

Параметри електричного розряду у вуглекислому газі різної вологості

Склад досліджуваного газу	Вологість газів Ψ , %	Відносний пробивний зазор k	Напруга джерела живлення U , В	Напруга пробою U , В	Струм розряду I_p , А
CO ₂	60	1,0	80	55	5
CO ₂ + водяний пар	75	2,1	80	50	8
CO ₂ + водяний пар	85	2,9	80	45	10
CO ₂ + водяний пар	95	4,1	80	40	15
CO ₂ + водяний пар	100	5,0	80	35	20

Висновки

Встановлені співвідношення величин пробивних зазорів між мідними струмоведучими електродами у середовищі вуглекислого газу різної вологості. Визначено, що підвищення вологості цього газу з 60 % до 75, 85 і 100 % при напруги 80 В приводить до зменшення його стійкості проти виникнення електричних розрядів відповідно у 2,1; 2,9; 4,1 і 5 рази, що в умовах зварювання буде приводити до інтенсифікації електроерозії і підвищення зносу струмопідвідних наконечників зварювальних пальників. Виміряні значення параметрів електричних розрядів.

Література

1. Бригидин В.Я. О работе токоподводящих наконечников при дуговой сварке / В.Я. Бригидин // Сварочное производство. – 1979. – № 8. – С. 20–21.
2. Чубуков А.А. Влияние износа наконечника на технологические параметры процесса сварки / А.А. Чубуков // Сварочное производство. – 1980. – № 1 – С. 26–27.
3. Дмитрик В.В. Токоподводящие мундштуки из порошковых материалов для сварочных горелок / В.В. Дмитрик, С.И. Притула. // Автоматическая сварка. – 2005. – № 3. – С. 44–47.
4. Воропай Н.М. Технологические свойства омедненной сварочной проволоки / Н.М. Воропай, М.В. Бринюк. – 2002. – № 4 (26). – С. 16–20.
5. Афанасьев Н.В. Влияние материала упрочняющего электрода на износостойкость упрочненного слоя и сопряженной детали / Афанасьев Н.В., Головейко А.Г., Путан Л.А. – Минск, 1955. – С. 99–108.
6. Стекольников И.С. Исследование начальной стадии разряда при очень малых электродных промежутках / Стекольников И.С. – М., изд-во АН СССР, ОНТ, 1950, № 7. – С. 985–995.
7. Намитоков К.К. Некоторые вопросы физики процесса электрической эрозии металлов в низковольтных импульсных разрядах / Намитоков К.К. – М., Изд-во АН СССР, 1963. – С. 56–68.
8. Электрическая эрозия силовых контактов и электродов / [Буткевич Г.В., Белкин Г.С., Ведешенков Н.А., Жаворонков М.А.]. – М. : «Энергия», 1978. – 256 с.
9. Таблицы физических величин / Под ред. И.К. Кикоина. – М. : Атомиздат, 1976. – 1004 с.

Рецензент: д.т.н. Диха О.В.
Надійшла 15.2.2012 р.

УДК 621

Г.Б. ПАРАСКА, Н.Г. СУРЬЯНИНОВ, Е.В. СЛАБЕНКО

Хмельницкий национальный университет

ПРИЛОЖЕНИЕ МЕТОДА ГРАНИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ К ЗАДАЧЕ ИЗГИБА ДЛИННОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ

Исследуется модель цилиндрической оболочки, состоящей из бесчисленного множества поперечных изгибаемых элементарных полосок. Получены выражения для фундаментальных ортонормированных функций в совокупности с функциями Грина, которые вместе с вектором нагрузки будут использоваться для решения краевых задач изгиба.

There is investigated a model of cylindrical shell, constituted from innumerable set of cross-cut bendable elementary strips. There have been obtained statements for fundamental orthonormed functions with Green's functions, which up with the load vector will be used for solving boundary problems of bend.

