

УДК 539.3

**В.М. Неміш, К.М. Березька***Тернопільський національний економічний університет***НАПРУЖЕНИЙ СТАН ІЗОТРОПНОГО СЕРЕДОВИЩА З НЕКАНОНІЧНИМИ ВКЛЮЧЕННЯМИ**

*Одержані аналітичні та числові результати для напружень ізотропного середовища з неканонічними жорсткими включеннями. Показано розподіл напружень як на поверхнях включень, так і в їх околах. Дослідження концентрації напружень проводились наближеним методом збурення форми границі.*

*Ключові слова:* напруження, ізотропне середовище, неканонічні включення, збурення форми границі.

*Рис. 5. Форм. 16. Літ. 6.*

**В.М. Неміш, К.М. Березкая****НАПРЯЖЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ИЗОТРОПНОЙ СРЕДЫ С НЕКАНОНИЧЕСКИМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ**

*Получены аналитические и числовые результаты для напряжений изотропной среды с неканоническими включениями. Показано распределение напряжений как на поверхностях включений, так и в их окрестностях. Исследование концентрации напряжений проводилось приближенным методом возмущения формы границы.*

*Ключевые слова:* напряжение, изотропная среда, неканонические включения, возмущения, формы границы.

**V.M. Nemish, K. Berezka****STRESSED STATE OF AN ISOTROPIC MEDIUM WITH A NON-CANONICAL INCLUSIONS**

*It has been got the analytical and numerical results of isotropic environment stress with strict noncanonical inclusions. It has been shown the distribution of stresses on the surface of particles and their vicinities. The research of stress concentration was conducted with the close method of border form perturbation.*

*Keywords:* stress, isotropic environment, noncanonical inclusions, border form perturbation.

**Постановка проблеми.** Дослідження напруженого стану деформівного пружного тіла в трьохмірному просторі є однією із складних задач математичної теорії пружності. Основним методом знаходження точного розв'язку просторових граничних задач для канонічних областей є метод розділення змінних. Для неканонічних областей, які не допускають розв'язок крайових задач методом безпосереднього відокремлення змінних, найбільш ефективним є варіант методу збурення форми границі.

**Аналіз останніх досліджень і публікацій.** Математичні основи методу збурення форми границі, а також поширення його на просторові задачі механіки суцільного середовища для неканонічних областей, граничні поверхні яких мало відрізняються від сферичних, розглянуто в навчальному посібнику [1]. Для фігур, близьких до еліпсоїда обертання наближений метод розв'язування крайових задач теорії пружності розвинутий в працях [2, 3]. Статті [4, 5] присвячені осесиметричним задачам теорії пружності для однорідного ізотропного середовища, обмеженого канонічною, замкнутими циліндричними порожнинами і включеннями. В роботі [6] показані варіанти практичного застосування методу збурення форми границі.

**Мета роботи.** Провести дослідження напруженого стану ізотропного середовища з жорсткими неканонічними включеннями у випадку всестороннього розтягу (стиску).

**Постановка задачі.** Розглядаються просторові граничні задачі математичної теорії пружності для однорідного ізотропного середовища з неканонічними жорсткими включеннями у вигляді правильних шестикутників обертання з заокругленими кутами. Напружено-деформівний стан досліджується наближеним методом збурення форми границі.

Припустимо, що деяка поверхня  $S$  утворена обертанням контура  $\Gamma$  навколо його вісі  $oz$ . В довільній меридіональній площині  $zoR$  функція

$$z + iR = r_0^{-1} \omega(\zeta) = \zeta + \varepsilon f(\zeta) = r e^{i\theta} \quad (1)$$

$$(f(\zeta) = \zeta^{-k}, \zeta = \rho e^{i\gamma}, \varepsilon = \frac{m}{k}, 0 < |m| < 1)$$

здійснює конформне відображення зовнішності одиничного круга площини  $\zeta$  на зовнішність контура  $\Gamma$ . При цьому постійна  $r_0$  характеризує абсолютні розміри і його орієнтацію по відношенню до системи координат  $zoR$ . В залежності від вигляду функції  $f(\zeta)$  і значення малого параметра  $\varepsilon$  можна одержати різні види контурів. При  $k = 1$  рівнянням (1) відповідають витягнуті

