**ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА БУБНОВА-ГАЛЕРКИНА ДЛЯ
ОПРЕДЕЛЕНИЯ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК
СОСТОЯНИЯ ПРИЗМАТИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ**

Кубаймуродов Даврон Ильясович

Научные руководители: **Исмаилов Кубаймурат**

доктор технических наук

Ибрагимов Абдижаббар

кандидат технических наук

Самаркандский Государственный
архитектурно-строительный институт

Аннотация: Применен метод В.З.Власова для расчета оболочки на случайно-неоднородном основании. Уравнения изгиба призматической оболочки без учета кручения и деформации контура приводятся к системе обыкновенных дифференциальных уравнений относительно нормального и тангенциального перемещений. Данная методика существенно отличается от метода малого параметра.

Ключевые слова: Призматической оболочки, контур, метода Бубнова-Галеркина, изгибная жесткость, математические ожидания, корреляционной функции, коэффициент постели.

**APPLICATION OF THE BUBNOV-GALERKIN METHOD FOR
DETERMINING THE STATISTICAL CHARACTERISTICS OF THE STATE
OF THE PRISMATIC SHELL**

Kubaymurodov Davron Ilyasovich

Scientific advisers: **Ibragimov Abdijabbar**

Ismayilov Kubaymurat

Abstract: V.Z.Vlasov method was applied to calculate the shell on a randomly inhomogeneous base. The equations of bending of the prismatic shell without taking into account torsion and deformation of the contour are reduced to a system of ordinary differential equations for normal and tangential displacements. This technique is significantly different from the small parameter method.

Key words: Prismatic sheath, contour, method of Bubnov-Galerkin, flexural rigidity, mathematical expectations, correlation function bed coefficient.

Введение. Исследование напряженно - деформированного состояния призматических оболочек коробчатого сечения при регулярном характере упругого основания обычно выполняется при помощи вариационного метода В.З.Власова [1]. Методика расчета подробно изложена в работе [2]. Этот подход основан на разложении перемещений в ряды по произведениям двух функций, зависящих от продольной и окружной координаты (z и s соответственно). Применим метод В.З.Власова для решения ответствующей стохастической задачи, т.е. для расчета оболочки на случайно-неоднородном основании.

Методы. Как показано в статье [1], уравнения изгиба призматической оболочки без учета кручения и деформации контура приводятся к системе обыкновенных дифференциальных уравнений относительно нормального и тангенциального перемещений $V(z)$ и $U(z)$:

$$aU'' - bU - bV = 0; \quad bU' + bV'' - QV = P. \quad (1)$$

где обозначено:

$$\left. \begin{aligned} a = \gamma_{jk} = \frac{E}{G} \int_s \varphi_j \varphi_k \delta ds = \frac{E}{G} (d_1^3 \delta_1 + 3d_2^3 \delta_2 + d_2 \delta^3), \quad b = b_{jk} = \int_s \varphi_j' \varphi_k \delta ds = 2d_1 \delta_1, \\ Q = \frac{1}{G} \int c(z) \overline{\psi}(s) ds = d_2 c(z) / G, \quad P = \frac{1}{G} \int p(z) \psi(s) ds = p(z) / G. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

В формулах (2) сохранены все обозначения предыдущего раздела кроме коэффициента Q , который здесь выражается через случайную функцию $c(z)$, характеризующую упругость стохастического основания. Этот коэффициент представляет работу реакций упругого основания, равномерно распределенных по плоскости контакта оболочки с основанием (рис.3.2).

Систему (1) можно привести к одному уравнению относительно разрешающей функции F , которая связана с искомыми перемещениями следующими зависимостями:

$$U = bF', \quad V = aF'' - bF. \quad (3)$$

Непосредственно подстановкой выражений (3) в уравнения (1) можно убедиться в том, что первое из этих уравнений удовлетворяется тождественно, а второе уравнение приводится к виду:

$$F^{IV} - Q_1(z)F'' + Q_2(z)F = -P; \quad (4)$$

где

$$Q_1 = \frac{Q}{b} = \frac{d_2 c(z)}{Gb}; \quad Q_2 = \frac{Q}{a} = \frac{d_2 c(z)}{Ga}; \quad P = \frac{2P(z)}{Gab}.$$

