

УДК 624.042+624.074

ОБ ОДНОМ ПРЕОБРАЗОВАНИИ ФУНКЦИОНАЛА ТЕОРИИ
 ОБОЛОЧЕК

ТАНАНАՅԿՈ Օ. Ը.

Цель настоящей работы — показать возможность такого преобразования уравнений теории оболочек, при котором из уравнений выпадают смешанные производные от искоемых кинематических параметров. Такое преобразование упрощает построение вариационно-разностных схем для расчета оболочек сложной формы.

Будем придерживаться, в основном, обозначений, принятых в [1]. Потенциальная энергия деформации может быть выражена (при учете деформаций поперечного сдвига) следующим образом:

$$U = \frac{1}{2} \iint \left[D(z_1^2 + 2\alpha_1 z_2 + z_2^2) + 2D(1-\nu)z_3^2 + E^*h(z_4^2 + 2\nu z_4 z_5 + z_5^2) + Gh\gamma^2 + \frac{5}{6}Gh\bar{\gamma}_1^2 + \frac{5}{6}Gh\bar{\gamma}_2^2 \right] ABdxdz$$

Примем обычные формулы для z_1, z_2, z_3 и z_4 :

$$z_1 = u_{,x}/A + \alpha v + w/R_1; \quad z_2 = v_{,y}/B + b u + w/R_2$$

$$z_3 = \bar{\gamma}_1/A + a^2; \quad z_4 = \bar{\gamma}_2/B + b^2$$

Здесь введены обозначения $a = A_{,y}/AB, b = B_{,x}/AB, E^* = E/(1-\nu^2)$. Введем в рассмотрение угол поворота элемента оболочки вокруг нормали к ее срединной поверхности. Этот угол определяется формулой [2]:

$$\omega = \frac{1}{2} \left(\frac{v_{,x}}{A} - \frac{u_{,y}}{B} + b v - a u \right)$$

Тогда деформацию сдвига можно записать для срединной поверхности в двух эквивалентных формах

$$\gamma = 2(1-\omega) = 2(\bar{\gamma}_2 + \omega)$$

где

$$\bar{\gamma}_1 = v_{,x}/A - a u, \quad \bar{\gamma}_2 = u_{,y}/B - b v$$

Деформация кручения также может быть записана в двух вариантах [3]

$$\chi = \bar{\chi}_1 + \bar{\chi}_2/R_1 = \bar{\chi}_2 + \bar{\chi}_1/R_2$$

где

$$\gamma_1 = \psi_{,1}/A - \alpha\psi, \quad \gamma_2 = \psi_{,2}/B - b\psi$$

Для наших целей оказывается более удобным использовать несколько отличные от указанных (но легко получаемые из них) формы записи выражения для γ :

$$\gamma = \gamma_1 + (\gamma_1 - 2\omega) R_1 \quad \text{и} \quad \gamma = \gamma_2 + (\gamma_2 + 2\omega) R_2$$

Деформации поперечного сдвига получаются как разность между углами поворота нормали $\bar{\psi}$, $\bar{\psi}$ и соответствующими углами наклона ортов \bar{e}_1 , \bar{e}_2 по отношению к их первоначальным направлениям (эти углы устанавливаются из геометрических соображений по обычным формулам теории оболочек):

$$\bar{\gamma}_1 = \bar{\psi} + \omega_{,1}/A - u/R_1, \quad \bar{\gamma}_2 = \bar{\psi} + \omega_{,2}/B - v/R_2$$

Составим функционал $\bar{\Phi}$, включающий потенциальную энергию деформации оболочки u , потенциал поверхностных и контурных нагрузок Π и взятую с лагранжевым множителем $\lambda(x, \beta)$ левую часть однородного равенства, выражающего связь между углом ω и линейными смещениями:

$$\bar{\Phi} = u + \Pi + \iint \lambda \left[\omega - \frac{1}{2} (v_{,1}/A - u_{,2}/B + bv - au) \right] AB d\alpha d\beta$$

