

В.Н. Украинец^{1*}, С.Р. Гирнис¹, Ж.О. Отарбаев²

¹Торайгыров университет, Павлодар, Казахстан

²Национальная инженерная академия РК, Алматы, Казахстан

Информация об авторах:

Украинец Виталий Николаевич – доктор технических наук, профессор, Торайгыров университет, Павлодар, Казахстан

<https://orcid.org/0000-0002-6451-5463>, e-mail: vitnikukr@mail.ru

Гирнис Светлана Римонтасовна – кандидат технических наук, ассоциированный профессор, Торайгыров университет, Павлодар, Казахстан

<https://orcid.org/0000-0002-4955-9476>, e-mail: girnis@mail.ru

Отарбаев Жангельды Отарбаевич – доктор технических наук, академик Национальной инженерной академии РК, Алматы, Казахстан

<https://orcid.org/0000-0002-5744-4919>, e-mail: 2725571@mail.ru

ВЛИЯНИЕ ТРЕНИЯ ПРИ ТРАНСПОРТИРОВКЕ ГРУЗОВ ПО ПОДЗЕМНЫМ ТРУБОПРОВОДАМ НА НАПРЯЖЕННО- ДЕФОРМИРОВАННОЕ СОСТОЯНИЕ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Аннотация. Решена задача о действии на расположенную в упругом полупространстве тонкую круговую цилиндрическую оболочку осевой касательной нагрузки, равномерно движущейся по внутренней поверхности оболочки вдоль ее образующей. Для описания движения упругого полупространства используются динамические уравнения теории упругости в потенциалах Ламе, а для тонкостенной оболочки – классические уравнения теории оболочек. На основе полученного решения исследуется напряженно-деформированное состояние земной поверхности при воздействии на трубопровод мелкого заложения осесимметричной нагрузки указанного вида.

Ключевые слова: упругое полупространство, цилиндрическая оболочка, подвижная нагрузка, напряженно-деформированное состояние.

Введение

Задача о действии подвижной осесимметричной нормальной нагрузки на круговую цилиндрическую тонкостенную оболочку в упругом пространстве рассмотрена в статье [1]. Данная задача является модельной для исследования динамики подкрепленного однородной цилиндрической обделкой тоннеля или подземного трубопровода глубокого заложения при действии движущихся в них нагрузок. Аналогичная задача для упругого полупространства, моделирующая динамику тоннеля или трубопровода мелкого заложения, рассмотрена в работе [2], где приведены результаты расчета напряженно-деформированного состояния (НДС) окружающего тоннель породного массива.

Вследствие того, что движущиеся в подземных транспортных трубопроводах грузы, помимо нормальных нагрузок, за счет трения передают на внутреннюю поверхность трубопровода осевые касательные нагрузки, возникает необходимость провести для них подобные [2] исследования.

Материалы и методы

При решении проблемы используется метод математического моделирования с привлечением моделей теории упругости.

Постановка и аналитическое решение задачи

В качестве расчетной схемы тоннеля мелкого заложения рассмотрим протяженную цилиндрическую оболочку вращения весьма малой, по сравнению с радиусом R кривизны ее срединной поверхности, толщины h_0 в линейно-упругом, однородном и изотропном полупространстве (массиве), отнесенному к неподвижным цилиндрической r, θ, z и декартовой x, y, z системам координат, ось z которых совпадает с осью оболочки и параллельна свободной от нагрузок горизонтальной границе полупространства (земной поверхности), ось x – перпендикулярна к этой границе: $x \leq h$ (рис. 1).