Переходя к безразмерной переменной $\xi = z/\ell$, получаем

$$F^{IV} - Q_1(\xi)\ell^2 F'' + Q_2(\xi)\ell^4 F = -\ell^4 P \quad (5)$$

Таким образом, задача сводится к интегрированию уравнения. (5) с учетом того, что жесткость основания, характеризуемая функцией $c(z)$, меняется вдоль координаты z случайным образом. Для того, чтобы приближенно решить эту задачу необходимо сделать дополнительные предположения о характере случайной функции $c(z)$. Как показано в работах [2, 3], удовлетворительные результаты можно получить, если принять, что функция $c(z)$ является стационарной в широком смысле и что ее ординаты распределены по нормальному закону. Стационарность функции $c(z)$ в широком смысле (или в смысле А.Я.Хинчина) означает, что математическое ожидание и дисперсия $c(z)$ постоянны, а корреляционная функция зависит только от разности $\Delta z = z_2 - z_1$ и не зависит от самых значений z_1 и z_2 . Исходя из вышеизложенного, для функции $c(z)$ примем следующие характеристики:

$$\langle c(z) \rangle = c_0 = \text{const}; \quad D(c) = \sigma_c^2 = \text{const}; \quad K_c(\Delta z) = \sigma_c^2 \cdot e^{-\beta|\Delta z|}. \quad (6)$$

Разумеется, для корреляционной функции K_c можно принять и какое-либо другое выражение, например

$$K_c = \sigma_c^2 \cdot e^{-\beta|\Delta z|} \left(\cos \gamma \Delta z + \frac{\beta}{\gamma} \sin \gamma |\Delta z| \right) \quad (7)$$

имеющее участки с отрицательной корреляцией и соответствующее дифференцируемому случайному процессу. Однако, как показано во многих исследованиях, окончательные результаты мало зависят от вида корреляционной функции, а проведение необходимых выкладок, конечно, проще с функцией (6), чем с функцией (7)

Обыкновенное дифференциальное уравнение (5) имеет переменные коэффициенты $Q_1(\xi)$ и $Q_2(\xi)$, причем в отличие от рассмотренного детерминированного случая, эти коэффициенты являются стационарными случайными функциями координаты ξ . Приближенное решение будем строить при помощи обобщенного вариационного метода Бубнова-Галеркина, задав искомую функции $F(\xi)$ в виде:

$$F(\xi) = A_1 \psi_1(\xi) + A_2 \psi_2(\xi). \quad (8)$$

Аппроксимирующие функции $\psi_1(\xi)$ и $\psi_2(\xi)$ выбираем с учетом граничных условий на свободных торцах оболочки при $\xi = \pm 1$

$$M = EI \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0; \quad Q = EI \frac{\partial^3 V}{\partial z^3} = 0; \quad \text{или} \quad \psi_1'' = \psi_1''' = 0; \quad \psi_2'' = \psi_2''' = 0. \quad (9)$$

Здесь EI изгибная жесткость всего сечения оболочки.

В качестве аппроксимирующих функций $\psi_1(\xi)$ и $\psi_2(\xi)$ удобно использовать алгебраические полиномы следующего вида:

$$\psi_1(\xi) = 15 + 15\xi^2 - 5\xi^4 + \xi^6; \quad \psi_2(\xi) = 1 - \frac{407}{203}\xi^2 + \frac{1083}{203}\xi^4 - \frac{785}{203}\xi^6 + \xi^8. \quad (10)$$

Заметим, что выражения для этих функций могут быть получены из выражений для функций $\psi_1(\xi)$ и $\psi_2(\xi)$, из предыдущего раздела, если для последних принять $\alpha = 2$.

В обобщенном методе Бубнова-Галеркина коэффициенты A_1 и A_2 являются уже не постоянными числами, а случайными величинами. В качестве неизвестных выступают их вероятностные характеристики: математические ожидания, дисперсии, коэффициенты асимметрии, эксцесса и т.д. Именно в этом смысле применяемый вариационный метод назван обобщенным [3], основная же идея метода, вытекающая из принципа возможных перемещений, остается неизменной.

