

**ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ДЕФОРМАЦИЯ ИЗОТРОПНОЙ СРЕДЫ
С НЕКАНОНИЧЕСКИМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ**

В. Н. Н Е М И Ш

В статье рассматривается пространственная граничная задача математической теории упругости для однородной изотропной среды с неканоническими жесткими включениями. Напряженно-деформированное состояние исследуется приближенным методом «возмущения формы границы» [1], развитым в работах [2, 3] для трехмерных задач механики сплошной среды. В качестве примера получены аналитические и численные результаты для конической и замкнутых цилиндрических жестких включений. Распределение напряжений около неканонических полостей такого вида изучено в работе [4].

Предположим, что некоторая поверхность S образована вращением контура Γ вокруг его оси симметрично оси Oz . В произвольной меридиональной плоскости zOR функция

$$\begin{aligned} z + iR &= r_0^{-1} \omega(\zeta) = \zeta + \varepsilon f(\zeta) = r e^{i\theta} \\ f(\zeta) &= \zeta^{-k}, \quad \zeta = \rho e^{i\theta}, \quad |\varepsilon| \ll 1 \end{aligned} \quad (1)$$

осуществляет конформное отображение внешности единичной окружности плоскости ζ на внешность контура Γ . При этом постоянная r_0 характеризует его абсолютные размеры и ориентацию по отношению к системе координат zOR .

В зависимости от вида функции $f(\zeta)$ и значения малого параметра ε можно получить различные виды указанного контура Γ . Так, например, при $k = 2$, $\varepsilon = \frac{1}{3} \div \frac{1}{4}$ соотношениям (1) соответствует правильный треугольник с заокругленными углами, а значениям $k = 3$, $\varepsilon = \pm \frac{1}{6} \div \frac{1}{9}$ — квадрат; при их вращении вокруг оси Oz образуются неканонические поверхности.

Для исследования напряженного состояния изотропной среды с неканоническим включением, поверхность которого описывается уравнениями (1), используем метод «возмущения» в форме [1]. Для его реализации искомые компоненты представим в виде

$$\sigma_{mk} = \sum_{i=0}^{\infty} \varepsilon^i \sigma_{mk}^{(i)}, \quad \dots, \quad u_k = \sum_{i=0}^{\infty} \varepsilon^i u_k^{(i)}. \quad (2)$$

Компоненты j -го приближения, согласно работам [1—3], определяются по формулам

$$\begin{aligned} \begin{Bmatrix} \sigma_{\rho}^{(j)} \\ \sigma_{\theta}^{(j)} \end{Bmatrix} &= \sum_{m=0}^j \left[\Lambda_1^{(j-m)} \begin{Bmatrix} \tilde{\sigma}_{\rho}^{(m)} \\ \tilde{\sigma}_{\theta}^{(m)} \end{Bmatrix} \pm \Lambda_2^{(j-m)} (\tilde{\sigma}_{\theta}^{(m)} - \tilde{\sigma}_{\rho}^{(m)}) \pm \Lambda_3^{(j-m)} \tilde{\tau}_{\rho\theta}^{(m)} \right], \\ \tau_{\rho\theta}^{(j)} &= \sum_{m=0}^j \left[\Lambda_4^{(j-m)} \tilde{\tau}_{\rho\theta}^{(m)} + \frac{1}{2} \Lambda_5^{(j-m)} (\tilde{\sigma}_{\theta}^{(m)} - \tilde{\sigma}_{\rho}^{(m)}) \right], \\ \sigma_{\phi}^{(j)} &= \sum_{m=0}^j \Lambda_1^{(j-m)} \tilde{\sigma}_{\phi}^{(m)}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{Bmatrix} u_{\rho}^{(j)} \\ u_{\theta}^{(j)} \end{Bmatrix} = \sum_{m=0}^j \left[\Lambda_5^{(j-m)} \begin{Bmatrix} \tilde{u}_{\rho}^{(m)} \\ \tilde{u}_{\theta}^{(m)} \end{Bmatrix} \pm \Lambda_6^{(j-m)} \begin{Bmatrix} \tilde{u}_{\theta}^{(m)} \\ \tilde{u}_{\rho}^{(m)} \end{Bmatrix} \right],$$

