

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОБОЛОЧЕК,
УСИЛЕННЫХ ПЕРЕКРЕСТНОЙ СИСТЕМОЙ РЕБЕР
ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СО СРЕДОЙ

П.Э.МАМЕДОВА

Институт Математики и Механики НАН Азербайджана

Данная работа посвящена оптимизации параметров, подкрепленных перекрестными системами ребер цилиндрических оболочек, при динамическом взаимодействии со средой. Пользуясь малостью толщины оболочки, характером изменяемости напряженного деформированного состояния оболочки, среды и жидкости, малостью отношения модулей упругости среды и оболочки, проведен асимптотический анализ частот и форм колебаний рассмотренной системы. Получены значение оптимизационного параметра и формулы для вычисления собственных частот колебаний системы.

Рассмотрим шарнирно-опертую по краям круговую замкнутую цилиндрическую оболочку, усиленную перекрестными системами ребер, заполненную средой, погруженную в бесконечную идеальную сжимаемую жидкость. Оболочка моделируется как конструктивно - ортотропная, а ее движение описывается системой уравнений в перемещениях. Методика определения оптимальных параметров подкрепления построена на сопоставлении минимальных частот ребристой и гладкой оболочек, контактирующих со средой. В качестве параметра, определяющего оптимальность подкрепления (μ), принимается отношение квадратов минимальных собственных частот колебаний подкрепленной (ω_{\min}^2) и равной ей по весу гладкой ($\omega_{0\min}^2$) оболочек, контактирующих со средой. Оптимальной считается оболочка, для которой это отношение максимально. Значит, определение оптимальных параметров подкрепления сводится к нахождению собственных частот колебаний цилиндрических оболочек, усиленных перекрестными системами ребер, заполненных средой и находящихся в бесконечной идеальной сжимаемой жидкости.

Дополняя уравнения движения оболочки и жидкости контактными условиями непроницаемости, получено частотное уравнение для нахождения собственных частот колебаний оболочки, усиленной перекрестными системами ребер. Изучено влияния размещения, числа и жесткости ребер и жидкости на собственные частоты колебаний цилиндрических оболочек, усиленных перекрестными системами ребер, заполненных средой и находящихся в бесконечной жидкости. Получены формулы для вычисления собственных частот колебаний системы.

Асимптотическое исследование собственных частот колебаний цилиндрических оболочек, подкрепленных кольцевыми ребрами, заполненных средой и находя-

щихся в бесконечной жидкости, проведено в работе [1], а продольными ребрами - в работе [2].

В данной статье оболочка моделируется как конструктивно – ортотропная и согласно [3] ее движение описывается следующей системой уравнений в перемещениях:

$$\begin{aligned}
& \left[(1 + \gamma_c^{(1)}) \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{1 - \nu}{2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right] u + \frac{1 + \nu}{2} \frac{\partial^2 \mathfrak{G}}{\partial \xi \partial \theta} - \left(\nu \frac{\partial}{\partial \xi} + \delta_c^{(1)} \frac{\partial^3}{\partial \xi^3} \right) w - \rho_1 \frac{\partial^2 u}{\partial t_1^2} = 0, \\
& \frac{1 + \nu}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \xi \partial \theta} + \left\{ \frac{1 - \nu}{2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \left[1 + \left(1 - \frac{h_s}{R} \right)^2 \gamma_s^{(2)} \right] \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right\} \mathfrak{G} + \\
& + \left\{ - \left[1 + \left(1 - \frac{h_s}{R} \right) \gamma_s^{(2)} \right] \frac{\partial}{\partial \theta} + (2 - \nu) a^2 \frac{\partial^3}{\partial \xi^2 \partial \theta} + \left[a^2 - \left(1 - \frac{h_s}{R} \right) \delta_s^{(2)} \right] \frac{\partial^3}{\partial \theta^3} \right\} w - \rho_2 \frac{\partial^2 \mathfrak{G}}{\partial t_1^2} = 0, \\
& - \left(\nu \frac{\partial u}{\partial \xi} + \delta_c^{(1)} \frac{\partial^3}{\partial \xi^3} \right) + \left\{ - \left[1 + \left(1 - \frac{h_s}{R} \right) \gamma_s^{(2)} \right] \frac{\partial}{\partial \theta} + (2 - \nu) a^2 \frac{\partial^3}{\partial \xi^2 \partial \theta} + \right. \\
& + \left. \left[a^2 - \left(1 - \frac{h_s}{R} \right) \delta_s^{(2)} \right] \frac{\partial^3}{\partial \theta^3} \right\} v + \left[1 + \gamma_s^{(2)} + \eta_{s1}^{(2)} + 2 \left(\delta_s^{(2)} + \eta_{s1}^{(2)} \right) \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + a^2 \Delta \Delta + \right. \\
& + \left. \left(\eta_{s1}^{(2)} + \eta_{s2}^{(2)} \right) \frac{\partial^4}{\partial \theta^4} + \eta_c^{(1)} \frac{\partial^4}{\partial \xi^4} \right] w + \rho_3 \frac{\partial^2 w}{\partial t_1^2} = \frac{R^2 (1 - \nu^2)}{Eh} (q_z + q_{zz}),
\end{aligned} \tag{1}$$

