$$\begin{matrix} M_1 = \mathrm{Re} \\ M_2 = \mathrm{Im} \end{matrix}\left[\frac{\rho\bar{c}_l}{\cos\bar{\beta}_l}\cos 2\bar{\beta}_t + \frac{\rho\bar{c}_t}{\cos\bar{\beta}_t}\sin 2\bar{\beta}_t\right], \qquad (3)$$

— действительная и мнимая части полного комплексного импеданца среды, а $z_0 = \rho_0 c_0 / \cos\Theta$.

При значениях Θ, бóльших 2-го критического, углы преломления выражаются в виде

$$\bar{\beta}_{l,t} = \left[\frac{\pi}{2} - \delta_{l,t}\frac{n_{l,t}}{(n_{l,t}^2 - 1)^{1/2}}\right] - j\,\mathrm{Arsh}\,(n_{l,t}^2 - 1)^{1/2}, \qquad (4)$$

введены обозначения: $\delta_{l,t} = \alpha_{l,t} / q_{l,t}$, $n_{l,t} = (c_{l,t} / c_0)\cdot\sin\Theta$. Из выражения (3) и (4), удерживая линейные по $\delta_{l,t}$ члены, находим

$$M_1 = \delta_l\rho c_l\frac{(2n_t^2 - 1)^2}{(n_l^2 - 1)^{3/2}} + \delta_t\rho c_t 4n_t^2\left[\frac{4n_t^2 - 3}{(n_t^2 - 1)^{1/2}} - \frac{2(2n_t^2 - 1)}{(n_t^2 - g)^{1/2}}\right], \qquad (5)$$

$$M_2 = \rho c_t 4n_t^2(n_t^2 - 1)^{1/2} - \frac{\rho c_l}{(n_l^2 - 1)^{1/2}}(2n_l^2 - 1)^2. \qquad (6)$$

Видно, что для углов $\Theta > \Theta_{2крит}$ активная составляющая импеданца целиком обуславливается наличием поглощения в среде. Для подавляющего большинства твердых тел (коэффициент Пуассона $\sigma = 0{,}2 \div 0{,}4$) второй член в формуле (5) существенно больше первого, т. е. поглощение сдвиговых волн является определяющим.

Модуль коэффициента отражения в случае наличия поглощения всегда меньше единицы, вблизи угла Θ_p он проходит через минимум, равный

$$|R|^{\Theta_p} = \left| \frac{M_1^{\Theta_p} - z_0}{M_1^{\Theta_p} + z_0} \right|. \tag{7}$$

Если δ_t — мало, так что выполняется условие $M_1^{\Theta_p} < z_0$, то отражающая среда эквивалентна среде с низким акустическим сопротивлением, фазы падающей и отраженной волн здесь отличаются на π. При $M_1^{\Theta_p} = z_0$, $|R|^{\Theta_p} = 0$, этому критическому случаю отвечает

$$\delta_t^{kp} = \frac{\rho_0}{\rho} \frac{(2s-1)}{4s(3-2s)} \left(\frac{s-1}{r-s} \right)^{1/2}. \tag{8}$$

Значение δ_t^{kp} достаточно велико, а поэтому может быть достигнуто только в сильно поглощающих материалах.

Характер изменения величин z_0, M_2, а также M_1 при разных δ_t вблизи Θ_p показан на фиг. 1.

Перейдем теперь к рассмотрению особенностей отражения ограниченного пучка. Угол между осью пучка и осью z примем равным Θ_p, ширина следа на граничной поверхности равна $2a$. Будем пренебрегать эффектом дифракционного расхождения, полагая амплитуду потенциала постоянной по сечению пучка. Возбуждающее поле на поверхности среды ($z = 0$) может быть задано в виде

$$\left.\begin{array}{ll} -a < x < a, & \Psi_0 \exp(jq_p x) \\ |x| > a, & 0 \end{array}\right\} = \frac{\Psi_0 \exp(jq_p x)}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin a\Omega}{\Omega} \exp(jx\Omega)\, d\Omega, \tag{9}$$

здесь $q_x = q_0 \sin\Theta$, $\Omega = q_x - q_p$.

Поле отраженного пучка определится выражением

$$\Psi_{\text{отр}}(x) = \frac{\Psi_0 \exp(jq_p x)}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |R(q_x)| \exp[j\varphi(q_x)] \frac{\sin a\Omega}{\Omega} \exp(jx\Omega)\, d\Omega. \tag{10}$$

Вычисление этого интеграла можно выполнить приближенно, разлагая модуль и фазу коэффициента отражения в ряд. Вблизи $q_x = q_p$ модуль проходит через минимум, а скорость изменения фазы максимальна, поэтому $R'(q_p) \approx 0$, $\varphi''(q_p) \approx 0$ * (штрихами отмечены производные по q_x). С точностью до членов порядка Ω^2, находим

$$|R(q_x)| \approx R_0(q_p) + \frac{\Omega^2}{2} R''(q_p), \qquad \varphi(q_x) \approx \varphi_0(q_p) + \Omega\varphi'(q_p). \tag{11}$$

