

Проблемы теории пластичности

БОЛЬШИЕ ПРОГИБЫ ЖЕСТКОПЛАСТИЧЕСКИХ ЗАЩЕМЛЕННЫХ ПО КОНТУРУ КРУГЛЫХ ПЛАСТИНОК ПОД ДЕЙСТВИЕМ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ НАГРУЗКИ

А.В. СТАРОВ, кандидат технических наук, доцент.

Волгоградский государственный архитектурно-строительный университет.

Рассмотрена задача пластического деформирования круглых пластин с жестким защемлением края под действием осесимметричной нагрузки с учетом больших прогибов. Используется модель идеально пластического тела, поверхность текучести для оболочек со сплошным однослойным сечением, кинематические условия совместности. Получено аналитическое решение в параметрическом виде.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: круглая пластинка, идеально пластическое тело, кинематические условия совместности, большие прогибы.

В настоящей статье методика решения квазистатических задач деформирования жесткопластических защемленных по контуру круглых пластинок под действием равномерно распределенной нагрузки [1, 3] обобщается на воздействие распределенной по любому закону осесимметричной нагрузки.

Уравнения равновесия в полярной системе координат записываются в следующем безразмерном виде:

$$\left. \begin{aligned} n_2 - \frac{d}{d\rho}(\rho n_1) = 0, \quad m_2 - \frac{d}{d\rho}(\rho m_1) - \rho Q = 0, \\ \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho}(\rho Q) - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{d}{d\rho} \left(\rho n_1 \frac{dw}{d\rho} \right) - P = 0, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где $\rho = \bar{\rho}/\rho_0$ - радиус-вектор произвольной точки срединной поверхности;

ρ_0 - радиус пластинки; $m_i = \bar{M}_i/\sigma_s h^2$, $n_i = \bar{N}_i/2\sigma_s h$ - изгибающие моменты и мембранные силы; $w = 2\bar{w}/h$ - прогиб; $u = 4\bar{u}\rho_0/h^2$ - радиальное перемещение; $2h$ - толщина пластинки; $Q = \bar{Q}\rho_0/\sigma_s h^2$ - поперечная сила; $P = \bar{P}\rho_0^2/\sigma_s h^2$ - параметр нагрузки; σ_s - предел текучести материала; $i = 1, 2$ - индексы, соответствующие радиальному и окружному направлениям. Горизонтальная черта указывает на размерность соответствующей величины.

Граничные условия:

$$\begin{aligned} m_1(0) = m_2(0), \quad Q(0) = 0, \quad \partial w(0)/\partial \rho = 0, \\ m_1(1) = 0, \quad w(1) = \dot{w}(1) = 0, \quad u(1) = \dot{u}(1) = 0. \end{aligned}$$

Скорости деформаций и скорости изменения кривизны срединной поверхности соответственно равны:

$$\begin{aligned} \dot{\varepsilon}_1 = \frac{h^2}{4\rho_0^2} \cdot \left(\frac{\partial \dot{u}}{\partial \rho} + \frac{\partial \dot{w}}{\partial \rho} \cdot \frac{\partial w}{\partial \rho} \right); \quad \dot{\varepsilon}_2 = \frac{h^2}{4\rho_0^2} \cdot \frac{\dot{u}}{\rho}; \\ \dot{\chi}_1 = -\frac{h}{2\rho_0^2} \cdot \frac{\partial^2 \dot{w}}{\partial \rho^2}; \quad \dot{\chi}_2 = -\frac{h}{2\rho_0^2} \cdot \frac{1}{\rho} \frac{\partial \dot{w}}{\partial \rho}. \end{aligned}$$

Будем использовать поверхность текучести для оболочек со сплошным однослойным сечением, построенную на основе условия пластичности Мизеса [2], полагая $k=1$

$$m_1^2 - m_1 m_2 + m_2^2 + n_1^2 - n_1 n_2 + n_2^2 = k^2. \quad (2)$$

Принимая, что распределение нормальных сил не зависит от радиуса пластинки, то есть $n_1 = n_2 = n$, получим эллипс текучести

$$m_1^2 - m_1 m_2 + m_2^2 = k^2 - n^2 = m^2, \quad (3)$$

который может быть линеаризован путем использования кусочно-линейного условия пластичности

$$|m_1 - m_2| \leq m, \quad |m_i| \leq m, \quad m = \sqrt{k^2 - n^2}, \quad (4)$$

