

Л. В. Ковтанюк, Г. Л. Панченко

ВСЕСТОРОННЕЕ ГИДРОСТАТИЧЕСКОЕ СЖАТИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО СЛОЯ В УСЛОВИЯХ ПОЛЗУЧЕСТИ И ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ

*Институт автоматизации и процессов управления Дальневосточного отделения РАН,
г. Владивосток, Россия*

Аннотация. В данной работе в рамках модели малых деформаций приводится решение одномерной краевой задачи о деформировании материала с упругими, вязкими и пластическими свойствами в цилиндрическом слое под действием равномерного изменяющегося со временем давления, приложенного к его внутренней границе. Вязкие свойства среды учитываются на стадии деформирования, предваряющей пластическое течение. Рассчитаны обратимые и необратимые деформации, напряжения и перемещения. Установлены закономерности продвижения упругопластических границ в слое.

Ключевые слова: упругость, ползучесть, пластичность, необратимые деформации.

DOI: 10.26293/chgpu.2019.41.3.005

УДК: 539.37

Для обработки конструкционных материалов в технологической практике применяются различные методы. Одним из таких методов является метод холодной формовки в условиях ползучести [1]. В процессе обработки материалов могут возникать области пластического течения, вносящие большие изменения в этот процесс. На упругопластических границах, разделяющих области течения и области ползучести происходит смена механизмов накопления необратимых деформаций. На изучение таких механизмов направлена данная работа, в которой на примере одномерной краевой задачи о

© Ковтанюк Л. В., Панченко Г. Л., 2019

Ковтанюк Лариса Валентиновна

e-mail: lk@iacp.dvo.ru, доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией, Институт автоматизации и процессов управления Дальневосточного отделения РАН, г. Владивосток, Россия.

Панченко Галина Леонидовна

e-mail: ranchenko.21@yandex.ru, кандидат физико-математических наук, исполняющий обязанности старшего научного сотрудника, Институт автоматизации и процессов управления Дальневосточного отделения РАН, г. Владивосток, Россия.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 18-01-00038).

Поступила 11.06.2019

деформировании цилиндрического слоя исследуются процессы интенсивного деформирования материала, когда накапливаемые им необратимые деформации могут быть как деформациями ползучести, так и пластичности.

1. Основные модельные соотношения. В математической модели малых деформаций полные деформации d_{ij} складываются из обратимой e_{ij} и необратимой p_{ij} составляющих

$$d_{ij} = e_{ij} + p_{ij} = \frac{1}{2} (u_{i,j} + u_{j,i}), \quad u_{i,j} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j}. \quad (1)$$

Здесь u_i — компоненты вектора перемещений, x_i — пространственные координаты точки деформируемой среды.

Напряжения в среде определяются только через обратимые деформациями из закона Гука

$$\sigma_{ij} = \lambda e_{kk} \delta_{ij} + 2\mu e_{ij}, \quad (2)$$

в котором λ, μ — параметры Ламе.

Полагаем, что необратимые деформации p_{ij} накапливаются в материале непосредственно с начала процесса деформирования и могут быть как деформациями ползучести, так и пластическими деформациями. При описании поведения материала в условиях накопления им сначала деформаций ползучести, а затем пластических деформаций будем использовать модель [2, 3].

Диссипативный механизм деформирования свяжем только с вязкими и пластическими свойствами материалов. В областях, где напряженное состояние еще не достигло поверхности текучести, диссипативный механизм деформирования зададим в форме закона ползучести Нортона [4]

$$V(\sigma_{ij}) = B \Sigma^n (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3), \quad \Sigma = \max |\sigma_i - \sigma_j|, \quad \gamma_{ij} = \varepsilon_{ij}^v = \frac{\partial V}{\partial \sigma_{ij}}. \quad (3)$$

В данных соотношениях $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ — главные значения тензора напряжений, ε_{ij}^v — скорости деформаций ползучести, B, n — заданные параметры ползучести материала.