Ключевые слова: метод граничных элементов, изгиб длинной цилиндрической оболочки

Как известно [2], напряженное состояние цилиндрической оболочки и соответствующая теория ее расчета существенно зависят от длины оболочки. В случае длинной оболочки, опертой по криволинейным краям и нагруженной произвольной плавно изменяющейся нагрузкой, ее напряженное состояние близко к балочному. При неравномерном распределении нагрузки вдоль оболочки и по сечению такой подход дает

неверные результаты, и нужно учитывать деформацию контура. Это относится и к случаю закрепления продольных краев оболочки.

Для длинной открытой цилиндрической оболочки можно пренебречь изгибающим моментом в продольном направлении, поперечной силой и крутящим моментом, поэтому вектор состояния такой оболочки \bar{P} можно представить в виде

$$\bar{P}^T = \|W, W', M, Q, S, N, U, V\|. \quad (1)$$

Соответствующая модель оболочки разработана В.З. Власовым [1] (рис. 1).

В соответствии с этой моделью оболочка состоит из бесчисленного множества поперечных изгибаемых элементарных полосок, связанных между собой системой стержней с шарнирными соединениями. Каждый такой стержень может передавать только нормальные N_1 и сдвигающие S усилия.

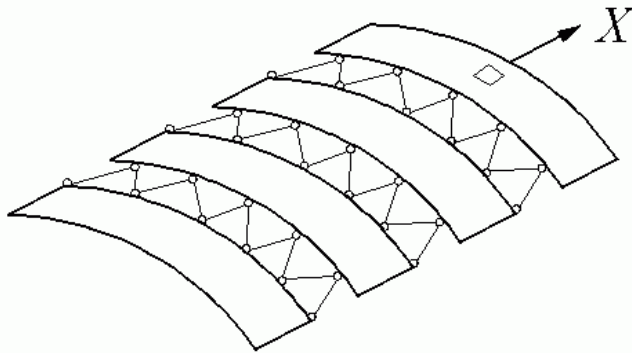


Рис. 1. Модель В.З. Власова

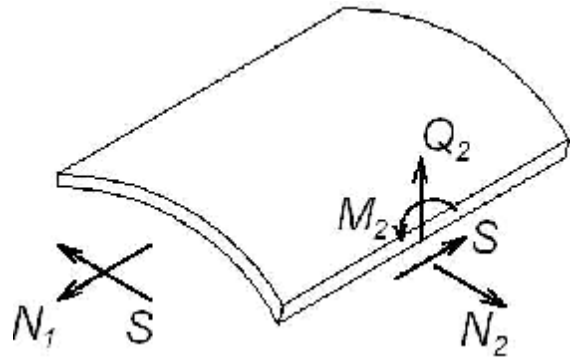


Рис. 2. Усилия и перемещения в элементе оболочки

Всего в векторе состояния (1) будут 4 усилия и 4 перемещения (рис. 2).

С учетом сказанного упрощаются все уравнения общей теории оболочек.

Так, уравнения равновесия имеют вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial N_1}{\partial b} + \frac{\partial S}{\partial q} + R p_1 = 0; \\ \frac{\partial N_2}{\partial q} + \frac{\partial S}{\partial b} + Q_2 + R p_2 = 0; \\ \frac{\partial Q_2}{\partial q} - N_2 + R p_3 = 0; \\ -R Q_2 + \frac{\partial M_2}{\partial q} = 0. \end{cases} \quad (2)$$

Геометрические уравнения:

$$\begin{cases} e_2 = \frac{1}{R} \left(\frac{\partial V}{\partial q} + W \right) = 0; \\ e_1 = \frac{\partial U}{R \partial b}; \\ g = \frac{1}{R} \left(\frac{\partial U}{\partial q} + \frac{\partial V}{\partial b} \right) = 0; \\ \kappa_2 = -\frac{1}{R^2} \left(-\frac{\partial V}{\partial q} + \frac{\partial^2 W}{\partial q^2} \right). \end{cases} \quad (3)$$

Физические уравнения:

$$\begin{cases} N_1 = E h e_1; \\ N_2 = D \kappa_2, \end{cases} \quad (4)$$

где h – толщина оболочки; $D = \frac{E h^3}{12}$ – цилиндрическая жесткость.

