Авторы работы [5] считают, что наиболее вероятным порядком гармоники поверхностной волны является $n=2$. При подстановке в приведенное выражение параметров рассмотренной нами системы оно приобретает вид: $d = 5{,}8 \cdot [1/f_{\text{в}}^2]^{1/3}$. Полученные расчетным путем данные приведены на фиг. 2 сплошной линией; пунктирной линией показана предполагаемая частотная зависимость состава эмульсии, полученная экспериментально. Как видно, вычисленные размеры частиц более чем на 2 порядка для частоты 22 *кгц* и на 1 порядок для частоты 2 *мггц* больше размеров частиц, полученных экспериментально. Интересно также отметить, что для получения частиц дисперсной фазы с размером 0,5 *мк*, согласно нашему предположению, пришлось бы возбуждать рассматриваемую систему на частоте около 41 *мггц*, которая находится весьма далеко от диапазона частот, используемого для получения эмульсии. Надо полагать, что в данном случае при эксперименте образование дисперсной фазы с гребней поверхностно-капиллярных волн отсутствовало.

Автор благодарит С. М. Рычкову за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Недужий. Некоторые особенности процесса образования эмульсии под действием ультразвука. Колл. ж., 1961, **23**, 4, 448—453.
2. В. Клейтон. Эмульсии, их теория и технические применения, М., ИЛ, 1950; П. А. Ребиндер, К. А. Поспелова. Современные представления об устойчивости, образовании и разрушении эмульсий и методы их использования (вступительн. ст.).
3. С. А. Недужий. Исследование процесса образования эмульсий, вызываемого действием звуковых и ультразвуковых колебаний. Обзор. Акуст. ж., 1961, **7**, 3, 275—294.
4. K. Stamm. Die Vernebelung Schmelzbarer Festkörper mit Ultraschall. Als Manuskript gedruckt, № 933, Köln-Opladen, 1960, 1—24.
5. E. Yeager, A. Patsis, F. Hovorka. Surface wave phenomena during ultrasonic emulsification. Proceedings of the Third International Congress on Acoustics. Stutgart, 1959, Amsterdam—London—New York, 1961, **2**, 1276—1278.
6. Г. Лэмб. Гидродинамика. М., ГТТИ, 1947.

Всесоюзный н.-и. кино-фотоинститут
Москва

Поступило в редакцию
7 сентября 1962 г.

ОБ ИЗЛУЧЕНИИ ЗАДЕМПФИРОВАННЫХ ПЛАСТИН

А. С. Никифоров

При воздействии на пластину конечных размеров поперечной силы F_i с частотой ω_i в пластине возбуждаются многие моды изгибных колебаний. Известно, что энергия, излучаемая модами с собственными частотами, значительно меньшими частоты ω_i (низкочастотными модами), может быть сравнима с энергией, излучаемой резонансными модами. В этом случае демпфирование пластины может не привести к существенному уменьшению излучаемой ею энергии, так как амплитуда низкочастотных мод не зависит от коэффициента потерь. Определить влияние низкочастотных мод на результат демпфирования пластины можно на примере прямоугольной пластины.

Рассмотрим прямоугольную опертую по краям пластину с площадью S, возбуждаемую в центре сосредоточенной силой F_i с частотой ω_i. Амплитуда колебательной скорости возбуждаемых при этом мод изгибных колебаний пластины будет равна [1]:

$$\dot{\xi}_\nu = \frac{F_i}{z_\nu} = \frac{4F_i\omega_i}{[\omega_\nu^2\eta + j(\omega_i^2 - \omega_\nu^2)]\, M}, \tag{1}$$

где z_ν — импеданс ν-й моды, ω_ν — собственная частота ν-й моды, η — коэффициент потерь в пластине, M — масса пластины.

Положим, что длина волны изгиба в пластине меньше длины волны в среде и, кроме того, длина волны в среде меньше размеров пластины. В этом случае взаимодействием мод через среду можно пренебречь и звуковую энергию, излучаемую пластиной, считать суммой вкладов всех возбужденных мод.

Энергия, излучаемая ν-й модой изгибных колебаний при принятых выше условиях, равна [2]

$$W_\nu = \frac{64\rho_0 c_0 k_{0i}^2 S \dot{\xi}_\nu^2}{\pi k_\nu^4}, \tag{2}$$

где $\rho_0 c_0$ — акустическое сопротивление среды, k_{0i}, k_ν — волновые числа среды и пластины. С учетом формулы (1) выражение (2) можно переписать в виде

$$W_\nu = \frac{64\rho_0 c_0 k_{0i}^2 \xi_i^2 \eta_0^2 \omega_i^4 \alpha^4 S}{\pi\omega_\nu^2 [\eta^2\omega_\nu^4 + (\omega_i^2 - \omega_\nu^2)^2]}.$$

Здесь η_0 и η — коэффициенты потерь в пластине до и после демпфирования, $\alpha^4 = c_{\text{п}}^2 h^2/12(1-\sigma^2)$, где $c_{\text{п}}$ — скорость продольных волн в пластине, h — толщина пластины, σ — коэффициент Пуассона пластины.

