ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Մեխանիկա XL, № 3, 1987 Механика

УДК 539.37

НЕОДНОЗНАЧНОСТЬ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ О РАВНОВЕСИИ УПРУГОГО ТЯЖЕЛОГО ПОЛУПРОСТРАНСТВА С ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОЛОСТЬЮ

ГЕОГДЖАЕВ В. О.

В работе дано замкнутое решение задачи о распределении напряжений в упругом тяжелом наклонном полупространстве с цилиндрической круговой полостью, ось которой перпендикулярна граничной плоскости полупространства. Показано, что решение задачи неоднозначно. Неоднозначность есть следствие неопределенных граничных условий на бесконечности.

§ 1. *Постановка задачи и ее решение. Изотропный массив.*

Рассмотрим наклонное упругое изотропное полупространство, такое, что нормаль к граничной плоскости этого полупространства направлена вовнутрь и составляет угол α с направлением силы тяжести. В полупространстве имеется глубокая цилиндрическая полость, ось которой параллельна нормали к граничной плоскости. Радиус круговой цилиндрической полости равен R. Решать рассматриваемую задачу удобно в цилиндрической системе координат $r\theta z$, причем ось z совпадает с осью полости, а начало координат расположено на пересечении оси цилиндрической полости и граничной плоскости полупространства (фиг. 1). Через ось z и направление силы тяжести проведем плоскость, ее пересечение с граничной плоскостью полупространства даст прямую. Угол θ будем отсчитывать от этой прямой (фиг. 1).

Если через ρ обозначить удельный вес породы массива, то $\rho\cos\alpha$, $a\cos\theta$, $-a\sin\theta$ будут составляющие массовой силы соответственно на оси z, r, θ, причем $a=\rho\sin\alpha$. Отметим, что рассматриваемая задача является неосесимметричной задачей теории упругости. Случай, когда направление веса совпадает с осью z ($\alpha=0$, симметричная задача) был рассмотрен С. Г. Лехницким трансверсально анизотропной среды [1].

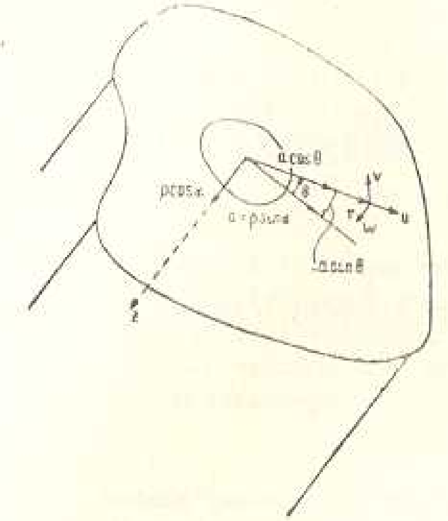
Условия равновесия в цилиндрической системе координат записываются так:

$$\frac{\partial\sigma_r}{\partial r}+\frac{1}{r}\frac{\partial\tau_{r\theta}}{\partial\theta}+\frac{\partial\tau_{rz}}{\partial z}+\frac{\sigma_r-\sigma_\theta}{r}+a\cos\theta=0$$

$$\frac{\partial\tau_{r\theta}}{\partial r}+\frac{1}{r}\frac{\partial\sigma_\theta}{\partial\theta}+\frac{\partial\tau_{\theta z}}{\partial z}+\frac{2\tau_{r\theta}}{r}-a\sin\theta=0 \qquad (1.1)$$

$$\frac{\partial \tau_{rz}}{\partial r}+\frac{1}{r}\frac{\partial \tau_{\theta z}}{\partial \theta}+\frac{\partial \sigma_z}{\partial z}+\frac{\tau_{rz}}{r}-\rho\cos\alpha=0$$

где σ_r, σ_θ, σ_z—нормальные напряжения, а $\tau_{r\theta}$, τ_{rz}, $\tau_{\theta z}$—касательные напряжения в цилиндрической системе координат.