где $\Lambda_i^{(j)}$ — дифференциальные операторы, зависящие от вида функции $f(\zeta)$ и имеющие при $j = 0, 1, 2$ вид

$$\Lambda_1^{(0)} = \Lambda_4^{(0)} = 1, \quad \Lambda_2^{(0)} = \Lambda_3^{(0)} = \Lambda_5^{(1)} = 0,$$

$$\begin{aligned}
\Lambda_1^{(1)} &= \Lambda_4^{(1)} = \Lambda_5^{(1)} = \frac{\cos(k+1)\vartheta}{\rho^k} \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{\sin(k+1)\vartheta}{\rho^{k+1}} \frac{\partial}{\partial \vartheta}, \\
\Lambda_3^{(1)} &= 2\Lambda_6^{(1)} = \frac{2(k+1)\sin(k+1)\vartheta}{\rho^{k+1}}, \quad \Lambda_4^{(2)} = \Lambda_1^{(2)} - 2\Lambda_2^{(2)}, \\
\Lambda_1^{(2)} &= \frac{1 + \cos 2(k+1)\vartheta}{4\rho^{2k}} \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} - \frac{\sin 2(k+1)\vartheta}{2\rho^{2k}} \frac{\partial^2}{\partial \rho \partial \vartheta} \frac{1}{\rho} + \\
&\quad + \frac{1 - \cos 2(k+1)\vartheta}{4\rho^{2k+2}} \left(\frac{\partial^2}{\partial \vartheta^2} + \rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right), \\
\Lambda_2^{(2)} &= \frac{(k+1)^2 [1 - \cos 2(k+1)\vartheta]}{2\rho^{2k+2}}, \quad \Lambda_3^{(2)} = \frac{(k^2 - 1)\sin 2(k+1)\vartheta}{\rho^{2k+2}} + \\
&\quad + \frac{(k+1)\sin 2(k+1)\vartheta}{\rho^{2k+1}} \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{(k+1)[1 - \cos 2(k+1)\vartheta]}{\rho^{2k+2}} \frac{\partial}{\partial \vartheta}, \\
\Lambda_4^{(2)} &= \Lambda_1^{(2)} - 2\Lambda_2^{(2)}, \quad \Lambda_5^{(2)} = \Lambda_1^{(2)} - \frac{1}{2}\Lambda_2^{(2)}, \quad \Lambda_6^{(2)} = \frac{1}{2}\Lambda_3^{(2)}.
\end{aligned} \tag{4}$$

Компоненты, отмеченные тильдой, определяются согласно результатам монографии [5] для внешней задачи, если безразмерные сферические координаты r, θ формально заменить на ρ, ϑ , а произвольные постоянные снабдить индексом j , т. е.

