

(¹Павлодарского государственного университета им. С. Торайгырова, Павлодар,
Республика Казахстан,

²Институт математики и математического моделирования МОН РК, Алматы, Республика
Казахстан)

ВОЗДЕЙСТВИЕ НА ЗЕМНУЮ ПОВЕРХНОСТЬ ДВИЖУЩЕЙСЯ В ТОННЕЛЕ СКРУЧИВАЮЩЕЙ НАГРУЗКИ

Аннотация. На основе математического моделирования исследуется воздействие на земную поверхность равномерно движущейся в круговом тоннеле скручивающей нагрузки (подобное воздействие может возникнуть при неравенстве динамических нагрузок, передаваемых на каждый из рельсов, уложенных в тоннеле цилиндрической формы). Анализ результатов расчётов проводится на основании представленных в работе графиков компонент напряженно-деформированного состояния земной поверхности.

Ключевые слова: тоннель, подвижная нагрузка, напряженно-деформированное состояние.

Тірек сөздер: тоннель, жылжымалы жүктеме, кернеу-деформациялық күйі.

Keywords: tunnel, moving load, the stress-strain state.

1. Постановка и решение задачи. Для исследований используется модельный подход: тоннель представляется как бесконечная круговая цилиндрическая полость радиусом R , расположенная в упругом, однородном и изотропном полупространстве с параметрами Ламе λ , μ и плотностью ρ . Пусть в декартовой системе координат ось z совпадает с осью полости, параллельной свободной от нагрузок плоской границе полупространства, а ось x перпендикулярна к этой границе: $x \leq h$, где h – расстояние от оси полости до границы полупространства (земной поверхности).

В направлении оси z по поверхности полости движется с постоянной скоростью c скручивающая нагрузка P :

$$\sigma_{rr}|_{r=R} = 0, \quad \sigma_{r\theta}|_{r=R} = P, \quad \sigma_{r\eta}|_{r=R} = 0, \quad (1)$$

где $r, \theta, \eta = z - ct$ – подвижная цилиндрическая система координат; σ_{rj} – компоненты тензора напряжений в среде, $j = r, \theta, \eta$.

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

$$\sigma_{xx} = \sigma_{xy} = \sigma_{x\eta} = 0. \quad (2)$$

Движение полупространства описывается динамическими уравнениями теории упругости в подвижной системе координат:

$$\left(\frac{1}{M_p^2} - \frac{1}{M_s^2} \right) \text{grad div } \mathbf{u} + \frac{1}{M_s^2} \nabla^2 \mathbf{u} = \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial \eta^2}. \quad (3)$$

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, $\lambda = 2\mu\nu/(1-2\nu)$, μ – модуль сдвига, ν – коэффициент Пуассона, ρ – плотность; ∇^2 – оператор Лапласа.

Вектор смещения упругой среды выражается через потенциалы Ламе [1]:

$$\mathbf{u} = \text{grad}\varphi_1 + \text{rot}[\varphi_2 \mathbf{e}_\eta + \text{rot}(\varphi_3 \mathbf{e}_\eta)], \quad (4)$$

где \mathbf{e}_η – орт оси η .

Из (3) и (4) следует, что потенциалы φ_j удовлетворяют видоизменённым волновым уравнениям:

$$\nabla^2 \varphi_j = M_j^2 \frac{\partial^2 \varphi_j}{\partial \eta^2}, \quad j = 1, 2, 3. \quad (5)$$

Здесь $M_1 = M_p$, $M_2 = M_3 = M_s$.

Для решения задачи вначале можно рассмотреть действие на поверхность полости подвижной скручивающей нагрузки с произвольной зависимостью от угловой координаты и изменяющуюся вдоль оси η синусоидально:

$$P(\theta, \eta) = p(\theta) e^{i\xi\eta}, \quad p(\theta) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} P_n e^{in\theta}, \quad j = r, \theta, \eta. \quad (6)$$

Так как рассматривается установившийся процесс, потенциалы φ_j также представимы в виде (6):

$$\varphi_j(r, \theta, \eta) = \Phi_j(r, \theta) e^{i\xi\eta}. \quad (7)$$

Из (5) и (7) следует:

$$\nabla_2^2 \Phi_j - m_j^2 \xi^2 \Phi_j = 0, \quad j = 1, 2, 3, \quad (8)$$

где ∇_2^2 – двумерный оператор Лапласа, $m_j^2 = 1 - M_j^2$, $m_1 \equiv m_p$, $m_2 = m_3 \equiv m_s$.

