$$a_x = \left(\frac{i_{xx}}{\delta_x}\right)^2; \quad a_y = \left(\frac{i_{yy}}{\delta_y}\right)^2; \quad \Lambda_\alpha^{(i)} = \lambda_\alpha^{(i)} 2\delta_i; \quad \Lambda_\beta^{(i)} = \lambda_\beta^{(i)} 2\delta_i;$$

$$\varkappa_x = \delta_y k \cos\varphi; \quad \varkappa_y = \delta_x k \sin\varphi;$$

L — линия пересечения поверхности S_{m+1} плоскостью поперечного сечения стержня; i_{xx}, i_{yy} — радиусы инерции области D относительно соответствующих осей; $\overset{0}{x}_i$, $\overset{0}{y}_i$ — координаты центра тяжести отрезка Γ_i, образуемого пересечением поверхности S_i ($i = 1, 2, 3, \ldots, m$) плоскостью поперечного сечения.

Интегрирование по Γ_i второй группы условий (3) с учетом формул (1), (7) и (8) приводит к следующим соотношениям:

$$T + \frac{x_i^0}{\delta_y}\theta_y + \frac{y_i^0}{\delta_x}\theta_x = T_i, \quad \frac{\delta_i}{\delta_x}\theta_x \cos\varphi - \frac{\delta_i}{\delta_y}\theta_y \sin\varphi = \theta_i \tag{11}$$

$$(i = 1, 2, 3, \ldots, m).$$

Краевые условия на T, θ_x и θ_y получаем непосредственным интегрированием условий (5) и (6): на S_r

$$\Lambda_s \frac{\partial T}{\partial s} + E_r\left(T - \frac{1}{F}\iint_D t_r^{(c)} dF\right) = 0,$$

$$\Lambda_s \frac{\partial \theta_x}{\partial s} + E_r\left(\theta_x - \frac{\delta_x}{I_{xx}}\iint_D t_r^{(c)} y dF\right) = 0, \tag{12}$$

$$\Lambda_s \frac{\partial \theta_y}{\partial s} + E_r\left(\theta_y - \frac{\delta_y}{I_{yy}}\iint_D t_r^{(c)} x dF\right) = 0,$$

$$E_r = \varepsilon_r F \quad (r = m + 2, \ m + 3);$$

при $\tau = 0$

$$T = \frac{1}{F}\iint_D t_0 dF, \quad \theta_x = \frac{\delta_x}{I_{xx}}\iint_D t_0 y dF, \quad \theta_y = \frac{\delta_y}{I_{yy}}\iint_D t_0 x dF. \tag{13}$$

Таким образом, для определения температурного поля m-слойной оболочки с подкрепленным краем необходимо решить систему дифференциальных уравнений на T_i и θ_i ($i = 1, 2, 3, \ldots, m$) [1, 4] совместно с системой уравнений (9) на T, θ_x и θ_y при условиях сопряжения (11) и краевых условиях (13).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Береговой С. П., Подстригач Я. С., Чернуха Ю. А.* Об уравнениях теплопроводности многослойных оболочек.— Изв. АН СССР. МТТ, 1972, № 3, с. 105—110.
2. *Григолюк Э. И., Чулков П. П.* Уравнения поля температур для трехслойных оболочек.— Изв. АН СССР. Техника, 1964, 6, № 2, с. 88—92.
3. *Смирнов И. В.* Курс высшей математики. Т. 2. Физматгиз, М., 1954. 628 с.
4. *Чернуха Ю. А.* Задача теплопроводности для облучаемых многослойных оболочек.— Мат. методы и физ.-мех. поля, 1975, вып. 1, с. 104—109.

Львовский филиал математической физики Института математики АН УССР

Поступила в редколлегию 15.V 1975 г.

УДК 539.3

В. А. Осадчук, Е. И. Труш, Е. М. Федюк

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ПО ТОЛЩИНЕ НА НАПРЯЖЕННОЕ СОСТОЯНИЕ СЛОИСТОЙ ПОЛОГОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ С ТРЕЩИНОЙ

Использование в инженерной практике тонкостенных элементов конструкций, изготовленных из новых композитных материалов (армированных пластмасс и др.) требует разработки методики расчета на прочность этих элементов, учитывающей их специфические особенности. В настоящей работе рассмотрена задача о напряженном состоянии неоднородной по толщине пологой сферической оболочки с прямолинейной трещиной. Неоднородность оболочки заключается в том, что упругие характеристики E и ν изменяются с изменением нормальной к поверхности оболочки координаты, причем так, что характеристики материала удовлетворяют обобщенному закону Гука и остается в силе гипотеза недеформируемых нормалей.