где $\rho_1 = 1 + \bar{\rho}_c \bar{\gamma}_c^{(1)}$, $\rho_2 = 1 + \bar{\rho}_s \bar{\gamma}_s^{(2)}$, $\rho_3 = 1 + \bar{\rho}_c \bar{\gamma}_c^{(1)} + \bar{\rho}_s \bar{\gamma}_s^{(2)}$, $\bar{\gamma}_c^{(1)} = \varphi_1^{(1)}$ ($\varphi_1^{(1)}$ - отношение веса всех ребер к весу оболочки), $\bar{\rho}_c = \frac{\rho_c}{\rho_0}$, $\bar{\rho}_s = \frac{\rho_s}{\rho_0}$ (ρ_0, ρ_c, ρ_s -

плотности материалов оболочки, продольных и поперечных ребер, соответственно), $\delta_c^{(1)} = \frac{h_c}{r} \gamma_c^{(1)}$, $\delta_s^{(2)} = \frac{h_s}{R} \bar{\gamma}_s^{(2)}$, $\bar{\gamma}_s^{(2)} = \frac{F_s}{L_1 h} (1 + k_1)$, $\gamma_c^{(1)} = \frac{E_c}{E} (1 - \nu^2) \bar{\gamma}_c^{(1)}$,

E, ν - модуль упругости и коэффициент Пуассона материала оболочки, R - радиус срединной поверхности оболочки, E_c, E_s - модули упругости продольных и поперечных ребер, соответственно, $a^2 = \frac{h}{12R^2}$, $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \theta^2}$,

$$\eta_c^{(1)} = \frac{E_c (J_{yc} + h^2 F_c) k_2}{2\pi R^3 h E} (1 - \nu^2), \quad \eta_{s2}^{(2)} = \frac{E_s (1 - \nu^2)}{E} \bar{\eta}_s^{(2)}, \quad \eta_{s1}^{(2)} = \frac{E_s J_{xs} (1 - \nu^2) (1 + k_2)}{E L_1 R^2 h},$$

F_c, J_{yc} - площадь и момент инерции поперечного сечения ребра относительно оси oz , соответственно, J_{xs} - момент инерции поперечного сечения ребра относительно оси ox , F_s - площадь поперечного сечения поперечных ребер, $\xi = \frac{x}{R}$,

$\theta = \frac{y}{R}$, u, \mathfrak{G}, w - составляющие перемещений срединной поверхности оболочки

кн, $t_1 = \omega_0 t$, $\omega_0 = \sqrt{\frac{E}{(1-\nu^2)\rho_0 R^2}}$, $\omega_l = \frac{\omega}{\omega_0}$, $\omega_1 = \sqrt{\frac{(1-\nu^2)\rho_0 R^2 \omega^2}{E}}$, k_1, k_2 - числа по-

перечных и продольных ребер, соответственно, ω - искомая частота колебаний, q_x, q_θ, q_z - компоненты вектора давлений со стороны среды на оболочку, q_{zz} - давления со стороны жидкости на оболочку.

