

УДК 629.07.54

# Механизм прохождения акустической волны через плоскопараллельные элементы конструкции носителей

В. В. Карачун

Національний технічний університет України «Київський політехнічний Інститут», Київ

Надійшла до редакції 06.03.97

З'ясовуються особливості впливу звукового випромінювання двигунів носіїв на плоскі елементи конструкції.

Акустическое излучение двигателей ракет-носителей, как оказалось, существенно влияет на динамику элементов конструкции, особенно во время старта. Генерируемые звуковой волной изгибные колебания приводят к возникновению особенностей, которые могут стать определяющими не только с позиции ухудшения эксплуатационных свойств конструкции, но и стать решающими с точки зрения ее надежности в целом. Речь идет о возникновении резонансных явлений — волнового совпадения и частотного резонанса.

Воздействие звукового излучения на плоские элементы конструкции рассмотрим на механической модели в виде двух акустически однородных пластин, поверхности которых параллельны между собой, а промежуток между ними дискретно-непрерывно заполнен упругой средой. Для простоты пренебрежем продольными связями (связями сдвига) и ограничимся рассмотрением только поперечных связей, считая, что они соединяют пластины и препятствуют изменению расстояния между ними, подчиняясь закону Гука (Дидковский и др., 1991).

Схема прохождения плоской волны звукового давления в этом случае представлена на рис. 1. Здесь  $\theta$  — угол падения волны,  $h_1$  — толщина

пластины,  $2\delta$  — толщина упругой прослойки. Объем, занимаемый упругими связями, предполагается намного меньшим объема воздушного промежутка между пластинами.

Предполагая, что напряженное и деформированное состояние пластин постоянной жесткости описывается уравнением изгиба тонкой упругой изо-

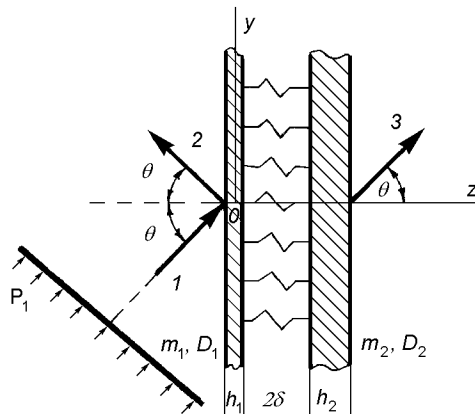


Рис. 1. Схема прохождения плоской волны звукового давления

тропной пластины, колебательное движение плоскопараллельной преграды запишем в виде

$$\begin{aligned}
 & \nabla^4 \frac{\partial^4 W_1}{\partial t^4} + [(D_1 m_1^{-1} + D_2 m_2^{-1}) \nabla^8 + k(m_1^{-1} + \\
 & + m_2^{-1}) \nabla^4] \frac{\partial^2 W_1}{\partial t^2} + k(m_1 m_2)^{-1} (D_1 + D_2) \nabla^8 W_1 + \\
 & + D_1 D_2 (m_1 m_2)^{-1} \nabla^{12} W_1 = (m_1 m_2)^{-1} (D_2 \nabla^8 q_1 + \\
 & + m_2 \nabla^4 \frac{\partial^2 q_1}{\partial t^2} + k \nabla^4 q_1 + k \nabla^4 q_2), \\
 & \nabla^4 \frac{\partial^4 W_2}{\partial t^4} + [(D_1 m_1^{-1} + D_2 m_2^{-1}) \nabla^8 + k(m_1^{-1} + \\
 & + m_2^{-1}) \nabla^4] \frac{\partial^2 W_2}{\partial t^2} + k(m_1 m_2)^{-1} (D_1 + D_2) \nabla^8 W_2 + \\
 & + D_1 D_2 (m_1 m_2)^{-1} \nabla^{12} W_2 = (m_1 m_2)^{-1} (D_1 \nabla^8 q_2 + \\
 & + m_2 \nabla^4 \frac{\partial^2 q_2}{\partial t^2} + k \nabla^4 q_2 + k \nabla^4 q_1),
 \end{aligned} \quad (1)$$

