

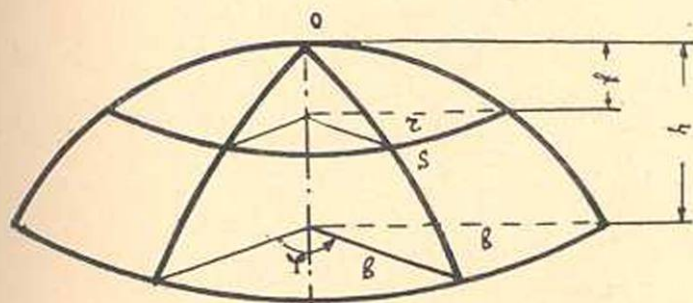
Рассматривается осесимметричная задача нелинейной динамической устойчивости слоистой ортотропной пологой оболочки вращения, имеющей замкнутую вершину.

Аналогичная задача для слоистой полой оболочки решена в работе [4].

Задача нелинейных поперечных колебаний ортотропных оболочек вращения рассмотрена в работе [3].

1. Рассматриваемая оболочка собрана из нечетного числа однородных ортотропных слоев, симметрично расположенных относительно срединной поверхности оболочки.

Пусть одна из плоскостей упругой симметрии материала каждого слоя оболочки параллельна срединной поверхности, а остальные две перпендикулярны к координатным линиям $\varphi = \text{const}$, т. е. меридианам поверхности и $s = \text{const}$ — параллельным кругам (фиг. 1).



Фиг. 1.

Считаем, что для всего пакета оболочки в целом справедлива гипотеза Кирхгоффа-Лява [1].

Как известно [3], уравнения движения оболочек вращения, выведенные в предположении отсутствия инерционных сил в тангенциальном направлении, имеют вид [2, 3]

$$\frac{\partial}{\partial r}(rT_1) - T_2 = 0, \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[r T_1 \frac{\partial}{\partial r} (w + f) \right] + \frac{\partial}{\partial r} (r Q_1) - m^* r \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + p r = 0, \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (r M_1) - M_2 - r Q_1 = 0, \quad (1.3)$$

где m^* — приведенная масса, для которой имеем [4]

$$m^* = \frac{2}{g} \left[\gamma_{n+1} \delta_{n+1} + \sum_{i=1}^n \gamma_i (\delta_i - \delta_{i+1}) \right]. \quad (1.4)$$

Здесь

γ_i — удельный вес i -ого слоя.

δ_i — расстояние i -ого слоя от срединной поверхности оболочки, которая одновременно является срединной поверхностью среднего $(n+1)$ -ого слоя [1].

p — внешняя, нормально приложенная к срединной поверхности, нагрузка.

Для усилий и моментов имеем [1]

$$\begin{aligned} T_1 &= C_{11} \varepsilon_1 + C_{12} \varepsilon_2, & M_1 &= D_{11} \chi_1 + D_{12} \chi_2, \\ T_2 &= C_{12} \varepsilon_1 + C_{22} \varepsilon_2, & M_2 &= D_{12} \chi_1 + D_{22} \chi_2, \end{aligned} \quad (1.5)$$

где

$$C_{jk} = 2 \left[B_{jk}^{n+1} \delta_{n+1} + \sum_{i=1}^n B_{jk}^i (\delta_i - \delta_{i+1}) \right], \quad (1.6)$$

$$D_{jk} = \frac{2}{3} \left[B_{jk}^{n+1} \delta_{n+1}^3 + \sum_{i=1}^n B_{jk}^i (\delta_i^3 - \delta_{i+1}^3) \right],$$

$$\begin{aligned} B_{11}^i &= \frac{E_1^i}{1 - \mu_1^i \mu_2^i}, & B_{22}^i &= \frac{E_2^i}{1 - \mu_1^i \mu_2^i}, \\ B_{12}^i &= \frac{\mu_1^i E_2^i}{1 - \mu_1^i \mu_2^i} = \frac{\mu_2^i E_1^i}{1 - \mu_1^i \mu_2^i}, & B_{06}^i &= G_{12}^i. \end{aligned} \quad (1.7)$$

Для деформации срединной поверхности имеем [2]

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial f}{\partial r} \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial r} \right)^2, & \varepsilon_2 &= \frac{u}{r}, \\ \chi_1 &= - \frac{\partial^2 w}{\partial r^2}, & \chi_2 &= - \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r}, \end{aligned} \quad (1.8)$$

