

Глава 2

Изгиб цилиндрической оболочки при поперечном обтекании ее идеальной жидкостью

2.1. Постановка задачи об обтекании цилиндрической оболочки

Рассмотрим плоскую деформацию неподвижной бесконечной цилиндрической оболочки с нерастяжимой параллелью при поперечном обтекании ее потенциальным установившимся потоком идеальной невесомой несжимаемой жидкости (рис. 2.1). Будем использо-

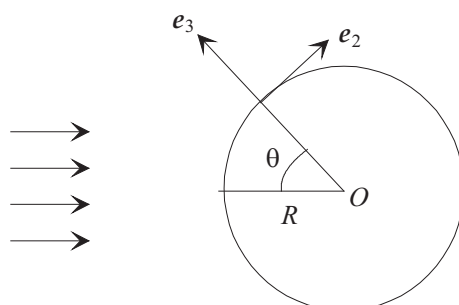


Рис. 2.1. Поперечное сечение цилиндрической оболочки.

вать цилиндрическую систему координат z, θ, r , выбрав ось симметрии оболочки в качестве оси Oz .

Задача является плоской, а течение установившимся, поэтому потенциал скоростей $\varphi(z, \theta, r, t)$ не зависит от координаты z и времени t . Подставив в формулы (1.8) и (1.9), описывающие потенциальное

движение идеальной жидкости, функцию $\varphi(\theta, r)$, получим

$$\Delta\varphi = \frac{\partial^2\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial\varphi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2\varphi}{\partial\theta^2} = 0. \quad (2.1)$$

Проекции скорости жидкости на орты цилиндрической системы координат $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$ находятся по формулам

$$v_1 = 0, \quad v_2 = \frac{1}{r} \frac{\partial\varphi}{\partial\theta}, \quad v_3 = \frac{\partial\varphi}{\partial r}. \quad (2.2)$$

Для установившегося движения мы имеем интеграл Эйлера-Бернулли

$$\frac{v^2}{2} + V + P = C',$$

где C' — произвольная постоянная. В случае невесомой несжимаемой жидкости $V = 0$, $P = p/\rho$, где p — давление, ρ — плотность, и интеграл принимает вид

$$p + \frac{\rho v^2}{2} = C, \quad C = \rho C'.$$

Пусть заданы характеристики потока на бесконечности

$$p_\infty = \lim_{r \rightarrow \infty} p, \quad \mathbf{v}_\infty = \lim_{r \rightarrow \infty} \mathbf{v}.$$

Тогда

$$C = p_\infty + \frac{\rho v_\infty^2}{2}, \quad p = p_\infty + \frac{\rho}{2}(v_\infty^2 - v^2).$$

Учет p_∞ сводится к добавлению к давлению p постоянного слагаемого, поэтому будем рассматривать случай $p_\infty = 0$. В этом случае

$$p = \frac{\rho}{2}(v_\infty^2 - v^2) = \frac{\rho}{2}(v_\infty^2 - v_2^2 - v_3^2). \quad (2.3)$$

Без ограничения общности можно считать, что скорость \mathbf{v}_∞ параллельна координатной прямой $\theta = 0$. При $r \rightarrow \infty$ (рис. 2.2) имеем

$$v_2 \sin \theta - v_3 \cos \theta = v_\infty, \quad v_2 \cos \theta + v_3 \sin \theta = 0.$$

Разрешив эту систему уравнений относительно v_2 и v_3 , получим

$$v_2 = \frac{1}{r} \frac{\partial\varphi}{\partial\theta} = v_\infty \sin \theta, \quad v_3 = \frac{\partial\varphi}{\partial r} = -v_\infty \cos \theta. \quad (2.4)$$

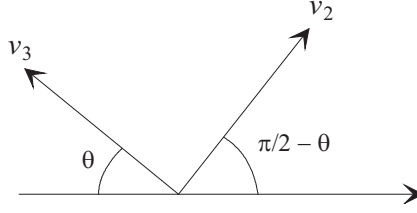


Рис. 2.2. Проекция скорости на бесконечности.

