

ложения как по отношению друг к другу, так и по отношению к падающему лучу и нормали NN' к границе раздела. В частности, отражённый луч может лежать в плоскости падения по ту же сторону от нормали N , что

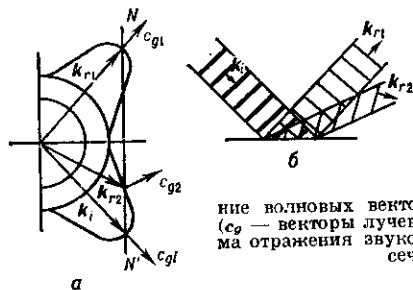


Рис. 4. Отражение акустической волны, падающей на свободную поверхность кристалла с образованием двух отражённых волн той же поляризации: а — определение волновых векторов отражённых волн (c_{g1} — векторы лучевой скорости); б — схема отражения звуковых пучков конечного сечения.

и падающий луч. Предельным случаем такой возможности является наложение отражённого пучка на падающий при наклонном падении последнего.

Влияние затухания на характер О. з. [8,9]. Коэф. отражения и прохождения не зависят от частоты звука, если затухание звука в обеих граничных средах пренебрежимо мало. Заметное затухание приводит не только к частотной зависимости коэф. отражения R , но и искажает его зависимость от угла падения, в особенности вблизи критич. углов (рис. 5, а). При отражении от границы раздела жидкости с твёрдым телом эффекты затухания существенно меняют угловую зависимость R при углах падения, близких к резонансному углу θ_R (рис. 5, б). На границе сред с пренебрежимо малым затуханием при таких углах падения имеет место полное внутреннее отражение и $|R| = 1$ (кривая 1 на рис. 5, б). Наличие затухания приводит к тому, что $|R|$ становится меньше 1, а вблизи $\theta_i = \theta_R$ образуется минимум

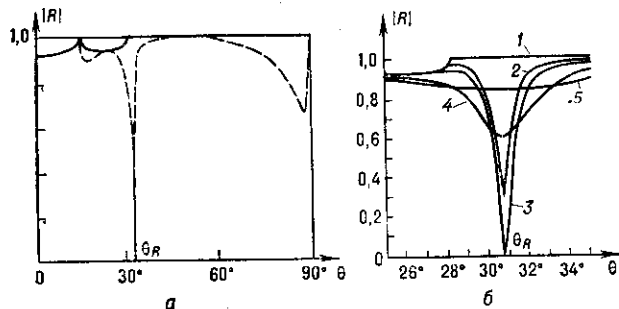


Рис. 5. Угловая зависимость $|R|$ на границе вода — сталь с учётом затухания: а — общий характер угловой зависимости $|R|$; сплошная линия — без учёта потерь, штриховая линия — то же с учётом затухания; б — угловая зависимость $|R|$ вблизи резонансного угла θ_R при различных значениях поглощения ($\alpha_T \lambda$) поперечных волн в стали на длине волны. Кривые 1—5 соответствуют увеличению этого параметра от значения $\alpha_T \lambda \approx 3 \cdot 10^{-4}$ (кривая 1) до значения $\alpha_T \lambda = 1$ (кривая 5) за счёт соответствующего возрастания частоты падающего УЗ-излучения.

$|R|$ (кривые 2—4). По мере увеличения частоты и соответствующего роста коэф. затухания глубина минимума увеличивается, пока, наконец, на нек-рой частоте f_0 , наз. частотой нулевого отражения, мин. значение $|R|$ не обратится в нуль (кривая 3, рис. 5, б). Дальнейший рост частоты приводит к уширению минимума (кривая 4) и влиянию эффектов затухания на О. з. практически для любых углов падения (кривая 5). Уменьшение амплитуды отражённой волны по сравнению с амплитудой падающей не означает, что падающее излучение проникает в твёрдое тело. Оно связано с поглощением вытекающей волны Рэлея, к-рая возбуждается падающим излучением и участвует в формировании отражённой волны. Когда звуковая частота f равна частоте f_0 , вся энергия падающей волны диссипируется на границе раздела.