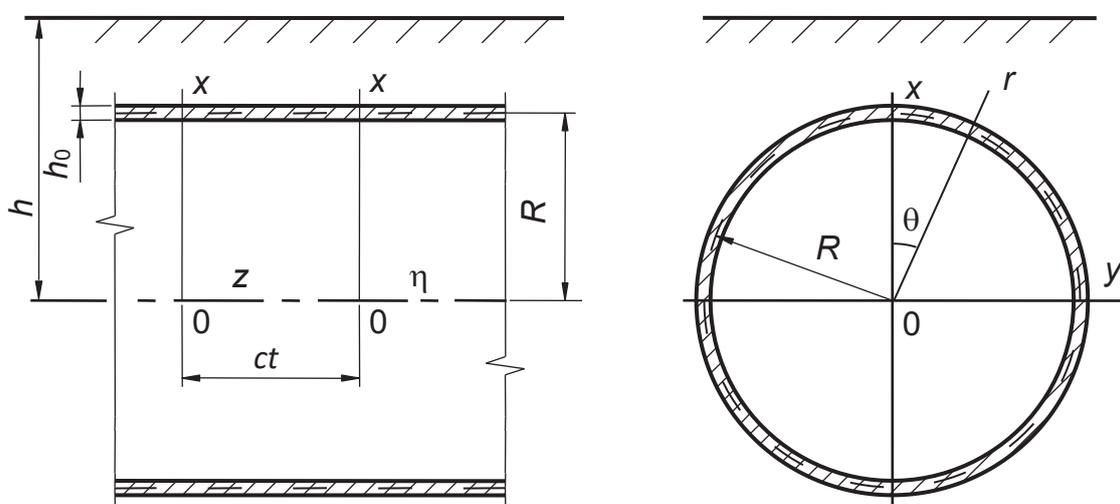


Рисунок 1 – Тонкостенная оболочка в упругом полупространстве
[материалы автора]

Контакт между оболочкой и окружающим ее массивом будем полагать жестким. В силу малости толщины оболочки принимаем, что она контактирует с массивом вдоль своей срединной поверхности.

Для обозначений физико-механических характеристик массива будем использовать общепринятые в теории упругости обозначения: ν – коэффициент Пуассона, μ – модуль сдвига, ρ – плотность. Эти же обозначения с индексом 0 будем использовать для характеристик материала оболочки: ν_0, μ_0, ρ_0 .

По внутренней поверхности оболочки в направлении оси z с постоянной скоростью c движется осевая касательная нагрузка интенсивностью P , вид которой не меняется с течением времени (стационарная нагрузка). Скорость движения нагрузки принимается дозвуковой, т.е. меньше скорости распространения волн сдвига в массиве.

Определим установившуюся реакцию массива на данную нагрузку. Для получения стационарного решения задачи перейдем к цилиндрической и декартовой системам координат, перемещающимся вместе с нагрузкой (подвижным системам координат): $r, \theta, \eta = z - ct$, $x, y, \eta = z - ct$.

Для описания движения оболочки воспользуемся классическими уравнениями теории оболочек (1), а для описания движения массива – динамическими уравнениями теории упругости (2):

$$\begin{aligned} \left[1 - \frac{(1-\nu_0)\rho_0 c^2}{2\mu_0} \right] \frac{\partial^2 u_{0\eta}}{\partial \eta^2} + \frac{1-\nu_0}{2R^2} \frac{\partial^2 u_{0\eta}}{\partial \theta^2} + \frac{1+\nu_0}{2R} \frac{\partial^2 u_{0\theta}}{\partial \eta \partial \theta} + \frac{\nu_0}{R} \frac{\partial u_{0r}}{\partial \eta} &= \frac{1-\nu_0}{2\mu_0 h_0} (P - q_\eta), \\ \frac{1+\nu_0}{2R} \frac{\partial^2 u_{0\eta}}{\partial \eta \partial \theta} + \frac{(1-\nu_0)}{2} \left(1 - \frac{\rho_0 c^2}{\mu_0} \right) \frac{\partial^2 u_{0\theta}}{\partial \eta^2} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 u_{0\theta}}{\partial \theta^2} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial u_{0r}}{\partial \theta} &= -\frac{1-\nu_0}{2\mu_0 h_0} q_\theta, \\ \frac{\nu_0}{R} \frac{\partial u_{0\eta}}{\partial \eta} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial u_{0\theta}}{\partial \theta} + \frac{h_0^2}{12} \nabla^2 \nabla^2 u_{0r} + \frac{(1-\nu_0)\rho_0 c^2}{2\mu_0} \frac{\partial^2 u_{0r}}{\partial \eta^2} + \frac{u_{0r}}{R^2} &= \frac{1-\nu_0}{2\mu_0 h_0} q_r, \end{aligned} \quad (1)$$