Рассмотрим неоднородную бесконечную пологую сферическую оболочку с прямолинейной в плане трещиной длины $2l$, берега которой загружены самоуравновешивающими усилиями и моментами. Отнесем оболочку к декартовой прямоугольной системе координат XOY, начало которой совпадает со срединой, а ось OX — с линией трещины.

Исходя из представления компонент тензора $\{e_{ij}\}$ геометрически малой деформации в виде [3]

$$e_{ij} = e_{ij}^{(s)} + e_{ij}^{(0)} \quad (i,\ j = x,\ y), \tag{1}$$

где $e_{ij}^{(s)}$ — компоненты тензора упругой деформации, e_{ij}^{0} — компоненты тензора дисторсии, для неоднородной пологой сферической оболочки [4] получаем систему дифференциальных уравнений относительно функции напряжений φ и функции прогибов w:

$$\begin{aligned} &\frac{B}{l^2}\nabla^2\nabla^2\varphi + \frac{d_{22}}{l^2}\nabla^2\nabla^2 w - \frac{1}{R}\nabla^2 w = -F_1^0(x,\ y),\\ &\frac{A}{l^2}\nabla^2\nabla^2 w - \frac{d_{22}}{l^2}\nabla^2\nabla^2\varphi + \frac{1}{R}\nabla^2\varphi = -AF_2^0(x,\ y). \end{aligned} \tag{2}$$

Здесь

$$F_1^0 = \nabla^2(\varepsilon_{22}^0 + d_{22}\varkappa_{11}^0 + d_{11}\varkappa_{22}^0) + \partial_2^2[\varepsilon_{11}^0 - \varepsilon_{22}^0 + d_{12}(\varkappa_{11}^0 - \varkappa_{22}^0)] - $$
$$- \partial_1\partial_2(\varepsilon_{12}^0 + 2d_{12}\varkappa_{12}^0),$$

$$F_2^0 = \nabla^2(\varkappa_{11}^0 + \mu\varkappa_{22}^0) - (1-\mu)[\partial_2^2(\varkappa_{11}^0 - \varkappa_{22}^0) - 2\partial_1\partial_2\varkappa_{12}^0];$$

$$d_{11} = \frac{C_{11}K_{11} - C_{22}K_{22}}{\Omega};\quad d_{22} = \frac{C_{11}K_{22} - C_{22}K_{11}}{\Omega};\quad d_{12} = \frac{K_{12}}{C_{12}};\quad A = D_{11} - D_{11}^0;$$

$$B = \frac{C_{11}}{\Omega};\quad \mu = \frac{A_1}{A};\quad A_1 = D_{22} - D_{22}^0;\quad D_{11}^0 = K_{11}d_{11} + K_{22}d_{22};$$

$$D_{22}^0 = K_{11}d_{22} + K_{22}d_{11};\quad \Omega = C_{11}^2 - C_{22}^2;$$

$$C_{ij} = \int_{-h}^{h} B_{ij}(Z)\,dZ;\quad K_{ij} = \int_{-h}^{h} B_{ij}(Z)\,Z\,dZ;\quad D_{ij} = \int_{-h}^{h} B_{ij}(Z)\,Z^2dZ \quad (i,\ j = 1,\ 2);$$

$$B_{11} = \frac{E}{1-\nu^2};\quad B_{22} = \nu B_{11};\quad B_{12} = \frac{E}{2(1+\nu)};\quad E = E(Z);\quad \nu = \nu(Z);$$

$$\partial_1 = \frac{\partial}{\partial x};\quad \partial_2 = \frac{\partial}{\partial y};\quad \nabla^2 = \partial_1^2 + \partial_2^2;\quad x = \frac{X}{l};\quad y = \frac{Y}{l};$$

ε_{ij}^0, $\varkappa_{ij}^0$ — осредненные по толщине оболочки компоненты тензора дисторсии [2]; R и $2h$ — радиус срединной поверхности и толщина оболочки; Z — координата, направленная по внешней нормали к срединной поверхности оболочки.