Интегрирование последнего равенства (2.4) приводит к формуле

$$\varphi = -rv_\infty \cos \theta + C(\theta), \quad r \rightarrow \infty.$$

Подстановка этого выражение для φ в первое равенство (2.4) дает $dC/d\theta = 0$. Следовательно, C является постоянной, и ввиду того, что потенциал скоростей определится с точностью до произвольного слагаемого, мы можем взять

$$\varphi = -rv_\infty \cos \theta, \quad r \rightarrow \infty. \quad (2.5)$$

Кроме условия (2.5) на бесконечности для потенциала φ надо задать условие на поверхности оболочки. При установившемся движении $\partial u_3/\partial t = 0$, и кинематическое условие (1.67) принимает вид

$$v_3 - \frac{1}{R} \frac{du_3}{d\theta} v_2 + \frac{u_2}{R} \frac{\partial v_3}{\partial \theta} + u_3 \frac{\partial v_3}{\partial r} = 0, \quad r = R.$$

Подставив в последнее равенство выражения для v_2 и v_3 , получим

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r} - \frac{1}{R^2} \frac{du_3}{d\theta} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} + \frac{u_2}{R} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \theta \partial r} + u_3 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} = 0, \quad r = R. \quad (2.6)$$

Для описания деформации бесконечной цилиндрической оболочки с нерастяжимой параллелью используем уравнение (1.60). Принимая во внимание, что в рассматриваемой задаче функция u_2 не зависит от времени, получаем

$$\frac{d^6 u_2}{d\theta^6} + 2 \frac{d^4 u_2}{d\theta^4} + \frac{d^2 u_2}{d\theta^2} = -\frac{R^4}{D} \frac{dq_3}{d\theta}. \quad (2.7)$$

Из условия нерастяжимости параллели (см. раздел 1.8) вытекает, что

$$u_3 = -\frac{du_2}{d\theta}. \quad (2.8)$$

Задача обтекания является внешней, поэтому в формуле (1.68) для q_3 следует выбрать знак минус:

$$q_3 = -p - \frac{u_2}{R} \frac{\partial p}{\partial \theta} - u_3 \frac{\partial p}{\partial r}, \quad r = R. \quad (2.9)$$

Уравнения (2.1) и (2.7), условия (2.5) и (2.6), а также соотношения (2.3) и (2.9) дают постановку связанной задачи гидроупругости.

2.2. Первое приближение для потенциала скоростей

Найдем первое приближение φ_1 для потенциала скоростей, предполагая, что проекции скорости u_2 , u_3 и их производные являются малыми. Отбрасив малые слагаемые в равенстве (2.6), получим

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial r} = 0, \quad r = R. \quad (2.10)$$

Условие (2.10) соответствует обтеканию жесткого цилиндра.

Функция φ_1 удовлетворяет уравнению Лапласа (2.1) и условию на бесконечности (2.5):

$$\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial \theta^2} = 0, \quad (2.11)$$

$$\varphi_1 = -rv_\infty \cos \theta, \quad r \rightarrow \infty. \quad (2.12)$$

Решение $\varphi_1(\theta, r)$ уравнения (2.11) является четной 2π -периодической функцией θ . Поэтому его можно представить в виде

$$\varphi_1 = \sum_{m=0}^{\infty} R_m(r) \cos m\theta.$$

После подстановки этого ряда в уравнение (2.11) для определения коэффициентов R_m получаем уравнение Эйлера:

$$\frac{d^2 R_m}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR_m}{dr} - \frac{m^2}{r^2} R_m = 0, \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

Подставив в уравнение Эйлера $R_m = r^k$, получим $k^2 = m^2$. Для $m > 0$ значениям $k = \pm m$ соответствуют два линейно независимых решения r^m и r^{-m} . При $m = 0$ линейно независимыми решениями являются 1 и $\ln r$. Следовательно,

$$R_0 = A_0 + B_0 \ln r, \quad R_m = A_m r^m + B_m r^{-m}, \quad m > 0,$$

где A_m и B_m — произвольные постоянные, и выражение для φ_1 принимает вид

$$\varphi_1 = A_0 + B_0 \ln r + \sum_{m=1}^{\infty} (A_m r^m + B_m r^{-m}) \cos m\theta.$$

Из условия (2.12) получаем

$$A_0 = B_0 = 0, \quad A_1 = -v_{\infty}, \quad A_m = 0, \quad m > 1.$$

Подставив

$$\varphi_1 = -v_{\infty} r \cos \theta + \sum_{m=1}^{\infty} B_m r^{-m} \cos m\theta$$

в условие (2.10), находим постоянные B_m для $m > 0$:

$$B_1 = -R^2 v_{\infty}, \quad B_m = 0, \quad m > 1.$$

Из формул для произвольных постоянных вытекает, что

$$\varphi_1 = -v_{\infty} \left(r + \frac{R^2}{r} \right) \cos \theta. \quad (2.13)$$