где: при $r = R$ $q_j = \sigma_{rj}$; q_j – составляющие реакции массива; u_{0j} , σ_{rj} – соответственно компоненты перемещений точек срединной поверхности оболочки и тензора напряжений в массиве, $j = r, \theta, \eta$; ∇^2 – оператор Лапласа;

$$(M_p^{-2} - M_s^{-2}) \text{grad div } \mathbf{u} + M_s^{-2} \nabla^2 \mathbf{u} = \partial^2 \mathbf{u} / \partial \eta^2. \quad (2)$$

Здесь \mathbf{u} – вектор смещения упругой среды, $M_p = c/c_p$, $M_s = c/c_s$ – числа Маха; $c_p = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho}$, $c_s = \sqrt{\mu/\rho}$ – скорости распространения волн расширения-сжатия и сдвига в среде, $\lambda = 2\mu\nu/(1-2\nu)$.

Так как граница полупространства свободна от нагрузок, то при $x = h$

$$\sigma_{xx} = \sigma_{xy} = \sigma_{x\eta} = 0. \quad (3)$$

В случае жесткого сцепления оболочки с массивом

$$u_j \Big|_{r=R} = u_{0j}, \quad j = \eta, \theta, r. \quad (4)$$

Здесь u_r, u_θ, u_η – компоненты вектора \mathbf{u} .

Выразим \mathbf{u} через потенциалы Ламе φ_j ($j = 1, 2, 3$) [3]:

$$\mathbf{u} = \text{grad } \varphi_1 + \text{rot}(\varphi_2 \mathbf{e}_\eta) + \text{rot rot}(\varphi_3 \mathbf{e}_\eta), \quad (5)$$

где \mathbf{e}_η – орт оси η .

Из (2) и (5) следует, что φ_j удовлетворяют видоизменённым волновым уравнениям

$$\nabla^2 \varphi_j = M_j^2 \frac{\partial^2 \varphi_j}{\partial \eta^2}, \quad j = 1, 2, 3.$$

Здесь $M_1 = M_p, M_2 = M_3 = M_s$.

Применяя к этим уравнениям преобразование Фурье по η , получим

$$\nabla_2^2 \varphi_j^* - m_j^2 \xi^2 \varphi_j^* = 0, \quad j = 1, 2, 3. \quad (6)$$

Здесь $\varphi_j^*(r, \theta, \xi) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_j(r, \theta, \eta) e^{-i\xi\eta} d\eta$, $m_j^2 = 1 - M_j^2$, $m_1 \equiv m_p$, $m_2 = m_3 \equiv m_s$, ∇_2^2 – плоский оператор Лапласа.

Представив компоненты НДС массива через потенциалы Ламе и применив преобразование Фурье по η , можно получить выражения для трансформант перемещений u_l^* и напряжений σ_{lm}^* в декартовой $(l, m = x, y, \eta)$ и цилиндрической $(l, m = r, \theta, \eta)$ системах координат как функции от φ_j^* .

При дозвуковой скорости движения нагрузки $M_s < 1$ ($m_s > 0$) и решения (6) можно представить в виде [2, 4]

$$\varphi_j^* = \Phi_j^{(1)} + \Phi_j^{(2)}, \quad (7)$$

где $\Phi_j^{(1)} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{nj} K_n(k_j r) e^{in\theta}$, $\Phi_j^{(2)} = \int_{-\infty}^{\infty} g_j(\xi, \zeta) \exp(iy\zeta + (x-h)\sqrt{\zeta^2 + k_j^2}) d\zeta$, $K_n(k_j r)$

– функции Макдональда, $k_j = |m_j \xi|$, $g_j(\xi, \zeta)$, a_{nj} – неизвестные функции и коэффициенты, подлежащие определению, $j = 1, 2, 3$.

Как показано в [4], представление потенциалов в форме (7) приводит к следующим выражениям для трансформант потенциалов в декартовой системе координат:

$$\varphi_j^* = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{e^{-xf_j}}{2f_j} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{nj} \Phi_{nj} + g_j(\xi, \zeta) e^{(x-h)f_j} \right] e^{iy\zeta} d\zeta, \quad (8)$$

где $f_j = \sqrt{\zeta^2 + k_j^2}$, $\Phi_{nj} = \left(\frac{\zeta + f_j}{k_j} \right)^n$, $j = 1, 2, 3$.

