3. Пат. 4, 212, 754 США, МКИ С 10 М 1/10. Хелатные моющие и противоизносные присадки к смазкам, полученные из оксиалкилированных бензотриазолов. – № 32,079; заявл. 23.04.79 ; опубл. 15.07.80 ; НКИ 252-49.7. – 8 с.

4. Пат. 3, 396, 109 США, МКИ С 10 М. Смазки, содержащие продукт реакции дитиофосфината металла с амином. – № 640,761 ; заявл. 26.01.67 ; опубл. 06.08.68 ; НКИ 252-32.7. – 6 с.

5. Крачун, А. Т. Разработка и использование новых твердосмазочных материалов на основе капролактама / А. Т. Крачун, Е. В. Зобов, Г. А. Рудик // Трение и износ. – 1980.– Т. 1. – № 6. – С. 1050-1055.

6. Пат. 4,164,473 США, МКИ С 10 М 1/48. Органомолибденовые противоизносные, антифрикционные присадки. – № 928,817 ; заявл. 28.07.78 ; опубл. 14.08.79 ; НКИ 252-32. – 8 с.

7. Куксенова, Л. И. Смазочные материалы и явление избирательного переноса / Л. И. Куксенова, А. А. Поляков, Л. М. Рыбакова // Вестник машиностроения. – 1990. – № 1 – С. 35-40.

8. Кужаров, А. С. Реализация координатных соединений на трущихся поверхностях металлов. Ч. III. Новый механохимический способ получения комплексных соединений / А. С. Кужаров, А. Д. Гарновский, А. А. Кутьков // ЖОХ. – 1979. – Т. 49.– № 5. – С. 861-864.

9. Пат. 2028370 Российская Федерация, МКИ С 10 М 125/04. Смазочный состав / П. М. Брыляков, Е. Е. Приходько, Н. В. Степанова – № 5039882/04 ; заявл. 18.02.92 ; опубл. 30.02.95, Бюл. № 4. – 12 с.

10. А. с. 1641868 СССР, МКИ С 10 М 141/02. Смазочная композиция / А. А. Калинин, В. Г. Мельников [и др.] (СССР). – № 4683786/04 ; заявл. 25.04.89 ; опубл. 15.04.91, Бюл. № 4. – 8 с.

11. Зуев, В. В. Энергоплотность, свойства минералов и энергетическое строение Земли / В. В. Зуев. – СПб. : Наука, 1995. – 125 с.

12. Погодаев, Л. И. Повышение надёжности трибосопряжений / Л. И. Погодаев, В. Н. Кузьмин, П. П. Дудко. – СПб. : Академия транспорта Российской Федерации, 2001. – 304 с. : ил.

УДК: 539.3

АСИМПТОТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИЗГИБАЮЩЕГО МОМЕНТА В СКОШЕННОЙ КРУГОВОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКЕ

А. Н. Кушеккалиев, кандидат физ.-мат. наук, доцент

Западно-Казахстанский аграрно-технический университет имени Жангир хана

Жұмыста жұқа қиылған айналма цилиндрлік қабықтағы толқындық процесінің қисық соққы әсері және де қабықтың орта бетінің полугеодезикалық координаталар жүйесі қаралады. Қабық қозғалысының сипаттамасын қолдану үшін Кирхгофф-Лявтың теориясын пайдалана отырып қисық эффекттінің динамикалық теңдеулері үшін қолданатын асимптотикалық иілгіш алынған.

В работе рассматривается волновой процесс в тонкой скошенной круговой цилиндрической оболочке при краевом ударном воздействии, причем срединная поверхность оболочки относилась к полугеодезической системе координат. Применяя для описания движения оболочки теорию Кирхгоффа-Лява и уравнениями динамического простого краевого эффекта получено асимптотическое представление для изгибающего момента.

This work is devoted to waving process in thin oblique circular cylindrical cover at regional shock effects, and the middle surface of a cover is concerned with semigeodetic system of co-ordinates. Applying to the description of movement of a cover the theory of Kirhgoffa-Ljava and the equations of dynamic simple regional effect receive asymptotic presentation for the bending moment.

Рассмотрим волновой процесс в круговой цилиндрической оболочке со скошенным краем, к которому приложена ударная нагрузка.

Положение точек оболочки в пространстве зададим следующим образом:

$$\vec{P} = \overrightarrow{M}(\alpha_1, \alpha_2) + \alpha_3 \vec{n}(\alpha_1, \alpha_2),$$

где $\overrightarrow{M}(\alpha_1,\alpha_2)$ – радиус-вектор срединной поверхности, $\vec{n}$ – единичный вектор нормали к срединной поверхности, α_3 – расстояние, отсчитываемое по нормали от срединной поверхности. Отнесем срединную поверхность оболочки к полугеодезической системе координат (α_1,α_2).