Приближенные формулы для проекций скорости имеют вид

$$v_2(\theta, r) = v_{\infty} \left(1 + \frac{R^2}{r^2} \right) \sin \theta, \quad v_3(\theta, r) = -v_{\infty} \left(1 - \frac{R^2}{r^2} \right) \cos \theta. \quad (2.14)$$

На поверхности цилиндра $v_3 = 0$, поэтому скорость жидкости $v = v_2$, причем $v(0, R) = 0$, $v(\pi/6, R) = v_{\infty}$, $v(\pi/2, R) = 2v_{\infty}$.

Подставив в формулу (2.3) приближенные выражения (2.14) для v_2 и v_3 , после преобразований получим первое приближение p_1 для давления p :

$$p_1(\theta, r) = -S \frac{R^2}{r^2} \left(\frac{R^2}{r^2} - 2 \cos 2\theta \right), \quad S = \frac{\rho v_{\infty}^2}{2}. \quad (2.15)$$

Величина S называется скоростным напором. Положив $r = R$ в формуле (2.15), найдем давление на поверхности цилиндра:

$$p_1(\theta, R) = S(2 \cos 2\theta - 1). \quad (2.16)$$

Зависимость давления $p_1(\theta, R)$ от угла θ приведена на рис. 2.3. При $\theta \in [0, \pi/6)$ нагрузка $q_3 \simeq -p_1$ направлена к центру цилиндра, а при $\theta \in (\pi/6, \pi/2]$ — от центра цилиндра.

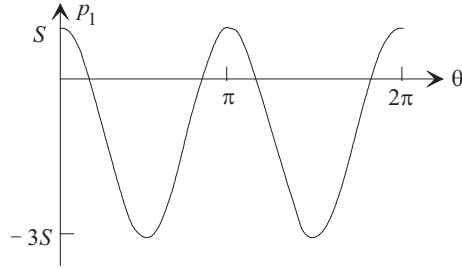


Рис. 2.3. Зависимость давления p_1 на поверхности цилиндра от угла θ .

2.3. Первое приближение для перемещений оболочки

В первом приближении, пренебрегая малыми слагаемыми в условии (2.9) и принимая во внимание равенство (2.16), получаем

$$q_3 = -p_1(\theta, R) = -S(2 \cos 2\theta - 1).$$

После подстановки в уравнение (2.7) выражения для q_3 оно принимает вид

$$Lu_2 = -4R\mu \sin 2\theta, \quad L = \frac{d^6}{d\theta^6} + 2\frac{d^4}{d\theta^4} + \frac{d^2}{d\theta^2} \quad (2.17)$$

где безразмерный параметр

$$\mu = \frac{SR^3}{D} = \frac{\rho v_\infty^2 R^3}{2D} \quad (2.18)$$

называют параметром гидроупругости. Он характеризует отношение скоростного напора к изгибной жесткости оболочки. Чем меньше этот параметр, тем меньшее влияние оказывает поток жидкости на деформацию оболочки.

Решением линейного дифференциального уравнения (2.17) является сумма его частного решения и общего решения однородного уравнения. Частное решение ищем в виде $u_2^* = \mu V \sin 2\theta$. После подстановки его в уравнение (2.17) получаем

$$V = \frac{R}{9}, \quad u_2^* = \mu V \sin 2\theta.$$

Общее решение однородного уравнения $Lu_2 = 0$ имеет вид

$$u_2^0 = C_1 + C_2\theta + C_3 \sin \theta + C_4 \cos \theta + C_5\theta \sin \theta + C_6\theta \cos \theta,$$

где C_k — произвольные постоянные. Таким образом,

$$u_2 = \mu V \sin 2\theta + C_1 + C_2\theta + C_3 \sin \theta + C_4 \cos \theta + C_5\theta \sin \theta + C_6\theta \cos \theta.$$

Функция u_2 является 2π -периодической функцией θ , поэтому $C_2 = C_5 = C_6 = 0$. Кроме того, из уравнения (2.17) вытекает, что $u_2(-\theta) = -u_2(\theta)$. Последнее равенство выполняется при любых θ только в случае $C_1 = C_4 = 0$. Отметим, что решение $u_2 = C_1$ соответствует повороту оболочки вокруг оси. Для неподвижной оболочки $C_1 = 0$. Покажем, что постоянная C_3 тоже равна нулю. Проекция перемещения точки параллели на касательную и нормаль определяются по формулам

$$u_2 = \mu V \sin 2\theta + C_3 \sin \theta, \quad u_3 = -\frac{du_2}{d\theta} = -2\mu V \cos 2\theta - C_3 \cos \theta,$$