$$\begin{aligned}
\tilde{\sigma}_\rho^{(j)} &= \frac{2G}{r_0^2} \sum_{n=0}^{\infty} \left[-\frac{n(n^2 + 3n - 2\nu)}{\rho^{n+1}} C_n^{(j)} + \frac{(n+1)(n+2)}{\rho^{n+3}} D_n^{(j)} \right] P_n(\cos \vartheta), \\
\tilde{\sigma}_\vartheta^{(j)} &= \frac{2G}{r_0^2} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \left[\frac{n(n^2 - 2n - 1 + 2\nu)}{\rho^{n+1}} C_n^{(j)} - \frac{(n+1)^2}{\rho^{n+3}} D_n^{(j)} \right] P_n(\cos \vartheta) - \right. \\
&\quad \left. - \left[\frac{-n+4-4\nu}{\rho^{n+1}} C_n^{(j)} + \frac{1}{\rho^{n+3}} D_n^{(j)} \right] \operatorname{ctg} \vartheta \frac{dP_n(\cos \vartheta)}{d\vartheta} \right\}, \\
\tilde{\sigma}_\varphi^{(j)} &= \frac{2G}{r_0^2} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \left[\frac{n(n+3-4\nu-2\nu)}{\rho^{n+1}} C_n^{(j)} - \frac{n+1}{\rho^{n+3}} D_n^{(j)} \right] P_n(\cos \vartheta) + \right. \\
&\quad \left. + \left[\frac{-n+4-4\nu}{\rho^{n+1}} C_n^{(j)} + \frac{1}{\rho^{n+3}} D_n^{(j)} \right] \operatorname{ctg} \vartheta \frac{dP_n(\cos \vartheta)}{d\vartheta} \right\}, \\
\tilde{\tau}_{\rho\vartheta}^{(j)} &= \frac{2G}{r_0^2} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{n^2 - 2 + 2\nu}{\rho^{n+1}} C_n^{(j)} - \frac{n+2}{\rho^{n+3}} D_n^{(j)} \right] \frac{dP_n(\cos \vartheta)}{d\vartheta}, \\
\tilde{u}_\rho^{(j)} &= \frac{1}{r_0} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{n(n+3-4\nu)}{\rho^n} C_n^{(j)} - \frac{n+1}{\rho^{n+2}} D_n^{(j)} \right] P_n(\cos \vartheta), \\
\tilde{u}_\vartheta^{(j)} &= \frac{1}{r_0} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{-n+4-4\nu}{\rho^n} C_n^{(j)} + \frac{1}{\rho^{n+2}} D_n^{(j)} \right] \frac{dP_n(\cos \vartheta)}{d\vartheta}.
\end{aligned} \tag{5}$$

Здесь $P_n(\cos \vartheta)$ — полиномы Лежандра, $C_n^{(j)}, D_n^{(j)}$ — произвольные постоянные, определяющиеся из граничных условий, ν — коэффициент Пуассона, G — модуль упругости.

Предположим, что требуется определить напряженное состояние изотропной среды с жестким неканоническим включением рассмотренного типа, находящейся на бесконечности в поле равномерного всестороннего растяжения (сжатия). Тогда в j -м приближении краевые условия на граничной поверхности S имеют вид

$$(u_\rho^{(j)} + \hat{u}_\rho^{(j)})_{\rho=1} = 0, \quad (u_\vartheta^{(j)} + \hat{u}_\vartheta^{(j)})_{\rho=1} = 0, \tag{6}$$

где $u_\rho^{(j)}, u_\vartheta^{(j)}$ находятся из (3), а $\hat{u}_\rho^{(j)}, \hat{u}_\vartheta^{(j)}$ соответствуют основному напряженному состоянию среды (без включения) и в случае равномерного всестороннего

растяжения (сжатия) определяются выражениями

$$\begin{aligned} \hat{u}_\rho^{(0)} &= a_0 r_0 \rho, & u_\theta^{(0)} &= 0, \\ \hat{u}_\rho^{(1)} &= \frac{a_0 r_0}{\rho^k} \cos(k+1)\theta, \\ \hat{u}_\theta^{(1)} &= -\frac{a_0 r_0}{\rho^k} (k+1) \sin(k+1)\theta, \\ \hat{u}_\rho^{(2)} &= -\frac{a_0 r_0}{4\rho^{2k+1}} k(k+2) [1 - \cos 2(k+1)\theta], \\ \hat{u}_\theta^{(2)} &= -\frac{a_0 r_0}{2\rho^{2k+1}} k(k+1) \sin 2(k+1)\theta, \end{aligned} \quad (7)$$

причем

$$a_0 = \frac{\rho(1-2\nu)}{2G(1+\nu)}.$$

Из соотношений (3) — (5) и краевых условий (6) получаем

$$\begin{aligned} \sum_{n=0}^{\infty} [n(n+3-4\nu)C_n^{(j)} - (n+1)D_n^{(j)}] P_n(\cos\theta) &= \sum_{n=0}^{\infty} c_n^{(j)}(\nu) P_n(\cos\theta), \\ \sum_{n=1}^{\infty} [(-n+4-4\nu)C_n^{(j)} + D_n^{(j)}] \frac{dP_n(\cos\theta)}{d\theta} &= \sum_{n=1}^{\infty} d_n^{(j)}(\nu) \frac{dP_n(\cos\theta)}{d\theta}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $c_n^{(j)}(\nu)$, $d_n^{(j)}(\nu)$ — известные выражения. Приравнявая коэффициенты при одинаковых полиномах Лежандра и их производных, из полученной системы уравнений находим