Уравнения (2)–(3) записаны в системе безразмерных координат b, q (рис. 3):

$$b = x / R; \quad q = s / R.$$

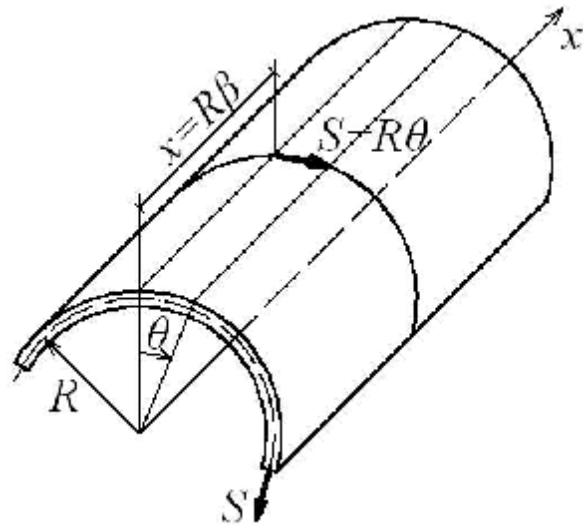


Рис. 3. Используемая система координат

Введем новую функцию F (аналог функции напряжений f в теории пластинок), через которую все параметры НДС оболочки выражаются в виде:

$$\left\{ \begin{array}{l} W = \frac{\partial^4 F}{\partial q^4}; \quad V = -\frac{\partial^3 F}{\partial q^3}; \quad U = \frac{\partial^3 F}{\partial b \partial q^2}; \\ e_1 = -\frac{1}{R} \frac{\partial^4 F}{\partial b^2 \partial q^2}; \quad \varkappa_2 = \frac{1}{R^3} \left(\frac{\partial^4 F}{\partial q^4} + \frac{\partial^6 F}{\partial q^6} \right); \\ N_1 = -\frac{Eh}{R} \frac{\partial^4 F}{\partial b^2 \partial q^2}; \quad S = \frac{Eh}{R} \frac{\partial^4 F}{\partial b^3 \partial q}; \\ N_2 = -\frac{Eh}{R} \left[\frac{\partial^4 F}{\partial b^4} + \frac{h^2}{12R^2} \left(\frac{\partial^6 F}{\partial q^6} + \frac{\partial^4 F}{\partial q^4} \right) \right]; \\ M_2 = \frac{D}{R^2} \left(\frac{\partial^6 F}{\partial q^6} + \frac{\partial^4 F}{\partial q^4} \right); \quad Q_2 = \frac{D}{R^3} \left(\frac{\partial^7 F}{\partial q^7} + \frac{\partial^5 F}{\partial q^5} \right); \quad g = \frac{\partial W}{\partial q}. \end{array} \right. \quad (5)$$

Преобразование уравнений (2)–(4) приводит к основному разрешающему уравнению задачи

$$\left(\frac{\partial^8}{\partial q^8} + 2 \frac{\partial^6}{\partial q^6} + \frac{\partial^4}{\partial q^4} \right) F + \frac{12R^2}{h^2} \frac{\partial^4 F}{\partial b^4} = 0. \quad (6)$$

Для решения задачи будем использовать численно-аналитический метод граничных элементов (ЧА МГЭ), основные положения которого и примеры применения к расчету различных систем подробно изложены в [3]. Концепция ЧА МГЭ предполагает, что исследуемая конструкция рассматривается как одномерный модуль, в то время как уравнение (6) содержит две переменных величины – b и q . Чтобы прийти к одномерной модели, используем вариационный метод Канторовича-Власова.

Будем искать функцию F в виде произведения двух функций:

$$F(b, q) = X(b)Y(q),$$

где $X(b)$ – функция, зависящая только от продольной координаты b , а $Y(q)$ – от координаты q .