Применяя процедуру метода Бубнова-Галеркина к уравнению (5), получим

$$\begin{aligned} \int_0^1 \left[(\psi_1^{IV} A_1 + \psi_2^{IV} A_2) - Q_1(\xi) \ell^2 (\psi_1'' A_1 + \psi_2'' A_2) + Q_2(\xi) \ell^4 (\psi_1 A_1 + \psi_2 A_2) + Q \ell^4 \right] \psi_1 \cdot d\xi &= 0; \\ \int_0^1 \left[(\psi_1^{IV} A_1 + \psi_2^{IV} A_2) - Q_1(\xi) \ell^2 (\psi_1'' A_1 + \psi_2'' A_2) + Q_2(\xi) \ell^4 (\psi_1 A_1 + \psi_2 A_2) + Q \ell^4 \right] \psi_2 \cdot d\xi &= 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Введем следующие обозначения:

$$\begin{aligned} a_{11} &= \int_0^1 \psi_1^{IV} \cdot \psi_1 \cdot d\xi, & a_{12} &= \int_0^1 \psi_2^{IV} \cdot \psi_1 \cdot d\xi, & a_{13} &= \ell^4 \int_0^1 Q_2(\xi) \psi_1^2 \cdot d\xi; \\ a_{14} &= \ell^4 \int_0^1 Q_2(\xi) \psi_1 \cdot \psi_2 \cdot d\xi, & a_{15} &= \ell^2 \int_0^1 Q_1(\xi) \psi_1'' \cdot \psi_1 \cdot d\xi; \\ a_{16} &= \ell^2 \int_0^1 Q_1(\xi) \psi_2'' \cdot \psi_1 \cdot d\xi, & a_{17} &= \ell^4 P \int_0^1 \psi_1 \cdot d\xi; \\ b_{11} &= \int_0^1 \psi_1^{IV} \cdot \psi_2 \cdot d\xi, & b_{12} &= \int_0^1 \psi_2^{IV} \cdot \psi_2 \cdot d\xi, & b_{13} &= \ell^4 \int_0^1 Q_2(\xi) \psi_1 \psi_2 \cdot d\xi; \\ b_{14} &= \ell^4 \int_0^1 Q_2(\xi) \psi_2^2 \cdot d\xi, & b_{15} &= \ell^2 \int_0^1 Q_1(\xi) \psi_1'' \cdot \psi_2 \cdot d\xi; \\ b_{16} &= \ell^2 \int_0^1 Q_1(\xi) \psi_2'' \cdot \psi_2 \cdot d\xi, & b_{17} &= \ell^4 P \int_0^1 \psi_2 \cdot d\xi. \end{aligned} \quad (12)$$

Система алгебраических уравнений (11) с учетом (12) запишется в виде

$$\begin{aligned} (a_{11} + a_{13} - a_{15}) A_1 + (a_{12} + a_{14} - a_{16}) A_2 + a_{17} &= 0; \\ (b_{11} + b_{13} - b_{15}) A_1 + (b_{12} + b_{14} - b_{16}) A_2 + b_{17} &= 0. \end{aligned} \quad (13)$$

Часть из этих коэффициентов являются постоянными числами:

$$a_{11} = 365,71; \quad a_{12} = 13,18; \quad a_{17} = 19,14 \cdot P \cdot \ell^4;$$

$$b_{11} = 13,18; \quad b_{12} = 16,68; \quad b_{17} = 0,957 \cdot P \cdot \ell^4;$$

Остальные коэффициенты представляют собой случайные величины:

$$a_{13} = \ell^4 \cdot \int_0^1 Q_2(\xi) \psi_1^2 d\xi = \frac{\ell^4 d_2}{Ga} \int_0^1 c(\xi) \psi_1^2 \cdot d\xi; \quad a_{15} = \ell^2 \cdot \int_0^1 Q_1(\xi) \psi_1'' \psi_1 d\xi = \frac{\ell^2 d_2}{Gb} \int_0^1 c(\xi) \psi_1'' \cdot \psi_1 d\xi;$$

