

УДК 539.37

НЕОДНОЗНАЧНОСТЬ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ О РАВНОВЕСИИ
 УПРУГОГО ТЯЖЕЛОГО ПОЛУПРОСТРАНСТВА С
 ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОЛОСТЬЮ

ГЕОДЖАЕВ 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 ψ будем отсчитывать от этой прямой (фиг. 1).

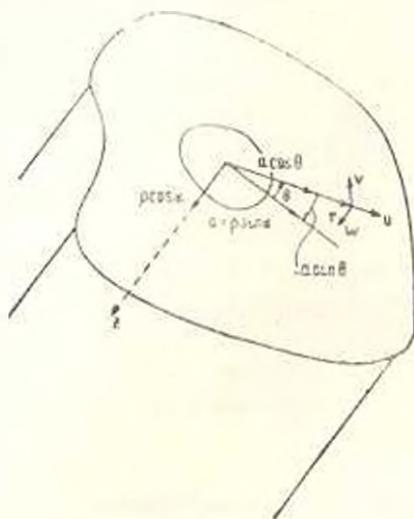
Если через ρ обозначить удельный вес породы массива, то $\rho \cos \alpha$, $\rho \sin \alpha$, $-\rho \sin \psi$ будут составляющие массовой силы соответственно на оси z , r , ψ , причем $\alpha = \rho \sin \alpha$. Отметим, что рассматриваемая задача является неосесимметричной задачей теории упругости.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

Условия равновесия в цилиндрической системе координат записываются так:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tau_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} - \frac{\tau_r - \sigma_\psi}{r} - \rho \cos \psi &= 0 \\ \frac{\partial \tau_{r\psi}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{bz}}{\partial z} - \frac{2\tau_{r\theta}}{r} - \rho \sin \psi &= 0 \end{aligned} \quad (1.1)$$

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

где σ_{rz} , 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:

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

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

$$(1.2)$$

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

Деформации связаны с напряжениями законом Гука

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

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

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

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

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

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

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. Мехиниким [1], это решение можно представить в таком виде:

$$\begin{aligned} \sigma_r &= -\frac{\nu \rho z}{1-\nu} \left(1 - \frac{R^2}{r^2}\right) \cos \alpha, & \sigma_\theta &= -\frac{\nu \rho z}{1-\nu} \left(1 + \frac{R^2}{r^2}\right) \cos \alpha \\ \tau_{rz} &= -\rho z \cos \alpha, & \tau_{r\alpha} &= 0, & \tau_{\theta z} &= 0, & \tau_{\theta\alpha} &= 0, & u &= -\frac{\nu(1+\nu)}{1-\nu} \frac{R^2}{Er} \rho z \cos \alpha, & v &= 0 \end{aligned} \quad (1.5)$$

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

Для второй задачи ищем решение в следующей форме:

$$u = \bar{u} \cos \theta, \quad v = \bar{v} \sin \theta, \quad w = \bar{w} z \cos \theta, \quad \sigma_r = \bar{\sigma}_r \cos \theta, \quad \sigma_\theta = \bar{\sigma}_\theta \cos \theta \quad (1.6)$$

$$\tau_{rz} = \bar{\tau}_{rz} \cos \theta, \quad \tau_{r\theta} = \bar{\tau}_{r\theta} \sin \theta, \quad \tau_{\theta z} = \bar{\tau}_{\theta z} z \sin \theta, \quad \tau_{\theta\alpha} = \bar{\tau}_{\theta\alpha} z \cos \theta$$

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

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

$$\epsilon_r = \frac{d\bar{u}}{dr} \cos \theta, \quad 2\bar{\tau}_{r\theta} = -z \frac{d\bar{v}}{dr} \sin \theta, \quad \epsilon_\theta = \frac{\bar{u} - \bar{v}}{r} \cos \theta, \quad 2\bar{\tau}_{\theta z} = z \frac{d\bar{w}}{dr} \cos \theta \quad (1.8)$$

$$\epsilon_z = \bar{w} \cos \theta, \quad 2\bar{\tau}_{r\theta} = \left(\frac{d\bar{v}}{dr} - \frac{\bar{u} + \bar{v}}{r} \right) \sin \theta$$

$$E \frac{d\bar{u}}{dr} = \bar{\sigma}_r - \nu(\bar{\sigma}_\theta + \bar{\tau}_{rz}), \quad \bar{\tau}_{r\theta} = -G \frac{\bar{v}}{r}, \quad E(\bar{u} + \bar{v}) = r[\bar{\sigma}_\theta - \nu(\bar{\sigma}_r + \bar{\tau}_{rz})] \quad (1.9)$$

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

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

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

Система (1.10) имеет решение

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

B — произвольная постоянная.