которые должны удовлетворять следующему уравнению неразрывности

$$\varepsilon_1 = \frac{\partial}{\partial r} (r \varepsilon_2) + \frac{\partial f}{\partial r} \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial r} \right)^2. \quad (1.9)$$

Посредством функции напряжений $\varphi = \varphi(r, t)$, представляя усилия T_1 и T_2 следующим образом

$$T_1 = -\frac{\varphi}{r}, \quad T_2 = -\frac{\partial \varphi}{\partial r}, \quad (1.10)$$

тождественно удовлетворим первому уравнению равновесия (1.1). На основании (1.3) и (1.5) из уравнений (1.9) и (1.2) получим следующую разрешающую систему дифференциальных уравнений (второе уравнение один раз проинтегрировано)

$$\begin{aligned} a_{11}r^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + a_{11}r \frac{\partial \varphi}{\partial r} - a_{22}\varphi - r \frac{\partial f}{\partial r} \frac{\partial w}{\partial r} - \frac{r}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial r} \right)^2 = 0, \\ D_{11}r \frac{\partial^3 w}{\partial r^3} + D_{11} \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} - D_{22} \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} (w + f) \cdot \varphi + \\ + \int_0^r \left(m^* \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} - p \right) r dr = C. \end{aligned} \quad (1.11)$$

Здесь

$$a_{11} = \frac{C_{11}}{\Omega}, \quad a_{22} = \frac{C_{22}}{\Omega}, \quad \Omega = C_{11}C_{22} - C_{12}^2.$$

Постоянная интегрирования $C = 0$, так как на оболочку действует лишь нормально приложенное распределенное давление.

В (1.11), заменив p выражением [5]

$$-T_1^0 \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} - T_2^0 \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r}, \quad (1.12)$$

получим уравнения динамической устойчивости

$$\begin{aligned} a_{11}r^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + a_{11}r \frac{\partial \varphi}{\partial r} - a_{22}\varphi - r \frac{\partial f}{\partial r} \frac{\partial w}{\partial r} - \frac{r}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial r} \right)^2 = 0, \\ D_{11}r \frac{\partial^3 w}{\partial r^3} + D_{11} \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} - D_{22} \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} (w + f) \cdot \varphi + \\ + \int_0^r \left(m^* \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + T_1^0 \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + T_2^0 \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r} \right) r dr = 0. \end{aligned} \quad (1.13)$$

Считаем, что край оболочки упруго зашпелен и в осевом направлении не смещается. При этом угол поворота края пропорционален изгибающему меридиональному моменту, смещение в радиальном направлении пропорционально меридиональному растягивающему усилию т. е.

$$w(b, t) = 0, \quad \left. \frac{\partial w}{\partial r} \right|_{r=b} = -\alpha M_1(b), \quad (1.14)$$

$$u(b) = -\eta T_1(b), \quad \eta = \left(a_{12}r - a_{11}r^2 \frac{1}{\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right)_{r=b}, \quad (1.15)$$

а у вершины оболочки имеем

$$\left. \frac{\partial w}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad (1.16)$$

где α и γ коэффициенты пропорциональности, b — радиус края.

2. Из первого уравнения системы (1.11) можно найти

$$\varphi = C_1 r^k + C_2 r^{-k} + \frac{1}{a_{11} r^k} \int \left\{ r^{2k-1} \int \frac{1}{r^k} \left[\frac{df}{dr} \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial r} \right)^2 \right] dr \right\} dr, \quad (2.1)$$

где

$$k = \frac{\alpha_{22}}{\alpha_{11}},$$

C_1 и C_2 — постоянные интегрирования.

Будем решать задачу методом Бубнова-Галеркина.

Краевым условиям (1.14) и (1.16) удовлетворим полагая [2]

$$w = W_0 (b^2 - r^2) (b^2 - nr^2) \\ \left(W_0 = \frac{1}{b^4} w(0, t), \quad n = \frac{\alpha(D_{11} + D_{12}) - 1}{\alpha(5D_{11} + D_{22}) - 1} \right). \quad (2.2)$$

В зависимости от типа упругого защемления для коэффициентов α и n имеем:

для жестко защемленного края

$$w(b, t) = \left. \frac{\partial w}{\partial r} \right|_{r=b} = 0, \quad n = 1, \alpha = 0;$$

для жестко опертого края

$$w(b, t) = M_1(b) = 0; \quad n = \frac{D_{11} + D_{12}}{5D_{11} + D_{12}}, \quad \alpha = \infty.$$

Вводя выражение (2.2) в правую часть формулы (2.1), найдем силовую функцию φ . Из условия конечных значений нормальных усилий в вершине оболочки, постоянная интегрирования $C_2 = 0$.