При достижении напряженным состоянием поверхности текучести диссипативный механизм деформирования меняется: начинается пластическое течение. В качестве такой поверхности будем использовать условие пластичности Треска [5]

$$\max |\sigma_i - \sigma_j| = 2k, \quad (4)$$

где ε_{ij}^p — компоненты тензора скоростей пластических деформаций, k — предел текучести. Связь скоростей пластических деформаций с напряжениями осуществляется ассоциированным законом пластического течения

$$\gamma_{ij} = \varepsilon_{ij}^p = \xi \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}}, \quad \gamma_{ij} = \varepsilon_{ij}^p = \xi_k \frac{\partial f^{(k)}}{\partial \sigma_{ij}}, \quad \xi > 0, \quad \xi_k > 0, \quad (5)$$

в котором первая формула соответствует грани условия пластичности (4), а вторая — ребру этого же условия.

Считаем, что накопленные к моменту начала пластического течения деформации ползучести являются начальными значениями для пластических деформаций.

2. Постановка задачи и ее решение до пластического течения. Пусть слой материала, ограниченный цилиндрическими поверхностями $r = r_0$ и $r = R$ ($R > r_0$),

нагружен равномерным давлением по его внутренней границе:

$$\sigma_{rr}|_{r=r_0} = -p(t), \quad \sigma_{rr}|_{r=R} = 0, \quad (6)$$

где $p(t)$ — известная возрастающая функция, σ_{rr} — радиальная компонента тензора напряжений в цилиндрической системе координат r, φ, z .

Согласно соотношениям (1) в рассматриваемом случае для отличных от нуля компонент тензора деформаций получим зависимости

$$d_{rr} = e_{rr} + p_{rr} = \frac{\partial u}{\partial r}, \quad d_{\varphi\varphi} = e_{\varphi\varphi} + p_{\varphi\varphi} = \frac{u}{r}. \quad (7)$$

В соотношениях (7) $u = u_r$ — единственная отличная от нуля компонента вектора перемещений.

Воспользовавшись законом Гука (2), выпишем не равные нулю компоненты тензора напряжений цилиндрического слоя

$$\sigma_{rr} = (\lambda + 2\mu)e_{rr} + \lambda e_{\varphi\varphi}, \quad \sigma_{\varphi\varphi} = (\lambda + 2\mu)e_{\varphi\varphi} + \lambda e_{rr}, \quad \sigma_{zz} = \lambda(e_{rr} + e_{\varphi\varphi}). \quad (8)$$

В рамках квазистатического приближения запишем уравнение равновесия в рассматриваемом случае

$$\frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\varphi\varphi}}{r} = 0. \quad (9)$$

Соотношения (3) в данном случае примут вид

$$V = B(\sigma_{\varphi\varphi} - \sigma_{rr})^n, \quad \varepsilon_{rr}^v = \frac{\partial p_{rr}}{\partial t} = -\varepsilon_{\varphi\varphi} = -\frac{\partial p_{\varphi\varphi}}{\partial t} = -Bn(\sigma_{\varphi\varphi} - \sigma_{rr})^{n-1}, \quad (10)$$

$$\varepsilon_{rr}^v + \varepsilon_{\varphi\varphi}^v = 0, \quad p_{rr} + p_{\varphi\varphi} = 0.$$

Перепишем зависимости (7) следующим образом:

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} = e_{rr} + e_{\varphi\varphi}, \quad \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} = e_{rr} - e_{\varphi\varphi} + 2p_{rr}. \quad (11)$$

Выразим из соотношений (8) обратимые деформации через напряжения

$$e_{rr} = \frac{(\lambda + 2\mu)\sigma_{rr} - \lambda\sigma_{\varphi\varphi}}{4\mu(\lambda + \mu)}, \quad e_{\varphi\varphi} = \frac{(\lambda + 2\mu)\sigma_{\varphi\varphi} - \lambda\sigma_{rr}}{4\mu(\lambda + \mu)}. \quad (12)$$