Фиг. 1.

Если через u, v и w обозначить перемещения по осям r, θ, z, то нормальные деформации ε_r, ε_θ, ε_z и сдвиги $\gamma_{\theta r}$, $\gamma_{\theta z}$, γ_{rz} имеют такой вид:

$$\varepsilon_r=\frac{\partial u}{\partial r},\quad 2\gamma_{\theta z}=\frac{1}{r}\frac{\partial w}{\partial \theta}+\frac{\partial v}{\partial z}$$

$$\varepsilon_\theta=\frac{1}{r}\frac{\partial v}{\partial \theta}+\frac{u}{r},\quad 2\gamma_{rz}=\frac{\partial u}{\partial z}+\frac{\partial w}{\partial r} \tag{1.2}$$

$$\varepsilon_z=\frac{\partial w}{\partial z},\quad 2\gamma_{\theta r}=\frac{\partial v}{\partial r}-\frac{v}{r}+\frac{1}{r}\frac{\partial u}{\partial \theta}$$

Деформации связаны с напряжениями законом Гука

$$E\varepsilon_r=\sigma_r-\nu(\sigma_\theta+\sigma_z),\quad 2G\gamma_{\theta z}=\tau_{\theta z}$$

$$E\varepsilon_\theta=\sigma_\theta-\nu(\sigma_r+\sigma_z),\quad 2G\gamma_{\theta r}=\tau_{\theta r} \tag{1.3}$$

$$E\varepsilon_z=\sigma_z-\nu(\sigma_r+\sigma_\theta),\quad 2G\gamma_{rz}=\tau_{rz}$$

где E—модуль Юнга, ν—коэффициент Пуассона, G—модуль второго рода, $E=2G(1+\nu)$.

Сформулированную задачу представим как суперпозицию двух задач. Для решения первой задачи составляющие массовой силы в первом и втором уравнениях системы (1.1) положим равными 0, то есть будем считать, что действуют только массовая сила по оси z, равная $\rho\cos\alpha$. При решении второй задачи полагаем, что массовая сила имеет только составляющую, перпендикулярную оси z. В этом случае в третьем уравнении системы (1.1) составляющую массовой силы следует положить равной нулю.

Решения системы уравнений (1.1), (1.2), (1.3) должны удовлетворять граничным условиям

$$\text{при}\quad z=0\quad \sigma_z=0,\quad \tau_{rz}=0,\quad \tau_{\theta z}=0$$

$$\text{при}\quad r=R\quad \sigma_r=0,\quad \tau_{rz}=0,\quad \tau_{\theta z}=0 \tag{1.4}$$

Первая задача решается в естественном предположении, что $v=0$ и все функции зависят от r и z. Одновременно делается предположение, что $\tau_{rz}=0$. Решение первой задачи дано С. Г. Лехницким [1], это решение можно представить в таком виде:

$$\sigma_r=-\frac{\nu\rho z}{1-\nu}\left(1-\frac{R^2}{r^2}\right)\cos\alpha,\quad \sigma_\theta=-\frac{\nu\rho z}{1-\nu}\left(1+\frac{R^2}{r^2}\right)\cos\alpha$$

$$\sigma_z=-\rho z\cos\alpha,\quad \tau_{rz}=0,\quad \tau_{\theta z}=0,\quad \tau_{\theta r}=0,\quad u=-\frac{\nu(1+\nu)}{1-\nu}\frac{R^2}{Er}\rho z\cos\alpha,\quad v=0$$

$$w=-\frac{1-\nu-2\nu^2}{2(1-\nu)}\frac{\rho z^2}{E}\cos\alpha+\frac{\nu(1+\nu)}{1-\nu}\frac{\rho R^2}{E}\cos\alpha\ln\frac{r}{R}+\text{const} \tag{1.5}$$

