

Из уравнения (80) и условий (81) находим:

$$X_1(x) = C \sin \frac{\omega}{a} x, \quad X_2(x) = D \sin \frac{\omega}{a} (l - x);$$

условия сопряжения (82) дают:

$$\begin{aligned} C \sin \frac{\omega}{a} x_0 - D \sin \frac{\omega}{a} (l - x_0) &= 0, \\ C \frac{\omega}{a} \cos \frac{\omega}{a} x_0 + D \frac{\omega}{a} \cos \frac{\omega}{a} (l - x_0) &= \frac{A}{k}. \end{aligned}$$

Определяя отсюда коэффициенты C и D , получаем:

$$u(x, t) = \begin{cases} u_1 = \frac{Aa}{k\omega} \frac{\sin \frac{\omega}{a} (l - x_0)}{\sin \frac{\omega}{a} l} \sin \frac{\omega}{a} x \cos \omega t & \text{при } 0 \leq x \leq x_0, \\ u_2 = \frac{Aa}{k\omega} \frac{\sin \frac{\omega}{a} x_0}{\sin \frac{\omega}{a} l} \sin \frac{\omega}{a} (l - x) \cos \omega t & \text{при } x_0 \leq x \leq l. \end{cases}$$

Аналогично записывается решение при $f(t) = A \sin \omega t$.

Итак, получено решение для случая $f(t) = A \cos \omega t$ или $f(t) = A \sin \omega t$. Если $f(t)$ — периодическая функция, равная

$$f(t) = \frac{\alpha_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (\alpha_n \cos \omega n t + \beta_n \sin \omega n t)$$

(ω — наименьшая частота), то, очевидно,

$$u(x, t) = \begin{cases} u_1 = \frac{1}{k} \left\{ \frac{\alpha_0 x}{2} \left(1 - \frac{x_0}{l} \right) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a \sin \frac{\omega n}{a} (l - x_0)}{\omega n \sin \frac{\omega n}{a} l} \sin \frac{\omega n x}{a} \times \right. \\ \quad \times (\alpha_n \cos \omega n t + \beta_n \sin \omega n t), & 0 \leq x \leq x_0; \\ u_2 = \frac{1}{k} \left\{ \frac{\alpha_0 x_0}{2} \left(1 - \frac{x}{l} \right) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a \sin \frac{\omega n}{a} x_0}{\omega n \sin \frac{\omega n}{a} l} \sin \frac{\omega n (l - x)}{a} \times \right. \\ \quad \times (\alpha_n \cos \omega n t + \beta_n \sin \omega n t), & x_0 \leq x \leq l. \end{cases} \quad (83)^1$$

¹⁾ Первые слагаемые этих сумм соответствуют стационарному прогибу, определяемому по величине силы $f(t) = \alpha_0/2 = \text{const}$, как нетрудно видеть, функциями:

$$u = \begin{cases} u_1(x, t) = u_1(x) = \frac{1}{k} \frac{\alpha_0}{2} x \left(1 - \frac{x_0}{l} \right) & \text{при } 0 \leq x \leq x_0, \\ u_2(x, t) = u_2(x) = \frac{1}{k} \frac{\alpha_0}{2} x_0 \left(1 - \frac{x}{l} \right) & \text{при } x_0 \leq x \leq l. \end{cases}$$

Если функция $f(t)$ непериодическая, то, представляя ее в виде интеграла Фурье, аналогичным методом можно получить решение в интегральной форме.

Если знаменатель у этих функций (83) равен нулю

$$\sin \frac{\omega n l}{a} = 0,$$

$$\omega n = \frac{\pi m}{l} a = \omega_m,$$

т. е. если спектр частот возбуждающей силы содержит одну из частот собственных колебаний (резонанс), то установившегося решения не существует.

Если точка приложения силы x_0 является одним из узлов стоячей волны, соответствующей свободному колебанию с частотой ω_m , то

$$\sin \frac{\omega_m}{a} x_0 = 0,$$

$$\sin \frac{\omega_m}{a} (l - x_0) = 0.$$

При этом числители соответствующих слагаемых для u обращаются в нуль, и явление резонанса не имеет места. Если же точка приложения силы, действующей с частотой ω_m , является пучностью соответствующей стоячей волны с частотой ω_m , то

$$\sin \frac{\omega_m}{a} x_0 = 1,$$

и явление резонанса будет выражено наиболее резко.

Отсюда следует правило, что для возбуждения резонанса струны при действии на нее сосредоточенной силой надо, чтобы частота ее ω была равна одной из собственных частот струны, а точка приложения силы совпадала с одной из пучностей стоячей волны.

9. Общая схема метода разделения переменных. Метод разделения переменных применим не только для уравнения колебаний однородной струны, но и для уравнения колебаний неоднородной струны. Рассмотрим следующую задачу:

найти решение уравнения

$$L[u] = \frac{\partial}{\partial x} \left[k(x) \frac{\partial u}{\partial x} \right] - q(x) u = \rho(x) \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \quad 0 < x < l, \quad t > 0, \quad (84)$$

удовлетворяющее условиям

$$u(0, t) = 0, \quad u(l, t) = 0, \quad t \geq 0, \quad (85)$$

$$u(x, 0) = \varphi(x), \quad u_t(x, 0) = \psi(x), \quad 0 \leq x \leq l. \quad (86)$$