Рассмотрим ударное воздействие, для которого граничные условия на краю $\alpha_1=0$ имеют вид

$$\sigma_{11}(0,\alpha_2,\alpha_3,t)=p_f(\alpha_2,\alpha_3)H(t),\ \sigma_{1i}(0,\alpha_2,\alpha_3,t)=0\ \ (i=2,3),$$

где t – время, $H(t)$ – функция Хевисайда, σ_{1i} – напряжения, p_f – амплитуда ударной нагрузки, нечетная по α_3 и имеющая нулевую изменяемость по α_2/R и α_3/h. Считаем, что начальные условия нулевые.

Представим скошенный край срединной поверхности оболочки через пересечение цилиндрической поверхности:

$$x=R\cos\left(\frac{\alpha}{R}\right),$$
$$y=R\sin\left(\frac{\alpha}{R}\right), \tag{1}$$
$$z=\beta,$$

где (α,β) – криволинейные координаты $(0\le\alpha\le 2\pi R,-\infty\prec\beta\prec\infty,$ R – радиус направляющей окружности), и секущей плоскости

$$(x+y)\cos\Psi_2+z\cos\Psi_1=0,\ (0<\Psi_1<\pi/2,\pi/4<\Psi_2<\pi/2).$$

Результатом этого пересечения является эллипс, векторное уравнение которого в криволинейной системе координат (α,β)

$$\beta=Rb\sqrt{2}\sin(\alpha/R+\pi/4), \tag{2}$$

где $b=-\cos\Psi_2/\cos\Psi_1$.

Известно, что геодезическими линиями цилиндрической поверхности являются прямолинейные образующие и винтовые линии. Семейство винтовых линий для поверхности (1) определяется уравнением

$$\beta=C_1\alpha+C_2. \tag{3}$$

Зафиксируем произвольную точку на эллипсе и проведем геодезическую в ортогональном направлении. Таким образом, при фиксированном значении параметра $\alpha=\alpha_2$ в (2) определим C_1 и C_2 в (3).Отложим на полученной геодезической от заданной точки дугу длину которой обозначим через α_1. В результате придем в точку на поверхности, положение которой вполне определяется значениями α_1,α_2:

$$\alpha=\alpha(\alpha_1,\alpha_2),\ \beta=\beta(\alpha_1,\alpha_2),$$

или в декартовой системе координат

$$x=R\cos F,$$
$$y=R\sin F,$$
$$z=\frac{\alpha_1}{\sqrt{1+2b^2\cos^2(\alpha_2/R+\pi/4)}}+Rb\sqrt{2}\sin(\alpha_2/R+\pi/4), \tag{4}$$

где

$$F(\alpha_1,\alpha_2)=\frac{\alpha_2}{R}-\frac{\alpha_1 b\sqrt{2\cos(\alpha_2/R+\pi/4)}}{R\sqrt{1+2b^2\cos^2(\alpha_2/R+\pi/4)}},\ 0\le\alpha_1\le 2\pi R.$$

При построении полугеодезической системы координат необходимо ограничиться достаточно малым участком поверхности вблизи фиксированной точки на эллипсе. Это объясняется тем, что ортогональные эллипсу геодезические, возможно, начнут пересекаться, если мы их продолжим слишком далеко, и не смогут тогда служить координатными линиями. Поэтому построенная система координат (α_1, α_2) будет являться полугеодезической при условии, что уравнения (4) однозначно определяют точку на цилиндрической поверхности, а это возможно при ограничении на параметр α_1:

$$0 \le \alpha_1 \le \frac{R}{|b|\sqrt{2}}.$$

Получим асимптотическое представление для изгибающего момента G_1.

Воспользуемся уравнениями простого краевого эффекта [1]:

$$\frac{\partial N_1}{\partial \alpha_1} + k_2 N_1 + \frac{T_2}{R_{22}} - 2\rho h \frac{\partial^2 \omega}{\partial t^2} = 0,$$

$$\frac{\partial G_1}{\partial \alpha_1} - N_1 - k_2 (G_2 - G_1) = 0,$$

$$G_1 = -\frac{2Eh^3}{3(1-\nu^2)}\left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial \alpha_1^2} + \nu k_2 \frac{\partial \omega}{\partial \alpha_1}\right), \tag{5}$$

$$G_2 = -\frac{2Eh^3}{3(1-\nu^2)}\left(\nu \frac{\partial^2 \omega}{\partial \alpha_1^2} + k_2 \frac{\partial \omega}{\partial \alpha_1}\right)$$

$$T_2 = 2EhR_{22}^{-1}\omega,$$

где ω - прогиб, N_1 - перерезывающее усилие, G_i *(i=1,2)* – изгибающие моменты, $k_2 = A_2^{-1}\frac{\partial A_2}{\partial \alpha_1}$, A_2 - коэффициент первой квадратичной формы, R_{22} - радиус кривизны. В нашем случае