Исключая обратимые деформации из уравнений (11) с помощью (12) и интегрируя полученные уравнения с использованием уравнения равновесия (9) и второго граничного условия (6), найдем

$$u = \frac{r\sigma_{rr}}{2(\lambda + \mu)} + \frac{c(t)}{r}, \quad \sigma_{rr} = \frac{4\mu(\lambda + \mu)}{\lambda + 2\mu} \left(\frac{c(t)}{2} \left(\frac{1}{R^2} - \frac{1}{r^2} \right) - \int_r^R \frac{p_{rr}}{r} dr \right), \quad (13)$$

$$\sigma_{\varphi\varphi} = \sigma_{rr} + \frac{4\mu(\lambda + \mu)}{\lambda + 2\mu} \left(\frac{c(t)}{r^2} + p_{rr} \right).$$

Из второй зависимости (10) и третьего соотношения (13) получим интегрируемое дифференциальное уравнение для компоненты необратимых деформаций $p_{rr}(r, t) = -p_{\varphi\varphi}$

$$\frac{\partial p_{rr}}{\partial t} = -Bn \left(\frac{4\mu(\lambda + \mu)}{\lambda + 2\mu} \left(\frac{c(t)}{r^2} + p_{rr} \right) \right)^{n-1}. \quad (14)$$

Используя первое граничное условие (6), из второй зависимости (13) найдем выражение для неизвестной функции интегрирования $c(t)$

$$c(t) = \frac{R^2 r_0^2}{r_0^2 - R^2} \left(2 \int_{r_0}^R \frac{p_{rr}}{r} dr - \frac{\lambda + 2\mu}{2\mu(\lambda + \mu)} p(t) \right). \quad (15)$$

Решение интегро-дифференциального уравнения (14) с начальным условием $p_{rr}(r, 0) = 0$ получено конечно-разностным методом с использованием составной формулы трапеций [6] для приближенного вычисления интеграла. Данный конечно-разностный метод ранее был успешно применен для решения краевой задачи о всестороннем гидростатическом сжатии сферического слоя [7].

По известным значениям напряжений σ_{rr} и $\sigma_{\varphi\varphi}$ из зависимостей (12) найдем компоненты обратимых деформаций. Далее из третьего соотношения (8) вычислим компоненту напряжений σ_{zz} . Распределение перемещений по слою можно найти из первой формулы (13) или из второй зависимости (7):

$$u = r (e_{\varphi\varphi} + p_{\varphi\varphi}). \quad (16)$$

3. Пластическое течение в цилиндрическом слое. Возрастание функции давления $p(t)$ приведет к тому что в некоторый момент времени $t = t_0$ на внутренней границе цилиндрического слоя $r = r_0$ выполнится условие пластичности (4). С этого момента времени от внутренней поверхности $r = r_0$ начинает развиваться область пластического течения $r_0 \leq r \leq m(t)$. При этом область $m(t) \leq r \leq R$ остается вязкоупругой областью, в которой имеются обратимые деформации и деформации ползучести. Таким образом, граница $r = m(t)$ является движущейся границей области пластического течения.

Условие пластичности Треска (4) в рассматриваемом случае примет вид

$$\sigma_{\varphi\varphi} - \sigma_{rr} = 2k. \quad (17)$$

Согласно второму граничному условию (6), а также соотношениям (7)-(10) и (16) в области $m(t) \leq r \leq R$ продолжают выполняться зависимости (12)-(14) и (15).

Интегрируя уравнение равновесия (9) с учетом (16) и первого граничного условия (6) в области пластического течения $r_0 \leq r \leq m(t)$, получим

$$\sigma_{rr} = 2k \ln \frac{r}{r_0} - p(t), \quad \sigma_{\varphi\varphi} = 2k \left(1 + \ln \frac{r}{r_0} \right) - p(t). \quad (18)$$

Из условия непрерывности компоненты напряжения σ_{rr} на упругопластической границе $r = m(t)$ и соотношений (13) и (17) следует выражение для функции $c(t)$

$$c(t) = \frac{R^2 m^2}{m^2 - R^2} \left(\frac{\lambda + 2\mu}{2\mu(\lambda + \mu)} \left(2k \ln \frac{m}{r_0} - p(t) \right) + 2 \int_m^R \frac{p_{rr}}{r} dr \right). \quad (19)$$