где  $m_i$ ,  $D_i$  — соответственно массы и цилиндрические жесткости пластин;  $W_i$  — перемещение точек поверхности пластин в направлении оси  $z$ ;  $k$  — приведенный коэффициент упругого основания при сжатии-растяжении;

$$q_1 = (P_1 + P_2) \Big|_{z = -\frac{h_1}{2}}, \quad q_2 = (-P_3) \Big|_{z = \frac{h_1}{2} + 2\delta + h_2}$$

— внешние нагрузки на пластины.

Считаем, что колебательное движение передается от первой пластины ко второй только через упругие связи.

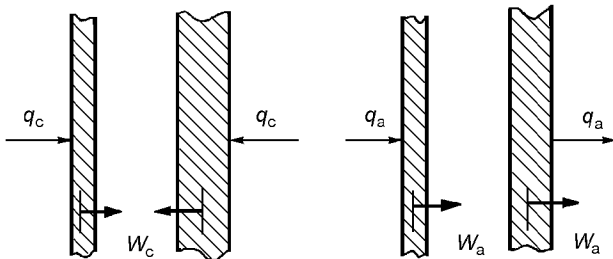


Рис. 2. Симметричная и антисимметричная составляющие звукового давления, действующего на плоскопараллельную конструкцию

Звуковое давление представим в виде двух составляющих — симметричной и антисимметричной (рис. 2), а давление в падающей, отраженной и

прошедшей волнах — в виде

$$\begin{aligned}
 P_1 &= P_{10} \exp i \left[ \omega t - k_0 y \sin \theta - k_0 \left( z + \frac{h_1}{2} \right) \cos \theta \right], \\
 P_2 &= P_{20} \exp i \left[ \omega t - k_0 y \sin \theta + k_0 \left( z + \frac{h_1}{2} \right) \cos \theta \right], \\
 P_3 &= \\
 &= P_{30} \exp i \left[ \omega t - k_0 y \sin \theta - k_0 \left( z - \frac{h_1}{2} - 2\delta - h_2 \right) \cos \theta \right].
 \end{aligned} \quad (2)$$

Чтобы учесть влияние внутреннего трения в материале пластин, приводящее к необходимому рассеянию энергии звукового излучения, представим цилиндрическую жесткость пластин в комплексной форме, т. е. будем полагать, что  $D_1 = D_1(1 + i\eta_1)$ ,  $D_2 = D_2(1 + i\eta_2)$ . Для упрощения вычислений коэффициенты потерь для обеих пластин примем одинаковыми:  $\eta_1 = \eta_2 = \eta$ . С учетом принятых допущений решения уравнений (1) имеют вид

$$W_1 = (S_1 S_2 - k^2)^{-1} [(P_1 + P_2) S_2 - k P_3], \quad (3)$$

$$W_2 = (S_1 S_2 - k^2)^{-1} [(P_1 + P_2) k - S_1 P_3],$$

где

$$S_1 = \lambda_1^{-1} m_2 \omega^2 (\lambda_1 \beta \psi_2 - 1) + i \eta m_2 \omega^2 \psi_2 + k;$$

$$S_2 = \omega^2 m_2 (\psi_2 - 1) + i \eta m_2 \omega^2 \psi_2 + k;$$

$$\psi_2 = (C_{из} c^{-1} \sin \theta)^4; \quad \beta = D_1 D_2^{-1}; \quad \lambda_1 = m_2 m_1^{-1};$$

$C_{из} = (m_2^{-1} D_2 \omega^2)^{\frac{1}{4}}$  — фазовая скорость изгибной волны во второй пластине.