( $\varepsilon > 0$ ), або стиснуті ( $\varepsilon < 0$ ) еліпсоїди обертання. Якщо  $k > 1$ , то при певних значеннях параметра  $\varepsilon$  можна одержати рівняння, які відповідають "правильним"  $(k+1)$ -кутникам з заокругленими кутами, які при обертанні навколо вісі  $oz$  утворюють неканонічні поверхні. Так, наприклад, при  $k = 2$ ,  $\varepsilon = \frac{1}{3} \div \frac{1}{4}$  на основі (1) можна побудувати "правильний" трикутник, якому відповідає конус (при  $\varepsilon = -\frac{1}{3} \div \frac{1}{4}$  конус дзеркально відображається відносно площини  $xoy$ ). При  $k = 3$ ,  $\varepsilon = \pm \frac{1}{6} \div \frac{1}{9}$  відповідає "квадрат", а значить просторові фігури мають циліндричний вигляд. Значенням  $k = 5$ ,  $\varepsilon = \pm \frac{1}{15}$  відповідають "правильні" шестикутники, просторові фігури яких показані на рис. 1, 2.

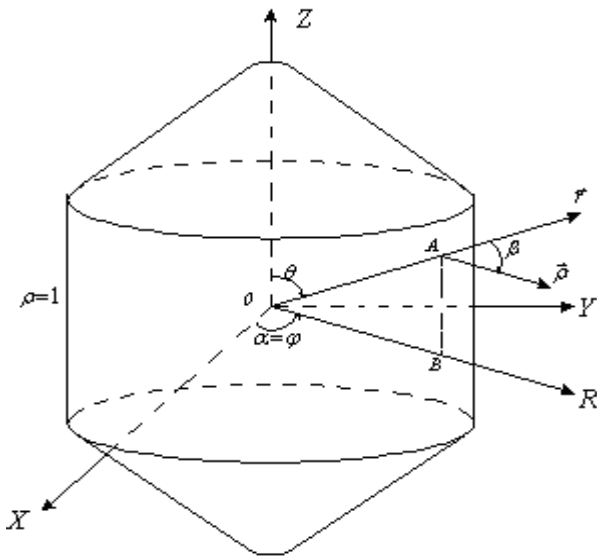


Рис. 1. Неканонічна поверхня  
( $k = 5; \varepsilon = 1/15$ )

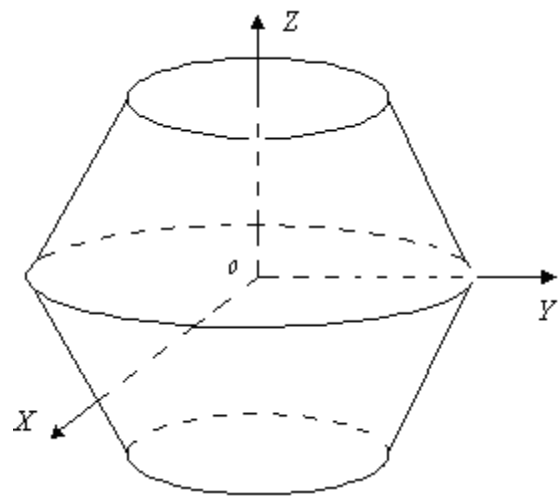


Рис. 2. Неканонічна поверхня  
( $k = 5; \varepsilon = -1/15$ )

Зв'язок між безрозмірними декартовими  $x, y, z$  і криволінійними ортогональними  $\rho, \gamma, \varphi$  координатами має вигляд

$$\begin{aligned} x &= (\rho \sin \gamma - \varepsilon \rho^{-k} \sin k\gamma) \cos \varphi; \\ y &= (\rho \sin \gamma - \varepsilon \rho^{-k} \sin k\gamma) \sin \varphi; \\ z &= \rho \cos \gamma + \varepsilon \rho^{-k} \cos k\gamma. \end{aligned} \quad (2)$$