Из ассоциированного закона пластического течения (5) и условия пластичности (16) найдем

$$\varepsilon_{rr}^p = -\varepsilon_{\varphi\varphi}^p = -\xi, \quad \varepsilon_{rr}^p + \varepsilon_{\varphi\varphi}^p = 0, \quad p_{rr} + p_{\varphi\varphi} = 0. \quad (20)$$

Учитывая зависимости (17), (19), а также условие непрерывности необратимых деформаций на упругопластической границе $r = m(t)$, проинтегрируем уравнения (11) в области течения $r_0 \leq r \leq m(t)$ и, таким образом, получим

$$u = \frac{r}{2(\lambda + \mu)} \left(2k \ln \frac{r}{r_0} - p(t) \right) + \frac{c(t)}{r}, \quad p_{rr} = -p_{\varphi\varphi} = \frac{(\lambda + 2\mu)k}{2\mu(\lambda + \mu)} - \frac{c(t)}{r^2}. \quad (21)$$

Чтобы разрешить интегро-дифференциальное уравнение (14) в области вязкоупругого деформирования $m(t) \leq r \leq R$ относительно необратимых деформаций p_{rr} , к нему следует добавить уравнение для нахождения положения упругопластической границы $r = m(t)$ в каждый момент времени. Это уравнение следует из последнего соотношения (13) и условия $\sigma_{\varphi\varphi} - \sigma_{rr} = 2k$ на этой границе:

$$\frac{4\mu(\lambda + \mu)}{\lambda + 2\mu} \left(\frac{c(t)}{m^2(t)} + p_{rr}(m(t), t) \right) = 2k. \quad (22)$$

Уравнения (14) и (21) образуют систему уравнений относительно неизвестных функций $p_{rr}(r, t)$ в области вязкоупругого деформирования и $m(t)$. Для решения этой системы также использовался конечно-разностный метод с составной формулой трапеций.

Компоненты обратимых деформаций в области пластического течения $r_0 \leq r \leq m(t)$ вычисляются из зависимостей (12). Компонента напряжений σ_{zz} в обеих областях находится из последнего соотношения (8).

4. Пластическое течение в цилиндрическом слое при соответствии напряженного состояния ребру призмы Треска. В зависимости от свойств деформируемого материала в некоторый момент времени $t = t_1 > t_0$ на внутренней границе цилиндрического слоя напряженное состояние может достигнуть ребра призмы (4) в виде

$$\sigma_{\varphi\varphi} = \sigma_{zz} = \sigma_{rr} + 2k. \quad (23)$$

Таким образом, с этого момента времени от границы $r = r_0$ начинает развиваться область пластического течения $r_0 \leq r \leq m_1(t)$, в которой выполняется условие (22). В области $m_1(t) \leq r \leq m(t)$ продолжается пластическое течение в соответствии с условием (16), а область $m(t) \leq r \leq R$ остается областью вязкоупругого деформирования.

В области $m(t) \leq r \leq R$ по-прежнему выполняются соотношения (12)-(14) и (15).

В области пластического течения $r_0 \leq r \leq m_1(t)$ интегрируя уравнение равновесия (9) с учетом (22) и первого граничного условия (6), найдем

$$\sigma_{rr} = 2k \ln \frac{r}{r_0} - p(t), \quad \sigma_{\varphi\varphi} = \sigma_{zz} = 2k \left(1 + \ln \frac{r}{r_0} \right) - p(t). \quad (24)$$

Далее, интегрируя уравнение равновесия в области течения $m_1(t) \leq r \leq m(t)$ с учетом непрерывности напряжений на упругопластической границе $r = m_1(t)$, убедимся, что в этой области продолжают выполняться соотношения (17) и (20). Из непрерывности напряжений σ_{rr} на упругопластической границе $r = m(t)$ следует, что для функции $c(t)$ продолжает выполняться зависимость (18).

