СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Urick R. J.* Reverberation-derived Scattering Strength of the Shallow Sea Bed//J. Acoust. Soc. Amer. 1970. V. 48. № 1. P. 392.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Российской академии наук

Поступило в редакцию
25.11.92

УДК 534.21

© 1993 г. А. С. Белогорцев, С. А. Рыбак

К ОЦЕНКЕ ВРЕМЕНИ ЗАТУХАНИЯ КОЛЕБАНИЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ

При исследовании упругих свойств цилиндрических оболочек в процессе рассеяния ими звуковых волн обычно применяется импульсный режим облучения [1]. Сопоставление с расчетными моделями при этом, как правило, проводится в установившемся режиме колебаний. В этих условиях для выявления резонансных свойств колебаний длительность импульса падающей волны должна быть больше, чем время установления стационарного режима, которое в области резонанса определяется его добротностью. В отсутствие затухания в материале оболочки добротность зависит от энергии сигнала, переизлученного оболочкой.

Пусть на цилиндрическую оболочку под углом скольжения θ_0 падает плоская волна, при этом на частоте ω_p для некоторой нормальной волны, имеющей в окружном направлении номер m и продольное волновое число k_z, наблюдается условие пространственного совпадения [2]: $k_0 \cos\theta_0 = k_z$, k_0 — волновое число в воде. Резонансный характер амплитуды возбуждаемой нормальной волны определяется выражением $W_m \sim R_m = 1/(Z_y^m + Z_s^m)$, где Z_y^m — импеданс упругих колебаний цилиндрической оболочки, Z_s^m — импеданс излучения цилиндрической оболочки.

Время установления колебаний, равное времени релаксации за счет потерь в материале оболочки и излучения сигнала в воду τ, а также коэффициент затухания $\eta = 1/\omega\tau$ можно найти либо из уравнения $Z_y^m(\omega + i/\tau) + Z_s^m(\omega + i/\tau) = 0$, либо по ширине резонансного максимума. Если $\Delta\omega_1$ и $\Delta\omega_2$ таковы, что

$$|R_m(\omega_p - \Delta\omega_1)| = |R_m(\omega_p + \Delta\omega_2)| = 0{,}7 \cdot |R_m(\omega_p)|,$$

то $\eta = (\Delta\omega_1 + \Delta\omega_2)/\omega_p$.

С использованием этих выражений проводилась оценка коэффициента затухания η для двух типов оболочек с отношением толщины к радиусу $h/R = 0{,}286$ и $h/R = 0{,}063$.

Ниже приведены результаты расчета для стальной оболочки толщиной $h/R = 0{,}286$ и частоты падающего сигнала $\Omega_{\text{пр}} = \omega R/c_{\text{пр}} = 0{,}83$ $(k_0R = 2{,}93)$, где $c_{\text{пр}}$ — скорость продольных волн в пластине, сделанной из материала оболочки:

m	μ	θ_0	η_1	η_2
0	1,0	72°	0,0153	0,054
1	0,67	78°	0,0153	0,027
3	1,75	55°	0,0150	0,059

$\mu = k_zR$ — безразмерное волновое число нормальной волны, η_1 и η_2 — коэффициенты затухания волн для оболочки, находящейся в вакууме и в воде соответственно. При $\theta_0 = 78°$ в оболочке возбуждается квазисдвиговая волна, при $\theta_0 = 72°, 55°$ — квазиизгибные волны [2]. Отличие величины затухания от нуля для оболочки в вакууме объясняется заложенным в расчет затуханием в материале оболочки $\eta_\mu = 0{,}03$. Из сравнения η_1 и η_2 видно увеличение коэффициента затухания за счет излучения энергии в воду.

Представляют интерес расчеты, проведенные для стальной оболочки толщиной $h/R = 0{,}063$ и частоты падающего сигнала $\Omega_{\text{пр}} = 1{,}01$ $(k_0R = 3{,}57)$ при $m = 1$. В этом случае, возможно существование двух волн: квазисдвиговой, имеющей $\mu_1 = 1{,}03$, и квазиизгибной с $\mu_2 = 6{,}23$. Поскольку квазиизгибная волна имеет продольное волновое число большее, чем волновое число в воде $(\mu_2 > k_0R)$, то излучение у такой волны, бегущей по бесконечному цилиндру, отсутствует. Коэффициент затухания, определяющийся только потерями в материале оболочки, в этом случае равен $\eta = 1{,}78 \cdot 10^{-2}$. Если цилиндр имеет конечную длину L, то за счет наличия краев такая волна начинает излучать. Для оценки величины затухания в такой ситуации необходимо использовать выражение для импеданса излучения

$Z^m_{s,\text{огр}}$ ограниченной оболочки [3]. Величина коэффициента затухания в этом случае для оболочки длиной $L/R = 6{,}06$ оказывается равной $\eta = 2 \cdot 10^{-2}$, приближаясь с увеличением длины оболочки к значению в вакууме. Так, для $L/R = 14{,}7$ $\eta = 1{,}85 \cdot 10^{-2}$.