или аналогичного по форме условия пластичности Треска

$$|m_1 - m_2| \leq m, \quad m \leq 1; \quad |n_1 - n_2| \leq n, \quad |n_i| \leq n, \quad n \leq 1. \quad (5)$$

Линеаризация позволяет получить решения соответствующих задач в замкнутой форме, однако приводит к разделению срединной поверхности на ряд пластических зон, на границах которых должны выполняться кинематические условия совместности для слабых разрывов, подробно описанных в [2]:

$$\left[\frac{\&}{\partial w} \right] + \rho_1 \left[\frac{\partial^2 w}{\partial \rho^2} \right] = 0, \quad \left[\frac{\&}{w} \right] + \rho_1 \left[\frac{\&}{\partial w} \right] = 0, \quad (6)$$

где ρ_1 - радиус границы раздела зон, точка - дифференцирование по неубывающему параметру нагрузки, квадратные скобки - разрыв соответствующей величины.

Предположим, что пластинка находится в трех пластических режимах:

$$n_1 = n_2 = n \quad (0 \leq \rho \leq 1), \quad m_1 = m_2 = m \quad (0 \leq \rho \leq \rho_1), \\ 0 \leq m_1 \leq m_2 = m \quad (\rho_1 \leq \rho \leq \rho_2), \quad m_2 - m_1 = m \quad (\rho_2 \leq \rho \leq 1).$$

Пусть пластинка загружена произвольной по радиусу осесимметричной нагрузкой, представленной гладкой функцией $P = P(\rho)$. Полагая, что в центральной части пластинки реализуется пластический режим $n_1 = n_2 = n$, $m_1 = m_2 = m$ из уравнений равновесия (1) находим распределение прогибов

$$w = w_0 - \int_0^\rho \frac{1}{\eta} \int_0^\eta \frac{P}{n} \eta d\eta d\eta \quad (0 \leq \rho \leq \rho_1). \quad (7)$$

На основании ассоциированного закона течения в зоне $\rho_1 \leq \rho \leq \rho_2$ $\frac{\&}{\chi_1} = 0$, следовательно, функция распределение прогибов линейная. В зоне $\rho_2 \leq \rho \leq 1$ $\frac{\&}{\chi_1} + \frac{\&}{\chi_2} = 0$, отсюда следует, что функция распределение прогибов натуральный логарифм.

Условия непрерывности прогибов и углов наклона срединной поверхности при $\rho = \rho_2$ и $w = 0$ при $\rho = 1$ позволяют получить

$$\left. \begin{aligned} w &= w_1 \frac{(\rho_2 - \rho_2 \ln \rho_2 - \rho)}{(\rho_2 - \rho_2 \ln \rho_2 - \rho_1)} \quad (\rho_1 \leq \rho \leq \rho_2), \\ w &= w_2 \frac{\ln \rho}{\ln \rho_2} \quad (\rho_2 \leq \rho \leq 1), \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

где w_1 и w_2 - характерные прогибы на границах раздела пластических зон.

Определим разрывы соответствующих величин согласно (7) и (8)

$$\left[\frac{\&}{\partial \rho} \right]_{\rho=\rho_1} = \left\{ \frac{w_1}{(\rho_2 - \rho_2 \ln \rho_2 - \rho_1)} \right\} - \frac{1}{\rho_1} \int_0^{\rho_1} \left(\frac{P}{n} \right) \eta d\eta,$$

$$\left[\frac{\partial^2 w}{\partial \rho^2} \right]_{\rho=\rho_1} = \frac{1}{\rho_1^2} \int_0^{\rho_1} \left(\frac{P}{n} \right) \eta d\eta - \frac{P}{n}. \quad (9)$$

Подставляя равенства (9) в первое условие совместности (6), получим

$$\left\{ \frac{w_1}{(\rho_2 - \rho_2 \ln \rho_2 - \rho_1)} \right\} - \frac{1}{\rho_1} \int_0^{\rho_1} \left(\frac{P}{n} \right) \eta d\eta + \frac{\&}{\rho_1^2} \int_0^{\rho_1} \left(\frac{P}{n} \right) \eta d\eta - \frac{\&}{\rho_1} \frac{P}{n} = 0.$$