При найденном значении φ второе уравнение системы (1.13) интегрируем методом Бубнова-Галеркина. При этом, поскольку это уравнение было получено из исходного уравнения равновесия путем однократного интегрирования, его нужно ортогонализировать не к прогибу w , а к его первой производной $\frac{\partial w}{\partial r} = 2W_0 [2r^3 - (n+1)b^2r]$.

3. Сферическая оболочка. Для полой сферической оболочки радиуса R и радиуса основания b , имеем [3]

$$f(r) = h \left(\frac{r}{b} \right)^2, \quad (3.1)$$

где h — высота подъема оболочки.

Из (2.1) с учетом (2.2) и (3.1) получим

$$\varphi = C_1 r^k + \frac{4h}{a_{11}b^2} \left[\frac{2}{25-k^2} r^5 - \frac{(n+1)b^2}{9-k^2} r^3 \right] W_0 + \\ + \frac{2}{a_{11}} \left[\frac{4}{49-k^2} r^7 - \frac{4(n+1)b^2}{25-k^2} r^5 + \frac{(n+1)^2 b^4}{9-k^2} r^3 \right] W_0^2. \quad (3.2)$$

Постоянную C_1 находим из условия (1.15)

$$C_1 = \frac{4h}{a_{11}b^2} \frac{R_2}{R_0} W_0 + \frac{2}{a_{11}} \frac{R_1}{R_0} W_0^2,$$

где

$$R_0 = -b^k (a_{12}b - \gamma - a_{11}kb),$$

$$R_1 = \frac{4b^7}{49-k^2} (a_{12}b - \gamma - 7a_{11}b) - \frac{4(n+1)b^7}{25-k^2} (a_{12}b - \gamma - 5a_{11}b) + \\ + \frac{(n+1)^2 b^7}{9-k^2} (a_{12}b - \gamma - 3a_{11}b),$$

$$R_2 = \frac{2b^5}{25-k^2} (a_{12}b - \gamma - 5a_{11}b) - \frac{(n+1)b^5}{9-k^2} (a_{12}b - \gamma - 3a_{11}b).$$

Отсюда

$$\varphi = \frac{4h}{a_{11}b^2} \left[\frac{2}{25-k^2} r^5 - \frac{(n+1)b^2}{9-k^2} r^3 + \frac{R_2}{R_0} r^k \right] W_0 + \\ + \frac{2}{a_{11}} \left[\frac{4}{49-k^2} r^7 - \frac{4(n+1)b^2}{25-k^2} r^5 + \frac{(n+1)^2 b^4}{9-k^2} r^3 + \frac{R_1}{R_0} r^k \right] W_0^2. \quad (3.3)$$

Вводя выражения (2.2), (3.3) во второе уравнение системы (1.13) и решая его по методу И. Г. Бубнова получим

$$l_{10} \frac{d^2 W_0}{dt^2} + [l_{11} + l_{11}(t) + l_{13}(t)] W_0 + l_{12} W_0^2 + l_{13} W_0^3 = 0, \quad (3.4)$$

где

$$l_{10} = m^* \frac{5n^2 - 15n + 4}{120} b^{10},$$

$$l_{11} = \left((n^2 - 8n + 3) D_{11} - \frac{3n^2 + 1}{3} D_{22} + \frac{8h^2}{a_{11}} \left[\frac{3 - 5n}{20(25 - k^2)} - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{2n^2 + n - 1}{12(9 - k^2)} + \frac{R_2}{R_0} \left(\frac{2}{5+k} - \frac{n+1}{3+k} \right) b^{k-5} \right] \right) b^6,$$