Потенциал отраженного пучка представляется суммой

$$\psi_{\text{отр}}(x) = \frac{\Psi_0 R_0}{\pi} \exp[j(\varphi_0 + q_p x)] \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin a\Omega}{\Omega} \exp[j(x + \varphi')\Omega]\, d\Omega +$$

$$+ \frac{\Psi_0 R''}{2\pi} \exp[j(\varphi_0 + q_p x)] \int_{-\Omega_1}^{\Omega_1} \Omega \sin a\Omega \exp[j(x + \varphi')\Omega]\, d\Omega. \tag{12}$$

В последнем интеграле пределы интегрирования ограничены значениями $\pm\Omega_1$, в области которых справедливы разложения (11). Из сравнения с формулой (10) видно, что распределение поля, даваемое первым членом в (12), тождественно полю падающего пучка, который смещен вдоль оси x на интервал, равный $-\varphi'$, и имеет амплитуду в R_0 раз меньшую; второй член характеризует изменение амплитуды (модуляцию) по сечению отраженного пучка.

Из формул (7), (8) и (2), (6) соответственно находим

$$R_0(q_p) = \left| \frac{1 - \delta_t/\delta_t^{kp}}{1 + \delta_t/\delta_t^{kp}} \right|, \tag{13}$$

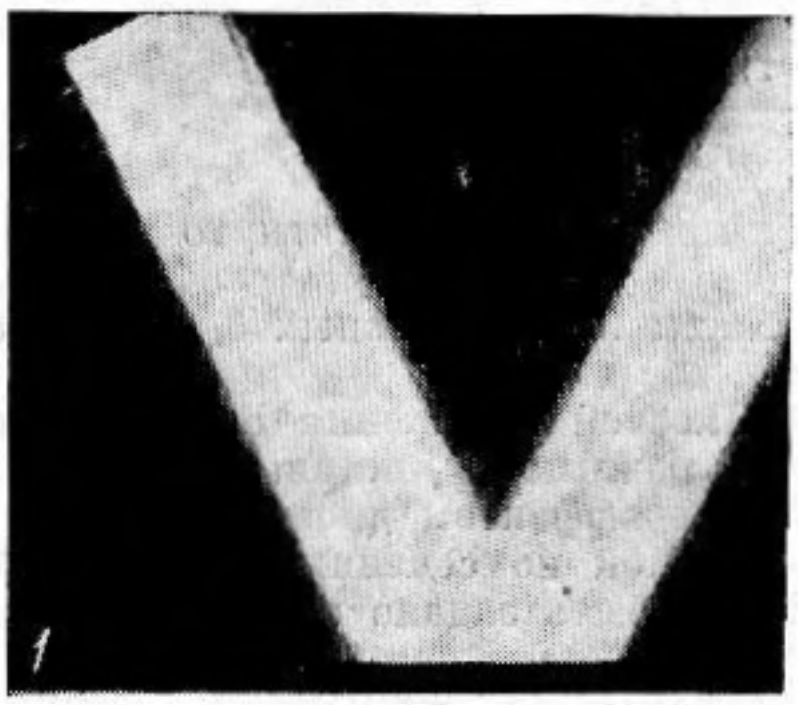
$$\varphi'(q_p) = \frac{-2}{[1 - (M_1^{\Theta_p}/z_0)]^2 z_0} \left(\frac{\partial M_2}{\partial q_x} \right)_{\Theta = \Theta_p} = \frac{-\Delta^0}{1 - (\delta_t/\delta_t^{kp})^2}, \tag{14}$$

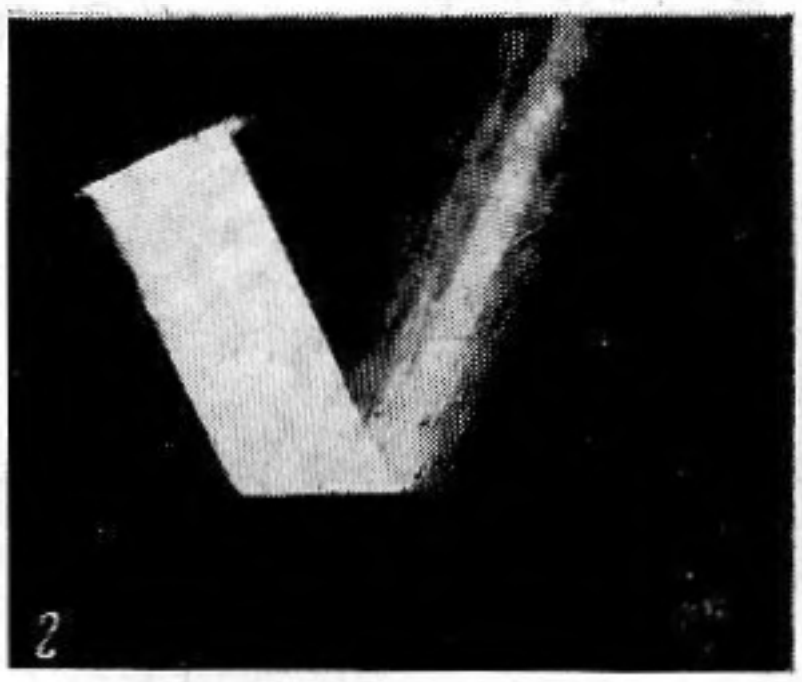
здесь Δ^0 — шоховское смещение при отсутствии поглощения в среде (формула (1)). На фиг. 2 показано как меняются величины R_0 и φ' в функции отношения δ_t / δ_t^{kp}.