Последнее уравнение после преобразований можно представить в виде

$$\left\{ \frac{w_1}{(\rho_2 - \rho_2 \ln \rho_2 - \rho_1)} \right\} = \left\{ \frac{1}{\rho_1} \int_0^{\rho_1} \frac{P}{n} \eta d\eta \right\}. \quad (10)$$

Интегрируя (10) с учетом начального условия для квазистатической задачи $w_1 = 0$ при $\rho_1 = 0$, получаем

$$w_1 = \frac{(\rho_2 - \rho_2 \ln \rho_2 - \rho_1)}{\rho_1} \int_0^{\rho_1} \frac{P}{n} \eta d\eta. \quad (11)$$

Из (11) и (7) при $\rho = \rho_1$ следует зависимость

$$w_0 = \frac{(\rho_2 - \rho_2 \ln \rho_2 - \rho_1)}{\rho_1} \int_0^{\rho_1} \frac{P}{n} \eta d\eta + \int_0^{\rho_1} \frac{1}{\eta} \int_0^{\eta} \frac{P}{n} \eta d\eta d\eta. \quad (12)$$

Из (11) и (8) при $\rho = \rho_2$ получаем

$$w_2 = -w_1 \frac{\rho_2 \ln \rho_2}{(\rho_2 - \rho_2 \ln \rho_2 - \rho_1)} = -\frac{\rho_2 \ln \rho_2}{\rho_1} \int_0^{\rho_1} \frac{P}{n} \eta d\eta. \quad (13)$$

Проверим выполнение второго условия совместности (6)

$$\& \& \int_0^{\rho_1} \frac{1}{\eta} \int_0^{\eta} \left(\frac{P}{n} \right) \eta d\eta d\eta - \left\{ \frac{w_1}{(\rho_2 - \rho_2 \ln \rho_2 - \rho_1)} \right\} (\rho_2 - \rho_2 \ln \rho_2 - \rho_1) +$$

$$+ \frac{\&}{\rho_1} \left\{ \frac{w_1}{(\rho_2 - \rho_2 \ln \rho_2 - \rho_1)} \right\} - \frac{\&}{\rho_1} \int_0^{\rho_1} \left(\frac{P}{n} \right) \eta d\eta = 0,$$

$$\& \& w_0 = \left\{ \frac{w_1}{(\rho_2 - \rho_2 \ln \rho_2 - \rho_1)} \right\} (\rho_2 - \rho_2 \ln \rho_2 - \rho_1) + \int_0^{\rho_1} \frac{1}{\eta} \int_0^{\eta} \left(\frac{P}{n} \right) \eta d\eta d\eta. \quad (14)$$

Подставив в (14) соотношение (11) и продифференцировав (12) по времени, получим тождественные выражения.

Распределение поперечных сил и изгибающих моментов можно найти, интегрируя (1) с учетом (8), (11) и граничных условий $m_1 = m_2$, $Q = 0$ при $\rho = \rho_1$

$$\left. \begin{aligned} Q + \frac{1}{\rho_1} \int_0^{\rho_1} P \eta d\eta - \frac{1}{\rho} \int_0^{\rho} P \eta d\eta &= 0, \\ m_1 = m_2 + \left(\frac{\rho}{2\rho_1} - \frac{\rho_1}{2\rho} \right) \int_0^{\rho_1} P \eta d\eta - \frac{1}{\rho} \int_{\rho_1}^{\rho} \int_0^{\eta} P \eta d\eta d\eta. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Учитывая граничное условие $m_1 = 0$ при $\rho = \rho_2$, получаем значение нагрузки, как функцию параметров ρ_1, ρ_2 :

$$\frac{1}{\rho_2} \int_{\rho_1}^{\rho_2} \int_0^{\eta} P \eta d\eta d\rho - \frac{1}{2\rho_1\rho_2} (\rho_2^2 - \rho_1^2) \int_0^{\rho_1} P \eta d\eta = m. \quad (16)$$