Случай, когда $B_{ij}(Z)$ имеет ступенчатый характер, т. е.

$$B_{ij}(Z) = \begin{cases} B_{ij}^{(1)} & \text{при } -h \leqslant Z \leqslant \delta_1 - h,\\ B_{ij}^{(2)} & \text{при } \delta_1 - h \leqslant Z \leqslant \delta_2 - h,\\ \dots\dots\dots\dots & \\ B_{ij}^{(n)} & \text{при } \delta_{n-1} - h \leqslant Z \leqslant h, \end{cases} \tag{3}$$

приводит к многослойным оболочкам, собранным из n однородных изотропных слоев при условии, что контакт между ними исключает взаимное проскальзывание и отставание, а ко всему пакету в целом применима гипотеза недеформируемых нормальных элементов. Выражения приведенных жесткостей C_{ij}, K_{ij} и D_{ij} в этом случае принимают следующий вид:

$$C_{ij}=\sum_{k=1}^{n}B_{ij}^{(k)}(\delta_k-\delta_{k-1}),\quad K_{ij}=\frac{1}{2}\sum_{k=1}^{n}B_{ij}^{(k)}[\delta_k^2-\delta_{k-1}^2-2h(\delta_k-\delta_{k-1})],$$
$$D_{ij}=\frac{1}{3}\sum_{k=1}^{n}B_{ij}^{(k)}[\delta_k^3-\delta_{k-1}^3-3h(\delta_k^2-\delta_{k-1}^2)+3h^2(\delta_k-\delta_{k-1})],\tag{4}$$

где δ_k — расстояние от внутренней поверхности, ограничивающей оболочку, до внешней поверхности k-го слоя.

Вводя комплексную функцию напряжений

$$\Phi(x,\ y)=\frac{1}{R}\sqrt{\frac{A}{B}}\,w(x,\ y)+\frac{i}{R}\varphi(x,\ y),\tag{5}$$

систему уравнений (2) приводим к уравнению

$$\nabla^2(\nabla^2-\lambda^2s^2)\,\Phi(x,\ y)=-i\lambda^2s^2\left[F_2^0(x,\ y)+i\sqrt{\frac{A}{B}}F_1^0(x,\ y)\right].\tag{6}$$

Здесь

$$\lambda^2=\frac{\sqrt{AB}\,l^2}{R(AB+C^2)};\quad s^2=\frac{C}{\sqrt{AB}}+i;\quad C=d_{22};\quad i=\sqrt{-1}.$$

Используя интегральное преобразование Фурье, фундаментальное решение Φ_0 уравнения

$$\nabla^2(\nabla^2-\lambda^2s^2)\,\Phi_0(x,\ y)=-i\lambda^2s^2\delta(x)\,\delta(y)\tag{7}$$

получаем в виде

$$\Phi_0=\frac{i}{2\pi}[K_0(\lambda sr)+\ln r],\tag{8}$$

где $\delta(x)$ и $K_0(x)$ — соответственно функции Дирака и Макдональда; $r^2=x^2+y^2$.

Для рассматриваемой оболочки с трещиной $|x|\leqslant 1$, $y=0$ поле дисторсий, характеризующее разрывы перемещений и углов поворота на линии трещины, при симметричной относительно линии трещины нагрузке принимает вид

$$\begin{gathered}\varepsilon_{22}^0(x,\ y)=\varepsilon_2(x)\,\delta(y),\quad \varkappa_{22}^0(x,\ y)=\varkappa_2(x)\,\delta(y)\ \text{при}\ |x|<1,\\ \varepsilon_{22}^0(x,\ y)=\varkappa_{22}^0(x,\ y)=0\ \text{при}\ |x|\geqslant 1,\\ \varepsilon_{11}^0(x,\ y)=\varepsilon_{12}^0(x,\ y)=\varkappa_{11}^0(x,\ y)=\varkappa_{12}^0(x,\ y)=0,\end{gathered}\tag{9}$$

где $\varepsilon_2(x)=\frac{1}{l}(v^+-v^-)$, $\varkappa_2(x)=-\frac{1}{l}(\theta_2^+-\theta_2^-)$. Знаками «+» и «—» обозначены граничные значения соответствующей величины слева и справа от линии трещины.

Подставляя соотношения (9) в уравнение (6) и используя фундаментальное решение (8), находим выражение для функции $\Phi(x,\ y)$, на основании которого получим разрешающие функции φ и w.