Значение коэффициента затухания для квазисдвиговой волны, имеющей продольное волновое число, меньшее, чем волновое число в воде ($\mu_1 < k_0R$), много больше ($\eta = 11 \cdot 10^{-2}$), чем для квазиизгибной волны за счет излучения в воду.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бугаев В. В., Музыченко В. В., Паникленко А. П.* К вопросу об амплитуде резонансного рассеяния звука ограниченными цилиндрическими оболочками//Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 4. С. 523—525.
2. *Музыченко В. В., Рыбак С. А.* Низкочастотное резонансное рассеяние звука ограниченными цилиндрическими оболочками. Обзор//Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 4. С. 561—577.
3. *Белогорцев А. С., Музыченко В. В.* Влияние ограниченности цилиндрической оболочки на амплитуду обратного рассеяния//Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 2. С. 228—234.

Поступило в редакцию 11.11.92

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Российской академии наук

УДК 534.231.1

© 1993 г. О. Э. Гулин, В. В. Темченко

О ВЛИЯНИИ ГРАНИЦ В ОДНОМЕРНОЙ ЗАДАЧЕ РАССЕЯНИЯ ИМПУЛЬСОВ НА СЛОЕ ПЕРИОДИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ

В работе [1] на основе численного моделирования рассматривалась задача рассеяния временных импульсов различной формы на периодически неоднородном полупространстве. Настоящее сообщение продолжает исследования [1], [2] и посвящено анализу особенностей, возникающих в процессах обратного рассеяния при учете конечных размеров среды.

Пусть на слой среды $L_0 \le z \le L$ с профилем скорости звука $C(z) = C_0(1 + M \times \cos Kz)$ из области $z > L$ с $C(z) = C_2$ ($C(z < L_0) = C_1$) в момент времени $t = +0$ падает импульс $\varphi(T)$. Тогда внутри слоя звуковое поле $U(z, t)$ удовлетворяет волновому уравнению с соответствующими граничными условиями (см. [1]). На границе слоя $z = L$ имеем $U(L, t) = \varphi(t) + R(t)$, где $R(t)$ — обратно рассеянный сигнал. В безразмерных координатах $\tau = t \times T^{-1}$, $x(z) = T^{-1}\int\limits_{L_0}^{z} dz'/C(z')$ $(0 \le x \le l)$ поле $U(L, t)$ можно представить в виде [1]

$$\tilde{U}(l, \tau) = \tilde{\varphi}(+0)\,\Psi_l(\tau) + \int\limits_{+0}^{\tau} d\xi\,\Psi_l(\tau - \xi)\,\frac{\partial\tilde{\varphi}(\xi)}{\partial\xi}.$$

Здесь функция $\Psi_l(\tau)$ описывает обратно рассеянное поле при падении на слой скачка $\tilde{\varphi} = \theta(\tau)$ ($\theta(\tau)$ — единичная функция Хевисайда), а $T = 2\pi K^{-1} C_0^{-1}(1 - M^2)^{-1/2}$ — время прохождения фронтом импульса одного периода профиля $\tilde{C}(x) \equiv C(z)$.

Укажем основные особенности поведения функций $\Psi_l(\tau)$ и $\tilde{R}(\tau)$ для рассматриваемой задачи.

Ограниченный характер среды вносит изменения в поведение функции $\Psi_l(\tau)$ при $\tau \ge 2l$ по сравнению со случаем полупространства, когда $\Psi_l(\tau)$ при $\tau \to \infty$ стремится к стационарному уровню, зависящему от характеристик профиля $\tilde{C}(x)$ [1]. Так, если $C_1 \ne \tilde{C}(0)$ и $C_2 = \tilde{C}(x)\,|_{x=l-0}$, то в момент $\tau = 2l$ наблюдается скачок функции $\Psi_l(\tau)$ величиной $R_1 = (C_1 - \tilde{C}(0))/(C_1 + \tilde{C}(0))$ с последующим переходом к стационарному состоянию, связанному с многократным влиянием границ [2]

$$\lim_{\tau \to \infty} \Psi_l(\tau) = 2C_1/(C_1 + C_2) = 1 + (C_1 - C_2)/(C_1 + C_2). \tag{1}$$

При согласованной границе $x = 0$ (т. е. $C_1 = \tilde{C}(0)$), когда на ней имеется разрыв производной $d\tilde{C}(x)/dx$, функция $\Psi_l(\tau)$ стремится к уровню (1), испытав при $\tau = 2l$ лишь разрыв производной $\partial\Psi_l(\tau)/\partial\tau$. Увеличение амплитуды M в обоих случаях затягивает процесс установления режима (1).

Для бесконечных ($\tau_1 \to \infty$) импульсов $\tilde{\varphi}(\tau) = (\theta(\tau) - \theta(\tau - \tau_1)) \times B \times \sin(\Omega T\tau + \varphi_0)$ согласованность границы $x = 0$ приводит к тому, что после момента $\tau = 2l$ для $\tilde{R}(\tau)$ начинается процесс