Распределение поперечных сил и изгибающих моментов в зоне $\rho_2 \leq \rho \leq 1$ можно найти, интегрируя (1) с учетом (8), (13) и условий непрерывности Q и m_1 при $\rho = \rho_2$

$$\left. \begin{aligned} Q + \frac{\rho_2}{\rho_1\rho} \int_0^{\rho_1} P \eta d\eta - \frac{1}{\rho} \int_0^{\rho} P \eta d\eta &= 0, \\ m_1 &= \left(m + \frac{\rho_2}{\rho_1} \int_0^{\rho_1} P \eta d\eta \right) \cdot \ln \frac{\rho}{\rho_2} - \int_{\rho_2}^{\rho} \frac{1}{\eta} \int_0^{\eta} P \eta d\eta d\eta. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Условие $m_1 = -m$ при $\rho = 1$ даёт зависимости между ρ_1 и ρ_2

$$\begin{aligned} X &= \left[\frac{1}{\rho_2} \int_{\rho_1}^{\rho_2} \int_0^{\eta} P \eta d\eta d\eta - \frac{1}{2\rho_1\rho_2} (\rho_2^2 - \rho_1^2) \int_0^{\rho_1} P \eta d\eta \right] (1 - \ln \rho_2) - \\ &- \int_{\rho_2}^1 \frac{1}{\eta} \int_0^{\eta} P \eta d\eta d\eta - \frac{\rho_2 \ln \rho_2}{\rho_1} \int_0^{\rho_1} P \eta d\eta = 0. \end{aligned} \quad (18)$$

Зависимость $n = n(\rho_1, \rho_2)$ можно получить из условия максимума безусловной функции, образованной из уравнений (12), (16) и (18)

$$\begin{aligned} \Phi &= \left\{ \frac{1}{\rho_2} \int_{\rho_1}^{\rho_2} \int_0^{\eta} P \eta d\eta d\eta - \frac{1}{2\rho_1\rho_2} (\rho_2^2 - \rho_1^2) \int_0^{\rho_1} P \eta d\eta - m \right\} + \\ &+ \lambda_1 \left\{ \frac{(\rho_2 - \rho_2 \ln \rho_2 - \rho_1)}{\rho_1} \int_0^{\rho_1} \frac{P}{n} \eta d\eta + \int_0^{\rho_1} \frac{1}{\eta} \int_0^{\eta} \frac{P}{n} \eta d\eta d\eta - w_0 \right\} + \lambda_2 X, \end{aligned} \quad (19)$$

где λ_i - неопределенные множители Лагранжа.

Проверим выполнение условия пластичности. В соответствии с (14)

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial m_1}{\partial \rho} &= \frac{1}{2\rho_1\rho^2} (\rho^2 + \rho_1^2) \int_0^{\rho_1} P \eta d\eta + \frac{1}{\rho^2} \int_{\rho_1}^{\rho} \int_0^{\eta} P \eta d\eta d\eta - \frac{1}{\rho} \int_0^{\rho} P \eta d\eta, \\ \frac{\partial^2 m_1}{\partial \rho^2} &= -\frac{\rho_1}{\rho^3} \int_0^{\rho_1} P \eta d\eta - \frac{2}{\rho^3} \int_{\rho_1}^{\rho} \int_0^{\eta} P \eta d\eta d\eta + \frac{2}{\rho^2} \int_0^{\rho} P \eta d\eta - P. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial m_1}{\partial \rho} \Big|_{\rho=\rho_1} &= 0, \\ \frac{\partial^2 m_1}{\partial \rho^2} \Big|_{\rho=\rho_1} &= \frac{1}{\rho_1^2} \int_0^{\rho_1} P \eta d\eta - P(\rho_1). \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Из выражения (21) видно, что, при $\rho = \rho_1$ имеем экстремум. Для уточнения его вида необходим анализ второй производной.

В окрестности $\rho \rightarrow 1$ имеем

$$\frac{\partial m_1}{\partial \rho} \Big|_{\rho=1} = m - \int_0^1 P \eta d\eta + \frac{\rho_2}{\rho_1} \int_0^{\rho_1} P \eta d\eta. \quad (22)$$

Последнее соотношение можно представить в виде

$$\left. \frac{\partial m_1}{\partial \rho} \right|_{\rho=1} = m \left(1 - \frac{\int_0^1 P \eta d\eta - \frac{\rho_2}{\rho_1} \int_0^{\rho_1} P \eta d\eta}{\frac{1}{\rho_2} \int_0^{\rho_2} \int_0^{\eta} P \eta d\eta d\eta - \frac{1}{2\rho_1\rho_2} (\rho_2^2 - \rho_1^2) \int_0^{\rho_1} P \eta d\eta} \right). \quad (23)$$