$$l_{12} = \frac{4h}{a_{11}} \left(\frac{4 - 6n}{15(49 - k^2)} + \frac{15n^2 - 6n - 1}{15(25 - k^2)} - \frac{10n^3 + 5n^2 - 4n + 1}{20(9 - k^2)} + \right. \\ \left. + \frac{2R_2}{R_0} \left[\frac{4}{7+k} - \frac{4(n+1)}{5+k} + \frac{(n+1)^2}{3+k} \right] b^{k-5} + \right. \\ \left. + \frac{R_1}{R_0} \left[\frac{2}{5+k} - \frac{n+1}{3+k} \right] b^{k-7} \right) b^{10}, \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned}
 l_{13} = & \frac{4}{a_{11}} \left[\frac{42n^2 - 56n - 22}{105(49 - k^2)} - \frac{15n^3 - 3n^2 - 11n + 7}{30(25 - k^2)} + \right. \\
 & \left. + \frac{5n^4 + 5n^3 - 3n^2 - n + 2}{30(9 - k^2)} + \frac{R_1}{R_0} \left[\frac{4}{7+k} - \frac{4(n+1)}{5+k} - \frac{(n+1)^2}{3+k} \right] b^{k-7} \right] b^{14}, \\
 l_{14}(t) = & 2 \int_0^b \left\{ \int_0^t T_1^0(r, t) [6r^2 - (n+1)b^2] r dr \right\} [2r^3 - (n+1)b^2 r] dr, \\
 l_{15}(t) = & 2 \int_0^b \left\{ \int_0^t T_2^0(r, t) [2r^3 - (n+1)b^2 r] dr \right\} [2r^3 - (n+1)b^2 r] dr.
 \end{aligned} \quad (3.6)$$

Если на оболочку действует постоянная по r нормальная нагрузка по закону

$$p = p_0 + p_t \cos \theta t, \quad (3.7)$$

тогда

$$l_{14}(t) = -\frac{3n^2 - 4n + 2}{12} \frac{Rb^8}{2} (p_0 + p_t \cos \theta t),$$

$$l_{15}(t) = -\frac{n^2}{4} \frac{Rb^8}{2} (p_0 + p_t \cos \theta t),$$

а уравнение (3.4) принимает вид

$$\frac{d^2 W_0}{dt^2} + \omega^2 \left(1 - \frac{p_0 + p_t \cos \theta t}{p_{kp}} \right) W_0 + l W_0^2 + d W_0^3 = 0, \quad (3.8)$$

$$\omega^2 = \frac{l_{11}}{l_{10}}, \quad l = \frac{l_{12}}{l_{10}}, \quad d = \frac{l_{13}}{l_{10}}, \quad p_{kp} = \frac{2l_{11}}{Rl_{16}},$$

где

$$l_{16} = \frac{6n^2 - 4n + 2}{12} b^8.$$

Здесь ω — линейная частота собственных колебаний, p_{kp} — критическое значение давления p при его статическом действии.

Исходя из уравнения (3.8), для значения частоты собственных колебаний и критического значения интенсивности давления при его статическом действии, в нелинейной постановке получим [4]

$$\omega_n^2 = \omega^2 + l W_0 + d W_0^2 \quad (3.9)$$

и

$$p_{kp}^n = p_{kp} \left(1 + \frac{l}{\omega^2} W_0 + \frac{d}{\omega^2} W_0^2 \right). \quad (3.10)$$

Дадим уравнению (3.8) несколько иной вид

$$\frac{d^2 W_0}{dt^2} + \Omega^2 (1 - 2\mu \cos \theta t) W_0 + l W_0^2 + d W_0^3 = 0, \quad (3.11)$$

где

$$\Omega^2 = \omega^2 \left(1 - \frac{p_0}{p_{kp}} \right), \quad \mu = \frac{1}{2} \cdot \frac{p_1 \cdot p_{kp}}{p_{kp} - p_0} \quad (3.12)$$

4. Коническая оболочка. В этом случае уравнение срединной поверхности, отнесенное к вершине оболочки, имеет вид [2, 3]

$$f(r) = \frac{h}{b} r. \quad (4.1)$$

Здесь в качестве функции прогиба так же принимаем выражение (2.2). Подставляя (2.2) в (2.1) и используя (1.15), для функции φ получим

$$\begin{aligned} \varphi = & \frac{2h}{a_{11}b} \left[\frac{2}{16-k^2} r^4 - \frac{(n+1)b^2}{4-k^2} r^2 + \frac{R_0}{R_0} r^k \right] W_0 + \\ & + \frac{2}{a_{11}} \left[\frac{4}{49-k^2} r^2 - \frac{4(n+1)b^2}{25-k^2} r^4 + \frac{(n+1)^2 b^4}{9-k^2} r^6 + \frac{R_1}{R_0} r^k \right] W_0^2, \end{aligned} \quad (4.2)$$