а их направления показаны на рис. 2.4. Проекция перемещения на

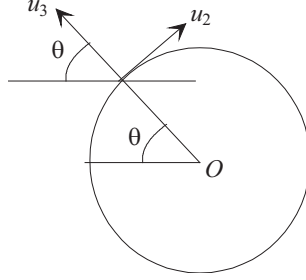


Рис. 2.4. Проекция перемещения цилиндрической оболочки.

прямую $\theta = 0$ находится по формуле

$$U = u_2 \sin \theta - u_3 \cos \theta = \mu V (\sin \theta \sin 2\theta - 2 \cos \theta \cos 2\theta) + C_3.$$

Постоянная C_3 описывает смещение оболочки как жесткого целого вдоль прямой $\theta = 0$. Поскольку оболочка неподвижна, то это смещение должно отсутствовать, и, следовательно, $C_3 = 0$.

С учетом равенства $C_3 = 0$ формулы для проекций перемещений оболочки принимают вид

$$u_2 = \mu V \sin 2\theta, \quad u_3 = \mu W \cos 2\theta, \quad V = \frac{R}{9}, \quad W = -\frac{2R}{9}. \quad (2.19)$$

Форма параллели оболочки до и после деформации изображена на рис. 2.5. При обтекании цилиндрической оболочки потоком жидко-

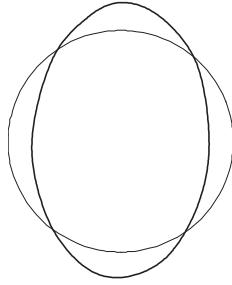


Рис. 2.5. Форма параллели оболочки.

сти ее параллель вытягивается в направлении перпендикулярном направлению потока.

В виду предположения о малости u_2 и u_3 , полученное решение годится в том случае, когда параметр гидроупругости μ является малой величиной. В дальнейшем считаем, что $\mu \ll 1$.

2.4. Второе приближение для потенциала скоростей и давления

В первом приближении деформация оболочки не влияет на движение жидкости. Чтобы учесть это влияние, будем искать потенциал скоростей и давление в виде асимптотического разложения по степеням малого параметра μ .

$$\varphi = \varphi_1 + \mu\varphi_2, \quad p = p_1 + \mu p_2. \quad (2.20)$$

Из формул

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_1 + \mu\Delta\varphi_2 = 0, \quad \Delta\varphi_1 = 0$$

вытекает, что $\Delta\varphi_2 = 0$, поэтому функция φ_2 имеет такой же вид, как и функция φ_1 :

$$\varphi_2 = A'_0 + B'_0 \ln r + \sum_{m=1}^{\infty} (A'_m r^m + B'_m r^{-m}) \cos m\theta,$$

однако коэффициенты A'_m и B'_m отличаются от A_m и B_m , так как потенциал φ_2 удовлетворяет другим граничным условиям.

Подставим решение (2.20) в условие (2.5) на бесконечности:

$$\varphi_1 + \mu\varphi_2 = -rv_{\infty} \cos \theta, \quad r \rightarrow \infty.$$

Принимая во внимание формулу (2.12), получаем

$$\varphi_2 = 0, \quad r \rightarrow \infty.$$

Из последнего равенства следует, что

$$A'_0 = B'_0 = 0, \quad A'_m = 0, \quad m = 1, 2, \dots,$$

и выражение для φ_2 принимает вид

$$\varphi_2 = \sum_{m=1}^{\infty} B'_m r^{-m} \cos m\theta. \quad (2.21)$$

Коэффициенты B'_m находятся из условия непротекания на поверхности оболочки. Подставим (2.20) в условие (2.6). С учетом равенства (2.10) получим

$$\mu \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} = \frac{1}{R^2} \frac{du_3}{d\theta} \frac{\partial \varphi_1}{\partial \theta} - \frac{u_2}{R} \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial \theta \partial r} - u_3 \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial r^2}, \quad r = R. \quad (2.22)$$

В условии (2.22) отброшены малые слагаемые, пропорциональные μ^2 . Дифференцируя выражение (2.13) для φ_1 , при $r = R$ находим