Для второй задачи ищем решение в следующей форме:

$$u=\overline{u}\cos\theta,\quad v=\overline{v}\sin\theta,\quad w=\overline{w}z\cos\theta,\quad \sigma_r=\overline{\sigma}_r\cos\theta,\quad \sigma_\theta=\overline{\sigma}_\theta\cos\theta$$

$$\sigma_z=\overline{\sigma}_z\cos\theta,\quad \tau_{r\theta}=\overline{\tau}_{r\theta}\sin\theta,\quad \tau_{\theta z}=\overline{\tau}_{\theta z}z\sin\theta,\quad \tau_{rz}=\overline{\tau}_{rz}z\cos\theta \tag{1.6}$$

Черточка над функцией означает, что она зависит только от r.

Соотношения (1.6) подставим в системы (1.1), (1.2), (1.3). После некоторых преобразований получим

$$\frac{d\overline{\sigma}_r}{dr}+\frac{\overline{\tau}_{r\theta}}{r}+\frac{\overline{\sigma}_r-\overline{\sigma}_\theta}{r}=-a-\overline{\tau}_{rz},\quad \frac{d\overline{\tau}_{r\theta}}{dr}-\frac{\overline{\sigma}_\theta}{r}+\frac{2\overline{\tau}_{r\theta}}{r}=a-\overline{\tau}_{\theta z},\quad \frac{d\overline{\tau}_{r\theta}}{dr}+\frac{\overline{\tau}_{\theta z}+\overline{\tau}_{rz}}{r}=0 \tag{1.7}$$

$$\varepsilon_r=\frac{d\overline{u}}{dr}\cos\theta,\quad 2\gamma_{\theta z}=-z\frac{\overline{w}}{r}\sin\theta,\quad \varepsilon_\theta=\frac{\overline{u}+\overline{v}}{r}\cos\theta,\quad 2\gamma_{rz}=z\frac{d\overline{w}}{dr}\cos\theta$$

$$\varepsilon_z=\overline{w}\cos\theta,\quad 2\gamma_{r\theta}=\left(\frac{d\overline{v}}{dr}-\frac{\overline{u}+\overline{v}}{r}\right)\sin\theta \tag{1.8}$$

$$E\frac{d\overline{u}}{dr}=\overline{\sigma}_r-\nu(\overline{\sigma}_\theta+\overline{\sigma}_z),\quad \overline{\tau}_{\theta z}=-G\frac{\overline{w}}{r},\quad E(\overline{u}+\overline{v})=r[\overline{\sigma}_\theta-\nu(\overline{\sigma}_r+\overline{\sigma}_z)]$$

$$\overline{\tau}_{rz}=-G\frac{d\overline{w}}{dr},\quad E\overline{w}=\overline{\sigma}_z-\nu(\overline{\sigma}_r+\overline{\sigma}_\theta),\quad \overline{\tau}_{\theta z}=G\left(\frac{d\overline{v}}{dr}-\frac{\overline{u}+\overline{v}}{r}\right) \tag{1.9}$$

Исключим из четвертого и пятого уравнений системы (1.9) $\overline{w}$ и полученные уравнения сгруппируем в систему с третьим уравнением системы (1.7)

$$\frac{d(\overline{\tau}_{\theta z}r)}{dr}+\overline{\tau}_{rz}=0,\quad \frac{d(\overline{\tau}_{rz}r)}{dr}+\overline{\tau}_{\theta z}=0 \tag{1.10}$$

Система (1.10) имеет решение

$$\overline{\tau}_{rz}=B\left(\frac{1}{r^2}-\frac{1}{R^2}\right),\quad \overline{\tau}_{\theta z}=B\left(\frac{1}{r^2}+\frac{1}{R^2}\right) \tag{1.11}$$

B—произвольная постоянная.