Раскрывая неопределенность 0/0 при $\rho_1 \rightarrow \rho_2 \rightarrow 1$ по правилу Лопиталя, получаем:

$$\left. \frac{\partial m_1}{\partial \rho} \right|_{\rho=1, \rho_1 \rightarrow \rho_2 \rightarrow 1} = m \left(1 - \frac{2\rho_2^2}{\rho_2^2 - \rho_1^2} \right) < 0, \text{ то есть, экстремума в окрестности}$$

$\rho \rightarrow 1$ нет при любом законе распределения нагрузки;

$$\left. \frac{\partial m_1}{\partial \rho} \right|_{\rho=1, \rho_1 \rightarrow 0} = m \left(1 - \frac{\int_0^1 P \eta d\eta}{\frac{1}{\rho_2} \int_0^{\rho_2} \int_0^{\eta} P \eta d\eta d\eta} \right), \text{ необходим дополнительный анализ.}$$

Полагая, что $P = P_0 \cdot \psi(\rho)$, где P_0 - максимальная интенсивность нагрузки, приводим выражения (12), (16), (18) к виду

$$P_0 \cdot Y = m, \quad Y = \frac{1}{\rho_2} \int_0^{\rho_2} \int_0^{\eta} \psi(\eta) \eta d\eta d\eta - \frac{1}{2\rho_1\rho_2} (\rho_2^2 - \rho_1^2) \int_0^{\rho_1} \psi(\eta) \eta d\eta, \quad (24)$$

$$w_0 = \frac{P_0}{n} \cdot Z, \quad Z = \frac{\rho_2 - \rho_2 \ln \rho_2 - \rho_1}{\rho_1} \int_0^{\rho_1} \psi \eta d\eta + \int_0^{\rho_1} \frac{1}{\eta} \int_0^{\eta} \psi \eta d\eta d\eta, \quad (25)$$

$$X = 0, \quad X = Y(1 - \ln \rho_2) - \int_{\rho_2}^1 \frac{1}{\eta} \int_0^{\eta} \psi \eta d\eta d\eta - \frac{\rho_2 \ln \rho_2}{\rho_1} \int_0^{\rho_1} \psi \eta d\eta. \quad (26)$$

Зависимость $n = n(\rho_1, \rho_2)$ получим из условия максимума безусловной функции, образованной из уравнений (24), (25) и (26), которая предстанет в компактном виде

$$\Phi = (P_0 \cdot Y - m) + \lambda_1 (P_0 Z/n - w_0) + \lambda_2 \cdot X, \quad (27)$$

где λ_1 и λ_2 — неопределенные множители Лагранжа. Составляя систему уравнений $\partial \Phi / \partial n = 0$, $\partial \Phi / \partial \rho_1 = 0$, $\partial \Phi / \partial \rho_2 = 0$ и исключая λ_1 и λ_2 , получим искомую функцию мембранного усилия $n = n(\rho_1, \rho_2)$:

$$\frac{n^2}{m^2} = -\frac{Z}{Y} \cdot \frac{\left(\frac{\partial Y}{\partial \rho_1} \cdot \frac{\partial X}{\partial \rho_2} - \frac{\partial Y}{\partial \rho_2} \cdot \frac{\partial X}{\partial \rho_1} \right)}{\left(\frac{\partial Z}{\partial \rho_1} \cdot \frac{\partial X}{\partial \rho_2} - \frac{\partial Z}{\partial \rho_2} \cdot \frac{\partial X}{\partial \rho_1} \right)}. \quad (28)$$