Функция $X(b)$ может быть функцией прогиба простой балки с аналогичными условиями опирания и нагрузкой. В.З. Власов предложил использовать в качестве функций распределения фундаментальные функции поперечных колебаний балки, которые являются решением однородного дифференциального уравнения

$$\frac{d^4 Z}{db^4} - I^4 Z = 0,$$

где I – некоторый параметр, связанный с частотой собственных колебаний; в задаче об оболочке

$$I = \frac{Rm}{l},$$

где l – длина оболочки; R – радиус оболочки; m – характеристическое число, определяемое при постановке граничных условий.

Для получения более точного решения выражение функции F задают не одной балочной функцией, а рядом по фундаментальным балочным функциям:

$$F(b, q) = \sum X_n(b)Y_n(q), \quad (7)$$

где $X_n(b)$ – фундаментальная функция, выбранная для конкретных граничных условий и соответствующая определенному значению n .

С учетом (7) компоненты вектора состояния принимают вид:

$$\begin{cases}
W = \sum X_n(b)Y_n^{IV}(q); \\
U = -\sum X_n'(b)Y_n''(q); \\
V = \sum X_n(b)Y_n'''(q); \\
N_1 = -\frac{Eh}{R} \sum X_n''(b)Y_n''(q); \\
S = \frac{Eh}{R} \sum X_n'''(b)Y_n'(q); \\
N_2 = -\frac{Eh}{R} \left[\sum X_n^{IV}(b)Y_n(q) + \frac{h^2}{12R^2} \sum X_n(b)Y_n^{V1}(q) + \sum X_n(b)Y_n^{IV}(q) \right]; \\
M_2 = -\frac{D}{R^2} \sum \left[X_n(b)Y_n^{V1}(q) + X_n(b)Y_n^{IV}(q) \right]; \\
Q_2 = \frac{D}{R^3} \sum \left[X_n(b)Y_n^V(q) + X_n(b)Y_n^{V11}(q) \right].
\end{cases} \quad (8)$$

Выбранная функция не является решением уравнения (6), поэтому при подстановке нет тождественного равенства нулю левой части:

$$\sum \left[Y_n^8(q) + 2Y_n^6(q) + Y_n^4(q) + \frac{12R^2I^4}{h^2} Y(q) \right] X_n(b) \neq 0. \quad (9)$$

Следуя вариационному методу Канторовича-Власова, умножим (9) на $X_n(b)$ и проинтегрируем в интервале от $b = 0$ до $b = b_1 = \frac{l}{R}$.

Учитывая ортогональность функций $X_n(b)$, получим бесконечное число независимых дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами:

$$Y_n^{V111}(q) + 2Y_n^{V1}(q) + Y_n^{IV}(q) + \frac{12R^2I^4}{h^2} Y_n(q) = 0, \quad (10)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$

Характеристическое уравнение для (10) имеет вид:

$$t^8 + 2t^6 + t^4 + k = 0, \quad (11)$$

где $k = \frac{12R^2I^4}{h^2}$.

Аналогичным образом можно преобразовать выражения (8) для кинематических и статических факторов.

Характеристическое уравнение (11) имеет 8 корней:

$$t_{1-4} = \pm a_1 \pm ib_1; \quad t_{5-8} = \pm a_2 \pm ib_2. \quad (12)$$

Функцию $Y(q)$ запишем в виде

$$Y(q) = C_1\Phi_1 + C_2\Phi_2 + C_3\Phi_3 + C_4\Phi_4 + C_5\Phi_5 + C_6\Phi_6 + C_7\Phi_7 + C_8\Phi_8, \quad (13)$$

где $\Phi_1 - \Phi_8$ – гипербола-тригонометрические функции:

$$\begin{cases}
\Phi_1 = cha_1 y \sin b_1 y; & \Phi_2 = cha_1 y \cos b_1 y; \\
\Phi_3 = sha_1 y \cos b_1 y; & \Phi_4 = sha_1 y \sin b_1 y; \\
\Phi_5 = cha_2 y \sin b_2 y; & \Phi_6 = cha_2 y \cos b_2 y; \\
\Phi_7 = sha_2 y \cos b_2 y; & \Phi_8 = sha_2 y \sin b_2 y.
\end{cases} \quad (14)$$

Константы $C_1 - C_8$ определим из соотношения

$$\bar{\Phi}_i(0)\dot{C}_i = \dot{P}_i(0), \quad i = 1, 2, \dots, 8. \quad (15)$$

Раскрывая (15), получим восемь алгебраических уравнений, образующих две независимые системы относительно наборов констант с четными и нечетными индексами.