$$\begin{aligned} C_n^{(j)} &= \frac{c_n^{(j)}(\nu) + (n+1)d_n^{(j)}(\nu)}{2[n(3-4\nu) + 2(1-\nu)]}, & D_n^{(j)} &= -c_n^{(j)}(\nu), \\ D_n^{(j)} &= (n-4+4\nu)C_n^{(j)} + d_n^{(j)}(\nu) & (n \geq 1). \end{aligned} \quad (9)$$

Таким образом, граничная задача для неканонических включений формально сводится к последовательности граничных задач для сферических включений.

Пусть однородная изотропная среда с коническим включением $k = 2$, $\varepsilon = \frac{1}{4}$ находится на бесконечности в поле действия равномерных всесторонних усилий интенсивности p ($p > 0$ — растяжение, $p < 0$ — сжатие). Используя граничные условия (6), в нулевом приближении (сферическое включение) получаем

$$D_0^{(0)} = a_0 r_0^2, \quad C_n^{(0)} = 0 \quad (n = 0, 1, \dots), \quad D_n^{(0)} = 0 \quad (n = 1, 2, \dots). \quad (10)$$

Напряженное состояние среды с неканоническим включением с учетом j приближений, согласно обозначениям работ [3, 4], определяем по формулам

$$\sigma_i^{*(j)} = \sigma_i^{*(j-1)} + \varepsilon \sigma_i^{(j)} \quad (i = \rho, \theta, \varphi), \quad \tau_{\rho\theta}^{*(j)} = \tau_{\rho\theta}^{*(j-1)} + \varepsilon \tau_{\rho\theta}^{(j)}. \quad (11)$$

Здесь

$$\frac{\sigma_\rho^{*(0)}}{p} = 1 + \frac{4Ga_0}{\rho^3}, \quad \frac{\sigma_\theta^{*(0)}}{p} = \frac{\sigma_\varphi^{*(0)}}{p} = 1 - \frac{2Ga_0}{\rho^3}, \quad \frac{\tau_{\rho\theta}^{*(0)}}{p} = 0. \quad (12)$$

В первом приближении коэффициенты $C_n^{(1)}$, $D_n^{(1)}$ ($n = 1, 3$) имеют вид

$$\begin{aligned} C_1^{(1)} &= \frac{9}{10(5-6\nu)} a_0 r_0^2, & C_3^{(1)} &= -\frac{12}{5(11-14\nu)} a_0 r_0^2, \\ D_1^{(1)} &= -(3-4\nu)C_1^{(1)}, & D_3^{(1)} &= -(1-4\nu)C_3^{(1)}. \end{aligned} \quad (13)$$

Найденные напряжения в последующих приближениях имеют громоздкий вид; на границе включения при $\vartheta = 0$ получаем

$$\frac{\sigma_p^{(1)}}{\rho} \Big|_{\vartheta=0}^{\rho=1} = \frac{3(1-2\nu)}{5(1+\nu)} \left\{ -\frac{3(11-13\nu)}{5-6\nu} + \frac{8(37-43\nu)}{11-14\nu} - 10 \right\}, \quad (14)$$

$$\frac{\sigma_\vartheta^{(1)}}{\rho} \Big|_{\vartheta=0}^{\rho=1} = \frac{\sigma_\varphi^{(1)}}{\rho} \Big|_{\vartheta=0}^{\rho=1} = \frac{9\nu(1-2\nu)(189-226\nu)}{5(1+\nu)(5-6\nu)(11-14\nu)}.$$