Найдем соответствующие производные для вычисления выражения (28):

$$\frac{\partial Y}{\partial \rho_1} = \frac{\rho_2^2 - \rho_1^2}{2\rho_1^2 \rho_2} \left[\int_0^{\rho_1} \psi(\eta) \eta d\eta - \psi(\rho_1) \cdot \rho_1^2 \right], \quad (29)$$

$$\frac{\partial Y}{\partial \rho_2} = -\frac{\partial m_1}{\partial \rho} \Big|_{\rho=\rho_2} = -\frac{1}{\rho_2^2} \int_0^{\rho_2} \int_0^{\eta} \psi \eta d\eta d\eta - \frac{1}{2\rho_1 \rho_2^2} (\rho_2^2 + \rho_1^2) \int_0^{\rho_1} \psi \eta d\eta + \frac{1}{\rho_2} \int_0^{\rho_2} P \eta d\eta, \quad (30)$$

$$\frac{\partial Z}{\partial \rho_1} = -\frac{\rho_2 - \rho_2 \ln \rho_2 - \rho_1}{\rho_1^2} \left\{ \int_0^{\rho_1} \psi \eta d\eta - \psi(\rho_1) \rho_1^2 \right\}, \quad (31)$$

$$\frac{\partial Z}{\partial \rho_2} = -\frac{\ln \rho_2}{\rho_1} \int_0^{\rho_1} \psi \eta d\eta, \quad (32)$$

$$\frac{\partial X}{\partial \rho_1} = \frac{\partial Y}{\partial \rho_1} (1 - \ln \rho_2) + \frac{\rho_2 \ln \rho_2}{\rho_1^2} \left\{ \int_0^{\rho_1} \psi \eta d\eta - \psi(\rho_1) \rho_1^2 \right\}, \quad (33)$$

$$\frac{\partial X}{\partial \rho_2} = \frac{\partial Y}{\partial \rho_2} (1 - \ln \rho_2) - \frac{Y}{\rho_2} + \frac{1}{\rho_2} \int_0^{\rho_2} \psi \eta d\eta - \frac{1 + \ln \rho_2}{\rho_1} \int_0^{\rho_1} \psi \eta d\eta. \quad (34)$$

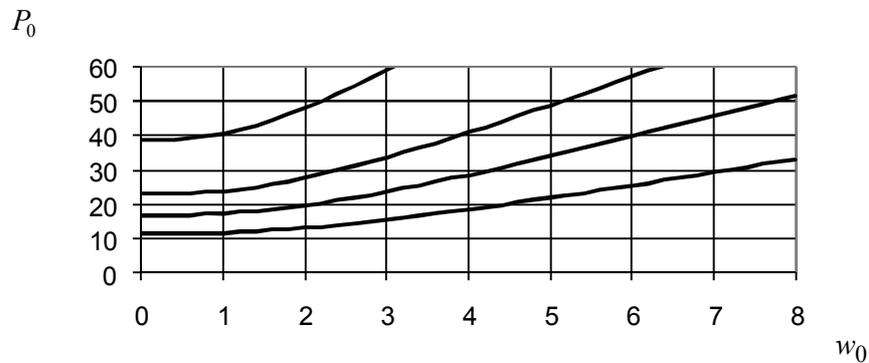


Рис. 1.1. Графики зависимости нагрузка-прогиб в центре пластинки для нагрузок $P = P_0 \cdot \rho^\alpha$, $\alpha = 0, 0,5, 1, 2$

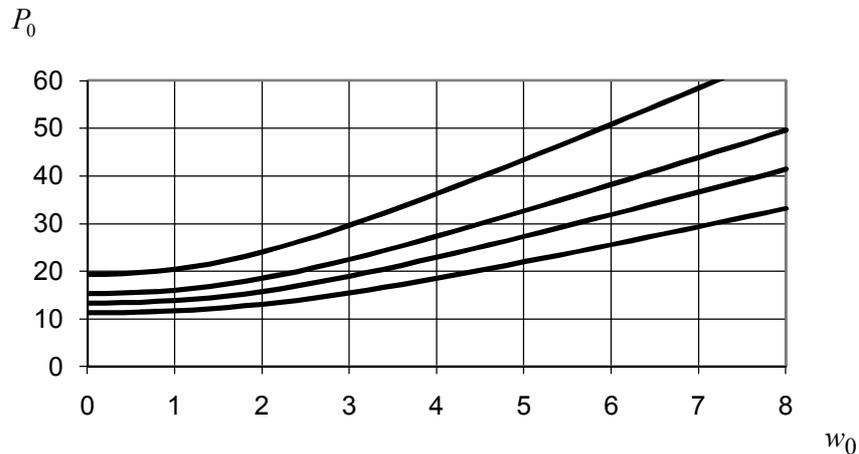


Рис. 1.2. Графики зависимости нагрузка-прогиб в центре пластинки для нагрузок $P = P_0(1 - \rho^\alpha)$, $\alpha = 0,5, 1, 2, \infty$

На рис. 1 представлены графики зависимости нагрузка-прогиб в центре пластинки для нагрузок различного очертания.