Решение любой из этих систем в общем виде приводит к столь громоздким выражениям, что нецелесообразность такого подхода очевидна уже на данном этапе расчета. Если все же записать $C_1 - C_8$, непосредственно решая упомянутые системы уравнений, то последующий переход к выводу аналитических

выражений фундаментальных ортонормированных функций приведет к еще более сложным формулам.

В этой связи используемый нами при решении других задач традиционный подход [3, 4], когда аналитические зависимости основных компонентов алгоритма ЧА МГЭ (фундаментальные функции, функции Грина, векторы нагрузки) выражались непосредственно через корни характеристических уравнений и константы материала, здесь неприемлем. Поэтому с самого начала введем дополнительные обозначения, с учетом которых системы уравнений относительно констант с четными и нечетными индексами записываются в виде:

$$\begin{cases} H_{21}C_1 + H_{23}C_3 + H_{25}C_5 + H_{27}C_7 = W_0'; \\ H_{41}C_1 + H_{43}C_3 + H_{45}C_5 + H_{47}C_7 = Q_0; \\ H_{51}C_1 + H_{53}C_3 + H_{55}C_5 + H_{57}C_7 = S_0; \\ H_{81}C_1 + H_{83}C_3 + H_{85}C_5 + H_{87}C_7 = V_0. \end{cases} \quad (16)$$

$$\begin{cases} H_{12}C_2 + H_{14}C_4 + H_{16}C_6 + H_{18}C_8 = W_0; \\ H_{32}C_2 + H_{34}C_4 + H_{36}C_6 + H_{38}C_8 = M_0; \\ H_{62}C_2 + H_{64}C_4 + H_{66}C_6 + H_{68}C_8 = N_0; \\ H_{72}C_2 + H_{74}C_4 + H_{76}C_6 + H_{78}C_8 = U_0. \end{cases} \quad (17)$$

Коэффициенты H_{ij} в левых частях систем (16) и (17) представляют собой арифметические операторы (здесь мы их не приводим), которые легко программируются и вычисляются, но правые части этих систем – параметры вектора состояния оболочки. В соответствии с алгоритмом ЧА МГЭ [3], константы необходимо выразить в общем виде, как функцию параметров вектора состояния, что позволит получить аналитические выражения фундаментальных функций.

Рассмотрим решение системы (16) методом определителей.

Будем считать, что главный определитель этой системы вычислен (это можно сделать в любой соответствующей математической программе) т.е. представляет собой известное число, которое обозначим $\Delta_{неч}$. Определители $\Delta_{C_1}, \Delta_{C_3}, \Delta_{C_5}, \Delta_{C_7}$ также можно вычислить, раскладывая их по столбцу параметров правой части (16).

Решение системы (16) принимает вид:

$$\begin{cases} C_1 = \frac{1}{\Delta_{неч}} (\Delta_{W_0}^{(1)} W_0' - \Delta_{Q_0}^{(1)} Q_0 + \Delta_{S_0}^{(1)} S_0 - \Delta_{V_0}^{(1)} V_0); \\ C_3 = \frac{-1}{\Delta_{неч}} (\Delta_{W_0}^{(3)} W_0' - \Delta_{Q_0}^{(3)} Q_0 + \Delta_{S_0}^{(3)} S_0 - \Delta_{V_0}^{(3)} V_0); \\ C_5 = \frac{1}{\Delta_{неч}} (\Delta_{W_0}^{(5)} W_0' - \Delta_{Q_0}^{(5)} Q_0 + \Delta_{S_0}^{(5)} S_0 - \Delta_{V_0}^{(5)} V_0); \\ C_7 = \frac{-1}{\Delta_{неч}} (\Delta_{W_0}^{(7)} W_0' - \Delta_{Q_0}^{(7)} Q_0 + \Delta_{S_0}^{(7)} S_0 - \Delta_{V_0}^{(7)} V_0). \end{cases} \quad (18)$$