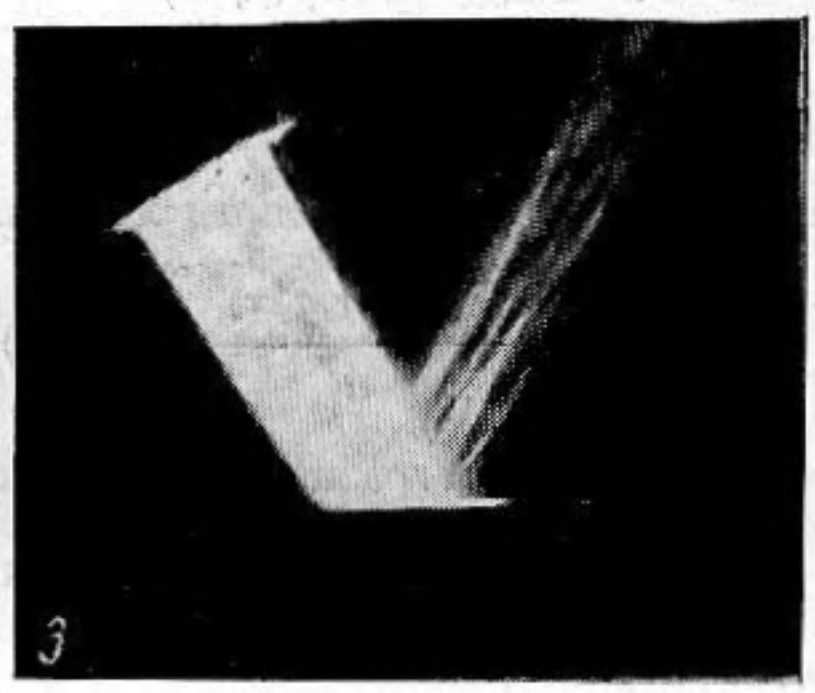
* Подробный анализ показывает, что φ'' обращается в нуль при угле Θ_p' несколько меньшем, чем Θ_p (в отсутствие поглощения). Если $\rho c_{l,t} \gg \rho_0 c_0$, различие Θ_p' и Θ_p пренебрежимо мало.

Таким образом, при наличии поглощения в интенсивности отраженного пучка вблизи угла θ_p должен наблюдаться провал, глубина которого пропорциональна R_0^2, сам пучок становится более неоднородным по сечению (возрастает R''). Величина бокового смещения при $\delta_t > \delta_t^{kp}$ стремится к нулю.

Для экспериментального наблюдения отражения ультразвуковых пучков был использован метод Теплера. Исследовался ряд образцов горных пород достаточно сильно различающихся по поглощению звука. Теневые фото фиг. 3 иллюстрируют ($f = 4{,}7$ *Мгц*) изменение характера отражения в зависимости от δ_t / δ_t^{kp}.







Фиг. 3

1. Монокристаллический кварц — Y — срез ($\delta_t / \delta_t^{kp} \lesssim 10^{-5}$). Отраженный пучок имеет постоянную интенсивность по сечению и смещен на величину Δ^0.

2. Кварцит ($\delta_t / \delta_t^{kp} \approx 0{,}25$). Видна неоднородная структура отраженного пучка; боковое смещение приблизительно равно Δ^0.

3. Песчаник ($\delta_t / \delta_t^{kp} \approx 3$). Вблизи угла θ_p резко падает интенсивность пучка; смещение практически отсутствует.

Отмеченные особенности отражения пучков могут использоваться для оценки величин затухания сдвиговых волн в сильно поглощающих средах.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Schoch. Seitliche Versetzung eines total reflektierten Strahls bei Ultraschallwellen. Acustica, 2, 1, 18, 1952.
2. В. М. Меркулова. Об отражении звуковых волн от границы жидкости и твердой поглощающей среды. Акуст. ж., 1969, **15**, 3, 464.

Ленинградский горный институт
им. Г. В. Плеханова

Поступила
1 марта 1971 г.

УДК 535.42:534.29

О ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛНАХ В АНГАРМОНИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

Б. И. Минков, Б. Л. Тиман

Известно, что при дифракции Рамана — Ната при рассеянии света на ультразвуковых волнах в жидкостях может наблюдаться существенная асимметрия дифракционной картины [1]. Это явление связано с нелинейными эффектами, приводящими к искажению профиля ультразвуковой волны. В работе [2] проведен анализ влияния упругой нелинейности на дифракцию Рамана — Ната при рассеянии света на ультразвуковых волнах в кристаллах и показано, что обусловленная упругой нелинейностью генерация второй гармоники влияет на интенсивность максимумов первого порядка таким образом, что один из максимумов усиливается, а другой ослабляется.