В области пластического течения $r_0 \leq r \leq m_1(t)$ из второй формулы (5) и условия пластического течения (22) найдем

$$\begin{aligned} \varepsilon_{rr}^p &= -\xi_1 - \xi_2, & \varepsilon_{\varphi\varphi}^p &= \xi_1, & \varepsilon_{zz}^p &= \xi_2, \\ \varepsilon_{rr}^p + \varepsilon_{\varphi\varphi}^p + \varepsilon_{zz}^p &= 0, & p_{rr} + p_{\varphi\varphi} + p_{zz} &= 0. \end{aligned} \quad (25)$$

Из (23) следует, что в области течения $r_0 \leq r \leq m_1(t)$ появляется третья не равная нулю компонента необратимых деформаций p_{zz} . Поэтому также начнет изменяться компонента обратимых деформаций e_{zz} , которая до этого равнялась нулю. При этом для компоненты полных деформаций d_{zz} будет выполняться соотношение

$$d_{zz} = e_{zz} + p_{zz} = 0. \quad (26)$$

Тогда из закона Гука (2) в области $r_0 \leq r \leq m_1(t)$ получим

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} &= (\lambda + 2\mu)e_{rr} + \lambda(e_{\varphi\varphi} + e_{zz}), & \sigma_{\varphi\varphi} &= (\lambda + 2\mu)e_{\varphi\varphi} + \lambda(e_{rr} + e_{zz}), \\ \sigma_{zz} &= (\lambda + 2\mu)e_{zz} + \lambda(e_{rr} + e_{\varphi\varphi}). \end{aligned} \quad (27)$$

Выразим из данных зависимостей обратимые деформации

$$\begin{aligned} e_{rr} &= \frac{(\lambda + \mu)\sigma_{rr}}{\mu(3\lambda + 2\mu)} - \frac{\lambda(\sigma_{\varphi\varphi} + \sigma_{zz})}{2\mu(3\lambda + 2\mu)}, & e_{\varphi\varphi} &= \frac{(\lambda + \mu)\sigma_{\varphi\varphi}}{\mu(3\lambda + 2\mu)} - \frac{\lambda(\sigma_{rr} + \sigma_{zz})}{2\mu(3\lambda + 2\mu)}, \\ e_{zz} &= \frac{(\lambda + \mu)\sigma_{zz}}{\mu(3\lambda + 2\mu)} - \frac{\lambda(\sigma_{rr} + \sigma_{\varphi\varphi})}{2\mu(3\lambda + 2\mu)}. \end{aligned} \quad (28)$$

Из соотношений (25) следует, что $\sigma_{\varphi\varphi} = \sigma_{zz}$, если

$$e_{\varphi\varphi} = e_{zz}. \quad (29)$$

Из зависимостей (23), (24) и (27) получим

$$p_{\varphi\varphi} = e_{\varphi\varphi} - p_{rr}, \quad p_{zz} = -e_{\varphi\varphi}. \quad (30)$$

Используя (28), соотношения (7) в области пластического течения $r_0 \leq r \leq m_1(t)$ перепишем в следующей форме

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} = e_{rr} + 2e_{\varphi\varphi}, \quad \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} = e_{rr} - 2e_{\varphi\varphi} + 2p_{rr}. \quad (31)$$

Проинтегрируем уравнения (29), исключив из них обратимые деформации с помощью зависимостей (26) и используя уравнение равновесия (9), условие пластичности (22) и первое условие (6):

$$\begin{aligned} u &= \frac{r}{3\lambda + 2\mu} \left(3k \ln \frac{r}{r_0} + \frac{k}{2} - \frac{3p(t)}{2} \right) + \frac{c_1(t)}{r}, \\ p_{rr} &= \frac{(4\lambda + 7\mu)k}{2\mu(3\lambda + 2\mu)} - \frac{c_1(t)}{r^2} + \frac{1}{2(3\lambda + 2\mu)} \left(2k \ln \frac{r}{r_0} - p(t) \right). \end{aligned} \quad (32)$$

Из условия непрерывности перемещений и необратимых деформаций на упруго-пластической границе $r = m_1(t)$ из соотношений (20) и (30) следует, что

$$m_1(t) = r_0 \exp \left(\frac{p(t)}{2k} - \frac{\lambda}{2\mu} - 1 \right), \quad c_1(t) = c(t) + \frac{k\mu m_1^2(t)}{2(\lambda + \mu)(3\lambda + 2\mu)}. \quad (33)$$

Из системы уравнений (14) и (21) найдем компоненту необратимых деформаций p_{rr} в области $m(t) \leq r \leq R$ и упругопластическую границу $r = m(t)$. Обратимые деформации в области пластического течения $m_1(t) \leq r \leq m(t)$ находятся из зависимостей

(12). Напряжение σ_{zz} в областях $m_1(t) \leq r \leq m(t)$ и $m(t) \leq r \leq R$ вычисляется из последнего соотношения (8).