Во втором приближении напряжения согласно формулам (11) при $\nu = 0,3$, $\varepsilon = \frac{1}{4}$ такие:

$$\frac{\sigma_p^{*(2)}}{\rho} \Big|_{\rho=1} \cong 1,6134P_0 - 0,0302P_1 + 0,0142P_2 + 0,5700P_3 - 0,2206P_4 + 0,3187P_6, \quad (15)$$

$$\frac{\sigma_p^{*(2)}}{\rho} \Big|_{\vartheta=0} \cong 1 - \frac{0,0735}{\rho^2} + \frac{0,4807}{\rho^3} + \frac{1,1834}{\rho^4} - \frac{0,5978}{\rho^5} - \frac{0,5701}{\rho^6} + \frac{2,5114}{\rho^7} - \frac{1,6686}{\rho^9},$$

$$\frac{\sigma_p^{*(2)}}{\rho} \Big|_{\vartheta=\frac{2\pi}{3}} \cong 1 + \frac{0,0368}{\rho^2} + \frac{0,5722}{\rho^3} + \frac{0,7368}{\rho^4} + \frac{0,1757}{\rho^5} - \frac{0,5090}{\rho^6} + \frac{0,3950}{\rho^7} - \frac{0,3644}{\rho^9}.$$

Другие выражения для напряжений имеют такой же вид.

Распределение напряжений на поверхности конического включения ($\rho = 1$) вдоль произвольного меридионального сечения при $\nu = 0,3$, $\varepsilon = \frac{1}{4}$

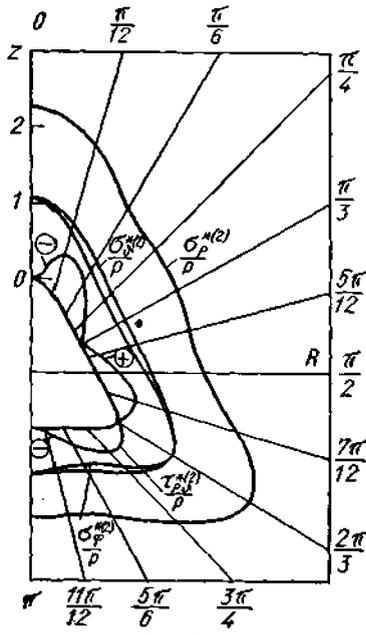


Рис. 1.

показано на рис. 1, а из рис. 2 видно, что при незначительном удалении от поверхности все напряжения приближаются к основному напряженному состоянию среды, причем при $\vartheta = \frac{2\pi}{3}$ значения $\frac{\sigma_p^{*(2)}}{\rho}$ очень близки к $\frac{\sigma_\varphi^{*(2)}}{\rho}$.

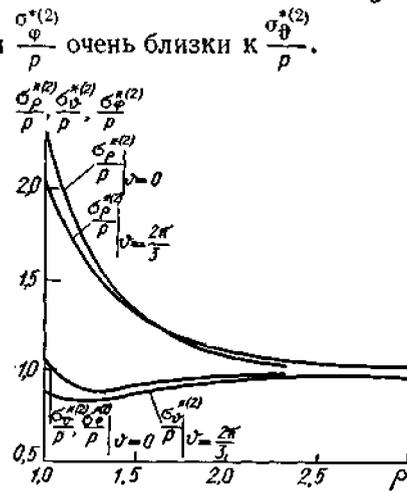


Рис. 2.

Отметим, что максимальное отклонение напряжений $\frac{\sigma_i^{*(2)}}{\rho}$ от соответствующих напряжений в среде без включения при $\rho = 3$ составляет 3,5%.

Рассмотрим аналогичную задачу о напряженном состоянии однородной изотропной среды с цилиндрическими включениями ($k = 3, \varepsilon = \pm \frac{1}{9}$), т. е. в этом случае справедливы формулы (12). Из граничных условий (6) в первом приближении находим

$$C_0^{(1)} = \frac{a_0 r_0^2}{20(1-\nu)}, \quad C_2^{(1)} = \frac{4a_0 r_0^2}{7(4-5\nu)}, \quad C_4^{(1)} = -\frac{48a_0 r_0^2}{35(7-9\nu)},$$

$$D_0^{(1)} = -4(1-\nu)C_0^{(1)}, \quad D_2^{(1)} = -2(1-2\nu)C_2^{(1)}, \quad D_4^{(1)} = 4\nu C_4^{(1)}. \quad (16)$$