Условия на контуре трещины запишем так:

$$\begin{aligned}&N_2(x,\ 0)=f_1(x),\quad &&M_2(x,\ 0)=f_2(x)\quad &&\text{при}\ |x|\leqslant 1;\\ &v(x,\ 0)=0, &&\theta_2(x,\ 0)=0 &&\text{при}\ |x|>1;\\ &S(x,\ 0)=0, &&Q_2^*(x,\ 0)=0 &&\text{при всех}\ x,\end{aligned}\tag{10}$$

где N_2, S, Q_2^* — соответственно нормальное, касательное и обобщенное поперечное усилия; M_2 — изгибающий момент, определяемые на контуре трещины как сумма усилий и моментов в оболочке без трещины.

Подставляя выражения для функций φ и w в формулы для определения усилия N_2 и момента M_2:

$$N_2 = \frac{1}{l^2}\partial_1^2\varphi, \quad M_2 = -\frac{1}{l^2}[A_1\partial_1^2 w + A(\partial_2^2 w + l^2\varkappa_{22}^0) - (d_{11}\partial_1^2 + d_{22}\partial_2^2)\varphi] \quad (11)$$

и удовлетворяя граничным условиям (10), для определения функций $\varepsilon_2(x)$ и $\varkappa_2(x)$ получаем систему сингулярных интегральных уравнений

$$\sum_{k=1}^{2}\int_{-1}^{1}\Psi_k(\xi)K_{ik}(x-\xi)\,d\xi = F_i(x), \quad |x|<1 \quad (i=1,2). \qquad (12)$$

Здесь

$$\Psi_1(\xi) = \frac{d}{d\xi}\varepsilon_2(\xi); \quad \Psi_2(\xi) = \frac{d}{d\xi}\varkappa_2(\xi); \quad K_{11} = -\frac{1}{\eta} + K_{11}^0;$$

$$K_{12} = -\frac{a_1}{\eta} + K_{12}^0; \quad K_{21} = K_{12}; \quad K_{22} = -\frac{a_2}{\eta} + K_{22}^0; \quad K_{11}^0 = L_1 + L_2;$$

$$K_{12}^0 = d_{12}L_1 + d_{11}L_2 + \sqrt{AB}\,[(1-\mu)L_3 - \mu L_4]; \quad K_{22}^0 = p_1L_1 + p_2L_2 + {}$$
$$+ 2\sqrt{AB}\,[(1-\mu)d_{12}L_3 - (\mu d_{11} - C)L_4 - CL_5] + 2C^2L_6 - {}$$
$$- b\,[(1-\mu)^2L_1 - (1-\mu^2)L_2 + L_6];$$

$$L_1 = \left(\frac{2}{\tau}\Phi_3 - a\Phi_1 - \Phi_2 - 1\right)\frac{1}{\eta}; \quad L_2 = (2 + \tau\Phi_4 + a\tau\Phi_3)\frac{1}{\eta};$$

$$L_3 = \left(\frac{4}{\tau^2} + \frac{2}{\tau}\Phi_4 - a\Phi_2 + \Phi_1 - a\right)\frac{1}{\eta};$$

$$L_4 = (2a + a\tau\Phi_4 - \tau\Phi_3)\frac{1}{\eta}; \quad L_5 = \lambda^2\int_0^{\eta}(a^2\Phi_2 - 2a\Phi_1 - \Phi_2)\,d\eta;$$

$$L_6 = \lambda^2\int_0^{\eta}(a^2\Phi_1 + 2a\Phi_2 - \Phi_1)\,d\eta; \quad \Phi_1(\tau) = -i\,[K_0(s\tau) - K_0(\bar{s}\tau)];$$

$$\Phi_2(\tau) = K_0(s\tau) + K_0(\bar{s}\tau); \quad \Phi_3(\tau) = \frac{d}{d\tau}\Phi_1(\tau), \quad \Phi_4(\tau) = \frac{d}{d\tau}\Phi_2(\tau);$$

$$\tau = \lambda|\eta|; \quad \eta = x - \xi; \quad a_1 = d_{11} - \mu C; \quad a_2 = a_1^2 + (3 - 2\mu - \mu^2)b;$$

$$p_1 = d_{12}^2 + (1-\mu)^2C^2; \quad p_2 = d_{11}^2 - (2-\mu^2)C^2, \quad b = AB + C^2;$$

$$F_i = \frac{4\pi b}{A}f_i(x) \quad (i=1,2); \quad s^2 = a + i; \quad \bar{s}^2 = a - i; \quad a = \frac{C}{\sqrt{AB}}.$$

Функции K_{ik}^0 непрерывные для всего множества действительных значений x и ξ.

Отметим, что когда E и ν неизменны по толщине оболочки, из системы интегральных уравнений (12) получим соответствующую систему интегральных уравнений для однородной пологой сферической оболочки с прямолинейной трещиной [3].