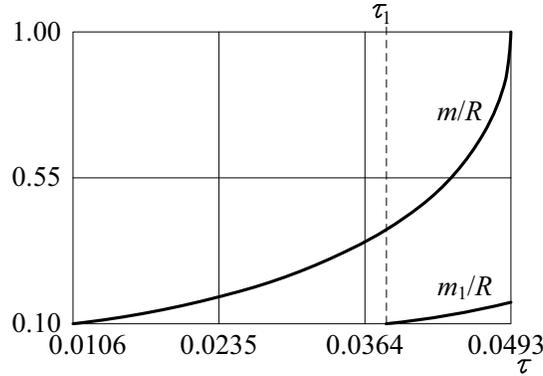


Рис. 1. Графики упругопластических границ в зависимости от времени

Расчеты проводились при линейной функции давления $p(t) = \alpha t$ и следующих значениях постоянных: $n = 3$, $Bn\mu^3/\alpha = 3.5$, $\lambda/\mu = 1.57$, $r_0/R = 0.1$, $k/\mu = 0.01$. На рис. 1 показаны графики упругопластических границ m/R и m_1/R в зависимости от безразмерного времени $\tau = \alpha t/\mu$. Распределение обратимых e_{rr} и $e_{\varphi\varphi}$ и необратимых p_{rr} и $p_{\varphi\varphi}$ деформаций по слою в момент времени $\tau_2 = 0.044$ показано на рис. 2. Рис. 3 иллюстрирует распределение деформаций e_{zz} и p_{zz} и перемещений u/R по слою в момент времени τ_2 . На рис. 4 изображены распределения напряжений σ_{rr}/μ , $\sigma_{\varphi\varphi}/\mu$ и σ_{zz}/μ и разностей напряжений $(\sigma_{\varphi\varphi} - \sigma_{rr})/\mu$ (сплошной линией), $(\sigma_{zz} - \sigma_{rr})/\mu$ (штриховой линией) и $(\sigma_{\varphi\varphi} - \sigma_{zz})/\mu$ (пунктирной линией) по слою в этот же момент времени.

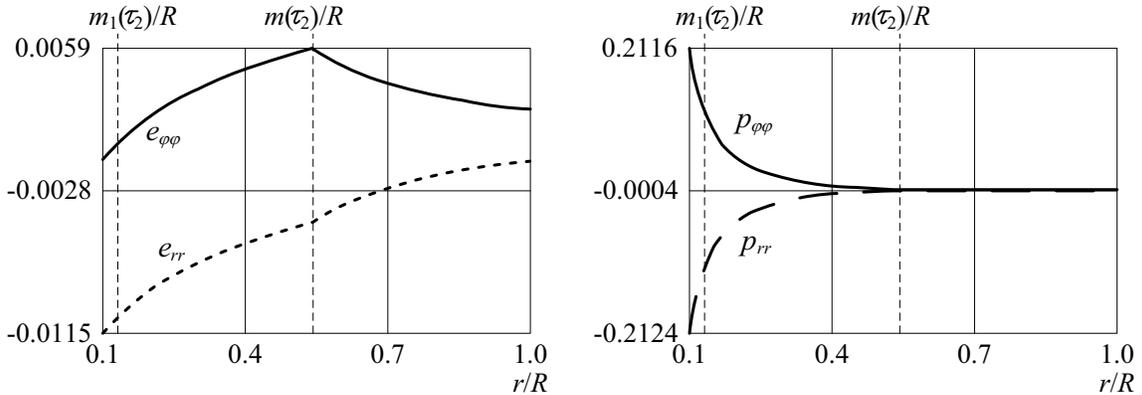


Рис. 2. Распределение обратимых и необратимых деформаций по слою

Заключение. В работе получено решение одномерной краевой задачи о пластическом течении материала цилиндрического слоя с предварительно накопленными необратимыми деформациями ползучести. Напряженное состояние при пластическом течении сначала соответствует грани условия пластичности Треска, а затем

