

**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

$$(1) \quad W \approx \frac{4b\rho_0}{\pi\omega m^2} \int_{-k_0}^{k_0} [|F|^2 + k^2 |M|^2 + k |FM^* - F^*M|] \times \\ \times (1 + \cos ka) \frac{dk}{\sqrt{k_0^2 - k^2} \left(1 + \frac{\alpha^2 k_0^2}{k_0^2 - k^2} \right)},$$

где b — длина полосы, $\alpha = \rho_0 c_0 / \omega m$, 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:

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

где $\sigma = \frac{\alpha}{\sqrt{1+\alpha^2}} = \frac{1}{\sqrt{1+\beta^2\gamma^2}}$, $\gamma = k_0 a$, $\beta = \frac{\rho h}{\rho_0 a}$, h — толщина пластины, ρ — плотность

материала пластины. Функции φ_F и φ_M описывают акустическое взаимодействие излучающих краев пластины и равны:

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

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

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

Из формулы (2) видно, что при увеличении плотности среды ρ_0 ($\sigma \rightarrow 1$) моментное излучение уменьшается в большей степени по сравнению с силовым. Это можно объяснить дипольным характером моментного излучения и, как следствие, большим 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 ($\beta \rightarrow \infty$) $\sigma \rightarrow 0$ и выражения (3) и (4) приобретают вид

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

что соответствует результату, полученному в работе [1]. В случае акустически тяжелой среды ($\beta \rightarrow 0$) $\sigma \rightarrow 1$ и величины φ_F и φ_M становятся равными:

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

На низких частотах ($\gamma \ll 1$) с учетом асимптотических представлений для функций Бесселя имеем

$$(7) \quad \varphi_F \approx 1, \quad \varphi_M = 2 \left[\frac{1}{2} - \frac{\gamma^2}{2+\sigma} \right] \approx 1.$$

Таким образом, на низких частотах акустическая связь между излучающими краями пластины велика и энергия их суммарного излучения удваивается. Видно также, что при $\gamma \ll 1$ акустическое взаимодействие излучающих краев пластины практически не зависит от коэффициента β , т. е. от свойств среды.

На высоких частотах ($\gamma \gg 1$) с учетом соответственной асимптотики функций Бесселя получаем

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

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

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

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 ($\sigma \rightarrow 1$) это различие возрастает. Это обстоятельство обусловлено, по-видимому, тем, что акустическая связь между излучающими краями пластины осуществляется через соколеблющуюся массу, большую 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