Выражение для u можно представить следующей суммой:

$$u = u_1^0 + u_2^0 + u_{12}$$

где

$$u_1^0 = \frac{1}{2} \iint \left\{ D \left[\alpha_1^2 + (1-\nu) \left(\gamma_1 + \frac{\bar{\gamma}_1 - 2\omega}{R_1} \right)^2 \right] + 2D\nu [(b\bar{\psi}_{,1}/A + ab\bar{\psi}_2/AB)] + \right. \\ \left. + E^* h s_1^2 + 2Gh(\bar{\gamma}_1 - \omega)^2 + 2E^* \nu h \left[\frac{u_{,2}}{A} \left(bu + \frac{w}{R_2} \right) + \frac{1}{2} \left(au + \frac{w}{R_1} \right) \left(bu + \frac{w}{R_2} \right) \right] + \right. \\ \left. + \frac{5}{6} Gh \bar{\gamma}_1^2 \right\} AB d\alpha d\beta$$

$$u_{12} = \nu \iint [D\bar{\psi}_{,1}\bar{\psi}_{,2} + E^* h u_{,1} v_{,2}] d\alpha d\beta$$

Предполагается, конечно, что деформации $\bar{\psi}_1$, $\bar{\psi}_2$, γ_1 , γ_2 , $\bar{\gamma}_1$, $\bar{\gamma}_2$ уже выражены с помощью указанных выше зависимостей через перемещения и углы поворота. Формула для u_2^0 записывается аналогично формуле для u_1^0 и здесь не приводится.

Выполнив операцию интегрирования по частям, преобразуем формулу для u_{12}

$$u_{12} = \Phi_{12} + \nu \iint [D\bar{\psi}_{,1}\bar{\psi}_{,2} + E^* h u_{,1} v_{,2}] d\alpha d\beta$$

причем

$$\Phi_s = \frac{\gamma}{2} \int |D(\psi_{,1}\vartheta - \vartheta_{,1}\psi) + E^*h(v_{,1}u - u_{,1}v)| ds$$

Используя формулы для параметров сдвига и кручения, можем избавиться в двойном интеграле от произведений производных по разным координатам:

$$u_{,1}v_{,2} = \frac{B}{2} \left(\frac{v_{,1}}{A} + bv - au - 2\omega \right) v_{,2} + \frac{A}{2} \left(\frac{u_{,2}}{B} + au - bv + 2\omega \right) u_{,1}$$

$$\vartheta_{,1}\psi_{,2} = \frac{B}{2} \left[\frac{\psi_{,2}}{A} + b\psi - a\vartheta - \Delta k_{11} - 2\omega k_1 \right] \psi_{,1} +$$

$$+ \frac{A}{2} \left[\frac{\vartheta_{,1}}{B} - b\psi + a\vartheta - \Delta k_{12} + 2\omega k_2 \right] \vartheta_{,1}$$

$$(\Delta k = k_2 - k_1)$$

Здесь снова предполагается, что деформации γ_1, γ_2 выражены через перемещения; использованы обычные обозначения для главных кривизн срединной поверхности

$$k_1 = 1/R_1, \quad k_2 = 1/R_2$$

Следовательно, окончательно

$$u_{12} = \Phi_1 + \Delta u_1 + \Delta u_2$$

где Δu_1 — двойной интеграл, в подынтегральную функцию которого входят производные от искоемых кинематических параметров по координате x ; аналогичным свойством обладает Δu_2 .