Уравнение движения среды в векторной форме имеет вид [3]:

$$a_e^2 \text{graddiv} \vec{s} - a_i^2 \text{rotrot} \vec{s} + \omega^2 \vec{s} = 0, \quad (2)$$

здесь $a_i = \sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{\rho}}$, $a_e = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ - скорости распространения продольных и поперечных волн в среде, соответственно; $\vec{s}(s_x, s_\theta, s_z)$ - вектор перемещения, λ, μ - коэффициенты Ламе, ρ - плотность материала среды.

Линеаризованное волновое уравнение, описывающее распространение малых возмущений в идеальной сжимаемой жидкости, будем принимать в виде [3]:

$$\Delta \Phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = 0, \quad (3)$$

где Φ - потенциал, а c - скорость распространения звука в жидкости.

Уравнения движения оболочки (1), среды (2) и жидкости (3) дополняются контактными и граничными условиями. На контактной поверхности «оболочка - жидкость» соблюдается непрерывность радиальных скоростей v_r и давлений P при $r = R$:

$$v_r = \frac{\partial w}{\partial t}, \quad q_{zz} = -P. \quad (4)$$

Гидродинамическое давление P и радиальная скорость v_r в жидкости определяются формулами [3]:

$$P = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad v_r = \frac{\partial \Phi}{\partial r}, \quad (5)$$

где ρ - плотность жидкости.

В бесконечности, т.е. при $r \rightarrow +\infty$, потенциал жидкости удовлетворяет условиям конечности и излучения [3]:

$$\Phi = O(r^{-1}),$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial r} - i \frac{\omega}{c} \Phi = o(r^{-1}).$$

Предположим, что контакт между оболочкой и средой является безотрывной и скользящий, т.е. при $r = R$:

$$q_x = 0, \quad q_y = 0, \quad q_z = -\sigma_{rr}, \quad (6)$$

$$w = S_r.$$

Компоненты $\sigma_{rx}, \sigma_{r\theta}, \sigma_{rr}$ тензора напряжений определяются следующим образом [3]:

$$\sigma_{rx} = \mu \left(\frac{\partial s_x}{\partial r} + \frac{\partial s_r}{\partial x} \right); \sigma_{r\theta} = \mu \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{s_\theta}{r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial s_r}{\partial \theta} \right]; \sigma_{rr} = \lambda \left(\frac{\partial s_r}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial (rs_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial s_\theta}{\partial \theta} \right) + 2\mu \frac{\partial s_r}{r}, \quad (7)$$

здесь λ, μ - коэффициенты Ламе для среды.

Дополняя контактными условиями (4) и (6) уравнения движения оболочки (1), среды (2) и жидкости (3), приходим к задаче о собственных колебаниях цилиндрических оболочек, подкреплённых перекрестной системой ребер, заполненных средой и находящихся в бесконечной жидкости. Другими словами, задача о собственных колебаниях конструктивно-ортотропной цилиндрической оболочки, заполненной средой и находящейся в бесконечной жидкости, сводится к совместному интегрированию уравнений теории оболочек, среды и жидкости при выполнении указанных условий на поверхности их контакта.

Перемещения оболочки будем искать в виде :

$$\begin{aligned} u &= u_0 \sin \chi \xi \cos n\theta \cos \omega_1 t_1, \\ \mathcal{G} &= \mathcal{G}_0 \cos \chi \xi \sin n\theta \cos \omega_1 t_1, \\ w &= w_0 \cos \chi \xi \cos n\theta \cos \omega_1 t_1, \end{aligned} \quad (8)$$

здесь u_0, \mathcal{G}_0, w_0 - неизвестные постоянные; χ, n - волновые числа в продольном и окружном направлениях, соответственно, $\omega_1 = \frac{\omega}{\omega_0}$.