Безрозмірні сферичні координати  $r, \theta$  і кут  $\beta$  між радіальним напрямком  $\vec{r}$  і нормаллю  $\vec{\rho}$  до контура  $\Gamma$  виражаються через відображувачу функцію  $\omega(\zeta)$  формулами

$$\begin{aligned} r &= r_0^{-1} \sqrt{\omega(\zeta) \overline{\omega(\zeta)}}; \quad \theta = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Im} \omega(\zeta)}{\operatorname{Re} \omega(\zeta)}; \\ e^{i\beta} &= \frac{\zeta \omega'(\zeta) \overline{\omega(\zeta)}}{|\zeta \omega'(\zeta)| |\omega(\zeta)|}. \end{aligned} \quad (3)$$

Значить, довільна функція, яка залежить від  $x, y, z$ , або  $r, \theta, \beta$ , може бути представлена рядами за степенями малого параметра  $\varepsilon$  ( $|\varepsilon| \ll 1$ ).

Розглянемо задачу про напружений стан однорідного ізотропного середовища, обмеженого неканонічною поверхнею ( $k > 1$ ) у випадку симетричного навантаження відносно вісі  $oz$  (осесиметрична задача). Дослідження напруженого стану середовища будемо проводити методом збурення форми границі. Для цього представимо компоненти  $\sigma_\rho, \sigma_\gamma, \sigma_\varphi, \sigma_{\rho\varphi}, u_\rho, u_\gamma$  у вигляді рядів за степенями параметра  $\varepsilon$ , тобто

$$\sigma_\rho = \sum_{j=0}^{\infty} \varepsilon^j \sigma_\rho^{(j)}; \dots; u_\gamma = \sum_{j=0}^{\infty} \varepsilon^j u_\gamma^{(j)}. \quad (4)$$

Використавши формули переходу від напружень в сферичній системі координат  $r, \theta, \alpha$  до відповідних складових в криволінійній ортогональній системі координат  $\rho, \gamma, \varphi$  і співвідношення (3), розкладемо їх в ряди вигляду (4). Після прирівнювання коефіцієнтів при однакових степенях параметра  $\varepsilon$ , для визначення компонентів  $j$ -го наближення, одержимо рекурентні співвідношення [1]

$$\begin{aligned} \begin{Bmatrix} \sigma_\rho^{(j)} \\ \sigma_\gamma^{(j)} \end{Bmatrix} &= \sum_{m=0}^j \left[ \Lambda_1^{(j-m)} \begin{Bmatrix} \sigma_r^{(m)} \\ \sigma_\theta^{(m)} \end{Bmatrix} \pm \Lambda_2^{(j-m)} (\sigma_\theta^{(m)} - \sigma_r^{(m)}) \pm \Lambda_3^{(j-m)} \sigma_{r\theta}^{(m)} \right]; \\ \sigma_{\rho\gamma}^{(j)} &= \sum_{m=0}^j \left[ \Lambda_4^{(j-m)} \sigma_{r\theta}^{(m)} + \frac{1}{2} \Lambda_3^{(j-m)} (\sigma_\theta^{(m)} - \sigma_r^{(m)}) \right]; \\ \sigma_\varphi^{(j)} &= \sum_{m=0}^j \Lambda_1^{(j-m)} \sigma_\alpha^{(m)}; \\ \begin{Bmatrix} u_\rho^{(j)} \\ u_\gamma^{(j)} \end{Bmatrix} &= \sum_{m=0}^j \left[ \Lambda_5^{(j-m)} \begin{Bmatrix} u_r^{(m)} \\ u_\theta^{(m)} \end{Bmatrix} \pm \Lambda_6^{(j-m)} \begin{Bmatrix} u_\theta^{(m)} \\ u_r^{(m)} \end{Bmatrix} \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Тут  $\Lambda_i^{(j)}$  - диференціальні оператори, які для відображувачої функції (1) в нульовому, першому і другому наближеннях мають вигляд