Решение (1.11) удовлетворяет граничному условию

$$\tau_{rz}=0 \quad \text{при} \quad r=R$$

Имея решение (1.11), нетрудно найти выражение для перемещения $\overline{w}$

$$\overline{w}=-2(1+\nu)\frac{z}{E}B\left(\frac{1}{r}+\frac{r}{R^2}\right) \tag{1.12}$$

Выражение для $\overline{w}$ (1.12) и третье уравнение системы (1.9) определяют $\overline{\sigma}_z$

$$\overline{\sigma}_z=-2(1+\nu)B\left(\frac{1}{r}+\frac{r}{R^2}\right)+\nu(\overline{\sigma}_r+\overline{\sigma}_\theta) \tag{1.13}$$

Подставим выражения $\overline{\tau}_{rz}$ и $\overline{\tau}_{\theta z}$ в первые два уравнения системы (1.7), после некоторых преобразований получим

$$\frac{d(\overline{\sigma}_r r)}{dr}+\overline{\tau}_{r\theta}-\overline{\sigma}_\theta=-ar-B\left(\frac{1}{r}-\frac{r}{R^2}\right)$$

$$\frac{d(\overline{\tau}_{r\theta} r)}{dr}+\overline{\tau}_{r\theta}-\overline{\sigma}_\theta=ar-B\left(\frac{1}{r}+\frac{r}{R^2}\right) \tag{1.14}$$

Разность первого и второго уравнений системы (1.14) можно проинтегрировать

$$\overline{\sigma}_r=\overline{\tau}_{r\theta}-a\left(r-\frac{R^2}{r}\right)+B\left(\frac{r}{R^2}-\frac{1}{r}\right) \tag{1.15}$$

При получении соотношения (1.15) учитывалось, что при

$$r=R \quad \sigma_r=\tau_{r\theta}=0$$

Подставим $\overline{\tau}_{r\theta}$ из соотношения (1.15) в первое уравнение системы (1.14) и определим выражение для $\overline{\sigma}_\theta$

$$\overline{\sigma}_\theta=r\frac{d\overline{\sigma}_r}{dr}+2\overline{\sigma}_r+a\left(2r-\frac{R^2}{r}\right)+2B\left(\frac{1}{r}-\frac{r}{R^2}\right) \tag{1.16}$$

Исключая из первого, второго и шестого уравнений системы (1.9) $\overline{u}$ и $\overline{v}$, получим условие совместности. Входящее в эти уравнения $\overline{\sigma}_z$ заменим согласно соотношению (1.13), а $\overline{\tau}_{r\theta}$ — согласно соотношению (1.15). После некоторых преобразований условие совместности примет такой вид:

$$r\frac{d\overline{\sigma}_\theta}{dr}(1-\nu)-\nu r\frac{d\overline{\sigma}_r}{dr}-\overline{\sigma}_r(3-\nu)+\nu\overline{\sigma}_\theta+2B\left(\frac{r}{R^2}-\frac{1+2\nu}{r}\right)-2a\left(r-\frac{R^2}{r}\right)=0 \tag{1.17}$$

Уравнения (1.16) и (1.17) образуют систему относительно $\overline{\sigma}_r$ и $\overline{\sigma}_\theta$. Решив эту систему, найдем $\overline{\sigma}_r$ и $\overline{\sigma}_\theta$.

$$\sigma_r=F\left(\frac{1}{r^3}-\frac{r}{R^4}\right)+\frac{4B-aR^2(3-2\nu)}{4(1-\nu)}\left(\frac{r}{R^2}-\frac{1}{r}\right) \tag{1.18}$$

$$\sigma_\theta=-F\left(\frac{1}{r^3}+\frac{3r}{R^4}\right)+\frac{4B-aR^2(3-2\nu)}{4(1-\nu)}\left(\frac{3r}{R^2}-\frac{1}{r}\right)+a\left(2r-\frac{R^2}{r}\right)+2B\left(\frac{1}{r}-\frac{r}{R^2}\right)$$

F—произвольная постоянная.