Решение уравнений движения упругой среды (2) будем рассматривать в двух вариантах: а) влияние инерционного действия заполнителя на процесс колебаний системы, подкреплённая цилиндрическая оболочка-упругая среда-жидкость несущественно; б) влияние инерционного действия заполнителя на процесс колебаний системы, подкреплённая цилиндрическая оболочка-упругая среда-жидкость существенно и им пренебречь нельзя.

В случае а) решение системы (2) примем в виде [4]:

$$\begin{aligned} S_x &= \left[\left(-kr \frac{\partial I_n(kr)}{\partial r} - 4(1-\nu_s) k I_n(kr) \right) A_s + k I_n(kr) B_s \right] \cos n\theta \cos \chi \xi \sin \omega_1 t_1, \\ S_\theta &= \left[-\frac{n}{r} I_n(kr) B_s - \frac{\partial I_n(kr)}{\partial r} C_s \right] \sin n\theta \sin \chi \xi \sin \omega_1 t_1, \\ S_r &= \left[-k^2 r I_n(kr) B_s - \frac{\partial I_n(kr)}{\partial r} B_s + \frac{n}{r} I_n(kr) C_s \right] \cos n\theta \sin \chi \xi \sin \omega_1 t_1. \end{aligned} \quad (9)$$

Решение системы (2) в случае б) имеет вид [4]:

$$\begin{aligned} S_x &= \left[A_s \chi I_n(\gamma_t r) - C_s \frac{\gamma_t^2}{\mu_t} I_n(\gamma_t r) \right] \cos n\theta \cos \chi \xi \sin \omega t, \\ S_\theta &= \left[-\frac{A_s n}{r} I_n(\gamma_t r) - \frac{C_s n \chi}{r \mu_t} I_n(\gamma_t r) - \frac{B_s}{n} \frac{\partial I_n(\gamma_t r)}{\partial r} \right] \sin n\theta \sin \chi \xi \sin \omega t, \end{aligned} \quad (10)$$

$$S_r = \left[A_s \frac{\partial I_n(\gamma_1 r)}{\partial r} - \frac{C_s \chi}{\mu_t} \frac{\partial I_n(\gamma_t r)}{\partial r} + \frac{B_s n}{r} I_n(\gamma_1 r) \right] \cos n\theta \sin \chi \xi \sin \omega t ,$$

здесь $\gamma_t^2 R^2 = \chi^2 - \frac{\omega^2 R^2}{a_t^2}$, $\gamma_1^2 R^2 = \chi^2 - \frac{\omega^2 R^2}{a_1^2}$, $kR = \chi$, ω_1 – частоты колебаний.

Потенциал скоростей Φ представим в виде

$$\Phi = AH_n^{(2)}(\gamma r) \sin \chi \xi \cos n\theta \sin \omega_1 t_1, \quad (11)$$

где $\gamma^2 R^2 = \chi^2 - \frac{\omega^2 R^2}{c^2}$, $H_n^{(2)}(\gamma r)$ – функции Ханкеля [4], c – скорость распространения малых возмущений в жидкости.

После подстановки (8) в (1), с учетом (4)-(11), задача сводится к однородной системе линейных алгебраических уравнений третьего порядка:

в случае а)

$$b_{i1}u_0 + b_{i2}v_0 + b_{i3}w_0 = 0 \quad (i=1,2,3), \quad (12)$$

в случае б)

$$\tilde{b}_{i1}u_0 + \tilde{b}_{i2}v_0 + \tilde{b}_{i3}w_0 = 0 \quad (i=1,2,3). \quad (13)$$

Для существования нетривиального решения систем (12) и (13) их главный определитель приравниваем нулю; в результате получим частотное уравнение:

в случае а)

$$\det \|a_{ij}\| = 0 \quad i, j = 1, 2, 3, \quad (14)$$

в случае б)

$$\det \|\tilde{a}_{ij}\| = 0 \quad i, j = 1, 2, 3. \quad (15)$$

Заметим, что уравнения (14) и (15) являются трансцендентными, так как ω входит в аргументы Бесселевых функций I_n и функций Ханкеля $H_n^{(2)}$. Элементы a_{ij}, b_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$) имеют громоздкий вид, поэтому их здесь не приводим. Отметим лишь, что они зависят от физических, механических и геометрических параметров, характеризующих материалы оболочки, стержней, среды и жидкости.