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial \theta} = 2Rv_{\infty} \sin \theta, \quad \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial \theta \partial r} = 0, \quad \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial r^2} = -2 \frac{v_{\infty}}{R} \cos \theta. \quad (2.23)$$

Подстановка (2.19) и (2.23) в формулу (2.22) дает равенство

$$\frac{\partial \varphi_2}{\partial r} = 2 \frac{v_{\infty}}{R} W(\cos \theta \cos 2\theta - 2 \sin \theta \sin 2\theta), \quad r = R.$$

Используя формулы (2.21) и

$$\begin{aligned} 2 \sin \alpha \sin \beta &= \cos(\alpha - \beta) - \cos(\alpha + \beta), \\ 2 \cos \alpha \cos \beta &= \cos(\alpha - \beta) + \cos(\alpha + \beta) \end{aligned} \quad (2.24)$$

преобразуем полученное равенство к виду

$$- \sum_{m=1}^{\infty} \frac{m B'_m}{R^{m+1}} \cos m\theta = \frac{v_{\infty}}{R} W(3 \cos 3\theta - \cos \theta).$$

Приравнявая коэффициенты при $\cos m\theta$ в правой и левой частях последнего равенства, находим коэффициенты B'_m . Ненулевые коэффициенты имеют вид

$$B'_1 = v_{\infty} R W, \quad B'_3 = -v_{\infty} R^3 W.$$

Второе приближение для потенциала φ_2 , зависящее от перемещений оболочки определяется по формуле

$$\varphi_2 = v_\infty W \left(\frac{R}{r} \cos \theta - \frac{R^3}{r^3} \cos 3\theta \right). \quad (2.25)$$

На поверхности оболочки при $r = R$ имеем

$$\varphi_2 = v_\infty W (\cos \theta - \cos 3\theta). \quad (2.26)$$

Найдем теперь второе приближение для давления. Подстановка решения (2.20) в формулы (2.2) и (2.3) дает равенства

$$\begin{aligned} p_1 + \mu p_2 &= \frac{\rho}{2}(v_\infty^2 - v_2^2 - v_3^2), \\ v_2 &= \frac{1}{r} \left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial \theta} + \mu \frac{\partial \varphi_2}{\partial \theta} \right), \quad v_3 = \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} + \mu \frac{\partial \varphi_2}{\partial r}, \\ v_2^2 + v_3^2 &= \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial \theta} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial r} \right)^2 + \frac{2\mu}{r^2} \frac{\partial \varphi_1}{\partial \theta} \frac{\partial \varphi_2}{\partial \theta} + 2\mu \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} \frac{\partial \varphi_2}{\partial r}. \end{aligned}$$

В последней формуле отброшены величины порядка μ^2 .

Учитывая, что

$$p_1 = \frac{\rho}{2} \left[v_\infty^2 - \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial \theta} \right)^2 - \left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial r} \right)^2 \right],$$

получаем

$$p_2 = -\rho \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial \varphi_1}{\partial \theta} \frac{\partial \varphi_2}{\partial \theta} + \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} \right).$$

Принимая во внимание условие (2.10), при $r = R$ имеем

$$p_2 = -\frac{\rho}{R^2} \frac{\partial \varphi_1}{\partial \theta} \frac{\partial \varphi_2}{\partial \theta}. \quad (2.27)$$

Из формул (2.13) и (2.26) вытекает, что при $r = R$

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial \theta} = 2Rv_\infty \sin \theta, \quad \frac{\partial \varphi_2}{\partial \theta} = v_\infty W (3 \sin 3\theta - \sin \theta).$$

С помощью первой формулы (2.24) находим

$$p_2 = 2 \frac{S}{R} (1 - 4 \cos 2\theta + 3 \cos 4\theta) W, \quad r = R. \quad (2.28)$$

2.5. Второе приближение для перемещений оболочки

Проекции перемещений оболочки u_2 и u_3 ищем в виде суммы первого (2.19) и второго приближений:

$$\begin{aligned} u_2 &= \mu V \sin 2\theta + \mu^2 u_2^{(2)}, & u_3 &= \mu W \cos 2\theta + \mu^2 u_3^{(2)}, \\ V &= -\frac{W}{2}, & W &= -2\frac{R}{9}. \end{aligned} \quad (2.29)$$