Выразив компоненты НДС среды через потенциалы Ламе с учётом (7), можно получить выражения для компонент перемещений u_l^* и напряжений σ_{lm}^* от синусоидальной нагрузки в декартовой ($l=x, y, \eta$, $m=x, y, \eta$) и цилиндрической ($l=r, \theta, \eta$, $m=r, \theta, \eta$) системах координат как функции от Φ_j .

Если ввести ограничение на скорость движения нагрузки, принимая её меньше скорости распространения волн сдвига в окружающей полости среде (что соответствует скорости движения внутритоннельного транспорта), то тогда $M_s < 1$ ($m_2 = m_3 = m_s > 0$) и решения уравнений (8) можно представить через суперпозиции поверхностных цилиндрических $\Phi_j^{(1)}$ и плоских $\Phi_j^{(2)}$ волн

$$\Phi_j = \Phi_j^{(1)} + \Phi_j^{(2)}, \quad (9)$$

где

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

Здесь $K_n(k_j r)$ – функции Макдональда, $k_j = |m_j \xi|$; $g_j(\xi, \zeta)$, a_{nj} – неизвестные функции и коэффициенты, подлежащие определению.

Как показано в статье [2], представление потенциалов в форме (9) приводит к следующим выражениям для Φ_j в декартовой системе координат:

$$\Phi_j = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{e^{-xf_j}}{2f_j} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{nj} \Phi_{nj} + g_j(\xi, \zeta) e^{(x-h)f_j} \right] e^{iy\zeta} d\zeta, \quad (10)$$

где

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

Функции $g_j(\xi, \zeta)$ выражаются через коэффициенты a_{nj} из граничных условий (2), переписанных для σ_{xj}^* с учётом (10). Для этого следует выделить коэффициенты при $e^{iy\zeta}$ и приравнять, в силу произвольности y , их нулю. Тогда:

$$g_j(\xi, \zeta) = \sum_{k=1}^3 \frac{\Delta_{jk}^*}{\Delta_*} e^{-hf_k} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{nk} \Phi_{nk}. \quad (11)$$

Здесь $\Delta_* = (2\rho_*^2 - \beta^2)^2 - 4\rho_*^2 \sqrt{\rho_*^2 - \alpha^2} \sqrt{\rho_*^2 - \beta^2}$, $\alpha = M_p \xi$, $\beta = M_s \xi$, $\rho_*^2 = \xi^2 + \zeta^2$, вид алгебраических дополнений Δ_{jk}^* определён в [2]. Там же показано, что определитель Рэлея $\Delta_*(\rho_*)$ не обращается в ноль на действительной оси, если $M_R < 1$, или $c < c_R$. Здесь $M_R = c/c_R$ – число Маха, c_R – скорость поверхностной волны Рэлея ($c_R < c_s$) в данной среде. В этом случае для вычислений интегралов (10) можно воспользоваться одним из численных методов интегрирования, предварительно определив коэффициенты a_{nj} .

Для дорэлеевской скорости движения нагрузки соотношения (10) переписутся в виде

$$\Phi_j = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{e^{-xf_j}}{2f_j} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{nj} \Phi_{nj} + e^{(x-h)f_j} \sum_{k=1}^3 \frac{\Delta_{jk}^*}{\Delta_*} e^{-hf_k} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{nk} \Phi_{nk} \right] e^{iy\zeta} d\zeta.$$

Если воспользоваться разложением $e^{ikr \cos \theta} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n J_n(kr) e^{in\theta}$, то можно представить (9), используя соотношения (11), в цилиндрической системе координат для $c < c_R$:

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

где

$$b_{nj} = \sum_{k=1}^3 \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_{mk} A_{nj}^{mk},$$

$$A_{nj}^{mk} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta_{jk}^*}{\Delta_*} \Phi_{mk} \Phi_{nj} e^{-h(f_k + f_j)} d\zeta.$$

Коэффициенты a_{nj} находятся из переписанных для σ_{rj}^* с учётом (6) граничных условий (1). При приравнивании коэффициентов рядов Фурье-Бесселя при $e^{in\theta}$, получается бесконечная система линейных алгебраических уравнений, решение которой позволяет определить реакцию полупро-странства на движущуюся синусоидальную скручивающую нагрузку. Причём, как показывают исследования, определитель данной системы может обращаться в ноль только при $c \geq c_R$.