Обозначая $u_1 = u_1^0 + \Delta u_1$, $u_2 = u_2^0 + \Delta u_2$, имеем теперь

$$\tilde{\Phi} = u_1 + u_2 + \Pi + \iint \lambda \left[\omega - \frac{1}{2} \left(\frac{v_{,1}}{A} - \frac{u_{,2}}{B} + bv - av \right) \right] AB dx dy$$

Варьируя $\tilde{\Phi}$ по ω , найдем

$$\lambda = E^*h[2\omega + au - bv] + Dv[Bk_1\psi_{,2} - Ak_2\vartheta_{,1}] / AB$$

Вторая квадратная скобка может быть записана в двух эквивалентных формах, каждая из которых содержит производные от кинематических параметров только по одной координате

$$Bk_1\psi_{,2} - Ak_2\vartheta_{,1} = AB \left[\Delta k \frac{\vartheta_{,2}}{B} + k_1(b\psi - \Delta k\gamma_2 - 2k_2\omega - a\vartheta) \right] =$$

$$= AB \left[\Delta k \frac{\psi_{,1}}{A} - k_2(a\vartheta + \Delta k\gamma_1 + 2k_1\omega - b\psi) \right]$$

С учетом этих равенств после подстановки выражения для λ в функционал $\tilde{\Phi}$ приходим к новому функционалу

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 + \Pi$$

$$\Phi_1 = u_1 + \Delta\Phi_1, \quad \Phi_2 = u_2 + \Delta\Phi_2$$

$$\Delta\Phi_1 = \frac{1}{2} \iint \left(\omega - \frac{v_{,x}}{B} + \frac{au - bv}{2} \right) \{ E^* h (2\omega + au - bv) -$$

$$- D \Delta k \psi_{,x} A - k_1 (a\psi + \Delta k \gamma_1 + 2\omega k_1 - b\psi) \} AB d\alpha d\beta$$

(формула для $\Delta\Phi_2$ записывается аналогично).

Вариирование Φ по всем линейным и угловым смещениям приводит к получению шести разрешающих уравнений в перемещениях. Оператор этих уравнений является суммой двух операторов, каждый из которых предписывает дифференцирование искомого кинематического параметра только по одной из двух криволинейных координат. Описанное преобразование оказывается полезным при использовании по координатным методам построения вариационно-разностных схем [4], позволяющих ограничиваться в решении двумерных задач одномерными сеточными аппроксимациями. Соответствующей дискретной модели может быть придана конечноэлементная трактовка. Элементами модели оказываются в этом случае одномерные двухузловые объекты—«квазистержни» [5].

ON A TRANSFORMATION OF FUNCTIONAL OF THE SHELL THEORY

O. D. TANANAYKO

ՔԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՏԵՈՐԻՔՅԱՆ ՖՈՐՄԱՅԻՆՈՒՄԻ ԿԻ ԶԵՂԱՓՈՒՅՈՒՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Օ. Գ. ՏԱՆԱՆԱՅԿՈ

Ա Վ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Ճուշտ է արված թաղանթների տեսության կներգետիկ ֆունկցիոնալի կոորդինատների անջատման տեսքով գրանցման հնարավորությունը (ընդլայնական սահքի հաշվառման պայմաններում):

Մինիմիզացնող ֆունկցիոնալը ներկայացված է գումարելիների գումարի տեսքով, որոնցից մեկը պարտանախում է ածանցյալներ միայն ըստ առաջին կորագիծ կոորդինատի, մյուսը՝ ըստ երկրորդ կոորդինատի, իսկ երրորդը՝ ըստ եզրագծի թաղանթը սահմանափակող աղեղի: Այդ տեսքով գրելը թույլ է տալիս քննարկվող երկչափ խնդրի մոտավոր լուծման մեջ սահմանափակվել միաչափ տարրերակալին մոտարկումներով:

ЛИТЕРАТУРА

1. Колкуной Н. В. Основы расчета упругих оболочек. М.: Высшая школа, 1972.
2. Гольденвейзер А. Л. Теория упругих тонких оболочек. М.: Наука, 1975.
3. Новожилов В. В. Теория тонких оболочек. М.: Судпромгиз, 1961.
4. Марчук Г. И. Методы вычислительной математики. М.: Наука, 1977.
5. Алгоритмы построения разрешающих уравнений механики стержневых систем. А. П. Филин, О. Д. Танащайко, И. М. Чернега, М. А. Шварц—Л.: Стройиздат, 1983.

Ленинградский институт инженеров
железнодорожного транспорта

Поступила в редакцию
29.XII.1987