$$\begin{aligned} \Lambda_1^{(0)} &= \Lambda_4^{(0)} = \Lambda_5^{(0)} = 1; \Lambda_2^{(0)} = \Lambda_3^{(0)} = \Lambda_6^{(0)} = \Lambda_2^{(1)} = 0; \\ \Lambda_1^{(1)} &= \Lambda_4^{(1)} = \Lambda_5^{(1)} = \frac{\cos(k+1)\gamma}{\rho^k} \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{\sin(k+1)\gamma}{\rho^{k+1}} \frac{\partial}{\partial \gamma}; \\ \Lambda_3^{(1)} &= 2\Lambda_6^{(1)} = \frac{2(k+1)\sin(k+1)\gamma}{\rho^{k+1}}; \Lambda_4^{(2)} = \Lambda_1^{(2)} - 2\Lambda_2^{(2)}; \\ \Lambda_1^{(2)} &= \frac{1 + \cos 2(k+1)\gamma}{4\rho^{2k}} \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} - \frac{\sin 2(k+1)\gamma}{2\rho^{2k}} \frac{\partial^2}{\partial \rho \partial \gamma} \frac{1}{\rho} + \frac{1 - \cos 2(k+1)\gamma}{4\rho^{2k+2}} \left( \frac{\partial^2}{\partial \gamma^2} + \rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right); \\ \Lambda_2^{(2)} &= \frac{(k+1)^2 [1 - \cos 2(k+1)\gamma]}{2\rho^{2k+2}}; \Lambda_3^{(2)} = \frac{(k^2 - 1)\sin 2(k+1)\gamma}{\rho^{2k+2}} + \frac{(k+1)\sin 2(k+1)\gamma}{\rho^{2k+1}} \frac{\partial}{\partial \rho} - \\ &\quad - \frac{(k+1)[1 - \cos 2(k+1)\gamma]}{\rho^{2k+2}} \frac{\partial}{\partial \gamma}; \\ \Lambda_4^{(2)} &= \Lambda_1^{(2)} - 2\Lambda_2^{(2)}; \Lambda_5^{(2)} = \Lambda_1^{(2)} - \frac{1}{2}\Lambda_2^{(2)}; \Lambda_6^{(2)} = \frac{1}{2}\Lambda_3^{(2)}. \end{aligned} \quad (6)$$

Компоненти  $\sigma_r^{(m)}(\rho, \gamma), \sigma_\theta^{(m)}(\rho, \gamma), \dots, u_\theta^{(m)}(\rho, \gamma)$  записуються на основі їх представлень в безрозмірних (віднесених до величини  $r_0$ ) сферичних координатах, якщо формально замінити  $r, \theta$  відповідно на  $\rho, \gamma$ , а в довільних постійних поставити індекс ( $j$ ), тобто

$$\begin{aligned}
\sigma_r^{(m)}(\rho, \gamma) &= \frac{2G}{r_0^2} \sum_{n=0}^{\infty} \left[ -\frac{n(n^2 + 3n - 2\nu)}{\rho^{n+1}} C_n^{(j)} + \frac{(n+1)(n+2)}{\rho^{n+3}} D_n^{(j)} \right] P_n(\cos \gamma); \\
\sigma_\theta^{(m)}(\rho, \gamma) &= \frac{2G}{r_0^2} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \left[ \frac{n(n^2 - 2n - 1 + 2\nu)}{\rho^{n+1}} C_n^{(j)} - \frac{(n+1)^2}{\rho^{n+3}} D_n^{(j)} \right] P_n(\cos \gamma) - \right. \\
&\quad \left. - \left[ \frac{-n+4-4\nu}{\rho^{n+1}} C_n^{(j)} + \frac{1}{\rho^{n+3}} D_n^{(j)} \right] \operatorname{ctg} \gamma \frac{dP_n(\cos \gamma)}{d\gamma} \right\}; \\
\sigma_\alpha^{(m)}(\rho, \gamma) &= \frac{2G}{r_0^2} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \left[ \frac{n(n+3-4\nu-2\nu)}{\rho^{n+1}} C_n^{(j)} - \frac{(n+1)}{\rho^{n+3}} D_n^{(j)} \right] P_n(\cos \gamma) + \right. \\
&\quad \left. + \left[ \frac{-n+4-4\nu}{\rho^{n+1}} C_n^{(j)} + \frac{1}{\rho^{n+3}} D_n^{(j)} \right] \operatorname{ctg} \gamma \frac{dP_n(\cos \gamma)}{d\gamma} \right\}; \\
\sigma_{r\theta}^{(m)}(\rho, \gamma) &= \frac{2G}{r_0^2} \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \frac{n^2 - 2 + 2\nu}{\rho^{n+1}} C_n^{(j)} - \frac{n+2}{\rho^{n+3}} D_n^{(j)} \right] \frac{dP_n(\cos \gamma)}{d\gamma}; \\
u_r^{(m)} &= \frac{1}{r_0} \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \frac{n(n+3-4\nu)}{\rho^n} C_n^{(j)} - \frac{n+1}{\rho^{n+2}} D_n^{(j)} \right] P_n(\cos \gamma); \\
u_\theta^{(m)} &= \frac{1}{r_0} \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \frac{-n+4-4\nu}{\rho^n} C_n^{(j)} + \frac{1}{\rho^{n+2}} D_n^{(j)} \right] \frac{dP_n(\cos \gamma)}{d\gamma}.
\end{aligned} \tag{7}$$