Уравнения (14) и (15) относительно $\omega_1^2 = \lambda$ имеют вид:

$$\lambda^3 - \alpha_1 \lambda^2 + \alpha_2 \lambda - \alpha_3 = 0, \quad (16)$$

здесь

$$\alpha_1 = \rho_1^{-1} \left[a_{11} + a_{22} \rho_1 + \left(a_{33} - q_z^{(0)} - q_{zz}^{(0)} \right) \right];$$

$$\alpha_2 = \rho_1^{-1} \left[a_{11} a_{22} - \frac{(1+\nu)^2}{4} n^2 \chi^2 + \left[a_{22} a_{33} - a_{22} \left(q_z^{(0)} + q_{zz}^{(0)} \right) - a_{32}^2 \right] + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + \left(a_{11} a_{33} - a_{11} (q_z^{(0)} + q_{zz}^{(0)}) + \delta_c^{(1)^2} \chi^6 - \nu^2 \chi^2 \right) \Big]; \\
\alpha_3 &= \rho_1^{-2} \left[-a_{22} \delta_c^{(1)} \chi^6 + \left(\nu a_{22} - \nu(1+\nu) n a_{32} + \frac{(1+\nu)^2 n^2}{4} (a_{33} - q_z^{(0)} - q_{zz}^{(0)}) \chi^2 \right) - \right. \\
& \left. - a_{11} a_{22} a_{33} + a_{11} a_{32}^2 + a_{11} a_{22} (q_z^{(0)} + q_{zz}^{(0)}) \right], \\
a_{11} &= (1 + \gamma_c^{(1)}) \chi^2 + \frac{1-\nu}{2} n^2; \quad a_{22} = \frac{1-\nu}{2} \chi^2 + (1 + \gamma_s^{(2)}) n^2; \\
a_{23} &= n \left[1 + \left(1 - \frac{h_s}{R} \right) \gamma_s^{(2)} \right] + (2-\nu) a^2 \chi^2 n + \left[a^2 - \left(1 - \frac{h_s}{R} \right) \delta_s^{(2)} \right] n^3; \\
a_{33} &= 1 + \gamma_s^{(2)} + \eta_{s1}^{(2)} - 2(\delta_s^{(2)} + \eta_{s1}^{(2)}) n^2 + a^2 (n^2 + \chi^2)^2 + n^4 (\eta_{s1}^{(2)} + \eta_{s2}^{(2)}) + \eta_c^{(1)} \chi^4,
\end{aligned}$$

$q_z^{(0)}, q_{zz}^{(0)}$ в α_i являются амплитудами компонент – векторов напряжений q_z и q_{zz} :

$$\begin{aligned}
q_z &= q_z^{(0)} \cos n\theta \sin \chi \xi \sin \omega_1 t_1, \\
q_{zz} &= q_{zz}^{(0)} \cos n\theta \sin \chi \xi \sin \omega_1 t_1.
\end{aligned}$$

Для нахождения выражения для $q_z^{(0)}$ и $q_{zz}^{(0)}$ будем использовать асимптотические формулы для логарифмических производных функции Бесселя I_n и Ханкеля $H_n^{(2)}$ ($x \ll n, n \gg 1$):

$$\frac{I_n'(x)}{I_n(x)} \approx -\frac{n}{x} + \frac{x}{2n}; \quad \frac{H_n^{(2)'}(x)}{H_n^{(2)}(x)} \approx \frac{n}{x} - \frac{x}{2n}. \quad (17)$$