$$a_{14} = \ell^4 \int_0^1 Q_2(\xi) \psi_1 \psi_2 d\xi = \frac{\ell^4 d_2^2}{Ga} \int_0^1 c(\xi) \psi_1 \psi_2 d\xi; \quad a_{16} = \ell^2 \int_0^1 Q_1(\xi) \psi_2'' \psi_1 d\xi = \frac{\ell^2 d_2^2}{Gb} \int_0^1 c(\xi) \psi_2'' \psi_1 d\xi;$$

$$b_{13} = \ell^4 \int_0^1 Q_2(\xi) \psi_1 \psi_2 d\xi = \frac{\ell^4 d_2}{Ga} \int_0^1 c(\xi) \psi_1 \psi_2 d\xi; \quad b_{15} = \ell^2 \int_0^1 Q_1(\xi) \psi_1'' \psi_2 d\xi = \frac{\ell^2 d_2}{Gb} \int_0^1 c(\xi) \psi_1'' \psi_2 d\xi;$$

$$b_{14} = \ell^4 \int_0^1 Q_2(\xi) \psi_2^2 d\xi = \frac{\ell^4 d_2}{Ga} \int_0^1 c(\xi) \psi_2^2 d\xi; \quad b_{15} = \ell^2 \cdot \int_0^1 Q_1(\xi) \psi_2'' \psi_2 d\xi = \frac{\ell^2 d_2}{Gb} \int_0^1 c(\xi) \psi_2'' \cdot \psi_2 \cdot d\xi,$$

Таким образом, коэффициенты в уравнениях (13) представляют собой линейные комбинации постоянных и случайных величин. Для удобства дальнейшего анализа представим их в виде сумму средних значений и центрированных случайных величин

$$a_j = \langle a_j \rangle + \tilde{a}_j; \quad (j = 1, 2, 3, 4). \quad (14)$$

Здесь $\langle a_j \rangle$ - математические ожидания коэффициентов $a_j, \tilde{a}_j$ - их флуктуации.

Коэффициенты a_j связаны с введенными ранее величинами следующим образом:

$$a_1 = a_{11} + a_{13} - a_{15}; \quad a_2 = a_{12} + a_{14} - a_{16}; \quad a_3 = b_{11} + b_{13} - b_{15}; \quad a_4 = b_{12} + b_{14} - b_{16}. \quad (15)$$

Математические ожидания коэффициентов (15) выражается через среднее значение коэффициента постели c_0 :

$$\begin{aligned} \langle a_1 \rangle &= a_{11} + \langle a_{13} \rangle - \langle a_{15} \rangle = a_{11} + c_0 \left(\frac{\ell^4 d_2}{Ga} \int_0^1 \psi_1^2 d\xi - \frac{\ell^2 d_2}{Gb} \int_0^1 \psi_1'' \cdot \psi_1 \cdot d\xi \right); \\ \langle a_2 \rangle &= a_{12} + \langle a_{14} \rangle - \langle a_{16} \rangle = a_{12} + c_0 \left(\frac{\ell^4 d_2}{Ga} \int_0^1 \psi_1 \cdot \psi_2 \cdot d\xi - \frac{\ell^2 d_2}{Gb} \int_0^1 \psi_2'' \cdot \psi_1 \cdot d\xi \right); \\ \langle a_3 \rangle &= b_{11} + \langle b_{13} \rangle - \langle b_{15} \rangle = b_{11} + c_0 \left(\frac{\ell^4 d_2}{Ga} \int_0^1 \psi_1 \cdot \psi_2 \cdot d\xi - \frac{\ell^2 d_2}{Gb} \int_0^1 \psi_1'' \cdot \psi_2 \cdot d\xi \right); \\ \langle a_4 \rangle &= b_{12} + \langle b_{14} \rangle - \langle b_{16} \rangle = b_{12} + c_0 \left(\frac{\ell^4 d_2}{Ga} \int_0^1 \psi_2^2 d\xi - \frac{\ell^2 d_2}{Gb} \int_0^1 \psi_2'' \cdot \psi_2 \cdot d\xi \right). \end{aligned} \quad (16)$$