Тут  $P_n(\cos \gamma)$ - поліноми Лежандра;  $C_n^{(j)}, D_n^{(j)}$ - довільні постійні, які знаходяться із граничних умов;  $\nu$ - коефіцієнт Пуассона;  $G$ - модуль зсуву.

Припустимо, що однорідне ізотропне середовище з жорстким неканонічним включенням знаходиться "на нескінченності" під дією зовнішніх сил

$$\sigma_x^{(\infty)} = \sigma_y^{(\infty)} = \sigma_z^{(\infty)} = p \quad (\sigma_{xy}^{(\infty)} = \sigma_{xz}^{(\infty)} = \sigma_{yz}^{(\infty)} = 0), \tag{8}$$

де  $p$ - інтенсивність навантаження (значення  $p > 0$  відповідає розтягу,  $p < 0$ - стиску).

При дослідженні напруженого стану граничні умови в  $j$ -му наближенні на поверхні  $S$  мають вигляд

$$\left( u_\rho^{(j)} + \hat{u}_\rho^{(j)} \right)_{\rho=1} = 0, \quad \left( u_\gamma^{(j)} + \hat{u}_\gamma^{(j)} \right)_{\rho=1} = 0. \tag{9}$$

Тут  $u_\rho^{(j)}, u_\gamma^{(j)}$  знаходяться із (5), а  $\hat{u}_\rho^{(j)}, \hat{u}_\gamma^{(j)}$  відповідають основному напруженому стану середовища (без включення) і у випадку рівномірного всестороннього розтягу (стиску) такі

$$\begin{aligned}
\hat{u}_\rho^{(0)} &= \frac{p(1-2\nu)}{2G(1+\nu)} r_0 \rho; \quad \hat{u}_\gamma^{(0)} = 0; \\
\hat{u}_\rho^{(1)} &= \frac{a_0 r_0}{\rho^k} \cos(k+1)\gamma; \\
\hat{u}_\gamma^{(1)} &= -\frac{a_0 r_0 (k+1)}{\rho^k} \sin(k+1)\gamma;
\end{aligned} \tag{10}$$

$$\hat{u}_\rho^{(2)} = -\frac{a_0 r_0 k(k+2)}{4\rho^{2k+1}} [1 - \cos 2(k+1)\gamma];$$

$$\hat{u}_\gamma^{(2)} = -\frac{a_0 r_0 k(k+1)}{2\rho^{2k+1}} \sin 2(k+1)\gamma \quad \left( a_0 = \frac{p(1-2\nu)}{2G(1+\nu)} \right).$$

Із співвідношень (5) - (7) і граничних умов (9) одержимо

$$\begin{cases} \sum_{n=0}^{\infty} [n(n+3-4\nu)C_n^{(j)} - (n+1)D_n^{(j)}] P_n(\cos \gamma) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n^{(j)}(\nu) P_n(\cos \gamma) \\ \sum_{n=1}^{\infty} [(-n+4-4\nu)C_n^{(j)} + D_n^{(j)}] \frac{dP_n(\cos \gamma)}{d\gamma} = \sum_{n=1}^{\infty} d_n^{(j)}(\nu) \frac{dP_n(\cos \gamma)}{d\gamma}, \end{cases} \quad (11)$$