Зная решение задачи для синусоидальной нагрузки, реакцию полупространства на движущуюся с дорэлеевской скоростью аperiодическую (локальную) скручивающую нагрузку характерного для транспортных средств типа $P(\theta, \eta) = p(\theta)p(\eta)$ можно получить при помощи суперпозиции, используя представление нагрузки и компонент НДС среды в виде интегралов Фурье

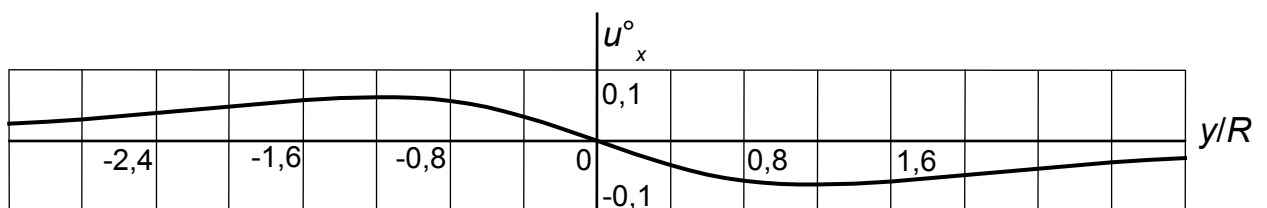
$$P(\theta, \eta) = p(\theta)p(\eta) = p(\theta) \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} p^*(\xi) e^{i\xi\eta} d\xi, \quad p^*(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} p(\eta) e^{-i\xi\eta} d\eta;$$

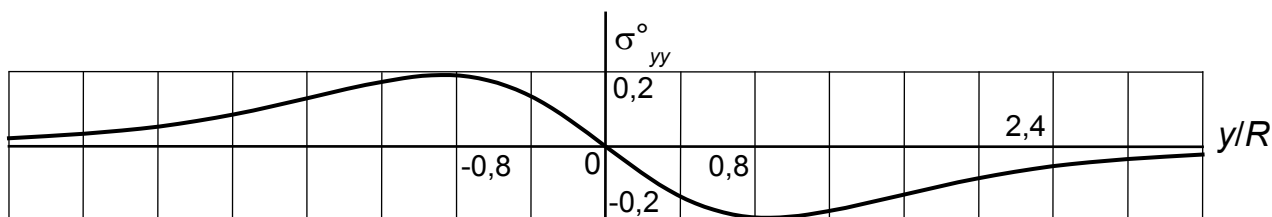
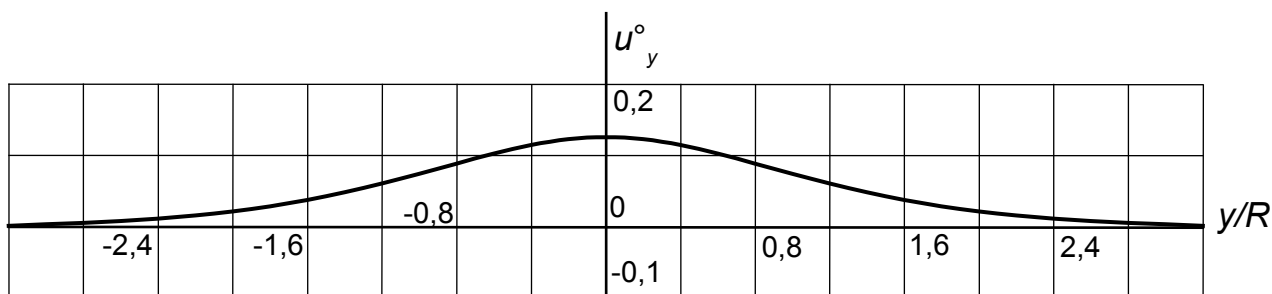
$$u_l(\eta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} u_l^*(\xi) p^*(\xi) d\xi, \quad \sigma_{lm}(\eta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_{lm}^*(\xi) p^*(\xi) d\xi.$$

Окончательное решение будет зависеть от конкретного вида движущейся скручивающей нагрузки.