При получении решения (1.18) учитывалось, что при $r=R$ $\sigma_r=0$. Если подставить решения $\bar{\sigma}_r$ и $\bar{\sigma}_\theta$ (1.18) в выражение для $\bar{\sigma}_z$ (1.13), то в $\bar{\sigma}_z$ будут члены $1/r$ и r, умноженные на некоторые комбинации из постоянных B, F и a. Приравняв их нулю, то есть, потребовав, чтобы σ_z всюду равнялось бы нулю, получим

$$B=\frac{\nu aR^2}{4}, \quad F=-\frac{aR^4}{8}(3+2\nu) \tag{1.19}$$

После получения значений B и F (1.19) можно найти выражения для напряжений и перемещений для второй задачи

$$\sigma_r=-\frac{a}{4}\left[\frac{3+2\nu}{2}\left(\frac{R^4}{r^3}-r\right)+3\left(r-\frac{R^2}{r}\right)\right]\cos\theta$$

$$\sigma_\theta=\frac{a}{4}\left[\frac{3+2\nu}{4}\left(\frac{R^4}{r^3}+3r\right)-(1+2\nu)r-(1-2\nu)\frac{R^2}{r}\right]\cos\theta, \quad \sigma_z=0$$

$$\tau_{r\theta}=-\frac{a}{4}\left[\frac{3+2\nu}{4}\left(\frac{R^4}{r^3}-r\right)-(1-\nu)\left(r-\frac{R^2}{r}\right)\right]\sin\theta$$

$$\tau_{rz}=z\frac{\nu a}{4}\left(\frac{R^2}{r^2}-1\right)\cos\theta, \quad \tau_{\theta z}=z\frac{\nu a}{4}\left(\frac{R^2}{r^2}+1\right)\sin\theta \tag{1.20}$$

$$u=-\frac{a}{4E}\left[-\frac{3+2\nu}{4}(1+\nu)\frac{R^4}{r^2}+\frac{1}{4}(2+\nu)(3+2\nu)r^2-\right.$$

$$\left.-(3-2\nu)(1+\nu)R^2\ln\frac{r}{R}+\lambda\right]\cos\theta$$

$$v=\frac{a}{4E}\left[\frac{3+2\nu}{4}(1+\nu)\frac{R^4}{r^2}+\frac{1}{4}(17+15\nu-2\nu^2)r^2-\right.$$

$$\left.-(3-2\nu)(1+\nu)R^2\ln\frac{r}{R}-(1+\nu)R^2+\lambda\right]\sin\theta$$

$$w=-\frac{\nu(1+\nu)}{2E}az\left(\frac{R^2}{r}+r\right)\cos\theta, \quad \Delta=\mathrm{const}$$

§ 2. *Выводы и заключение.*

Полное решение задачи определения напряженого и деформированного состояний в упругом тяжелом наклонном изотропном массиве с цилиндрической круговой полостью представляет собой суперпозицию решений (1.20) и (1.5).

Предложенное выше решение можно обобщить на случай, когда материал полупространства трансверсально анизотропен с плоскостями изотропии, перпендикулярными оси z.

Если в решениях (1.5) и (1.20) положить $R=0$, получим решение для наклонного массива без полости

$$\sigma_r = -\frac{\nu p z}{1-\nu}\cos\alpha - \frac{ar}{8}(3-2\nu)\cos\theta$$

$$\sigma_\theta = -\frac{\nu p z}{1-\nu}\cos\alpha + \frac{ar}{8}(7+2\nu)\cos\theta$$

$$\sigma_z = -pz\cos\alpha,\quad \tau_{rz} = -z\frac{\nu a}{4}\cos\theta,\quad \tau_{\theta z} = z\frac{\nu a}{4}\sin\theta,\quad \tau_{r\theta} = -\frac{5ar}{8}\sin\theta \tag{2.1}$$

$$u = -\frac{a}{4E}\left[\frac{1}{2}(1+\nu)(3+2\nu)r^2+\lambda\right]\cos\theta,\quad v = \frac{a}{4E}\left[\frac{1}{4}(17+15\nu-2\nu^2)r^2+\lambda\right]\sin\theta$$

$$w = -\frac{1-\nu-2\nu^2}{2(1-\nu)}\,\frac{pz^2}{E}\cos\alpha - \frac{\nu(1+\nu)}{2E}arz\cos\theta + c$$