Решая систему интегральных уравнений (12) методом, предложенным в работе [1], для определения коэффициентов интенсивности

$$k_1 = \lim_{r\to 0}\sqrt{2r}N_2, \quad k_2 = \lim_{r\to 0}\sqrt{2r}M_2, \qquad (13)$$

где r — расстояние вдоль линии трещины от ее вершины, получим формулы

$$k_1 = d\sum_{m=0}^{n-1}(A_m + a_1B_m), \quad k_2 = d\sum_{m=0}^{n-1}(a_1A_m + a_2B_m). \qquad (14)$$

Здесь

$$A_m = \frac{2}{n}\sum_{\nu=1}^{n}F_\nu\cos m\theta_\nu; \quad B_m = \frac{2}{n}\sum_{\nu=1}^{n}\Phi_\nu\cos m\theta_\nu;$$

$$F_\nu = F(x_\nu); \quad \Phi_\nu = \Phi(x_\nu); \quad x_\nu = \cos\theta_\nu; \quad \theta_\nu = \frac{2\nu - 1}{2n}\pi;$$

$$\Psi_1(x) = \frac{F(x)}{\sqrt{1-x^2}}; \quad \Psi_2(x) = \frac{\Phi(x)}{\sqrt{1-x^2}}; \quad d = -\frac{\sqrt{l}A}{4b}.$$

Величины F_ν и Φ_ν находим, решая систему алгебраических уравнений:

$$\begin{gathered}\sum_{\nu=1}^{n} \alpha_{m\nu}F_\nu + \sum_{\nu=1}^{n} \beta_{m\nu}\Phi_\nu = \varphi_{1m}, \\ \sum_{\nu=1}^{n} \beta_{m\nu}F_\nu + \sum_{\nu=1}^{n} \overline{\beta_{m\nu}}\Phi_\nu = \varphi_{2m} \quad (m = 1, 2, \ldots, n),\end{gathered} \tag{15}$$

где

$$\alpha_{m\nu} = \frac{1}{2n}[K(\theta_m, \theta_\nu) + K_{11}^0(\cos\theta_m, \cos\theta_\nu)];$$

$$\beta_{m\nu} = \frac{1}{2n}[a_1K(\theta_m, \theta_\nu) + K_{12}^0(\cos\theta_m, \cos\theta_\nu)];$$

$$\overline{\beta_{m\nu}} = \frac{1}{2n}[a_2K(\theta_m, \theta_\nu) + K_{22}^0(\cos\theta_m, \cos\theta_\nu)];$$

$$K(\theta_m, \theta_\nu) = \frac{1}{\sin\theta_m}\operatorname{ctg}\frac{\theta_m \mp \theta_\nu}{2}; \quad \varphi_{im} = \frac{2b}{A}f_{im} \quad (i = 1, 2).$$

Верхний знак берем, когда число $|m - \nu|$ нечетно, а нижний — когда оно четно. Приведенные формулы позволяют исследовать вопрос об изменении коэффициентов интенсивности в зависимости от толщины и упругих характеристик оболочки.

Для определения напряженно-деформированного состояния неоднородной бесконечной пластинки ($R \to \infty$) с прямолинейной трещиной $|x| \leqslant 1$, $y = 0$ из системы интегральных уравнений (12) получим

$$\int_{-1}^{1} \Phi_{i0}(\xi)\frac{d\xi}{x-\xi} = -F_i(x), \quad |x| < 1 \quad (i = 1, 2), \tag{16}$$

где $\Phi_{10}(\xi) = \Psi_1(\xi) + a_1\Psi_2(\xi)$, $\Phi_{20}(\xi) = a_1\Psi_1(\xi) + a_2\Psi_2(\xi)$. Решая систему интегральных уравнений (16) и используя выражения функций $\varepsilon_2(x)$ и $\varkappa_2(x)$ через разрывы перемещений и углов поворота, находим перемещение $v(x)$ и угол поворота $\theta_2(x)$ берегов трещины. Когда к берегам трещины приложены равномерно распределенные по ее длине усилие и момент ($f_1 = -N_2^0$, $f_2 = -M_2^0$), эти величины имеют вид

$$v(x) = (a_2N_2^0 - a_1M_2^0)\,q(x), \quad \theta_2(x) = (a_1N_2^0 - M_2^0)\,q(x), \tag{17}$$