Воспользуемся переписанными для трансформант напряжений σ_{xx1}^* , σ_{xy1}^* , $\sigma_{x\eta 1}^*$ граничными условиями (3), с учетом (8). Выделяя коэффициенты при $e^{iy\zeta}$ и приравнявая, в силу произвольности y , их нулю, получим систему трех уравнений, из которой выражаем $g_j(\xi, \zeta)$ через коэффициенты a_{nj}

$$g_j(\xi, \zeta) = \frac{1}{\Delta^*} \sum_{l=1}^3 \Delta_{jl}^* e^{-hf_l} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{nl} \Phi_{nl} \quad (9)$$

Вид определителя Δ^* и алгебраических дополнений Δ_{jl}^* определен в [4]. Там же показано, что Δ^* – определитель Рэлея, который не обращается в ноль, если скорость движения нагрузки меньше скорости поверхностных волн Рэлея, которую условимся называть рэлеевской скоростью. В этом случае все подынтегральные функции в (7) непрерывны и достаточно быстро стремятся к нулю на бесконечности. Поэтому для вычислений интегралов (8) можно воспользоваться одним из численных методов интегрирования, предварительно определив коэффициенты a_{nj} . Следует отметить, что рэлеевская скорость несколько ниже скорости волн сдвига в массиве.

Для дорэлеевской скорости движения нагрузки соотношения (8), с учетом (9), переписутся в виде

$$\Phi_j^* = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{e^{-xf_j}}{2f_j} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{nj} \Phi_{nj} + e^{(x-h)f_j} \sum_{l=1}^3 \frac{\Delta_{jl}^*}{\Delta^*} e^{-hf_l} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{nl} \Phi_{nl} \right] e^{iy\zeta} d\zeta \quad (10)$$

Для представления Φ_j^* в цилиндрической системе координат воспользу-

$$e^{ikr\cos\theta} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n J_n(kr) e^{in\theta}$$

емся разложением

. Находим, что

$$\exp\left(iy\zeta + (x-h)\sqrt{\zeta^2 + k^2}\right) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n(kr) e^{in\theta} \left(\frac{\zeta + \sqrt{\zeta^2 + k^2}}{k} \right)^n e^{-h\sqrt{\zeta^2 + k^2}}$$

Тогда
$$\Phi_j^* = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left(a_{nj} K_n(k_j r) + I_n(k_j r) \int_{-\infty}^{\infty} g_j(\xi, \zeta) \Phi_{nj} e^{-hf_j} d\zeta \right) e^{in\theta}$$

Подставляя в последнее выражение из (9) $g_j(\xi, \zeta)$, имеем

$$\Phi_j^* = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (a_{nj} K_n(k_j r) + b_{nj} I_n(k_j r)) e^{in\theta} \quad (11)$$

где
$$b_{nj} = \sum_{l=1}^3 \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_{ml} A_{nj}^{ml} \quad A_{nj}^{ml} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta_{jl}^*}{\Delta^*} \Phi_{ml} \Phi_{nj} e^{-h(f_l + f_j)} d\zeta$$

Подставляя (10) и (11) соответственно в выражения для трансформант НДС массива в декартовых и цилиндрических координатах, получим новые выражения, где неизвестными будут только коэффициенты a_{nj} . Для определения последних воспользуемся граничными условиями (4), представив их в виде

$$u_j^* \Big|_{r=R} = u_{0j}^*, \quad j = \eta, \theta, r \quad (12)$$

Здесь
$$u_{0j}^*(\theta, \xi) = \int_{-\infty}^{\infty} u_{0j}(\theta, \eta) e^{-i\xi\eta} d\eta$$

Применяя к (1) преобразование Фурье по η и разложив функции перемещений точек срединной поверхности оболочки и нагрузку в ряды Фурье по θ , для n -го члена разложения получим

$$\begin{aligned} \varepsilon_1^2 u_{0m\eta} + \nu_2 n \xi_0 u_{0n\theta} - 2i\nu_0 \xi_0 u_{0nr} &= G_0 (P_n - q_{m\eta}), \\ \nu_2 n \xi_0 u_{0m\eta} + \varepsilon_2^2 u_{0n\theta} - 2inu_{0nr} &= -G_0 q_{n\theta}, \\ 2i\nu_0 \xi_0 u_{0m\eta} + 2inu_{0n\theta} + \varepsilon_3^2 u_{0nr} &= -G_0 q_{nr}, \end{aligned} \tag{13}$$