где

$$R_0 = -(a_{12}b - \gamma - a_{11}kb) b^k,$$

$$\begin{aligned} R_1 = b^k \left[\frac{4}{49-k^2} (a_{12}b - \gamma - 7a_{11}b) - \frac{4(n+1)}{25-k^2} (a_{12}b - \gamma - 5a_{11}b) + \right. \\ \left. + \frac{(n+1)^2}{9-k^2} (a_{12}b - \gamma - 3a_{11}b) \right], \end{aligned}$$

$$R_2 = b^k \left[\frac{2}{16-k^2} (a_{12}b - \gamma - 4a_{11}b) - \frac{n+1}{4-k^2} (a_{12}b - \gamma - 2a_{11}b) \right].$$

Вводя (2.2) и (4.2) во второе уравнение системы (1.13), получим

$$l_{20} \frac{d^2 W_0}{dt^2} + [l_{21} + l_{24}(t) + l_{25}(t)] W_0 + l_{22} W_0^2 + l_{23} W_0^3 = 0, \quad (4.3)$$

где

$$l_{20} = l_{10}, \quad l_{23} = l_{13}, \quad l_{24}(t) = l_{14}(t), \quad l_{25}(t) = l_{15}(t),$$

$$\begin{aligned} l_{21} = & \left\{ (n^2 - 8n + 3) D_{11} - \frac{1 + 3n^2}{3} D_{22} + \frac{2h^2}{a_{11}} \left[\frac{1 - 2n}{6(16 - k^2)} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{3n^2 + 2n - 1}{12(4 - k^2)} + \frac{R_2}{R_0} \left(\frac{2}{k+4} - \frac{n+1}{k+2} \right) b^{k-4} \right] \right\} b^k, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} l_{22} = & \frac{2h}{a_{11}} \left[\frac{28 - 44n}{99(49 - k^2)} + \frac{26n^2 + 16n - 20}{63(25 - k^2)} + 2 \cdot \frac{198n^2 - 220n + 86}{693(16 - k^2)} - \right. \\ & \left. - \frac{7n^3 + 11n^2 + n - 3}{35(9 - k^2)} - 2 \cdot \frac{63n^3 + 9n^2 - 31n + 23}{315(4 - k^2)} + \right. \end{aligned}$$

$$+ \frac{R_1}{R_0} \left(\frac{2}{k+4} - \frac{n+1}{k+2} \right) b^{k-7} + \frac{2R_2}{R_0} \left(\frac{4}{k+7} - \frac{4(n+1)(n+1)^2}{k+5} \frac{1}{k+3} \right) b^{k-4} \Big| b^{10}. \quad (4.4)$$

Если на оболочку действует постоянная по r , нормально приложенная нагрузка по закону

$$p = p_0 + p_i \cos \theta t, \quad (4.5)$$

то уравнение (4.3) можно записать в виде

$$\frac{d^2 W_0}{dt^2} + \omega^2 \left(1 - \frac{p_0 + p_i \cos \theta t}{p_{kp}} \right) W_0 + l W_0^2 + d W_0^3 = 0, \quad (4.6)$$

где

$$\omega^2 = \frac{l_{21}}{l_{20}}, \quad l = \frac{l_{22}}{l_{20}}, \quad d = \frac{l_{23}}{l_{20}}, \quad (4.7)$$

$$p_{kp} = \frac{2l_{21} \sin 2\alpha}{bl_{26}}, \quad \text{где } l_{26} = l_{16}.$$

Здесь 2α — угол раствора конуса.

Остальные выкладки получаются аналогичным образом, как в п. 3.

5. Решение уравнения (3.11). Перепишем уравнение (3.11) в виде

$$\frac{d^2 W_0}{dt^2} + 2\lambda \frac{dW_0}{dt} + \Omega^2 W_0 + l W_0^2 + d W_0^3 = 2\lambda \Omega^2 \cos \theta t \cdot W_0. \quad (5.1)$$

Член $2\lambda \frac{dW_0}{dt}$ в уравнении (5.1) характеризует затухание системы.

где показатель затухания λ определяется из опытов.