где

$$q(x) = \frac{2l\sqrt{1-x^2}}{(3 - 2\mu - \mu^2)A}.$$

Условие отсутствия контакта берегов трещины под действием данной нагрузки получим в виде

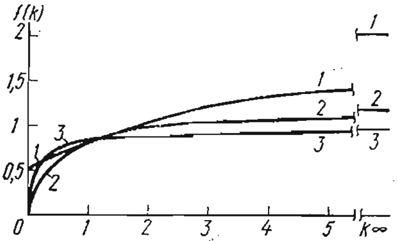
$$q(x)\,[(a_2 + a_1h)N_2^0 - (a_1 + h)M_2^0] > 0. \tag{18}$$

Рассмотрим пластинку, составленную из трех изотропных слоев, симметричных относительно срединной поверхности в геометрическом и физическом отношениях. В этом случае жесткость взаимного влияния $K_{ij} = 0$, а условие (18) при неизменном по толщине пластинки коэффициенте Пуассона принимает вид

$$\frac{M_2^0}{N_2^0h} < f(\nu, k), \tag{19}$$

где $f(\nu, k) = \frac{3 - 2\nu - \nu^2}{3(1-\nu^2)h^2} \frac{\alpha}{\beta}$; $\alpha = (1-k)(h-\delta_1)^3 + kh^3$; $\beta = (k-1)\delta_1 + h$; $k = \frac{E_1}{E}$; δ_1 — толщина внешнего (внутреннего) слоя; E и E_1 — соответственно модули упругости среднего и внешнего (внутреннего) слоев пластинки.

Числовые расчеты произведены для различных значений параметра k при $\nu = 0{,}3$; $\delta_1 = 0{,}2$; $0{,}7$; $0{,}9h$. При этом



$$f(0{,}3;\ k) = 0{,}846 \frac{\alpha_0}{\beta_0}, \qquad (20)$$

где

$\alpha_0 = 0{,}488k + 0{,}512$, $\beta_0 = 0{,}2k + 0{,}8$ при $\delta_1 = 0{,}2h$;

$\alpha_0 = 0{,}973k + 0{,}027$, $\beta_0 = 0{,}7k + 0{,}3$ при $\delta_1 = 0{,}7h$;

$\alpha_0 = 0{,}999k + 0{,}001$, $\beta_0 = 0{,}9k + 0{,}1$ при $\delta_1 = 0{,}9h$.

На рисунке кривыми *1*, *2*, *3* изображены графики изменения функции $f(k)$ для значений толщины $\delta_1 = 0{,}2$; $0{,}7$; $0{,}9h$ соответственно. Как видно из графиков, с увеличением модуля упругости E_1 контакт берегов трещины при $k > 1$ наступает раньше в пластинке с более толстыми наружными слоями для всех значений параметра k, а при $k < 1$ — в пластинке с толстыми и тонкими наружными слоями в зависимости от конкретного значения k.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Каландия А. И.* Математические методы двумерной упругости. М., «Наука», 1973. 303 с.
2. *Осадчук В. А., Подстригач Я. С.* К определению напряженного состояния в замкнутой цилиндрической оболочке и бесконечной пластине с трещинами.— МТТ, 1973, № 3, с. 69—78.
3. *Подстригач Я. С., Осадчук В. А., Федюк Е. М., Николишин М. М.* Метод дисторсий в теории тонких оболочек с трещинами.— Мат. методы и физ.-мех. поля, 1975, вып. 1, с. 29—41.
4. *Труш Е. И.* Многослойные сферические оболочки под действием нагрузки, равномерно распределенной по площадке.— Прикл. механика, 1970, 6, № 7, с. 64—72.

Львовский филиал математической физики Института математики АН УССР

Поступила в редколлегию 16.IX 1975 г.

УДК 539.377

Р. Н. Швец, В. М. Флячок

РЕАКЦИЯ ОРТОТРОПНЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОБОЛОЧЕК НА ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ

Исследуем динамическое поведение замкнутой круговой цилиндрической оболочки при действии мгновенно приложенных и вращающихся температурных нагрузок. Термоупругое движение оболочки будем описывать взаимосвязанными линейными уравнениями теории термоупругости тонких ортотропных оболочек, учитывающих инерцию вращения и поперечные сдвиги.

Исходные уравнения и соотношения. Уравнения нестационарной теплопроводности тонкой цилиндрической оболочки постоянной толщины $2h$ и радиуса R, учитывающие термоупругое рассеяние энергии, при кубиче-