где $\varepsilon_1^2 = \alpha_0^2 - \varepsilon_0^2$, $\varepsilon_2^2 = \beta_0^2 - \varepsilon_0^2$, $\varepsilon_3^2 = \gamma_0^2 - \varepsilon_0^2$, $\varepsilon_0^2 = \nu_1 \xi_0^2 M_{s0}^2$, $\xi_0 = \xi R$,

$$\begin{aligned} \alpha_0^2 &= 2\xi_0^2 + \nu_1 n^2, \quad \xi_0 = \xi R, \quad \beta_0^2 = \nu_1 \xi_0^2 + 2n^2, \quad \gamma_0^2 = \chi^2 (\xi_0^2 + n^2)^2 + 2, \\ \nu_1 &= 1 - \nu_0, \quad \nu_2 = 1 + \nu_0, \quad M_{s0} = \frac{c}{c_{s0}}, \quad c_{s0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\rho_0}}, \quad \chi^2 = \frac{h_0^2}{6R^2}, \quad G_0 = -\frac{\nu_1 R^2}{\mu_0 h_0}; \end{aligned}$$

$$P^*(\theta, \xi) = \int_{-\infty}^{\infty} P(\theta, \eta) e^{-i\xi\eta} d\eta$$

P_n , u_{0nl} – соответственно коэффициенты разложения

и $u_{0l}^*(\theta, \xi)$ в ряды Фурье по угловой координате θ ; при $r = R$ $q_{nl} = (\sigma_{rl}^*)_n$, $l = \eta, \theta, r$.

Из уравнений (13) находим

$$\begin{aligned} u_{0m\eta} &= G_0 \sum_{j=1}^3 \frac{\delta_{\eta j}}{\delta_n} (P_{nj} - q_{nj}), \\ u_{0n\theta} &= G_0 \sum_{j=1}^3 \frac{\delta_{\theta j}}{\delta_n} (P_{nj} - q_{nj}), \\ u_{0nr} &= G_0 \sum_{j=1}^3 \frac{\delta_{rj}}{\delta_n} (P_{nj} - q_{nj}). \end{aligned} \tag{14}$$

Здесь $\delta_n = (\varepsilon_1 \varepsilon_2 \varepsilon_3)^2 - (\varepsilon_1 \xi_1)^2 - (\varepsilon_2 \xi_2)^2 + 2\xi_1 \xi_2 \xi_3$,

$$\delta_{\eta 1} = (\varepsilon_2 \varepsilon_3)^2 - \xi_1^2, \quad \delta_{\eta 2} = D_1,$$

$$\delta_{\eta 3} = iD_2, \quad \delta_{\theta 1} = D_1, \quad \delta_{\theta 2} = (\varepsilon_1 \varepsilon_3)^2 - \xi_2^2, \quad \delta_{\theta 3} = iD_3, \quad \delta_{r1} = -iD_2, \quad \delta_{r2} = -iD_3,$$

$$\delta_{r3} = (\varepsilon_1 \varepsilon_2)^2 - \xi_3^2, \quad \xi_1 = 2n, \quad \xi_2 = 2\nu_0 \xi_0, \quad \xi_3 = \nu_2 \xi_0 n, \quad D_1 = \xi_0 n (4\nu_0 - \varepsilon_3^2 \nu_2),$$

$$D_2 = 2\xi_0 (\varepsilon_2^2 \nu_0 - n^2 \nu_2), \quad D_3 = 2n (\varepsilon_1^2 - \xi_0^2 \nu_0 \nu_2); \quad P_{n1} = P_n, \quad P_{n2} = P_{n3} = 0.$$

Для q_{nj} индекс $j = 1$ соответствует индексу η , $j = 2 - \theta$, $j = 3 - r$.

Подставляя (14) в (12) и приравнявая коэффициенты рядов при $e^{in\theta}$, получим бесконечную систему линейных алгебраических уравнений для определения коэффициентов a_{nj} .