Наряду с математическими ожиданиями случайных коэффициентов a_j для выполнения статического анализа необходимы корреляционные моменты $\langle \tilde{a}_j, \tilde{a}_k \rangle$. Эти моменты выражаются через корреляционную функцию коэффициента постели $K_c(\xi - \xi')$

$$K_{jk} = \langle \tilde{a}_j, \tilde{a}_k \rangle = \int_0^1 \int_0^1 K_c(\xi - \xi') C_{jk}(\xi, \xi') d\xi d\xi'; \quad (17)$$

где $C_{jk}(\xi, \xi')$ есть произведение координатных функций, соответствующих методу Бубнова-Галеркина, формулы для C_{jk} имеют вид:

$$\begin{aligned} c_{11} &= \left[\frac{\ell^4 d_2}{G \cdot a} \psi_1^2(\xi) - \frac{\ell^2 d_2}{G \cdot b} \psi_1''(\xi) \psi_1(\xi) \right] \left[\frac{\ell^4 d_2}{G \cdot a} \psi_1^2(\xi') - \frac{\ell^2 d_2}{G \cdot b} \psi_1''(\xi') \psi_1(\xi') \right]; \\ c_{12} &= \left[\frac{\ell^4 d_2}{G a} \psi_1^2(\xi) - \frac{\ell^2 d_2}{G b} \psi_1''(\xi) \psi_1(\xi) \right] \left[\frac{\ell^4 d_2}{G a} \psi_1(\xi') \psi_2(\xi') - \frac{\ell^2 d_2}{G b} \psi_2''(\xi') \psi_1(\xi') \right]; \\ c_{21} &= \left[\frac{\ell^4 d_2}{G a} \psi_1(\xi) \psi_2(\xi) - \frac{\ell^2 d_2}{G b} \psi_2''(\xi) \psi_1(\xi) \right] \left[\frac{\ell^4 d_2}{G a} \psi_1^2(\xi') - \frac{\ell^2 d_2}{G b} \psi_1''(\xi') \psi_1(\xi') \right]; \\ c_{22} &= \left[\frac{\ell^4 d_2}{G a} \psi_1^2(\xi') - \frac{\ell^2 d_2}{G b} \psi_2''(\xi) \psi_1(\xi) \right] \left[\frac{\ell^4 d_2}{G a} \psi_1(\xi') \psi_2(\xi) - \frac{\ell^2 d_2}{G b} \psi_2''(\xi') \psi_1(\xi') \right]. \end{aligned} \quad (18)$$

При $j = k$ формуле (17) дают значение дисперсий коэффициентов a_j .

Итак, система уравнений относительно коэффициентов разложения A_1 и A_2 принимает вид:

$$(\langle a_1 \rangle + \tilde{a}_1) A_1 + (\langle a_2 \rangle + \tilde{a}_2) A_2 = b_1; \quad (\langle a_3 \rangle + \tilde{a}_3) A_1 + (\langle a_4 \rangle + \tilde{a}_4) A_2 = b_2. \quad (19)$$

где $b_1 = -a_{17}, b_2 = -b_{17}$.

Решение этих уравнений записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{b_1(\langle a_4 \rangle + \tilde{a}_4) - b_2(\langle a_2 \rangle + \tilde{a}_2)}{(\langle a_1 \rangle + \tilde{a}_1)(\langle a_4 \rangle + \tilde{a}_4) - (\langle a_2 \rangle + \tilde{a}_2)(\langle a_3 \rangle + \tilde{a}_3)}; \\ A_2 &= \frac{-b_1(\langle a_3 \rangle + \tilde{a}_3) - b_2(\langle a_1 \rangle + \tilde{a}_1)}{(\langle a_1 \rangle + \tilde{a}_1)(\langle a_4 \rangle + \tilde{a}_4) - (\langle a_2 \rangle + \tilde{a}_2)(\langle a_3 \rangle + \tilde{a}_3)}. \end{aligned}$$

Неизвестные случайные величины A_1 и A_2 на основании (20) явно выражаются через случайные аргументы $\tilde{a}_1, \tilde{a}_2, \tilde{a}_3, \tilde{a}_4$

$$A_1 = f_1(\tilde{a}_1, \tilde{a}_2, \tilde{a}_3, \tilde{a}_4), \quad A_2 = f_2(\tilde{a}_1, \tilde{a}_2, \tilde{a}_3, \tilde{a}_4). \quad (20)$$

Эти зависимости позволяют определить все статистические характеристики для A_1, A_2 по заданным характеристикам случайных величин $\tilde{a}_j$.