Во втором приближении выражения для произвольных постоянных значительно усложняются. Согласно формулам (8) получаем

$$c_0^{(2)}(\nu) = \frac{1}{105} \left[\frac{361}{5} - \frac{128(10-17\nu)}{7(4-5\nu)} + \frac{4096(7+\nu)}{35(7-9\nu)} \right] a_0 r_0^2,$$

$$c_2^{(2)}(\nu) = \frac{16}{21} \left[-\frac{37}{55} - \frac{41-40\nu}{7(4-5\nu)} + \frac{64(119-133\nu)}{385(7-9\nu)} \right] a_0 r_0^2,$$

$$c_4^{(2)}(\nu) = \frac{64}{385} \left[\frac{61}{65} - \frac{8(25-29\nu)}{7(4-5\nu)} + \frac{6(8162-9709\nu)}{455(7-9\nu)} \right] a_0 r_0^2,$$

$$c_6^{(2)}(\nu) = \frac{1024}{77} \left[-\frac{1}{5} + \frac{19-26\nu}{7(4-5\nu)} + \frac{2(77-94\nu)}{105(7-9\nu)} \right] a_0 r_0^2, \quad (17)$$

$$c_8^{(2)}(\nu) = \frac{4096}{715} \left[1 - \frac{4(28-41\nu)}{3(7-9\nu)} \right] a_0 r_0^2,$$

$$d_2^{(2)}(\nu) = \frac{16}{21} \left[\frac{16}{55} - \frac{53-58\nu}{7(4-5\nu)} + \frac{256(21-22\nu)}{385(7-9\nu)} \right] a_0 r_0^2,$$

$$d_4^{(2)}(\nu) = \frac{64}{385} \left[-\frac{68}{65} - \frac{4(17-19\nu)}{7(4-5\nu)} + \frac{6(2072-2229\nu)}{455(7-9\nu)} \right] a_0 r_0^2,$$

$$d_6^{(2)}(\nu) = \frac{1024}{77} \left[\frac{1}{15} - \frac{3-4\nu}{7(4-5\nu)} + \frac{21-23\nu}{105(7-9\nu)} \right] a_0 r_0^2,$$

$$d_8^{(2)}(\nu) = \frac{4096}{2145} \left[-1 + \frac{7-11\nu}{7-9\nu} \right] a_0 r_0^2.$$

На поверхности включения справедливы выражения

$$\frac{\sigma_\rho^{(1)}}{\rho} \Big|_{\rho=1} = \frac{48(1-\nu)(1-2\nu)}{1+\nu} \left[-\frac{1}{7(4-5\nu)} P_2 + \frac{8}{5(7-9\nu)} P_4 \right], \quad (18)$$

$$\frac{\sigma_\rho^{(1)}}{\rho} \Big|_{\rho=1} = \frac{\sigma_\varphi^{(1)}}{\rho} \Big|_{\rho=1} = \frac{48\nu(1-2\nu)}{1+\nu} \left[-\frac{1}{7(4-5\nu)} P_2 + \frac{8}{5(7-9\nu)} P_4 \right].$$

Аналогично (15) приведем следующие формулы:

$$\frac{\sigma_\rho^{*(2)}}{\rho} \Big|_{\substack{\rho=1, \\ \varepsilon=1/9, \\ \nu=0,3}} \cong 1,6137P_0 - 0,0575P_2 + 0,4257P_4 - 0,0656P_6 + 0,1984P_8,$$

$$\frac{\sigma_\rho^{*(2)}}{\rho} \Big|_{\substack{\rho=1, \\ \varepsilon=-1/9, \\ \nu=0,3}} \cong 1,6137P_0 + 0,0735P_2 - 0,4290P_4 - 0,0656P_6 + 0,1984P_8, \quad (19)$$

$$\frac{\sigma_\rho^{*(2)}}{\rho} \Big|_{\substack{\theta=0, \\ \varepsilon=1/9, \\ \nu=0,3}} \cong 1 + \frac{0,4260}{\rho^3} + \frac{1,0783}{\rho^5} - \frac{0,9262}{\rho^7} + \frac{1,6586}{\rho^9} - \frac{1,1220}{\rho^{11}},$$

$$\frac{\sigma_\rho^{*(2)}}{\rho} \Big|_{\substack{\theta=\pi/4, \\ \varepsilon=-1/9, \\ \nu=0,3}} \cong 1 + \frac{0,6458}{\rho^3} + \frac{0,5279}{\rho^5} - \frac{0,3322}{\rho^7} + \frac{0,3038}{\rho^9} - \frac{0,2699}{\rho^{11}}.$$