Пусть

$$\theta = 2\Omega + \varepsilon, \quad (5.2)$$

где ε — малая величина, определяющая область резонанса, т. е. мы находимся вблизи главного параметрического резонанса. Уравнение (5.1) в этом случае примет вид

$$\frac{d^2 W_0}{dt^2} + 2\lambda \frac{dW_0}{dt} + \Omega^2 W_0 + l W_0^2 + d W_0^3 = 2\lambda \Omega^2 \cos (2\Omega + \varepsilon) t \cdot W_0. \quad (5.3)$$

Решение уравнения (5.3) в первом приближении напомним в виде [5, 6]

$$W_0 = C \cdot \cos \left[\left(\Omega + \frac{\varepsilon}{2} \right) t + \psi \right], \quad (5.4)$$

где C — искомая амплитуда резонансных колебаний, ψ — сдвиг фазы, который при соответствующем выборе начала отсчета времени может быть равен нулю.

Подставляя (5.4) в правую часть уравнения (5.3), и сохраняя лишь обычный резонансный член, получим [6]

$$\frac{d^2 W_0}{dt^2} + 2i \frac{d W_0}{dt} + \Omega^2 W_0 + l W_0^2 + d W_0^3 = \mu \Omega^2 C \cos \left[\left(\Omega + \frac{\varepsilon}{2} \right) t - \nu \right]. \quad (5.5)$$

(5.5) представляет собой уравнение обычного резонанса, где роль амплитуды внешней силы играет величина $\mu \Omega^2 C$. Подставим вместо амплитуды внешней силы выражение $\mu \Omega^2 C$ в формулу амплитуды обычных нелинейных резонансных колебаний [6]. Тогда для амплитуд установившихся колебаний в случае главного параметрического резонанса получим выражения [6]

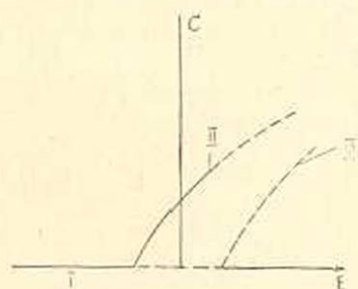
$$C = 0, \quad (5.6)$$

$$C^2 = \frac{1}{\chi} \left[\frac{\varepsilon}{2} \pm \sqrt{\frac{\mu^2 \Omega^2}{4} - \chi^2} \right], \quad (5.7)$$

где

$$\chi = \pm \sqrt{\frac{\mu^2 \Omega^2}{4} - 4\chi^2}, \quad (5.8)$$

$$\chi = \frac{3d}{8\Omega} - \frac{5l^2}{12\Omega^3}. \quad (5.9)$$



Фиг. 2.

Решение (5.6) соответствует нерезонансному состоянию оболочки, а два других решения (5.7) — установившимся резонансным колебаниям. Эти решения изображены на фиг. 2.

Решение III, как видно из фиг. 2, неустойчиво. Затягивание колебаний происходит в сторону больших частот.

Институт математики и механики
АН Армянской ССР

Поступила 7 IV 1960

ժ. Ե. Բաղդասարյան, Վ. Յ. Գեուքի

ՇԵՐՏԱՎՈՐ ԱՆԻՉՈՏՐՈՊ ՊՏՏՄԱՆ ԹԱՂԱՆՔՆԵՐԻ ԴԻՆԱՄԻԿ ԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա. Մ. Փ. Ո. Փ. Ո. Մ.

Դիտարկվում է շերտավոր անիզոտրոպ պտտման թաղանթների ոչ-զծալին դինամիկ կայունության խնդիրը:

Խնդրի հիմնական հավասարումը իրենից ներկայացնում է երկրորդ կարգի փոփոխական դործակիցներով ոչ-զծալին դիֆերենցիալ հավասարում, որն ստացվում է Բաչրնով-Դալյորկինի վարիացիոն մեթոդի օգնությամբ:

Օգտագործելով [6]-ում առաջարկված մեթոդը, հաշվվում են կայունացված ամպլիտուդաները և զոնանային գլխավոր տիրույթում:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Амбарцумян С. А. Расчет слоистых оболочек вращения. „Известия АН АрмССР“, 11, № 2, 1949.
2. Григолюк Э. И. Нелинейные колебания и устойчивость пологих стержней и оболочек. „Известия АН СССР“, № 3, 1955.
3. Бурмистров Е. Ф. Нелинейные поперечные колебания ортотропных оболочек вращения. „Инженерный сборник“, 26.
4. Гнуни В. Ц. К теории динамической устойчивости слоистых анизотропных пологих оболочек. „Известия АН АрмССР“, 13, № 1, 1960.
5. Болотин В. В. Динамическая устойчивость упругих систем. ГИТТЛ, М., 1956.
6. Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М. Механика. Физматгиз, М., 1958.