После определения коэффициентов a_{nj} , используя обратное преобразование Фурье, можно вычислить компоненты НДС массива в цилиндрической и

декартовой системах координат. При этом для вычисления интегралов Фурье можно использовать любой численный метод, если определитель полученной из граничных условий системы уравнений не обращается в ноль. Как показали исследования, обращение данного определителя в ноль возможно только при скоростях движения нагрузки не ниже, чем рэлеевская скорость и наименьшая критическая скорость нагрузки [2].

Численный эксперимент

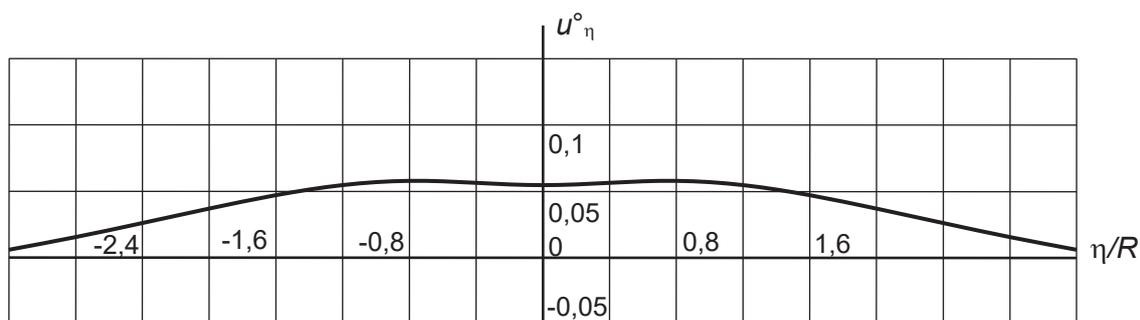
Рассмотрим транспортный чугунный трубопровод ($R = 1\text{ м}$, $h_0 = 0,05\text{ м}$; $\nu_0 = 0,3$, $\mu_0 = 5,77 \cdot 10^{10}\text{ Па}$, $\rho_0 = 7,2 \cdot 10^3\text{ кг/м}^3$) проходящий в алевролите ($\nu = 0,2$, $\mu = 2,532 \cdot 10^9\text{ Па}$, $\rho = 2,5 \cdot 10^3\text{ кг/м}^3$, $c_s = 1006,4\text{ м/с}$, $c_R = 917\text{ м/с}$) на глубине $h = 2R$. Равномерно распределенная по внутренней поверхности трубопровода в интервале $|\eta| \leq l_0 = 0,2R$ осесимметричная осевая касательная нагрузка интенсивностью q (Па) (результат действия на внутреннюю поверхность трубопровода сил трения) движется в направлении оси z с постоянной докритической скоростью $c = 100\text{ м/с}$. Интенсивность нагрузки подбираем таким образом, чтобы общая нагрузка по всей длине участка нагружения $2l_0$ равнялась эквивалентной сосредоточенной кольцевой касательной нагрузке интенсивностью P° (Н/м), то есть $q = P^\circ / 2l_0$.

Введем обозначения для компонент НДС массива: $u_\eta^\circ = u_\eta \mu / P^\circ$ (м), $\sigma_{\eta\eta}^\circ = \sigma_{\eta\eta} / P^\circ$, где $P^\circ = P^\circ / \text{м}$ (Па).