2. Анализ результатов расчёта. Для количественной оценки динамического воздействия на земную поверхность скручивающей подвижной нагрузки исследуется круговой цилиндрический тоннель радиусом $R=1\text{ м}$ и глубиной заложения $h=2R$ в массиве алевролита ($\lambda = 1,688 \cdot 10^3 \text{ МПа}$, $\mu = 2,532 \cdot 10^3 \text{ МПа}$, $\rho = 2,5 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $s_p = 1643,4 \text{ м/с}$, $c_s = 1006,4 \text{ м/с}$, $c_R = 917 \text{ м/с}$). Осесимметричная скручивающая нагрузка, приложенная в интервале $|\eta| \leq 0,2R$, движется по поверхности тоннеля с постоянной скоростью $c=100\text{ м/с}$. Интенсивность нагрузки подбиралась таким образом, чтобы общая нагрузка по всей длине участка нагружения равнялась сосредоточенной кольцевой скручивающей нагрузке интенсивностью P° .

Результат воздействия нагрузки на земную поверхность показан на рисунке, где в координатной плоскости xu приведены кривые изменения перемещений $u_x^\circ = u_x \mu / P^\circ$ (м), $u_y^\circ = u_y \mu / P^\circ$ (м) и нормальных напряжений $\sigma_{yy}^\circ = \sigma_{yy} / P^\circ$.





Изменения компонент НДС земной поверхности в плоскости $xу$

Как следует из анализа поведения кривых, экстремальные прогибы u_x земной поверхности и экстремальные нормальные напряжения σ_{yy} имеют место при $|y| \approx 0,8R$, а максимальное горизонт-тальное смещение u_y – при $y=0$ (u_x и σ_{yy} здесь равны нулю). С увеличением $|y|$ перемещения и напряжения быстро затухают, и при $|y| \approx 3R$ динамическое воздействие нагрузки на земную поверхность практически неощутимо.

Работа выполнена при поддержке гранта 0898/ГФ2, 0112РК02221 МОН РК.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Новацкий В. Теория упругости. – М.: Мир, 1975. – 872 с.
- 2 Украинец В.Н. Реакция упругого полупространства на бегущую вдоль оси периодическую нагрузку // Матема-тический журнал. – 2005. – № 3. – С. 96-102.

REFERENCES

- 1 Novackij B. Theory of elasticity. M.: Mir, 1975. 96. 102 s. (in Russ.)
- 2 Ukrainets V.N. The elastic half-space reaction at periodic load running along the axis. Mathematical Journal. 2005. № 3. S. 96-102.

Резюме

В. Н. Украинаец¹, С. Р. Гирнис¹, М. М. Ахметжанова²

(¹С. Торайғыров атындағы Павлодар мемлекеттік университеті, Павлодар, Қазақстан Республикасы,

²ҚР БҒМ Математика және математикалық үлгілеу институты, Алматы қ.)

ТОННЕЛЬ ІШІНДЕГІ ЖЫЛЖЫМАЛЫ БҰРАЛУ ЖҮКТЕМЕНІҢ ЖЕР БЕТІНЕ ӘСЕРІ

Шеңбер тоннельдің ішінде бір қалыпты жылжымалы бұрау жүктемесінің жер бетіне әсері математикалық үлгілеу негізінде зерттелді (сондай әрекеті цилиндрлік пішін тоннельде орналасқан әр рельске келетін динамикалық жүктеме теңсіздік болғанда пайда болуы мүмкін). Есеп нәтижелері жер бетінің кернеу-деформациялық күйінің компоненттер графиктері негізінде талданған.

Тірек сөздер: тоннель, жылжымалы жүктеме, кернеу-деформациялық күйі.

Summary

V. N. Ukrainets¹, S. R. Girnis¹, M. M. Ahmetzanova²

(¹Pavlodar state university of S. Toraigrov, Pavlodar, Republic of Kazakhstan,

²Institute of mathematics of the Ministry of Education And Science of The Republic of Kazakhstan, Almaty)

IMPACT ON THE TERRESTRIAL SURFACE OF TWISTING LOADING MOVING IN THE TUNNEL

On the basis of mathematical modeling impact on a terrestrial surface of twisting loading evenly moving in a circular tunnel (similar influence can arise at an inequality of the dynamic loadings transferred to each of rails, laid in a tunnel of a cylindrical form) is investigated. The analysis of results of calculations is carried out on the basis of the schedules presented in work a component intense the deformed condition of a terrestrial surface.

Keywords: tunnel, running load, critical velocities, tense-deformed condition.

Поступила 15.10.2013г.