Суммарная энергия, излучаемая пластиной, есть

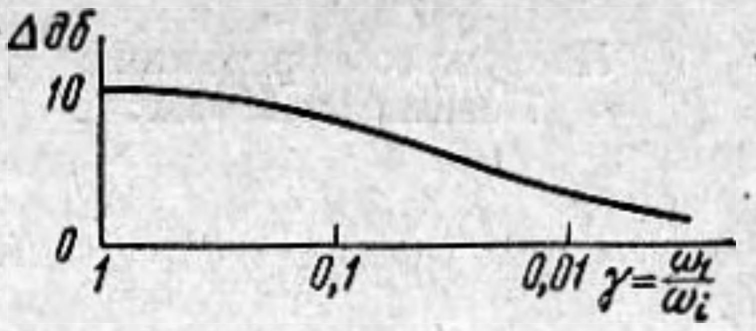
$$W = \sum_{\nu=1}^{\infty} W_\nu \approx \int_{\omega_1}^{\infty} W_\nu \frac{d\omega_\nu}{2\varepsilon_\nu} = \frac{8\rho_0 \omega_i^6 \xi_i^2 \eta_0^2 \alpha^2 S^2}{\pi^2 c_0} \int_{\omega_1}^{\infty} \frac{d\omega_\nu}{\omega_\nu^2 [\eta^2\omega_\nu^4 + (\omega_i^2 - \omega_\nu^2)^2]},$$

где ε_ν — частотный интервал между соседними модами, равный для прямоугольной пластины $\varepsilon_\nu \approx 4\pi\alpha^2 S^{-1}$ [1].

Решение интеграла при $\eta^2 \ll 1$ приводит к выражению:

$$W = \frac{4\rho_0 k_{0i} \eta_0^2 \alpha^2 S^2 \xi_i^2}{\pi^2} \left\{ \frac{2}{\gamma} + \frac{1}{\eta} \left[\pi - \operatorname{arc\,tg} \frac{\eta\gamma}{1 - \left(1 + \frac{\eta^2}{2}\right)\gamma^2} \right] \right\} = A(B + C), \text{ где } \gamma = \omega_1/\omega_i.$$

Величина B, независящая от коэффициента потерь в пластине, определяет вклад низкочастотных мод в суммарное излучение пластины, величина C — вклад резонансных мод. Очевидно, что увеличение потерь в пластине, например, путем нанесения на нее вибродемпфирующего покрытия, не может уменьшить излучаемую пластиной энергию ниже значения, определяемого величиной B, т. е. вкладом низкочастотных мод.



Уменьшение энергии (в децибелах), излучаемой пластиной, при демпфировании последней можно определить, как

$$\Delta = 10 \lg \frac{B + C(\eta_0)}{B + C(\eta)}, \text{ дб}, \tag{3}$$

где $C(\eta_0)$ и $C(\eta)$ — значения C до и после демпфирования пластины.

Из фигуры, где представлена зависимость Δ от отношения γ, построенная для случая увеличения коэффициента потерь в пластине с 0,01 до 0,1, видно, что ограничение эффекта демпфирования низкочастотными модами может быть очень существенным. В частности, при $\gamma = 0{,}01$ суммарная энергия, излучаемая пластиной, уменьшается всего на 3,4 *дб*, в то время как энергия, излучаемая резонансными модами, уменьшается на 10 *дб*. Видно также, что при демпфировании пластины ограничивающее влияние низкочастотных мод тем существеннее, чем меньше γ, т. е. чем выше частота возбуждающей силы по отношению к собственной частоте первой моды.

Из формулы (3) можно получить максимальное уменьшение Δ_m энергии, излучаемой пластиной, достижимое путем демпфирования последней. Положив $C(\eta) \ll B$, получим

$$\Delta_m = 10 \lg \left\{ 1 + \frac{\gamma}{2\eta_0} \left[\pi - \operatorname{arc\,tg} \frac{\eta_0 \gamma}{1 - \left(1 + \frac{\eta_0^2}{2}\right)\gamma^2} \right] \right\}, \text{ дб}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Skudrzyk. Vibration of a sistem with a finite or an infinite number of resonances. J. Acoust. Soc. America, 1958, **30**, 12, 1140—1151.
2. M. Heckl. Shallabstrahlung von Platten bei punktförmiger Anregung. Acustica, 1959, **9**, 5, 371—380.

Центральный н.-и. институт им. А. Н. Крылова
Ленинград

Поступило в редакцию
27 июля 1962 г.