Числовые характеристики переходного процесса для импульсной (A_g, T_g) и переходной ($A_h T_h$) характеристик

	Номер варианта			
	1	2	3	4
T_g	10	2,9	5,1	9,2
A_g	0,073	0,236	0,111	0,225
T_h	5,9	2,6	3,7	5,5
A_h	0,067	0,102	0,073	0,108

быть изготовлен из материала типа сферопластика либо полимера, при этом отпадает необходимость создания описанных в [4] сложных электронных устройств для решения аналогичной задачи прикладной гидроакустики.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Касаткин Б. А.* Обобщенная ортогональность нормальных мод колебаний по толщине нагруженной пьезопластины.– Акуст. ж., 1978, т. 24, № 2, с. 203–208.
2. *Касаткин Б. А.* Обобщенная ортогональность нормальных мод колебаний слоистых пьезопреобразователей.– Акуст. ж., 1979, т. *25*, № 5, с. 710–716.
3. *Касаткин Б. А., Лебедев В. Г.* Спектр собственных частот нагруженной пьезопластины с переходным слоем.– Акуст. ж., 1979, т. *25*, № 3, с. 395–400.
4. *Голубков А. Г.* Гидролокатор дельфина, Л.: Судостроение, 1977.
5. *Домаркас В. И., Кажис Р.-И. Ю.* Контрольно-измерительные пьезоэлектрические преобразователи. Вильнюс, Минтис, 1975.

Всесоюзный научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений Хабаровский филиал, Гидрофизический центр

Поступила в редакцию 22.X.1979

УДК 534.231

ОБ АКУСТИЧЕСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ИЗЛУЧАЮЩИХ КРАЕВ ПЛАСТИНЫ

Никифоров А. С.

Излучение звука изгибно-колеблющейся изотропной пластиной конечных размеров на частотах ниже частоты совпадения волновых чисел изгибных колебаний пластины и соприкасающейся с ней среды обусловлено силами и моментами, возникающими на краях пластины и зависящими от граничных условий. При этом имеет место акустическое взаимодействие краев пластины, как излучателей звуковой энергии. Это взаимодействие рассмотрено, в частности, в работе [1] на примере длинной полосы, шириной a, без учета влияния звукового давления, образующегося в среде, на изгибные колебания пластины. В соответствии со сказанным в этой работе полагалось, что $\omega m \gg \rho_0 c_0$ (m – масса пластины, приходящаяся на единицу поверхности, ρ_0 – плотность среды, c_0 – скорость звука в среде, ω – круговая частота). Ниже результат, полученный в работе [1], обобщается на случай, когда указанное неравенство не выполняется.

Будем полагать, также как и в работе [1], что пластина в виде длинной (по сравнению с длиной звуковой волны в среде) полосы помещена в жесткий экран. По ширине пластины имеется одномерное распределение амплитуды колебательной скорости изгибных волн $v(x)$, причем эти волны образуют на краях пластины поперечные силы F и изгибающие моменты M, одинаковые по величине и фазе. Поступая, как в работе [1], можно определить звуковую энергию, излучаемую пластиной в полупространство, в виде интеграла

$$W \approx \frac{4b\rho_0}{\pi\omega m^2}\int\limits_{-k_0}^{k_0}[|F|^2+k^2|M|^2+k|FM^*-F^*M|]\times \tag{1}$$

$$\times(1+\cos ka)\frac{dk}{\sqrt{k_0^2-k^2}\left(1+\dfrac{\alpha^2k_0^2}{k_0^2-k^2}\right)},$$

где b – длина полосы, $\alpha=\rho_0c_0/\omega m$, F^* и M^* – сопряженные значения комплексных величин F и M. С помощью двукратного дифференцирования по параметру a интеграл, входящий в формулу (1), можно свести к табличному виду [2].