Аналогичным образом подойдем к определению набора констант C_2, C_4, C_6, C_8 :

$$\begin{cases} C_2 = \frac{1}{\Delta_{чет}} (\Delta_{W_0}^{(2)} W_0 - \Delta_{M_0}^{(2)} M_0 + \Delta_{N_0}^{(2)} N_0 - \Delta_{U_0}^{(2)} U_0); \\ C_4 = \frac{-1}{\Delta_{чет}} (\Delta_{W_0}^{(4)} W_0 - \Delta_{M_0}^{(4)} M_0 + \Delta_{N_0}^{(4)} N_0 - \Delta_{U_0}^{(4)} U_0); \\ C_6 = \frac{1}{\Delta_{чет}} (\Delta_{W_0}^{(6)} W_0 - \Delta_{M_0}^{(6)} M_0 + \Delta_{N_0}^{(6)} N_0 - \Delta_{U_0}^{(6)} U_0); \\ C_8 = \frac{-1}{\Delta_{чет}} (\Delta_{W_0}^{(8)} W_0 - \Delta_{M_0}^{(8)} M_0 + \Delta_{N_0}^{(8)} N_0 - \Delta_{U_0}^{(8)} U_0). \end{cases} \quad (19)$$

Переходим к определению фундаментальных ортонормированных функций.

$$W = A_{11}W_0 + A_{12}W_0' + A_{13}M_0 + A_{14}Q_0 + A_{15}S_0 + A_{16}N_0 + A_{17}U_0 + A_{18}V_0. \quad (20)$$

С другой стороны

$$W = Y^{IV} = C_1\Phi_1^{IV} + C_2\Phi_2^{IV} + C_3\Phi_3^{IV} + C_4\Phi_4^{IV} + C_5\Phi_5^{IV} + C_6\Phi_6^{IV} + C_7\Phi_7^{IV} + C_8\Phi_8^{IV}. \quad (21)$$

Подставим значения констант (18), (19) в выражение (21) и перегруппируем его относительно

параметров вектора состояния. Учитывая (20), коэффициенты при этих параметрах составят первые восемь фундаментальных функций:

$$\begin{aligned}
 A_{11} &= \frac{1}{\Delta_{чѐт}} [(H_{12}\Phi_2 - H_{14}\Phi_4)\Delta_{W_0}^{(2)} - (H_{12}\Phi_4 + H_{14}\Phi_2)\Delta_{W_0}^{(4)} + \\
 &+ (H_{16}\Phi_6 - H_{18}\Phi_8)\Delta_{W_0}^{(6)} - (H_{16}\Phi_8 + H_{18}\Phi_6)\Delta_{W_0}^{(8)}]; \\
 A_{12} &= \frac{1}{\Delta_{неч}} [(H_{12}\Phi_1 + H_{14}\Phi_3)\Delta_{W_0'}^{(1)} - (H_{12}\Phi_3 - H_{14}\Phi_1)\Delta_{W_0'}^{(3)} + \\
 &+ (H_{16}\Phi_5 + H_{18}\Phi_7)\Delta_{W_0'}^{(5)} - (H_{16}\Phi_7 - H_{18}\Phi_5)\Delta_{W_0'}^{(7)}]; \\
 A_{13} &= \frac{1}{\Delta_{чѐт}} [-(H_{12}\Phi_2 - H_{14}\Phi_4)\Delta_{M_0}^{(2)} + (H_{12}\Phi_4 + H_{14}\Phi_2)\Delta_{M_0}^{(4)} - \\
 &- (H_{16}\Phi_6 - H_{18}\Phi_8)\Delta_{M_0}^{(6)} + (H_{16}\Phi_8 + H_{18}\Phi_6)\Delta_{M_0}^{(8)}]; \\
 A_{14} &= \frac{1}{\Delta_{неч}} [-(H_{12}\Phi_1 + H_{14}\Phi_3)\Delta_{Q_0}^{(1)} + (H_{12}\Phi_3 - H_{14}\Phi_1)\Delta_{Q_0}^{(3)} - \\
 &- (H_{16}\Phi_5 + H_{18}\Phi_7)\Delta_{Q_0}^{(5)} + (H_{16}\Phi_7 - H_{18}\Phi_5)\Delta_{Q_0}^{(7)}]; \\
 A_{15} &= \frac{1}{\Delta_{неч}} [(H_{12}\Phi_1 + H_{14}\Phi_3)\Delta_{S_0}^{(1)} - (H_{12}\Phi_3 - H_{14}\Phi_1)\Delta_{S_0}^{(3)} + \\
 &+ (H_{16}\Phi_5 + H_{18}\Phi_7)\Delta_{S_0}^{(5)} - (H_{16}\Phi_7 - H_{18}\Phi_5)\Delta_{S_0}^{(7)}]; \\
 A_{16} &= \frac{1}{\Delta_{чѐт}} [(H_{12}\Phi_2 - H_{14}\Phi_4)\Delta_{N_0}^{(2)} - (H_{12}\Phi_4 + H_{14}\Phi_2)\Delta_{N_0}^{(4)} + \\
 &+ (H_{16}\Phi_6 - H_{18}\Phi_8)\Delta_{N_0}^{(6)} - (H_{16}\Phi_8 + H_{18}\Phi_6)\Delta_{N_0}^{(8)}]; \\
 A_{17} &= \frac{1}{\Delta_{чѐт}} [-(H_{12}\Phi_2 - H_{14}\Phi_4)\Delta_{U_0}^{(2)} + (H_{12}\Phi_4 + H_{14}\Phi_2)\Delta_{U_0}^{(4)} - \\
 &- (H_{16}\Phi_6 - H_{18}\Phi_8)\Delta_{U_0}^{(6)} + (H_{16}\Phi_8 + H_{18}\Phi_6)\Delta_{U_0}^{(8)}]; \\
 A_{18} &= \frac{1}{\Delta_{неч}} [-(H_{12}\Phi_1 + H_{14}\Phi_3)\Delta_{V_0}^{(1)} + (H_{12}\Phi_3 - H_{14}\Phi_1)\Delta_{V_0}^{(3)} - \\
 &- (H_{16}\Phi_5 + H_{18}\Phi_7)\Delta_{V_0}^{(5)} + (H_{16}\Phi_7 - H_{18}\Phi_5)\Delta_{V_0}^{(7)}].
 \end{aligned}$$

Аналогичным образом определяются выражения остальных 56-и фундаментальных функций.

Полученные здесь аналитические выражения фундаментальных ортонормированных функций в совокупности с аналитическими выражениями функции Грина и вектора нагрузки затем используются для решения краевых задач изгиба длинных цилиндрических оболочек при различных граничных условиях. Соответствующий алгоритм подробно изложен в [3, 4].

Литература

1. Власов В.З. Общая теория оболочек и ее приложения в технике / Власов В.З. – М.–Л. : Гостехиздат, 1948. – 784 с.
2. Колкунов Н.В. Основы расчета упругих оболочек / Колкунов Н.В. – М. : Высшая школа, 1972. – 296 с..
3. Численно-аналитический метод граничных элементов : в 2-х т. / [Дашенко А.Ф., Коломиец Л.В., Оробей В.Ф., Сурьянинов Н.Г.]. – Одесса, ВМВ, 2010. –Т. 1. – 416 с. – Т.2. – 512 с.
4. Оробей В.Ф. Практикум по решению краевых задач механики : [учебное пособие для студентов технических специальностей] / В.Ф. Оробей, Н.Г. Сурьянинов. – Одесса : Астропринт, 2011. – 408 с.

Стаття представлена: д.т.н. Параска Г.Б.
Надійшла 12.2.2012 р.