Допустим, что вектор $\tilde{a}\{\tilde{a}_j\}$ является гауссовским. Тогда его плотность вероятности записывается в следующей форме:

$$P(\tilde{a}) = P(\tilde{a}_1, \tilde{a}_2, \tilde{a}_3, \tilde{a}_4) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi)^4 |K|}} \exp \left(-\frac{1}{2} \sum_{j=1}^4 \sum_{k=1}^4 \{K^{-1}\} \tilde{a}_j \tilde{a}_k \right). \quad (21)$$

где $K \{K_{kj}\}$ есть корреляционная матрица (17), $|K|$ определитель матрицы K , $\{K^{-1}\}$ транспонированная матрица по отношению к K . Моменты случайных величин A_1, A_2 определяются как:

$$\langle A_m^n \rangle = \int f_m^n(\tilde{a}) p(\tilde{a}) d\tilde{a}; \quad (m=1,2); \quad (22)$$

где $p(\tilde{a})$ имеет вид (21).

Выражение (22) дает принципиальное решение задачи. Однако его реализация затруднительна, поскольку сводится к вычислению четырехкратного интеграла. В практических расчетах моменты коэффициентов A_1, A_2 , непосредственно выражаются через моменты величин $\tilde{a}_j$ на основании формул (20).

Представим зависимости (20) в виде разложения в ряд Тейлора:

$$A_m = f_m^{(0)} + \frac{1}{1!} \sum_{j=1}^4 \frac{\partial f_m^{(0)}}{\partial \tilde{a}_j} \cdot \tilde{a}_j + \frac{1}{2!} \sum_{j=1}^4 \sum_{k=1}^4 \frac{\partial^2 f_m^{(0)}}{\partial \tilde{a}_j \partial \tilde{a}_k} \tilde{a}_j \tilde{a}_k + \dots \quad (23)$$

В разложении (23) обозначено:

$$f_m^{(0)} = \int_m (\tilde{a}_j) \Big|_{\tilde{a}_j=0}; \quad \frac{\partial f_m^{(0)}}{\partial \tilde{a}_j} = \frac{\partial f_m(\tilde{a}_j)}{\partial \tilde{a}_j} \Big|_{\tilde{a}_j=0}. \quad (24)$$

При практических расчетах соотношения (20) обычно линеаризуются, т.е. в ряду (23) удерживаются члены не выше первой степени относительно $\tilde{a}_j$. В этом случае вычисления становятся элементарными:

$$\langle A_m \rangle = f_m^{(0)}. \quad (25)$$

$$\langle A_m A_l \rangle = f_m^{(0)} f_l^{(0)} + \frac{1}{1!} \sum_{j=1}^4 \sum_{k=1}^4 \frac{\partial f_m^{(0)}}{\partial \tilde{a}_j} \frac{\partial f_l^{(0)}}{\partial \tilde{a}_k} \langle \tilde{a}_j \tilde{a}_k \rangle \text{ и т.д.} \quad (26)$$

Формулы (26) выведены на основе линеаризованного соотношения (23) и по существу соответствуют нулевому приближению метода малого параметра. Следующее приближение получается при удержании в (23) членов до второго порядка включительно:

$$\langle A_m \rangle = f_m^{(0)} + \frac{1}{2!} \sum_{j=1}^4 \sum_{k=1}^4 \frac{\partial^2 f_m^{(0)}}{\partial \tilde{a}_j \partial \tilde{a}_k} \langle \tilde{a}_j \tilde{a}_k \rangle. \quad (27)$$