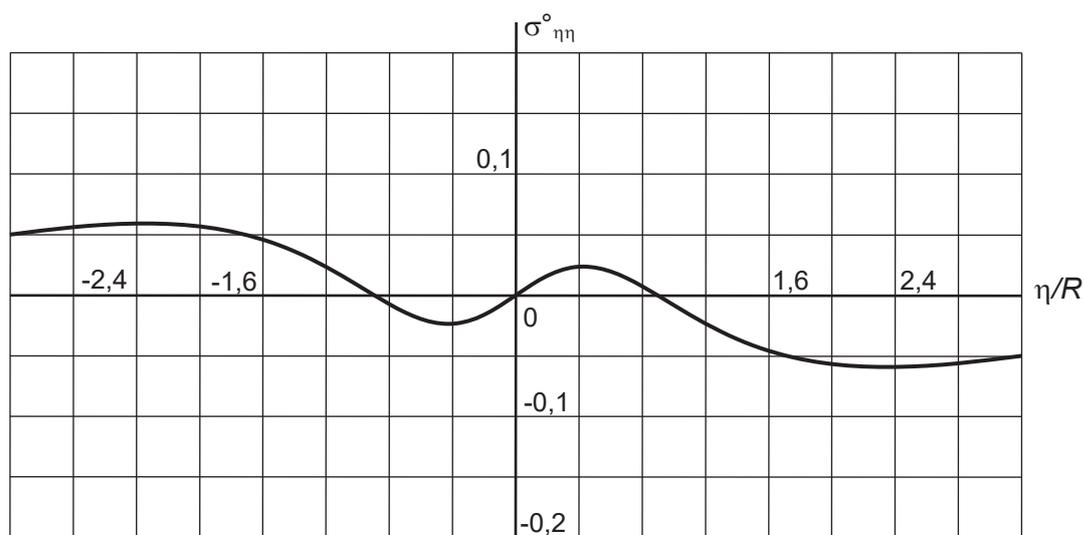
Результаты и обсуждение

На рисунке 2 показаны кривые изменения осевых перемещений u_η° (м) и нормальных напряжений $\sigma_{\eta\eta}^\circ$ по земной поверхности в координатной плоскости $x\eta$.

Из анализа поведения кривой перемещений (рис. 2, а) следует, что максимальные сдвиги земной поверхности происходят при $|\eta| = 0,8R$, то есть удалены относительно границ участка приложения нагрузки на $3l_0$. Однако в интервале $|\eta| \leq 0,8R$ изменение перемещений невелико. С возрастанием $|\eta|$ перемещения быстро затухают. Кривая напряжений (рис. 2, б), имеет более сложный характер изменения. Следует отметить, что наряду со сжимающими $\sigma_{\eta\eta}$, на земной поверхности возникают опасные для породного массива растягивающие $\sigma_{\eta\eta}$. При $\eta = 0$ $\sigma_{\eta\eta} = 0$, а u_η имеет близкое к максимальному значение.



a



б

Рисунок 2 – Изменения осевых перемещений (а) и нормальных напряжений (б) по земной поверхности [материалы автора]

Заключение

Осевые перемещения u_η и нормальные напряжения $\sigma_{\eta\eta}$ на земной поверхности при действии на оболочку движущейся осесимметричной осевой касательной нагрузки существенно отличаются от u_η и $\sigma_{\eta\eta}$ при замене данной нагрузки на осесимметричную нормальную нагрузку. В частности, при $\eta = 0$ напряжения $\sigma_{\eta\eta}$ имеют максимальное значение [2].

Литература:

1. Пожуев В.И. Действие подвижной нагрузки на цилиндрическую оболочку в упругой среде. *Строительная механика и расчет сооружений*. 1978, 1, 44-48.
2. Alekseyeva L.A., Ukrainets V.N. Dynamics of an elastic half-space with a reinforced cylindrical cavity under moving loads. *International Applied Mechanics*. 2009, 9, 75-85.
3. Новацкий В. *Теория упругости*. М.: Мир. 1975, 872.
4. Ержанов Ж.С., Айталиев Ш.М., Алексеева Л.А. *Динамика тоннелей и подземных трубопроводов*. Алма-Ата: Наука, 1989, 240.

References:

1. Pozhuev V.I. *Dejstvie podvizhnoj nagruzki na cilindricheskiju obolochku v uprugoj srede* [The action of a moving load on cylindrical shell in elastic media] *Build mechanics structures*. 1978, 1, 44-48. (in Russ.)
2. Alekseyeva L.A., Ukrainets V.N. (2009) *International Applied Mechanics* 45:75-85. (in Russ.)
3. Novaczkiy V. (1975) *Teoriya uprugosti. [Theory of elasticity]*. Moscow: Mir. 872. (in Russ.)
4. Erzhanov Zh.S., Aitaliev Sh.M., Alekseyeva L.A. (1989) *Dinamika tonnelej i podzemnyh truboprovodov* [Dynamics of tunnels and underground pipelines]. Alma-Ata: Nauka, 240. (in Russ.)