Используя формулы (7), (9) и первую формулу из (17), для $q_z^{(0)}$ находим: в случае а)

$$q_z^{(0)} = -\tilde{k}(1-\nu) n E_s^*; \quad \tilde{k} = \frac{1-\nu^2}{2(1+\nu_s)}; \quad E_s^* = \frac{E_s}{E h_*}, \quad h_* = \frac{h}{R}, \quad \frac{E_s}{E} \ll 1. \quad (18)$$

в случае б)

$$q_z^{(0)} \approx -\tilde{k}(1-\nu) n E_s^* - 2 \frac{\rho_s^*}{n} \lambda \quad (19)$$

Используя (4), (5), (8) и вторую формулу (17), для $q_{zz}^{(0)}$ получим:

$$q_{zz}^{(0)} = \frac{\lambda \rho_{\square}^{\square}}{n h_{\square}} \left(1 + \frac{\alpha_0^2 R^2}{2n^2 c^2} \lambda \right). \quad (20)$$

Отметим, что предположения относительно индекса и аргумента функций Бесселя I_n и Ханкеля $H_n^{(2)}$ дают следующее сильное неравенство для λ :

$$0 < \lambda \ll \chi^2 \cdot \min \left(\frac{E_s^*}{\rho_s^*}, c^2 / a_t^2 \right). \quad (21)$$

Кроме того, принято, что

$$E_s^* \sim h_*^\alpha \quad (\alpha \geq 0), \quad n \gg 1, \chi \sim 0(1). \quad (22)$$

Те λ , которые удовлетворяют условиям (21), соответствуют квазипоперечным колебаниям оболочки. В рамках предположений (22), малый корень уравнения (16) имеет вид:

$$\lambda \approx -\frac{\tilde{\alpha}_3}{\left(1 + \frac{\rho^\square}{nh_\square}\right)\tilde{\alpha}_2}. \quad (23)$$

Подставляя амплитудные значения $q_z^{(0)}$ (18) и (19) в (11), в случаях а) и б), с помощью формулы (23), можно вычислить собственные частоты колебаний цилиндрической оболочки со средой, подкрепленной перекрестными системами ребер. Выражение (14) для $q_z^{(0)}$ показывает, что учет инерционных свойств среды приводит к снижению значения собственной частоты колебаний рассмотренной системы по сравнению с собственной частотой колебания этой системы, когда среда безинерционная. В случае (14) и в рамках несжимаемости жидкости, λ имеет вид:

$$\lambda \approx -\frac{\tilde{\alpha}_3}{\left(1 + 2\frac{\rho_s^*}{n} + \frac{\rho^\square}{nh_\square}\right)\tilde{\alpha}_2}. \quad (24)$$

Отметим, что выражения для $\tilde{\alpha}_2$ и $\tilde{\alpha}_3$ получаются из α_2 и α_3 путем заменой $q_z^{(0)}$ приближенными формулами (18) и (19).

Полученные формулы (23) и (24) позволяют вычислить значение оптимизационного параметра μ при различных значениях исходных параметров. В качестве варьируемых параметров рассматриваются: относительная толщина оболочки $h_* = h/R$, расстояния между продольными и поперечными ребрами, отнесенные к толщине оболочки $a_1 = \frac{2\pi R}{kh}$, $a_2 = \frac{L_1}{(k_1+1)h}$ соответственно, отношение всех ребер к весу оболочки φ_1' и отношение веса продольных ребер к весу кольцевых ребер φ_2' . При этом предполагается, что радиус и длина оболочки, а также характеристики формы сечений продольных и поперечных ребер заранее заданы. Для прямоугольных сечений необходимо задавать отношения ψ_1 и ψ_2 высот, соответственно, продольных и кольцевых ребер к их толщинам. Безразмерные характеристики ребер, входящие в (23) и (24), выражаются через указанные параметры:

$$\begin{aligned}
h_* &= \frac{h}{R}, \quad \bar{\gamma}_c^{(1)} = \frac{\varphi_1 \varphi_2'}{1 + \varphi_2'}, \quad \frac{h_c}{R} = \frac{h_*}{2} \left(1 + \sqrt{a_1 \psi_1 \bar{\gamma}_c^{(1)}} \right), \quad \bar{\gamma}_h^{(2)} = \frac{\varphi_1'}{1 + \varphi_2'}, \\
\frac{h_h}{R} &= \frac{h_*}{2} \left(1 + \left(1 + \frac{1}{k_1} \right) \sqrt{a_2 \psi_2 \bar{\gamma}_h^{(2)}} \right), \quad \eta_c^{(1)} = \gamma_c^{(1)} \left[\frac{a_1}{12} \psi_1 (h_*)^2 \bar{\gamma}_c^{(1)} + \left(\frac{h_c}{R} \right)^2 \right], \\
\eta_{hl}^{(2)} &= \bar{\gamma}_h^{(2)} \cdot \frac{a_2}{12} \psi_2 (h_*)^2, \quad \mu_c = \frac{1-\nu}{6} \frac{a_1}{\psi_1} (h_*)^2 (\bar{\gamma}_c^{(1)})^2, \quad \mu_h = \frac{1-\nu}{6} \frac{a_2}{\psi_2} (h_*)^2 (\bar{\gamma}_h^{(2)})^2.
\end{aligned} \tag{25}$$

В качестве примера, иллюстрирующего параметр изменения μ в зависимости от относительных весов продольных ребер, приведены результаты вычислений для подкрепленных перекрестными системами ребер цилиндрических оболочек, заполненных жидкостью, при заданных

$$E = E_c = E_s = 6,67 \cdot 10^9 \text{ н/м}^2; \quad \rho_0 = \rho_c = \rho_s = 0,26 \cdot 10^4 \text{ н} \cdot \text{с}^2 / \text{м}^4; \quad \nu = 0,3;$$

$$L_1 = 800 \text{ мм}; \quad R = 160 \text{ мм}; \quad k_2 = 32; \quad k_1 = 9; \quad h_c = 1,39 \text{ мм}; \quad h_s = 1,90 \text{ мм}$$

$$a_l = 2,25 a_t, \quad a_t = 308 \text{ м/сек}, \quad \nu = 0,3, \quad \rho / \rho_0 = 0,12, \quad n = 8, \quad a_2 = 200,$$

$$F_c = 3,4 \text{ мм}^2; \quad I_{yc} = 5,1 \text{ мм}^4; \quad I_{kp,c} = 0,23 \text{ мм}^4; \quad I_{kp,s} = 0,35 \text{ мм}^4; \quad \rho = 10^3 \text{ н} \cdot \text{с}^2 / \text{м}^4.$$

$$h^* = 0,25 \cdot 10^{-2}, \quad L_1/R = 2, \quad a_1 = 75, \quad F_s = 5,2 \text{ мм}^2, \quad \psi_1 = \psi_2 = 10, \quad I_{xs} = 18,8 \text{ мм}^4.$$

Результаты вычислений представлены на рис. 1 в виде кривых $\mu(\varphi_1')$ для различных значений φ_2' . Сплошные кривые соответствуют колебаниям подкрепленной оболочки, заполненной средой без жидкости, штриховые – колебаниям продольно подкрепленной оболочки, заполненной средой с жидкостью. Анализируя результаты вычислений, нетрудно заметить, что оптимальной является оболочка, усиленная только кольцевыми ребрами ($\varphi_2' = 0$), для которой $\mu_{\max} = 16,3$. Абсцисса этой точки, определяющая оптимальный относительный вес продольных ребер, равна 0,45.