Граничные условия для наружных поверхностей пластин могут быть представлены соотношениями

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial W_1}{\partial t} &= [(P_1 - P_2) z_0^{-1} \cos \theta]_{z = -\frac{h_1}{2}}, \\
 \frac{\partial W_2}{\partial t} &= [P_3 z_0^{-1} \cos \theta]_{z = \frac{h_1}{2} + 2\delta + h_2}.
 \end{aligned} \quad (4)$$

Тогда из (4) с учетом (3) можно определить значения коэффициентов  $A$  и  $B$  прохождения и отражения звука:

$$A = P_{30} P_{10}^{-1} = 2k\gamma [1 + \gamma(S_1 + S_2) + \gamma^2 S_1 S_2 - \gamma^2 k^2]^{-1}, \quad (5)$$

$$\begin{aligned}
 B = P_{20} P_{10}^{-1} &= [-1 + \gamma(S_1 + S_2) + \gamma^2 S_1 S_2 - \gamma^2 k^2] \times \\
 &\times [1 + \gamma(S_1 + S_2) + \gamma^2 S_1 S_2 - \gamma^2 k^2]^{-1},
 \end{aligned}$$

где  $\gamma = (i\omega z_0)^{-1} \cos \theta$ .

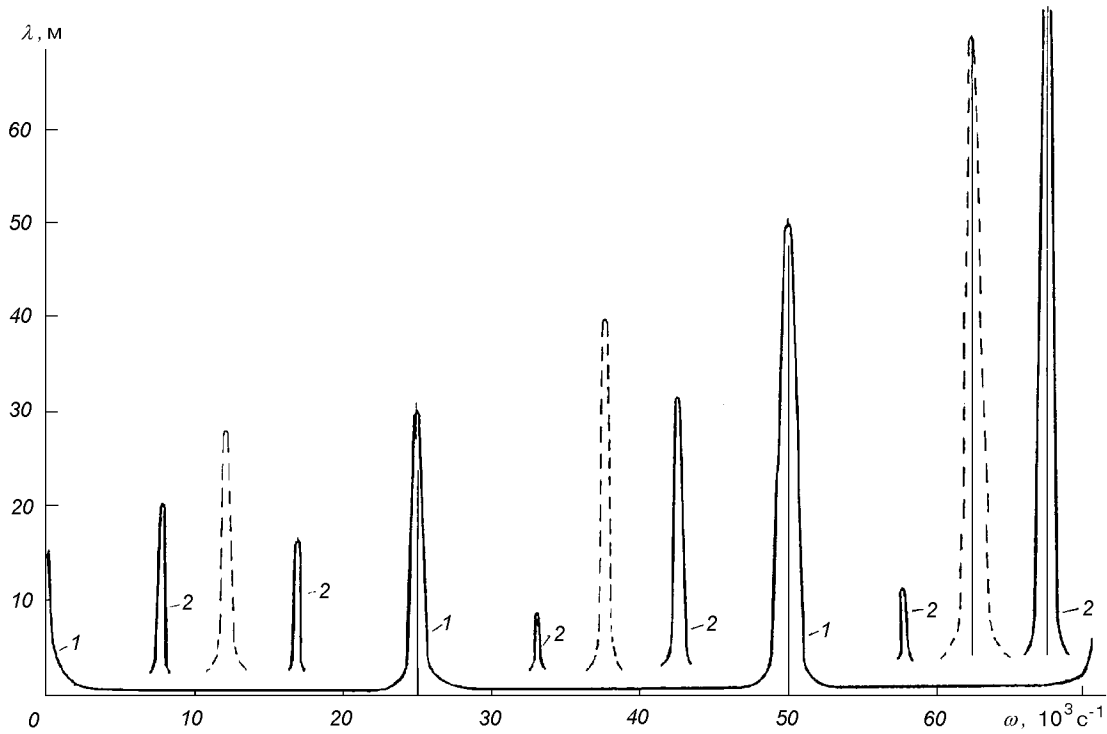


Рис. 3. Зависимость длины  $\lambda$  изгибающей волны от частоты  $\omega$  волны акустического давления