В.Н. Украинец^{1*}, С.Р. Гирнис¹, Ж.О. Отарбаев²

¹Торайғыров университеті, Павлодар, Қазақстан

²ҚР Ұлттық инженерлік академиясы, Алматы, Қазақстан

Авторлар жайлы ақпарат:

Украинец Виталий Николаевич – техника ғылымдарының докторы, профессор, Торайғыров университеті, Павлодар, Қазақстан

<https://orcid.org/0000-0002-6451-5463>, e-mail: vitnikukr@mail.ru

Гирнис Светлана Римонтасовна – техникалық ғылымдарының кандидаты, қауымдастырылған профессоры, Торайғыров университеті, Павлодар, Қазақстан

<https://orcid.org/0000-0002-4955-9476>, e-mail: girnis@mail.ru

Отарбаев Жангельды Отарбаевич – техника ғылымдарының докторы, ҚР Ұлттық инженерлік академиясының академигі, Алматы, Қазақстан

<https://orcid.org/0000-0002-5744-4919>, e-mail: 2725571@mail.ru

**ЖҮКТЕРДІ ЖЕР АСТЫ ҚҰБЫРЛАРЫ АРҚЫЛЫ
ТАСЫМАЛДАУ КЕЗІНДЕГІ ҮЙКЕЛІСТІҢ ЖЕР БЕТІНІҢ
КЕРНЕУЛІ-ДЕФОРМАЦИЯЛАНҒАН КҮЙІНЕ ӘСЕРІ**

Аңдатпа. Серпімді жартылай кеңістікте орналасқан жұқа дөңгелек цилиндрлік қабығына қабықтың ішкі бетінде оның бойымен біркелкі қозғалатын осьтік жанама жүктемесінің әсер ету мәселесі шешілді. Серпімді жартылай кеңістіктің қозғалысын сипаттау үшін Лама потенциалындағы серпімділік теориясының динамикалық теңдеулері, ал жұқа қабырғалы қабық үшін қабық теориясының классикалық теңдеулері қолданылады. Алынған шешімнің негізінде көрсетілген түрдегі оссимметриялық жүктеменің ұсақ төсемінің құбырға әсер етуі кезінде жер бетінің кернеулі-деформацияланған күйі зерттеледі.

Түйін сөздер: серпімді жартылай кеңістік, цилиндрлік қабық, жылжымалы жүктеме, кернеулі-деформацияланған күйі.

V.N. Ukrainets^{1*}, S.R. Girnis¹, Zh. O. Otarbaev²

¹Toraighyrov University, Pavlodar, Kazakhstan

²National Engineering Academy of the Republic of Kazakhstan, Almaty, Kazakhstan

Information about authors:

Ukrainets Vitaliy Nikolaevich – doctor of Technical Sciences, professor, Toraighyrov University, Pavlodar, Kazakhstan
<https://orcid.org/0000-0002-6451-5463>, e-mail: vitnikukr@mail.ru

Girnis Svetlana Rimontasovna – Candidate of Technical Sciences, associate professor, Toraighyrov University, Pavlodar, Kazakhstan

<https://orcid.org/0000-0002-4955-9476>, e-mail: girnis@mail.ru

Otarbaev Zhaneldy Otarbaevich – doctor of Technical Sciences, academician of the National Engineering Academy of Kazakhstan, Almaty, Kazakhstan

<https://orcid.org/0000-0002-5744-4919>, e-mail: 2725571@mail.ru

INFLUENCE OF FRICTION DURING TRANSPORTATION OF LOADS THROUGH UNDERGROUND PIPELINES ON THE STRESS-DEFORMED STATE OF THE EARTH SURFACE

Abstract. *The problem of the action of an axial tangential load on a thin circular cylindrical shell located in an elastic half-space and uniformly moving along the inner surface of the shell along its generatrix is solved. To describe the motion of an elastic half-space, the dynamic equations of the theory of elasticity in Lamé potentials are used, and for a thin shell - the classical equations of the theory of shells. On the basis of the solution obtained, the stress-strain state of the earth's surface is investigated when a shallow pipeline is exposed to an axisymmetric load of the indicated type.*

Keywords: *elastic half-space, cylindrical shell, moving load, tense-deformed condition.*