$$\begin{aligned} \langle A_m A_l \rangle = & f_m^{(0)} f_l^{(0)} + \sum \sum \left(\frac{1}{1!} \frac{\partial f_m^{(0)}}{\partial \tilde{a}_j} \frac{\partial f_l^{(0)}}{\partial \tilde{a}_k} + \frac{f_m}{2!} \frac{\partial f_l^{(0)}}{\partial \tilde{a}_j \partial \tilde{a}_k} \right) \times \\ & \times \langle \tilde{a}_j \tilde{a}_k \rangle + \frac{1}{(2!)^2} \sum_{j=1}^4 \sum_{k=1}^4 \sum_{r=1}^4 \sum_{q=1}^4 \frac{\partial^2 f_m^{(0)}}{\partial \tilde{a}_j \partial \tilde{a}_k} \frac{\partial^2 f_n^{(0)}}{\partial \tilde{a}_r \partial \tilde{a}_q} \langle \tilde{a}_j \tilde{a}_k \tilde{a}_r \tilde{a}_q \rangle. \end{aligned} \quad (28)$$

Как видно из формулы (27), математическое ожидание коэффициентов разложения A_m зависит от компонентов корреляционной матрицы $\langle \tilde{a}_j \tilde{a}_k \rangle$, которые в свою очередь выражаются через корреляционную функцию коэффициента упругости основания по формуле (17). Таким образом, средние значения $\langle A_m \rangle$ и следовательно, математические ожидания разрешающей функции, перемещений и напряжений зависит от дисперсии коэффициента постели, характеризующей случайную неоднородность основания. Этим данная методика существенно отличается от метода малого параметра.

Заключение. Для коэффициента постели, изменяющегося в направлении продольной оси случайным образом, получено приближенное решение стохастической задачи на основе обобщенного метода Бубнова-Галеркина. Получена система уравнений относительно случайных коэффициентов разложения для моментов разрешающей функции. Выведены выражения для моментов коэффициентов разложения в предположении о гауссовском характере случайной функции коэффициента упругости основания.

Список литературы

1. Власов В.З. Тонкостенные пространственные системы. – М. : Госстройиздат, 1958. – 502 с.
2. Ибрагимов А. Расчет призматической замкнутой оболочки, свободно лежащий на неоднородном упругом основании. Рукопись представлена МИСИ им. В.В.Куйбышева. Деп. В ВНИИИС Госстроя СССР № 4147-83. – М. , 1983. – 13 с.
3. Соболев Д.Н. Задача о штампе, вдавливаемом в статически неоднородном упругом основании. – Строительная механика и расчет сооружений, 1968, № 1, с. 1-4.
4. Власов В.З., Леонтьев Н.Н. Техническая теория расчета фундаментов на упругом основании. Тр. МИСИ , 1956, Сб. № 14, 12-31 с.
5. Ismayilov K. Critical stresses and deformations in a hinged-supported Rectangular plate beyond the elastic limi. European journal Of technical and Natural sciences № 3. Vienna, Austria. 2018.- 32-36.

6. Ismayilov K. Critical strains and critical stresses in the steel rod beyond the Elastic limit. *European science review*. № 5–6. Vienna, Austria. 2018.-291-295.
7. Ismayilov K., Karimova K. Application of used automobile tires granules for road construction in Uzbekistan. *Journal of Critical Reviews* ISSN- 2394-5125 Vol 7, 946-948, Issue 12, 2020.
8. Ismayilov K., Karimova K. The Impact of Automobile Tires on the Environment from the Period of Raw Materials to the Disposal of Them *International Journal of Recent Technology and Engineering (IJRTE)* ISSN: 2277-3878, Volume-8 Issue-3, September 2019.
9. Mirsaidov MM, Sultanov TZ, Rumi DF 2013 *Mag. Civ. Eng.* 39(4) 94–105.
10. Indiaminov R., Butaev R., Ismayilov K., Isayev N., and A.Numonov Nonlinear integro-differential equations of bending of physically nonlinear viscoelastic plates. *FORM-2020 IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering* 869 (2020) 052048 IOP Publishing doi:10.1088/1757-899X/869/5/052048.
11. Ismayilov K 2018 *Eur. J. Tech. Nat. Sci. Sci. J.* 3 32–35.
12. T Mavlonov, BYuldoshev, Ismayilov K., and S.Toshev Nonlinear integro-differential equations of bending of physically nonlinear viscoelastic plates. *CONMECHYDRO – 2020 IOP Publishing IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering* 883 (2020) 012199 doi:10.1088/1757-99X/883/1/012199.

© Д.И.Кубаймуродов, 2021