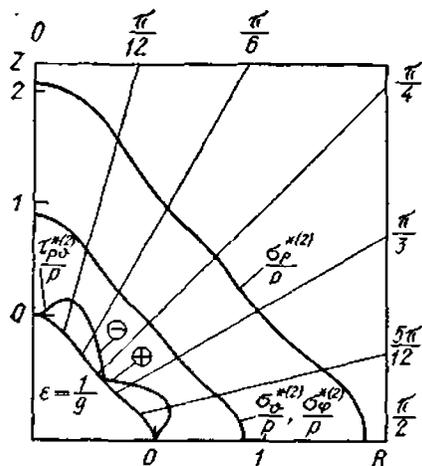


Рис. 3.

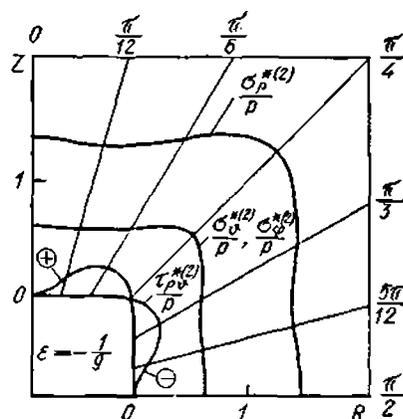


Рис. 4.

Распределение напряжений вдоль четверти меридионального сечения цилиндрического включения показано на рис. 3 ($\varepsilon = \frac{1}{9}$) и рис. 4 ($\varepsilon = -\frac{1}{9}$). Как и в случае конического жесткого включения, распределение напряжений около цилиндрических жестких включений носит ярко выраженный локальный характер (рис. 5). Сплошные линии на этом рисунке соответствуют значению $\varepsilon = \frac{1}{9}$, а штриховые — $\varepsilon = -\frac{1}{9}$. В частности, при $\rho = 3$ напряжения $\frac{\sigma_i^{*(2)}}{\rho}$ не превосходят соответствующих напряжений в среде без включения более чем на 2,6%.

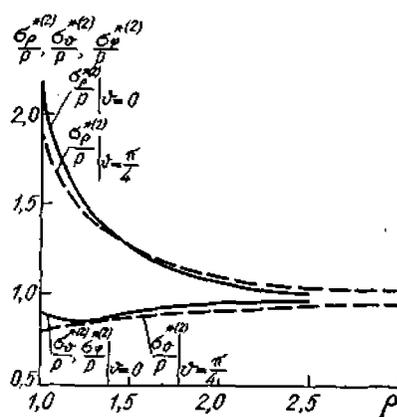


Рис. 5.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гузь О. М. Про наближений метод визначення концентрації напружень біля криволінійних отворів в оболонках.— Прикладна механіка, 1962, 8, 6.
2. Гузь О. М. Про один метод розв'язування тривимірних лінійних задач механіки суцільного середовища для неканонічних областей.— ДАН УРСР. Сер. А, 1970, 4.
3. Неміш Ю. Н. О приближенном решении пространственных задач теории упругости для трансверсально-изотропной среды.— Прикладная механика, 1969, 5, 8.
4. Неміш Ю. Н., Неміш В. Н., Ярема П. Ф. Распределение напряжений около неканонических поверхностей.— Прикладная механика, 1971, 7, 12.
5. Лурье А. И. Пространственные задачи теории упругости. Гостехиздат, М., 1955.

Тернопольский финансово-экономический институт

Поступила в редколлегию в октябре 1974 г.