При  $k(\omega^2 m_1)^{-1} \ll 1$  и  $k(\omega^2 m_2)^{-1} \ll 1$ , что практически всегда имеет место начиная со средних частот,

$$A \approx 2k(\gamma S_1 S_2)^{-1};$$

$$B \approx 1 - 2(\gamma^2 S_1 S_2)^{-1}.$$

Из формул (3) с учетом соотношений (5) можно в окончательном виде записать закон изгибных колебаний второй пластины под действием прошедшего акустического излучения:

$$W_2 = P_{10} k (S_1 S_2 - k^2)^{-1} \left\{ 1 + B \exp i \left[ 2k_0 \left( z + \frac{h_1}{2} \right) \cos \theta \right] + k^{-1} S_1 A \exp i [k_0 (h_1 + h_2 + 2\delta) \cos \theta] \right\} \times \exp i \left[ \omega t - k_0 y \sin \theta - k_0 \left( z + \frac{h_1}{2} \right) \cos \theta \right]. \quad (6)$$

Численный анализ изгибного движения второй пластины для значений параметров  $\delta = 1 \cdot 10^{-3}$  м;  $D_1 = D_2 = 1$  Н·м;  $h_1 = h_2 = 1 \cdot 10^{-3}$  м;  $m_2 m_1^{-1} = 0.8$ ;  $\theta = 0.98$  рад показывает, что график функции изменения длины  $\lambda$  изгибающей волны от частоты  $\omega$  волны акустического давления представляет собой симметричную относительно оси ординат кривую с характерными четырьмя «пиками», в промежутках

между которыми длина волны убывает к середине участка, достигая 0.1 м (рис. 3, кривая 1).

На частотах  $\omega_c$ , равных  $8.2 \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup>,  $16.4 \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup>,  $33.2 \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup>,  $41.6 \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup>,  $58.2 \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup> и  $66.6 \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup> в спектре наблюдается суперпозиция двух форм колебаний различной протяженности и амплитуды (рис. 3, кривые 2).

Пунктирной линией изображены длины модулирующих волн (биения) при прохождении резонансных областей  $\omega_\delta$ , равных  $12.4 \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup>,  $37.6 \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup>,  $62.4 \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup>. С увеличением угла  $\theta$  характер кривой 1 не изменяется, она лишь сжимается по оси частот. На частотах  $\omega_\phi$  фаза колебаний изменяется на  $\pi$  рад.

На рис. 4 для примера приведен график изменения амплитуды изгибающей волны второй пластины при угле  $\theta = 1.374$  рад ( $78.75^\circ$ ) как наиболее характерный — имеющий и всплеск кривой, и точку изгиба с последующим возрастанием.

Массораспределение в плоскопараллельной пластине оказывает существенное влияние на акустодинамические свойства преграды. Длина волны сохраняет ту же зависимость, а амплитуда — только при  $0.2 \leq m_2 m_1^{-1} \leq 0.8$ . Дальнейшее уменьшение массы второй пластины приводит к изменению