λ, c—произвольные постоянные.

Следует обратить внимание, что даже очень малый наклон полупространства (α мало) качественно меняет решение. В выражениях для напряжений появляются члены, зависящие от r, а для перемещений—члены, пропорциональные r^2. В отличие от горизонтального полупространства в наклонном полупространстве при больших r напряжения и перемещения беспредельно увеличиваются. Такой рост напряжений и перемещений встречался и в других задачах для бесконечных весомых областей, например, в работах [2, 3].

На полученное решение задачи о распределении напряжений в тяжелом наклонном полупространстве с круговым цилиндрическим вырезом можно наложить решения, которые не изменят граничных условий (1.4). Физически эти решения отвечают отличным от полученных на бесконечности напряжениям и перемещениям. Например, на бесконечности ($r\to\infty$) можно приложить равномерное по z давление, различное в двух различных взаимно перпендикулярных направлениях, можно приложить равномерное по θ давление, растущее линейно по z и т. д. Для некоторых из перечисленных случаев решение легко выписывается в замкнутом виде.

Так на суперпозицию решений (1.20) и (1.5) можно наложить решение

$$\sigma_r = (pz-q)\left(1-\frac{R^2}{r^2}\right),\quad \sigma_\theta = (pz-q)\left(1+\frac{R^2}{r^2}\right),\quad \sigma_z = 0$$

$$\tau_{r\theta} = \tau_{\theta z} = \tau_{rz} = 0,\quad u = \frac{r}{E}(pz-q)\left[1-\nu+(1+\nu)\frac{R^2}{r^2}\right],\quad v = 0 \tag{2.2}$$

$$w = \frac{1}{E}\left[-z^2\nu p + 2\nu qz - \frac{r^2}{2}p(1-\nu) - (1+\nu)R^2 p\ln\frac{2}{R}\right]$$

p и q—произвольные постоянные.

Решение (2.2) дает на бесконечности рост перемещений такой же, как и для наклонного полупространства.

Для задач, аналогичных рассматриваемой, физически нелогично рассматривать изменение силы тяжести. Такого рода задачи ставятся для определения напряженного и деформированного состояния в каком-то определенном районе, в нашем случае, в районе выемки. Поэтому появление и «гор» и «впадин» при $r \to \infty$ не интересует исследователя как бесконечные перемещения концов длинной растягиваемой веревки.

Интересно, что некоторые суперпозиции решений не меняют удельной энергии упругой деформации u_0. Если на решение (1.5) наложить решение (2.2) и подсчитать удельную энергию упругой деформации u_0, получим ($\alpha=0$)

$$u_0 = \frac{U}{R_0^2 z_0^3}\bigg|_{\substack{z_0\to\infty \\ R_0\to\infty}} = \frac{\varkappa p^2}{3E} + \frac{\pi p^2}{6E}\,\frac{1-\nu-2\nu^2}{1-\nu} \tag{2.3}$$

U — полная энергия. Как видно из соотношения (2.3), удельная энергия u_0 не зависит от всестороннего давления на бесконечности q.

Что на решение (1.5) и (1.20) можно наложить решение, отвечающее какой-то сжимающей на бесконечности силе, свидетельствует тот факт, что в решении (2.1) распределение напряжений и перемещений зависит от выбранного начала координат. Фактически ось цилиндрической полости в полученном решении (1.5) и (1.20) проходит через точку граничной плоскости полупространства, в которой все напряжения равны нулю, когда полость отсутствует.