Решение интеграла в формуле (1) приводит к следующему выражению для излучаемой пластинной энергии:

$$W \approx \frac{2b\rho_0(1-\sigma)}{\omega m^2}\left[\,|F|^2(1+\varphi_F)+\frac{k_0^2|M|^2}{2(1+\sigma)}(1+\varphi_M)\right], \tag{2}$$

где $\sigma=\dfrac{\alpha}{\sqrt{1+\alpha^2}}=\dfrac{1}{\sqrt{1+\beta^2\gamma^2}}$, $\gamma=k_0a$, $\beta=\dfrac{\rho h}{\rho_0 a}$, h – толщина пластины, ρ – плотность материала пластины. Функции φ_F и φ_M описывают акустическое взаимодействие излучающих краев пластины и равны:

$$\varphi_F=\Gamma(1+\sigma)\left(\frac{2}{\gamma}\right)^{\sigma}J_\sigma(\gamma), \tag{3}$$

$$\varphi_M=2\Gamma(2+\sigma)\left(\frac{2}{\gamma}\right)^{\sigma}\left[\frac{1}{\gamma}J_{1+\sigma}(\gamma)-J_{2+\sigma}(\gamma)\right]. \tag{4}$$

Здесь Γ – гамма-функция, J – функция Бесселя.

Из формулы (2) видно, что при увеличении плотности среды ρ_0 ($\sigma\to1$) моментное излучение уменьшается в бóльшей степени по сравнению с силовым. Это можно объяснить дипольным характером моментного излучения и, как следствие, бóльшим влиянием на это излучение соколеблющейся массы, возрастающей при увеличении плотности среды.

Значение σ в зависимости от β изменяется в пределах от 0 до 1. При акустически легкой среде ($\beta\to\infty$) $\sigma\to0$ и выражения (3) и (4) приобретают вид

$$\varphi_F=J_0(\gamma),\qquad \varphi_M=2\left[\frac{1}{\gamma}J_1(\gamma)-J_2(\gamma)\right], \tag{5}$$

что соответствует результату, полученному в работе [1]. В случае акустически тяжелой среды ($\beta\to0$) $\sigma\to1$ и величины φ_F и φ_M становятся равными:

$$\varphi_F=\frac{2}{\gamma}J_1(\gamma);\qquad \varphi_M=\frac{8}{\gamma}\left[\frac{1}{\gamma}J_2(\gamma)-J_3(\gamma)\right]. \tag{6}$$

На низких частотах ($\gamma\ll1$) с учетом асимптотических представлений для функций Бесселя имеем

$$\varphi_F\approx1,\qquad \varphi_M=2\left[\frac{1}{2}-\frac{\gamma^2}{2+\sigma}\right]\approx1. \tag{7}$$

Таким образом, на низких частотах акустическая связь между излучающими краями пластины велика и энергия их суммарного излучения удваивается. Видно также, что при $\gamma\ll1$ акустическое взаимодействие излучающих краев пластины практически не зависит от коэффициента β, т. е. от свойств среды.

На высоких частотах ($\gamma\gg1$) с учетом соответственной асимптотики функций Бесселя получаем

$$\varphi_F\approx\left(\frac{2}{\gamma}\right)^{\sigma+1/2}\frac{\Gamma(1+\sigma)}{\sqrt{\pi}}\cos\theta, \tag{8}$$

$$\varphi_M\approx\left(\frac{2}{\gamma}\right)^{\sigma+1/2}\frac{2\Gamma(2+\sigma)}{\sqrt{\pi}}\cos\theta=2(1+\sigma)\varphi_F, \tag{9}$$

где

$$\theta=\gamma-\frac{\pi}{4}-\sigma\frac{\pi}{2}.$$

Из выражений (8) и (9) видно, что взаимодействие между краями пластины, излучающими под воздействием моментов, существеннее, нежели в случае силового излучения. При этом по мере увеличения плотности среды ($\sigma\to1$) это различие возрастает. Это обстоятельство обусловлено, по-видимому, тем, что акустическая связь между излучающими краями пластины осуществляется через соколеблющуюся массу, бóльшую при моментном излучении, имеющем дипольный характер, зависящую от плотности среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Никифоров А. С.* Излучение пластины конечных размеров при произвольных граничных условиях.– Акуст. ж., 1964, т. 10, № 2, с. 218–223.
2. *Градштейн И. С., Рыжик И. М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз, 1962.

Поступила в редакцию
25.I.1980