$$A_2 = \sqrt{1 + 2b^2\cos^2(\theta)}\left[1 + \frac{\alpha_1 b\sqrt{2\sin(\theta)}}{R\left(1 + 2b^2\cos^2(\theta)\right)^{3/2}}\right],$$

$$R_{22} = -R(1 + 2b^2\cos^2(\theta)),$$

$$\theta = \alpha_2 / R + \pi / 4.$$

Зафиксируем $\alpha_1 = \alpha_{10}$, $t = t_0$ и проведем растяжение масштабов независимых переменных в (5) по формулам

$$\alpha_1 = R\eta^q \xi, \; t = Rc_2^{-1}\eta^a \tau, \tag{6}$$

где $\eta = h/R$ - основной малый параметр, c_2 - скорость волны сдвига, q и a - локальные показатели изменяемости и динамичности соответственно.

Рассмотрим случай $q = 1/2$, $a = 0$. Выразим усилия N_1 и T_2 через прогиб ω и, переходя к новым переменным (6). Вводя безразмерные переменные $x_i = \alpha_i / R$, $r_{22} = R_{22}/R$, получим разрешающее уравнение динамического простого краевого эффекта:

$$\frac{\partial^4 \omega}{\partial x_1^4} + 2Rk_2\frac{\partial^3 \omega}{\partial x_1^3} + \frac{3}{2}(1-\nu)\eta^{-2}\left[\frac{\partial^2 \omega}{\partial \tau^2} + 2(1-\nu)r_{22}^{-2}\omega\right] = 0.$$

Применяя преобразование Лапласа по времени, а затем метод экспоненциальных представлений в пространстве изображений, получим в первом приближении выражения для изображения прогиба (s – параметр преобразования Лапласа):

$$\omega^L \approx \frac{1}{A_2}\sum_{m=1}^{2} B_m(x_2, s)\exp\left[-\eta^{-1/2}\left(1 + (-1)^m i\right)\gamma_0 f(x_2, s)s^{1/2}x_1\right],$$

$$f(x_2,s)=\left(1+2(1+\nu)s^{-2}r_{22}^{-2}\right)^{1/4},\ \gamma_0=2^{-1/2}\left[3/2(1-\nu)\right]^{1/4}.$$

Определим функции $B_m(x_2,s)$ из двумерных граничных условий, запишем выражения для изображения изгибающего момента G_1:

$$G_1^L\approx\sqrt{\frac{A_2(0,x_2)}{A_2(x_1,x_2)}}\left(-h^2\int_{-1}^{1}p_f(x_2,\varsigma)\varsigma\,d\varsigma\right)\sum_{m=1}^{2}\left(1+(-1)^m i\right)/2\,*$$
$$*\exp\left[-\eta^{-1/2}\left(1+(-1)^m i\right)\gamma_0 f(x_2,s)s^{1/2}x_1\right].$$

С целью нахождения оригинала G_1 разложим функцию $f(x_2,s)$ в ряд по отрицательным дробным степеням s:

$$\left(1+\frac{2(1+\nu)}{s^2r_{22}^2}\right)^{1/4}=1+\frac{1+\nu}{2s^2r_{22}^2}+...$$

Оставляя в показателе экспоненты нулевой член разложения, удается свести задачу к отображению типовых изображений:

$$\frac{1}{s^{(m+1)/2}}\exp\left(-\gamma\xi\sqrt{s}\right)\cos\left(\gamma\xi\sqrt{s}\right),$$
$$\frac{1}{s^{(m+1)/2}}\exp\left(-\gamma\xi\sqrt{s}\right)\sin\left(\gamma\xi\sqrt{s}\right),$$

оригиналы которых $D_{m,s}$ и $D_{m,c}$ находится с помощью рекуррентных соотношений [2]. Таким образом, асимптотическое представление для изгибающего момента G_1 имеет вид

$$G_1\approx\sqrt{\frac{A_2(0,x_2)}{A_2(x_1,x_2)}}\left(-h^2\int_{-1}^{1}p_f(x_2,\varsigma)\varsigma\,d\varsigma\right)\times$$
$$\left(D_{1,c}(x_1,\tau,\gamma)+D_{1,s}(x_1,\tau,\gamma)-\frac{1+\nu}{\eta^{1/2}r_{22}^2}x_1\gamma_0D_{4,s}(x_1,\tau,\gamma)+...\right),$$

где $\gamma=\eta^{-1/2}\gamma_0$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1.Коссович, Л. Ю. Нестационарные задачи теории упругих тонких оболочек / Л. Ю. Коссович. – Саратов. – 1986. – 176 с.

2.Каплунов, Ю. Д. Распространение нестационарных упругих волн в оболочке общего очертания / Ю. Д. Каплунов // Изв. РАН. МТТ. – 1992. – №6. – С. 156-167.