О. з. от слоёв и пластин [1,3,5,6,10,11]. О. з. от слоя или пластины носит резонансный характер. Отражённая и прошедшая волны формируются в результате многократных переотражений волн на границах слоя. В случае жидкого слоя падающая волна проникает в слой под углом преломления θ_i , определяемым из закона Снелля. За счёт переотражений в самом слое возникают продольные волны, распространяющиеся в прямом и обратном направлениях под углом θ_i к нормали, приведённой к границам слоя (рис. 6, а). Угол θ_i представляет собой угол преломления, отвечающий углу падения θ_i на границу слоя. Если скорость звука в слое c_2 больше скорости звука c_1 в окружающей жидкости, то система переотражённых волн возникает лишь тогда, когда θ_i меньше угла полного внутр. отражения $\theta_{\text{крит}} = \arcsin(c_1/c_2)$. Однако для достаточно тонких слоёв прошедшая волна образуется и при углах падения, больших критического. В этом случае коэф. отражения от слоя оказывается по абс. величине меньше 1. Это связано с тем, что при $\theta_i > \theta_{\text{крит}}$ в слое вблизи той его границы, на к-рую падает извне волна, возникает неоднородная волна, экспоненциально спадающая в глубь слоя. Если толщина слоя d меньше или сравнима с глубиной возмущения противоположной границы слоя, в результате чего с ней излучается в окружающую жидкость прошедшая волна. Это явление просачивания волны аналогично просачиванию частицы через потенциальный барьер в квантовой механике.

Коэф. отражения от слоя

$$R = \frac{R_1 + R_2 \exp 2ik_{z2}d}{1 + R_1 R_2 \exp 2ik_{z2}d}, \quad (7)$$

где $k_{z2} = 2\pi(f/c_2) \cos \theta_i$ — нормальная компонента волнового вектора в слое, ось z — перпендикулярна границам слоя, R_1 и R_2 — коэф. О. з. соответственно на

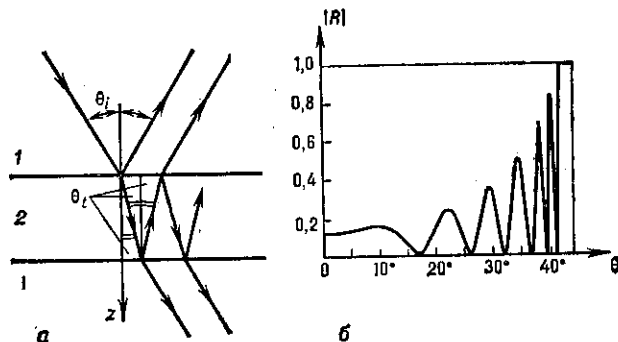


Рис. 6. Отражение звуковой волны от жидкого слоя: а — схема отражения; 1 — окружающая жидкость; 2 — слой; б — зависимость модуля коэффициента отражения $|R|$ от угла падения θ .

верхней и нижней границах. При $\theta_i < \theta_{\text{крит}}$ $|R|$ представляет собой периодич. ф-цию звуковой частоты f и толщины слоя d . При $\theta_i > \theta_{\text{крит}}$, когда имеет место просачивание волны через слой, $|R|$ при увеличении f или d монотонно стремится к 1.

Как ф-ция угла падения θ_i значение $|R|$ имеет систему максимумов и минимумов (рис. 6, б). Если по обе стороны слоя находится одна и та же жидкость, то в точках минимума $R = 0$. Нулевое отражение возникает, когда набег фазы на толщине слоя равен целому числу полупериодов

$$k_{z2}d = \pi n \quad (n = 1, 2, \dots) \quad (8)$$

и волны, выходящие в верхнюю среду после двух последовательных переотражений, будут находиться в противофазе и взаимно гасить друг друга. Наоборот, в нижнюю среду все переотражённые волны выйдут с одной и той же фазой, и амплитуда прошедшей волны окажется максимальной. При нормальном падении волны