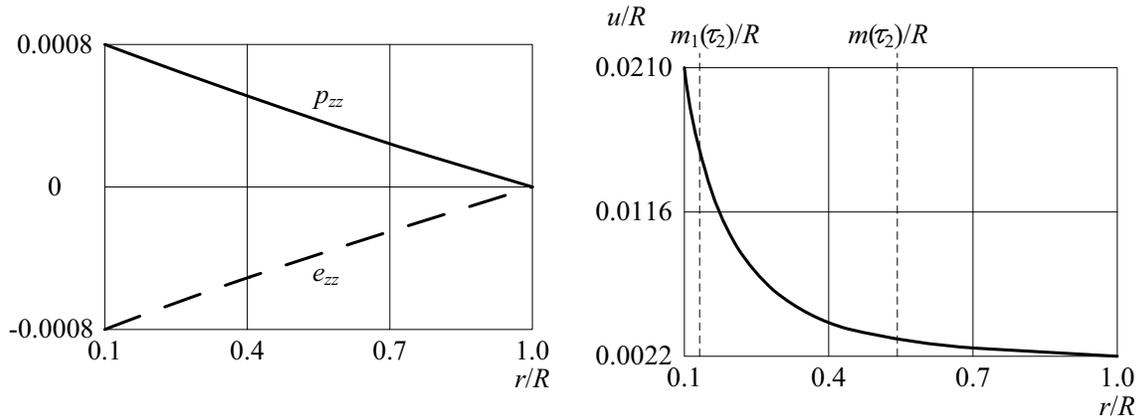


Рис. 3. Распределение деформаций e_{zz} и p_{zz} и перемещений по слою

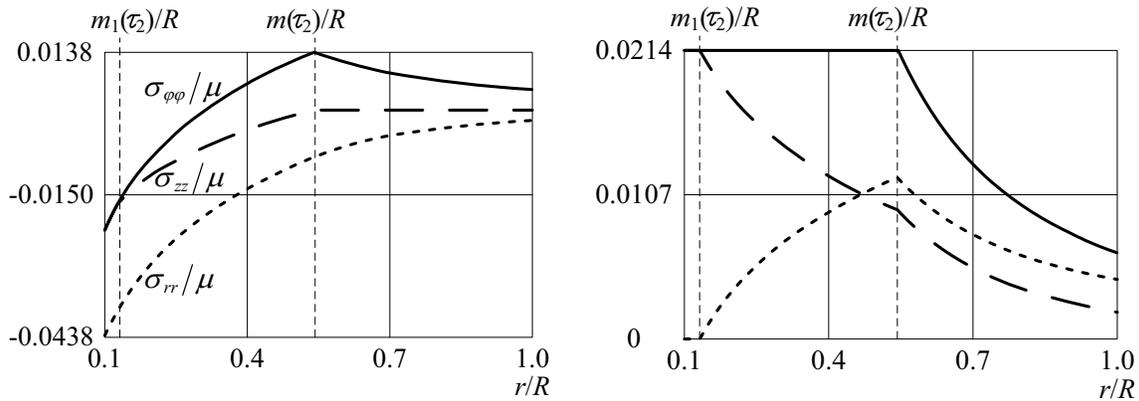


Рис. 4. Распределение напряжений и разности напряжений по слою

может выйти на ребро данного условия. Рассчитаны все параметры напряженно-деформированного состояния.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Олейников А. И., Пекарш А. И. Интегрированное проектирование процессов изготовления монолитных панелей. М.: Эком, 2009. 109 с.
- [2] Бегун А.С., Буренин А.А., Ковтанюк Л.В. Большие необратимые деформации в условиях изменяющихся механизмов их производства и проблема задания пластических потенциалов // Доклады академии наук. 2016. Т. 470. № 3. С. 275–278.
- [3] Бегун А.С., Ковтанюк Л.В., Лемза А.О. Смена механизмов накопления необратимых деформаций материалов на примере их вискозиметрического деформирования // Известия РАН. Механика твердого тела. 2018. № 1. С. 103–112.
- [4] Norton F.H. The creep steel of high temperature / F.H. Norton. Y.: Mc Graw Hill, 1929. 110 p.
- [5] Быковцев Г.И., Ивлев Д.Д. Теория пластичности. Владивосток: Дальнаука. 1998. 528 с.
- [6] Вержбицкий В.М. Численные методы (математический анализ и обыкновенные дифференциальные уравнения): Учеб. пособие для вузов. М.: Высш. шк., 2001. 382 с.

- [7] Галимзянова К.Н., Ковтаныук Л.В., Панченко Г.Л. Ползучесть и пластическое течение материала упругопластического сферического слоя в условиях всестороннего гидростатического сжатия // Вестник ЧГУУ им. И.Я. Яковлева. Серия: Механика предельного состояния. 2017. № 2(32). С. 37–44.

L. V. Kovtanyuk, G. L. Panchenko

COMPREHENSIVE HYDROSTATIC COMPRESSION OF CYLINDRICAL LAYER IN CONDITIONS OF CREEP AND PLASTIC FLOW

Institute of Automation and Control Processes of FEB RAS, Vladivostok, Russia

Abstract. In this work, within the framework of the small strain model, a one-dimensional boundary-value problem about deformation of a material with elastic, viscous and plastic properties in a cylindrical layer under the action of a uniform pressure varying with time applied to its internal boundary is solved. Viscous properties of medium are taken into account at a stage of deformation, which precedes plastic flow. Reversible and irreversible deformations, stresses and displacements are calculated. Laws of promotion of elastoplastic boundaries in the layer are established.