де  $c_n^{(j)}(\nu), d_n^{(j)}(\nu)$  відомі вирази. Прирівнюючи коефіцієнти при однакових поліномах Лежандра і їх похідних, із одержаної системи знаходимо

$$\begin{aligned} C_n^{(j)} &= \frac{c_n^{(j)}(\nu) + (n+1)d_n^{(j)}(\nu)}{2[n(3-4\nu) + 2(1-\nu)]}; \quad D_0^{(j)} = -c_0^{(j)}(\nu) \\ D_n^{(j)} &= (n-4+4\nu)C_n^{(j)} + d_n^{(j)}(\nu) \quad (n \geq 1). \end{aligned} \quad (12)$$

Таким чином, гранична задача для неканонічних включень, формально зводиться до послідовності граничних задач для сферичних включень.

Як приклад, розглянемо однорідне ізотропне середовище з жорсткими неканонічними включеннями у вигляді правильних шестикутників обертання з заокругленими кутами (рис. 1, 2). Використавши граничні умови (9) в нульовому наближенні (сферичне включення) одержимо

$$D_0^{(0)} = a_0 r_0^2; \quad C_n^{(0)} = 0 (n = 0, 1, \dots); \quad D_n^{(0)} = 0 (n = 1, 2, \dots). \quad (13)$$

Напружений стан середовища з неканонічними включеннями з врахуванням  $j$  наближень, згідно позначень робіт [4, 5], знаходимо так:

$$\sigma_i^{*(j)} = \sigma_i^{*(j-1)} + \varepsilon \sigma_i^{(j)} (i = \rho, \gamma, \varphi); \quad \sigma_{\rho\gamma}^{*(j)} = \sigma_{\rho\gamma}^{*(j-1)} + \varepsilon \sigma_{\rho\gamma}^{(j)}. \quad (14)$$

Тут

$$\frac{\sigma_{\rho}^{*(0)}}{p} = 1 + \frac{4Ga_0}{\rho^3}; \quad \frac{\sigma_{\gamma}^{*(0)}}{p} = \frac{\sigma_{\varphi}^{*(0)}}{p} = 1 - \frac{2Ga_0}{\rho^3}; \quad \frac{\sigma_{\rho\gamma}^{*(0)}}{p} = 0. \quad (15)$$

Знайдені напруження в наступних наближеннях мають громіздкий вигляд. Зокрема, згідно формули (14) при  $\nu = 0,3$  маємо

$$\left. \frac{\sigma_i^{*(2)}}{p} \right|_{\substack{\rho=1 \\ \varepsilon=\pm\frac{1}{15}}} = \sum_{k=0}^6 a_{2k}(\nu) P_{2k}(\cos \gamma); \quad \left. \frac{\sigma_i^{*(2)}}{p} \right|_{\substack{\gamma=0 \\ \varepsilon=\frac{1}{15}}} = 1 + \sum_{k=0}^6 b_{2k}(\nu) \rho^{-2k-3}, \quad (16)$$

де  $a_{2k}(\nu), b_{2k}(\nu)$  - відомі вирази.

Аналогічний вигляд мають напруження  $\frac{\sigma_i^{*(2)}}{p}, \frac{\sigma_{\rho\gamma}^{*(2)}}{p}$  при

$$\gamma = \frac{\pi}{3} \left( \varepsilon = \frac{1}{15} \right), \quad \gamma = \frac{\pi}{6} \left( \varepsilon = -\frac{1}{15} \right), \quad \gamma = \frac{\pi}{2} \left( \varepsilon = -\frac{1}{15} \right).$$

Розподіл напружень вздовж четверті меридіональних перерізів жорстких включень у вигляді правильних шестикутників обертання з заокругленими кутами показані на рис. 3 ( $\nu = 0,3; \varepsilon = \frac{1}{15}$ )

і рис. 4 ( $\nu = 0,3; \varepsilon = -\frac{1}{15}$ ). Графіки на рис. 5 показують, що при незначному віддаленні від

поверхонь включень в точках з найменшим радіусом кривизни, величини напружень різко зменшуються і наближаються до основного напруженого стану. Зокрема, при  $\rho = 3$  основні

напруження  $\frac{\sigma_i^{*(2)}}{p}$  не перевищують відповідних напружень в середовищі без включення не більше, ніж 2,2%.