Решение (1.11) удовлетворяет граничному условию

$$\bar{\tau}_{rz} = 0 \quad \text{при} \quad r = R$$

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

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

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

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

Подставим выражения $\bar{\sigma}_r$ и $\bar{\sigma}_\theta$ в первые два уравнения системы (1.7), после некоторых преобразований получим

$$\begin{aligned} \frac{d(\bar{\sigma}_r r)}{dr} + \bar{\sigma}_\theta - \bar{\sigma}_r &= -ar - B \left(\frac{1}{r} - \frac{r}{R^2} \right) \\ \frac{d(\bar{\sigma}_\theta r)}{dr} + \bar{\sigma}_r - \bar{\sigma}_\theta &= ar - B \left(\frac{1}{r} + \frac{r}{R^2} \right) \end{aligned} \quad (1.14)$$

Разность первого и второго уравнений системы (1.14) можно проинтегрировать

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

При получении соотношения (1.15) учитывалось, что при

$$r = R \quad \sigma_r = \sigma_\theta = 0$$

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

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

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

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

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

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

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

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 $\bar{\sigma}_z$ всюду равнялось бы нулю, получим

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

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

$$\begin{aligned} \sigma_r &= -\frac{a}{4} \left[\frac{3+2\nu}{2} \left(\frac{R^4}{r^3} - r \right) + 3 \left(r - \frac{R^2}{r} \right) \right] \cos\theta \\ \sigma_\theta &= \frac{a}{4} \left[\frac{3+2\nu}{4} \left(\frac{R^4}{r^3} + 3r \right) - (1+2\nu)r - (1-2\nu) \frac{R^2}{r} \right] \cos\theta, \quad \sigma_z = 0 \\ \tau_{r\theta} &= -\frac{a}{4} \left[\frac{3+2\nu}{4} \left(\frac{R^4}{r^3} - r \right) - (1-\nu) \left(r - \frac{R^2}{r} \right) \right] \sin\theta \\ \tau_{rz} &= z \frac{\nu a}{4} \left(\frac{R^2}{r^2} - 1 \right) \cos\theta, \quad \tau_{\theta z} = z \frac{\nu a}{4} \left(\frac{R^2}{r^2} + 1 \right) \sin\theta \\ u &= -\frac{a}{4E} \left[-\frac{3+2\nu}{4} (1+\nu) \frac{R^4}{r^2} + \frac{1}{4} (2+\nu)(3+2\nu)r^2 - \right. \\ &\quad \left. - (3-2\nu)(1+\nu)R^2 \ln \frac{r}{R} + \lambda \right] \cos\theta \\ v &= \frac{a}{4E} \left[\frac{3+2\nu}{4} (1+\nu) \frac{R^4}{r^2} + \frac{1}{4} (17+15\nu-2\nu^2)r^2 - \right. \\ &\quad \left. - (3-2\nu)(1+\nu)R^2 \ln \frac{r}{R} - (1+\nu)R^2 + \lambda \right] \sin\theta \\ w &= -\frac{\nu(1+\nu)}{2E} a z \left(\frac{R^2}{r} + r \right) \cos\theta, \quad \Delta = \text{const} \end{aligned} \quad (1.20)$$

§ 2. Выводы и заключение.