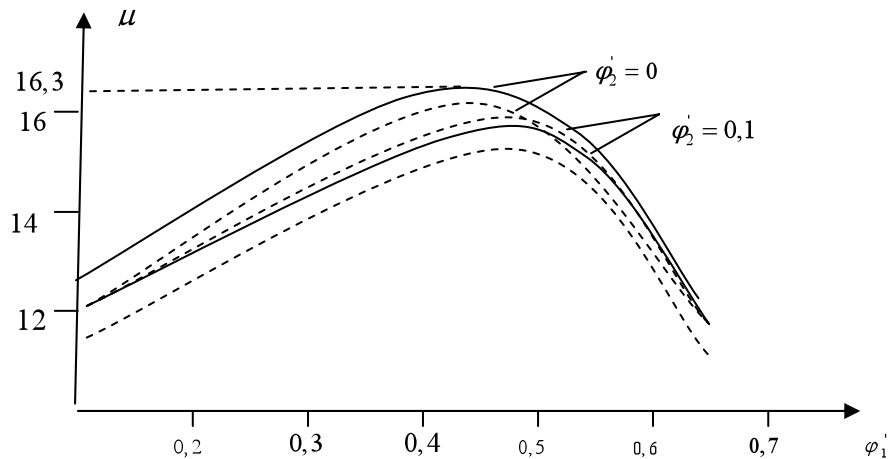


Рис.1. Зависимость параметра оптимальности подкрепления от относительных весов ребер.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мусаев Н.Дж., Латифов Ф.С., Мамедова П.Э. Асимптотическое исследование собственных колебаний цилиндрических оболочек, подкрепленных кольцевыми ребрами, заполненных средой в бесконечной жидкости. Баку, Механика машиностроения, 2005, №1, с.24-26.
2. Мамедова П.Э. Оптимизация параметров цилиндрических оболочек, подкрепленных продольными ребрами при динамическом взаимодействии со средой. Азербайджанский Технический Университет, «Ученые записки – фундаментальные науки», Баку, 2006, № 4, том V (20), с. 51 – 56.
3. Амиро И.Я., Заруцкий В.А. Теория ребристых оболочек. Методы расчета оболочек. Киев, Наукова Думка, 1980, 367 с.
4. Латифов Ф.С. Колебания оболочки с упругой и жидкой средой. Баку, «Элм», 1999, 164 с.

ŞƏBƏKƏ ƏMƏLƏ GƏTİRƏN ÇUBUQLAR SİSTEMİ İLƏ MÖHKƏMLƏNDİRİLMİŞ, MÜHİTLƏ DİNAMİK QARŞILIQLI TƏSİRDƏ OLAN SİLİNDRİK ÖRTÜYÜN PARAMETRLƏRİNİN OPTİMALLAŞDIRILMASI

P.E.MƏMMƏDOVA

XÜLASƏ

Məqalə şəbəkə əmələ gətirən çubuqlar sistemi ilə möhkəmləndirilmiş mühitlə dinamik qarşılıqlı təsirdə olan silindrik örtüyün parametrlərinin optimallaşdırılması məsələsinin həllinə həsr olunmuşdur. Örtüyün nisbi qalınlığının, mühitin və örtüyün elastikiyyət modullarının nisbətinin az olduğunu, mayenin, örtüyün və mühitin gərginlik-deformasiya vəziyyətinin dəyişmə xarakterini nəzərə almaqla baxılan sistemin rəqslərinin forma və tezliyinin asimptotik tədqiq olunmuşdur. Optimallaşdırma parametrini və sistemin məxsusi rəqs tezliklərini tapmaq üçün analitik ifadələr alınmışdır.

OPTIMIZATION OF THE PARAMETERS OF CYLINDRICAL COVER, STRENGTHENING CROSS SYSTEM OF RIBS IN DYNAMIC INTERRELATION WITH MEDIUM

P.E.MAMMADOVA

SUMMARY

The present article is devoted to the optimization of the parameters confirmed to the cross system of ribs of cylindrical ribs in dynamic interrelation of medium. Basing on the trifle of cover thickness, changing character of density deformation condition of cover, medium and liquids trifle of module elasticity of medium and the cover researched asymptotical analysis of frequency and form of oscillation of revealed system.

The meaning of optimization parameters and formula for the calculation of frequency oscillation systems are obtained.