Keywords: elasticity, creep, plasticity, irreversible deformations.

REFERENCES

- [1] Oleinikov A.I., Pekarsh A.I. Integrated design of the manufacturing processes of integral panels. M. : Ekom, 2009. 109 p. (in Russian).
- [2] Begun A.S., Burenin A.A., Kovtanyuk L.V. Large irreversible deformations under conditions of changing mechanisms of their formation and the problem of definition of plastic potentials. Doklady Physics. 2016. V. 61. pp. 463–466.
- [3] Begun A.S., Kovtanyuk L.V., Lemza A.O. Change of Accumulation Mechanisms of Irreversible Deformations of Materials in an Example of Viscometric Deformation // Mechanics of Solids. 2018. V. 53. No 1. pp. 85–92.
- [4] Norton F.H. The creep steel of high temperature / F.H. Norton. Y.: Mc Graw Hill, 1929. 110 p.
- [5] Bykovtsev G.I., Ivlev D.D. Theory of plasticity. Vladivostok: Dalnauka, 1998. 528 p. (in Russian).
- [6] Verzhbitsky V.M. Numerical methods (mathematical analysis and ordinary differential equations): proc. manual for universities. M. : Higher education, 2001. 382 p. (in Russian).
- [7] Galimzyanova K.N., Kovtanyuk L.V., Panchenko G.L. Creep and plastic flow of the material of an elastoplastic spherical layer under conditions of comprehensive hydrostatic compression // Bulletin of the Yakovlev Chuvash State Pedagogical University. Series: Mechanics of Limit State. 2017. No 2(32). pp. 37–44. (in Russian).

Kovtanyuk Larisa Valentinovna

e-mail: lk@iacp.dvo.ru, Dr. Sci. Phys. & Math., Head of the Laboratory of Irreversible Deformation Mechanics, Institute of Automation and Control Processes of FEB RAS, Vladivostok, Russia.

Panchenko Galina Leonidovna

e-mail: panchenko.21@yandex.ru, Candidate of Phys. & Math., Acting Senior Researcher, Institute of Automation and Control Processes of FEB RAS, Vladivostok, Russia.