Полное решение задачи определения напряженного 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

$$\begin{aligned} \sigma_r &= -\frac{\nu z^2}{1-\nu} \cos \alpha - \frac{a r}{8} (3-2\nu) \cos \theta \\ \sigma_\theta &= -\frac{\nu z^2}{1-\nu} \cos \alpha + \frac{a r}{8} (7+2\nu) \cos \theta \\ \sigma_z &= -\rho z \cos \alpha, \quad \tau_{rz} = -z \frac{\nu a}{4} \cos \theta, \quad \tau_{\theta z} = z \frac{\nu a}{4} \sin \theta, \quad \tau_{r\theta} = -\frac{5ar}{8} \sin \theta \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} u &= -\frac{a}{4E} \left[\frac{1}{2} (1+\nu) (3-2\nu) r^2 + z \right] \cos \theta, \quad v = \frac{a}{4E} \left[\frac{1}{4} (17+15\nu-2\nu^2) r^2 + z \right] \sin \theta \\ w &= -\frac{1-\nu-2\nu^2}{2(1-\nu)} \frac{\rho z^2}{E} \cos \alpha - \frac{\nu(1+\nu)}{2E} a r z \cos \theta + c \end{aligned}$$

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 встречается и в других задачах для бесконечных весомых областей, например, в работах [2, 3].

На полученное решение задачи о распределении напряжений в тязелом наклонном полупространстве с круговым цилиндрическим вырезом можно наложить решения, которые не изменяют граничных условий (1.4). Физически эти решения отвечают отличным от полученных на бесконечности напряжениям и перемещениям. Например, на бесконечности ($r \rightarrow \infty$) 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

$$\begin{aligned} \sigma_r &= (\rho z - q) \left(1 - \frac{R^2}{r^2} \right), \quad \sigma_\theta = (\rho z - q) \left(1 + \frac{R^2}{r^2} \right), \quad \sigma_z = 0 \\ \tau_{r\theta} = \tau_{\theta z} = \tau_{rz} &= 0, \quad u = \frac{r}{E} (\rho z - q) \left[1 - \nu + (1 + \nu) \frac{R^2}{r^2} \right], \quad v = 0 \\ w &= \frac{1}{E} \left[-z^2 \nu \rho + 2\nu q z - \frac{r^2}{2} \rho (1 - \nu) - (1 + \nu) R^2 \rho \ln \frac{2}{R} \right] \end{aligned} \quad (2.2)$$

ρ 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 в «гор» и «падинах» при $r \rightarrow \infty$ не интересует исследователя как бесконечные перемещения концов данной 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 ($\alpha = 0$)

$$u_0 = \frac{U}{R_0^2 z_0^3} \Big|_{R_0 \rightarrow \infty}^{z_0 \rightarrow \infty} = \frac{\alpha \rho^2}{3E} + \frac{\alpha \gamma^2}{6E} \frac{1-\nu-2\nu^2}{1-\nu} \quad (2.3)$$

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 ($r \rightarrow \infty$) 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 $r \rightarrow \infty$ 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:

$$\begin{aligned} \sigma_r = 0, \quad \sigma_\theta = 0, \quad \sigma_z = -\rho z, \quad \tau_{rz} = \tau_{zr} = \tau_{zz} = 0 \\ u = \frac{r z}{E} \frac{\rho \nu}{1-\nu}, \quad v = 0, \quad w = -\frac{z^2}{2E} \rho - \frac{r^2}{2E} \rho + \text{const} \end{aligned} \quad (2.4)$$

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

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. OBOGDGAEV

ԳՐԱՆԱՅԻՆ ԿՈՌՈՉՈՎ ԱԹԱԶԳԱԿԱՆ, ՄԱՆԻ ԿԻՍՏԱՐԱՐԱՄՈՒԹՅԱՆ
ՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇՈՒԹՅԱՆ ԿՆԳՐԻ ԼՈՒՍՄԱՆ ՈՉ ՄԻԱՐԵԻԲԵՐՈՒԹՅՈՒՆՆԸ

Վ. Օ. ՕԲՈԳԴԱԵՎ

Ա մ փ ո փ ու մ

Աշխատանքում բերված է շրջանաձև պլանային խոռոչով ստանդակաձև ծանր, թեթև կիսատարածության մեջ լարումների բաշխման խնդրի փակ լուծումն այն դեպքում, երբ խոռոչի առանցքն ուղղահայաց է կիսատարածության սահմանային շարժումները։ Յուրջ է տրված, որ խնդրի լուծումը միարժեք չէ, որն անվերջությունում էզրային պայմանների անորոշության նշանականք է։

Л И Т Е Р А Т У Р А

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

Московский физико-технический институт

Поступила в редакцию
28.XI.1984