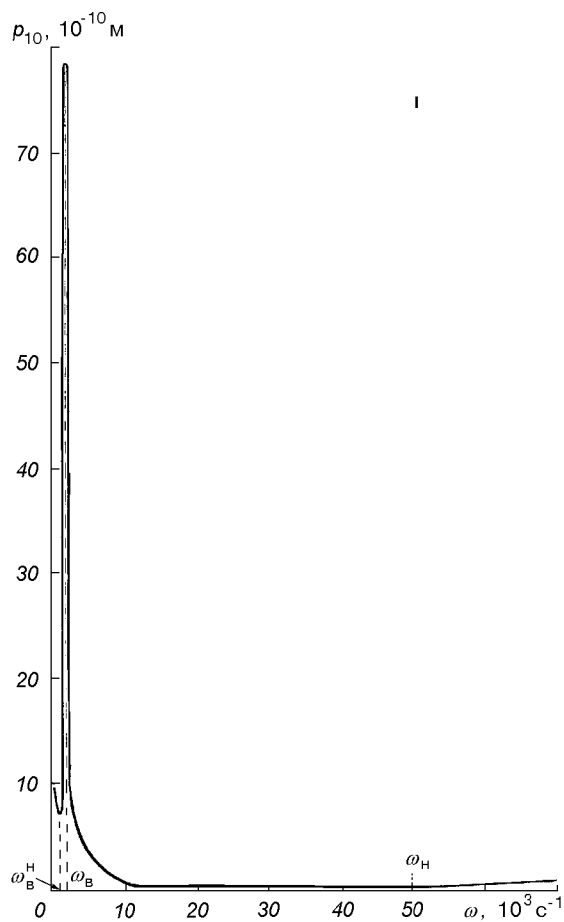


Рис. 4. Значение амплитуды изгибающей волны плоскопараллельной пластины при  $\theta = 1.374$  рад ( $78.75^\circ$ )

экспоненциального характера графика: начиная с частоты  $\omega_H$  амплитуда увеличивается до  $a_n$  и затем остается практически постоянной до частоты  $\omega_{B2}$ , где наблюдается второй всплеск (рис. 5). Дальнейшее уменьшение соотношения масс  $m_2 m_1^{-1}$  приводит к смещению вправо по оси частот второго всплеска и одновременному увеличению абсолютных значений прогибов пластин. Таким образом, при прочих равных условиях более легкие пластины обладают повышенной способностью к самовозбуждению, что является подтверждением закона массы.

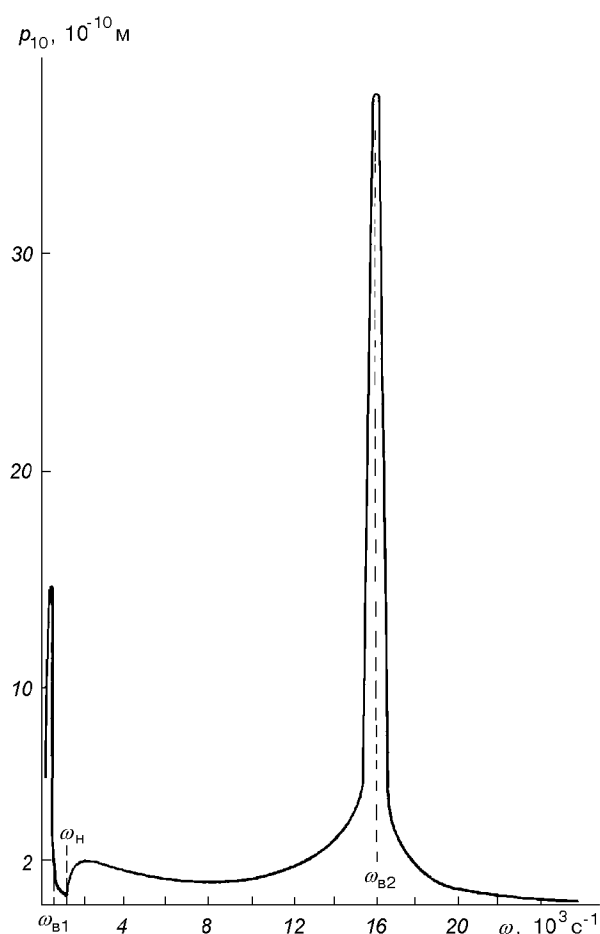


Рис. 5. Изменение амплитуды изгибных колебаний при  $m_2 m_1^{-1} = 0.02$

Дидковский В. С., Карачун В. В., Заборов В. И. Проектирование ограждающих конструкций с оптимальными звуко- и виброизоляционными свойствами. — К.: Будівельник, 1991.—120 с.

**MECHANISM OF THE PROPAGATION OF ACOUSTIC WAVES THROUGH PARALLEL-PLATE ELEMENTS OF CARRIER VEHICLE STRUCTURES**

V. V. Karachun

We investigate the effect of acoustic radiation from carrier vehicle engines of plate elements of carrier structure.