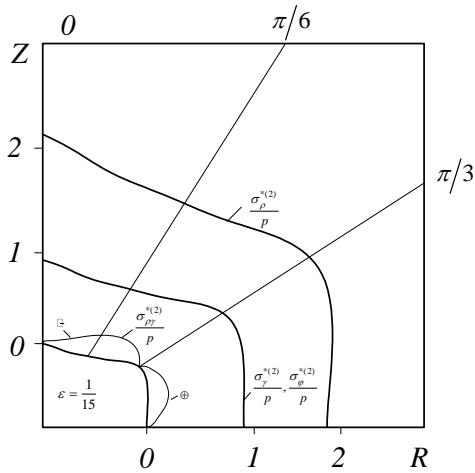


Рис. 3. Розподіл напружень вздовж четверті меридіонального перерізу ( $k = 5; \varepsilon = 1/15$ )

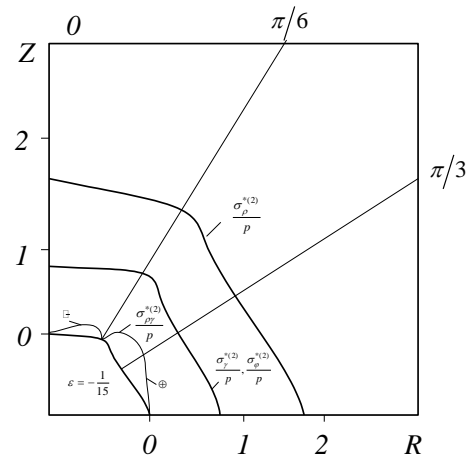


Рис. 4. Розподіл напружень вздовж четверті меридіонального перерізу ( $k = 5; \varepsilon = -1/15$ )

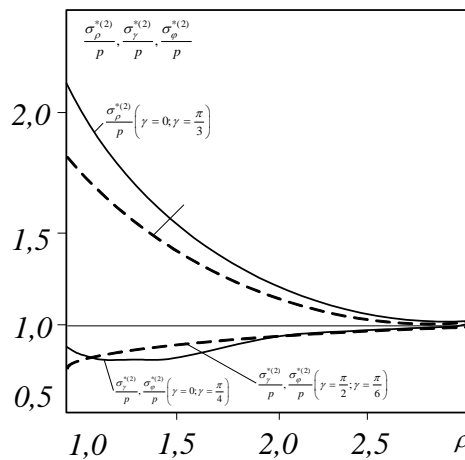


Рис. 5. Розподіл напружень в околі неканонічних поверхонь

#### Висновки:

1. Зона підвищеної концентрації напружень однорідного ізотропного середовища з неканонічними включеннями у випадку всестороннього розтягу (стиску), носить ярко виражений локальний характер.
2. Одержані результати можна поширити на деякі просторові багатозв'язні області, тіла скінчених розмірів, а також на товстостінні неканонічні оболонки обертання, якщо їх граничні поверхні знаходяться на такій відстані одна від другої, що взаємним впливом цих поверхонь можна знехтувати.

#### Література:

1. Гузь А. Н. Методы возмущений в пространственных задачах теорий упругости / А. Н. Гузь, Ю. Н. Немиш. – Киев: Вища школа. Головное изд-во. 1982. – 352с.
2. Подільчук Ю. Н. Приближенный метод решения краевых задач теории упругости для фигур, близких к эллипсоиду вращения / Ю. Н. Подільчук // Прикладная механика. – 1970. – Т. VI. – №9. – с. 23-30.
3. Подільчук Ю. М. Про наблизений метод розв'язку крайових задач теорії пружності для фігур, близьких до еліпсоїда обертання / Ю. М. Подільчук, А. М. Кириченко // ДАН УРСР. – 1970. – серія А. – №7. – с. 650-655.
4. Немиш Ю. Н. Распределение напряжений около неканонических поверхностей / Ю. Н. Немиш, В. Н. Немиш, П. Ф. Ярема // Прикладная механика. – 1971. – Т. 7. – №12. – с. 41-50.
5. Немиш В. Н. Пространственная деформация изотропной среды с неканоническими включениями / В. Н. Немиш // Математическая физика. – 1976. – №19. – с. 104-109.

Стаття надійшла до редакції 02.02.2018