Если потребовать определенный вид распределения напряжений и перемещений на бесконечности ($r \to \infty$) или ограничить рост перемещений на бесконечности, то, вероятно, в некоторых случаях можно доказать единственность получающегося решения. Согласно информации, полученной от С. А. Назарова, это можно сделать для горизонтального полупространства с цилиндрическим отверстием, то есть для решения (1.5) (при $\alpha=0$), данного С. Г. Лехницким [1].

Было бы в определенном смысле логичным потребовать, чтобы перемещения в решении для полупространства с цилиндрической полостью не меняли бы характера роста при $r \to \infty$ по сравнению с случаем, когда полость отсутствует. Этому требованию решение (1.5) и (1.20) не удовлетворяет. С появлением полости в перемещениях появляется член, пропорциональный $\ln \frac{r}{R}$.

Для горизонтального полупространства с цилиндрическим отверстием такому требованию удовлетворяют следующие напряжения и перемещения:

$$\sigma_r = 0, \quad \sigma_\theta = 0, \quad \sigma_z = -\rho z, \quad \tau_{r\theta} = \tau_{\theta z} = \tau_{rz} = 0$$

$$u = \frac{rz}{E}\,\frac{\rho\nu}{1-\nu}, \quad v = 0, \quad w = -\frac{z^2}{2E}\rho - \frac{r^2}{2E}\rho\nu + \mathrm{const} \tag{2.4}$$

Конечно, это решение, удовлетворяющее граничным условиям (1.4), дает другие соотношения при $r \to \infty$.

Все сказанное свидетельствует о необходимости с большой осторожностью относиться к решениям, полученным для задач об упругом равновесии тяжелого полупространства.

Предположение о том, что рассматриваемую задачу можно решить как предельную в случае, когда полупространство имеет конечную полость, глубина которой увеличивается, очевидно, успеха не будет иметь. При решении таких задач рассматривается большой массив с конечной выемкой, а на границах этого массива необходимо задать какие-то условия для напряжений и перемещений.

ON THE AMBIGUITY OF SOLUTION OF THE PROBLEM OF ELASTIC EQUILIBRIUM OF HIGH WEIGHT SEMISPACE WITH A CYLINDRICAL CAVITY

V. O. GEOGDGAEV

ԳԼԱՆԱՅԻՆ ԽՈՌՈՉՈՎ ԱՌԱՁԳԱԿԱՆ, ԾԱՆՐ ԿԻՍԱՏԱՐԱԾՈՒԹՅԱՆ ՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇՌՈՒԹՅԱՆ ԽՆԴՐԻ ԼՈՒԾՄԱՆ ՈՉ ՄԻԱՐԺԵՔՈՒԹՅՈՒՆԸ

Վ. Օ. ԳԵՈԴՋԱԵՎ

Ամփոփում

Աշխատանքում բերված է շրջանաձև գլանային խոռոչով առաձգական ծանր, թեք կիսատարածության մեջ լարումների բաշխման խնդրի փակ լուծումն այն դեպքում, երբ խոռոչի առանցքը ուղղահայաց է կիսատարածության սահմանային հարթությանը։ Ցույց է տրված, որ խնդրի լուծումը միարժեք չէ, որն անվերջությունում եզրային պայմանների անորոշության հետևանք է։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Лехницкий С. Г.* Теория упругости анизотропного тела. М.: Наука, 1977, с. 368—385.
2. *Шапиро Г. С.* О равновесии конуса и конической оболочки. Прикл. математика и механика, 1944, т. 8, в. 4.
3. *Шапиро Г. С.* Упругое равновесие параболоида вращения. Прикл. математика и механика, 1950, т. 14, в. 6.

Московский физико-технический институт

Поступила в редакцию 28.XII.1984