Продифференцируем по θ уравнение (2.7). С учетом (2.8) получим

$$Lu_3 = \frac{R^4}{D} \frac{d^2 q_3}{d\theta^2}, \quad L = \frac{d^6}{d\theta^6} + 2\frac{d^4}{d\theta^4} + \frac{d^2}{d\theta^2}. \quad (2.30)$$

Подстановка u_3 и распределенной нагрузки

$$q_3 = -p_1 + \mu q_3^{(2)}. \quad (2.31)$$

в уравнение (2.30) дает равенство

$$\mu W L \cos 2\theta + \mu^2 L u_3^{(2)} = -\frac{R^4}{D} \frac{d^2 p_1}{d\theta^2} + \mu \frac{R^4}{D} \frac{d^2 q_3^{(2)}}{d\theta^2}. \quad (2.32)$$

Отметим, что

$$L \cos m\theta = -m^2(m^2 - 1)^2 \cos m\theta, \quad \frac{d^2 p_1}{d\theta^2} = -8S \cos 2\theta, \quad r = R.$$

Ввиду того, что

$$\mu W L \cos 2\theta = 8\mu R \cos 2\theta = 8\frac{R^4}{D} S \cos 2\theta = -\frac{R^4}{D} \frac{d^2 p_1}{d\theta^2},$$

уравнение (2.32) принимает вид

$$\mu L u_3^{(2)} = \frac{R^4}{D} \frac{d^2 q_3^{(2)}}{d\theta^2}. \quad (2.33)$$

Второе приближение $q_3^{(2)}$ для распределенной нагрузки находится после подстановки формул $p = p_1 + \mu p_2$, (2.29) и (2.31) в формулу (2.9) и отбрасывания малых членов:

$$q_3^{(2)} = -p_2 + \frac{W}{2R} \frac{\partial p_1}{\partial \theta} \sin 2\theta - W \frac{\partial p_1}{\partial r} \cos 2\theta, \quad r = R. \quad (2.34)$$

Принимая во внимание формулу (2.28) для p_2 , и учитывая, что при $r = R$

$$\frac{\partial p_1}{\partial \theta} = -4S \sin 2\theta, \quad \frac{\partial p_1}{\partial r} = 4 \frac{S}{R} (1 - \cos 2\theta),$$

получаем

$$q_3^{(2)} = -\frac{S}{R} (1 - 4 \cos 2\theta + 3 \cos 4\theta) W. \quad (2.35)$$

С помощью формул (2.35) и (2.18) уравнение (2.32) преобразуем к виду

$$L u_3^{(2)} = -16W \cos 2\theta + 48W \cos 4\theta. \quad (2.36)$$

Решение уравнения (2.36) ищем в виде

$$u_3^{(2)} = W_2 \cos 2\theta + W_4 \cos 4\theta.$$

Подставив это решение в уравнение (2.36) и приравняв коэффициенты при $\cos 2\theta$ и $\cos 4\theta$ в левой и правой частях полученного равенства, найдем

$$W_2 = \frac{4}{9} W, \quad W_4 = -\frac{1}{75} W, \quad u_3^{(2)} = \left(\frac{4}{9} \cos 2\theta - \frac{1}{75} \cos 4\theta \right) W.$$

С учетом второго приближения выражение для нормального перемещения оболочки имеет вид

$$u_3 = \mu W \cos 2\theta + \mu^2 u_3^{(2)} = \mu W \left[\left(1 + \frac{4}{9} \mu \right) \cos 2\theta - \frac{\mu}{75} \cos 4\theta \right].$$

Приближенное выражение для касательного перемещения

$$u_2 = \mu V \left[\left(1 + \frac{4}{9} \mu \right) \sin 2\theta - \frac{\mu}{150} \sin 4\theta \right].$$

найдено с использованием формулы (2.8). В полученных формулах слагаемые, содержащие множители $\sin 4\theta$ и $\cos 4\theta$, значительно меньше слагаемых, пропорциональных $\sin 2\theta$ и $\cos 2\theta$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ильгамов М.А.* Введение в нелинейную гидроупругость. М., Наука, 1991.

Оглавление

2	Изгиб цилиндрической оболочки при поперечном обтекании ее идеальной жидкостью	1
2.1.	Постановка задачи об обтекании цилиндрической оболочки	1
2.2.	Первое приближение для потенциала скоростей	4
2.3.	Первое приближение для перемещений оболочки	6
2.4.	Второе приближение для потенциала скоростей и давления	8
2.5.	Второе приближение для перемещений оболочки	11