На рис. 2 представлены эпюры прогибов срединной поверхности круглой пластинки при $w_0 = 2 \div 8$ и эпюры радиального изгибающего момента при $w_0 = 0 \div 8$ для равномерно распределенной нагрузки [1].

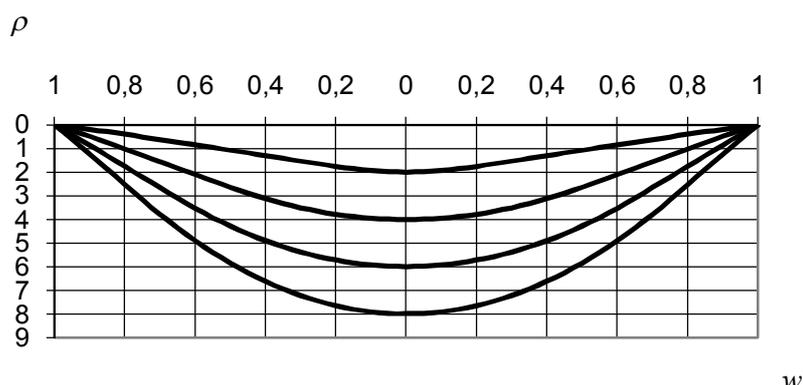


Рис. 2.1. Эпюры прогибов срединной поверхности круглой пластинки при $w_0 = 2 \div 8$ для нагрузок $P = P_0 \cdot \rho^\alpha$, $\alpha = 0$

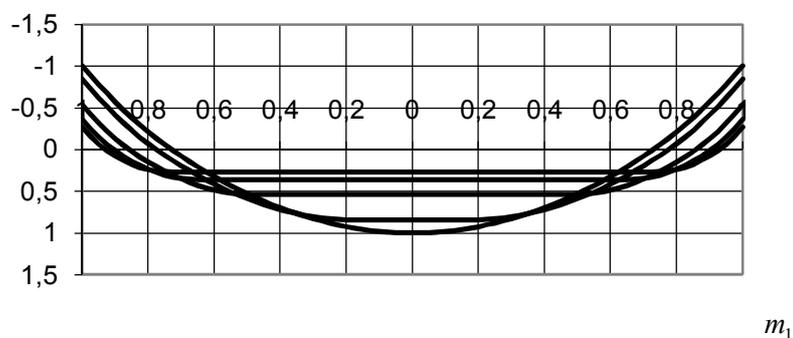


Рис. 2.2. Эпюры радиального изгибающего момента при $w_0 = 0 \div 8$ для нагрузок $P = P_0 \cdot \rho^\alpha$, $\alpha = 0$

Л и т е р а т у р а

1. Ерхов, М. И. Большие прогибы круглых жесткопластических защемленных по контуру пластинок [Текст] / М. И. Ерхов, А. В. Старов // Исследования по строительной механике и надежности конструкций : сб. тр. ЦНИИСК им. Кучеренко. - М. : Госстройиздат, 1986. - С. 27-39.
2. Ерхов, М. И. Теория идеально-пластических тел и конструкций [Текст] / М. И. Ерхов. - М. : Наука, 1978. - 352 с.
3. Ерхов, М. И. Большие прогибы идеально пластических круглых пластинок при осесимметричной нагрузке [Текст] / М. И. Ерхов, А. В. Старов // Геометрическое моделирование и начертательная геометрия : тез. докл. Уральской науч.-техн. конф. - Пермь, 1988. - С. 71-73.

LARGE DISPLACEMENTS OF RIGID-AND-PLASTIC ROUND PLATES RIGIDLY FIXED ALONG THE CONTOUR AND SUBJECTED TO AXYSIMMETRIC LOADING

Starov A.V.

The problem of a plastic deforming of a circular plate with rigid pinching edge under act of axisymmetric loading in view of greater bending flexures is observed. The model of ideally plastic body, surface of flow for shells with continuous single-layer cross-section, the kinematic conditions of jointness is used. The analytical solution in a parametric aspect is gained.

KEY WORDS: round plate, rigid-and-plastic body, large displacements, kinematic conditions