BUXORO DAVLAT TEXNIKA UNIVERSITETI (BUXORO TABIIY RESURSLARNI BOSHQARISH INSTITUTI) (O‘ZBEKISTON),

BIRLASHGAN MILLATLAR TASHKILOTINING
“QISHLOQ XO‘JALIGI VA OZIQ OVQAT” TASHKILOTI (FAO),

GUMBOLT NOMIDAGI BERLIN UNIVERSITETI (GERMANIYA),

PRESOV UNIVERSITETI (SLOVAKIYA),

VALENSIYA POLITEXNIKA UNIVERSITETI (ISPANIYA),

ZALF AGROTEXNOLOGIYALAR ILMIY TADQIQOT MARKAZI (GERMANIYA),

INTI XALQARO UNIVERSITETI (MALAYZIYA),

HERRIOT WATT UNIVERSITETI (MALAYZIYA)

“YASHIL ENERGETIKA VA UNING QISHLOQ VA SUV XO’JALIGIDAGI O’RNI” MAVZUSIDAGI XALQARO ILMIY VA ILMIY-TEXNIKAVIY ANJUMANI

MATERIALLAR TO‘PLAMI

29-30-aprel, 2025-yil

ISSN: 978-9910-10-082-6
UO‘K 556.182:551.5(08)
BBK 26.222+26.236
«DURDONA» Nashriyoti

“Yashil energetika va uning qishloq va suv xo’jaligidagi o’rni” mavzusidagi xalqaro ilmiy va ilmiy-texnikaviy anjumani materiallar to‘plami (2025-yil 29-30-aprel) -B.: Buxoro davlat texnika universiteti (Buxoro tabiiy resurslarni boshqarish instituti), 2025.

To‘plamga kiritilgan tezislardagi ma’lumotlarning haqqoniyligi va iqtiboslarning tog‘riligiga mualliflar mas’uldir.

Elektron pochta manzili: buxtimi@mail.ru

зависят от упругих параметров среды и определяются конструктивными особенностями конструкции. Фазовые скорости этих волн изменяются от значений скорости волны по цилиндру до значений скорости поперечных волн в металле. Волны имеют относительно большие амплитуды и характеризуются большими затуханиями, поэтому по мере увеличения расстояния между источником и приемником вклад их в общее поле уменьшается.

Литература

1. *Вестяк А., Горшков А.Г., Тарлаковский Д.В.*Нестационарное взаимодействие деформируемых тел с окружающей средой //Итоги науки и техники. Механика деформируемого твердого тела. Т. IIV, № 4.1983. С. 69–148.

2. *ДейвисР.М.*Волнынапряженийвтвердых телах. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1961. 104 с.

3. *Сафаров И.И.* Колебания и волны в диссипативно неоднородных средах и конструкциях. Ташкент: Фан, 1992. 250 с.

4. *Колтунов М.А., Майборода В.П., Зубчанинов В.Г.* Прочностные расчеты изделий из полимерных материалов. М.: Машиностроение, 1983. 239 с.

5. *Базаров М.Б. Сафаров И.И., Шокин Ю.М.* Численное моделирование колебаний диссипативно-неоднородных и однородных механических систем. Новосибирск, Сибирское отделение РАН, 1996. 189 с.

6. Уайт Дж.Э. Возбуждение и распространение сейсмических волн. М.: Недра, 1986.

17. Biot M.A., Propagation of elastic waves cylindrical bore containing a fluid. // J. Appl. Phys., 1952, V.23, p.997-1005.

8. Ionov A.M., Maximov G.A. Propagation of tube waves generated by an external source layered permeable rocks. // Geophys. J. Int., 1996, V.124, p.888-906.

9. Ионов А.М., Козлов О.В., Максимов Г.А. Алгоритм расчета волн в трубе, генерируемых внешним импульсным источником в скважине в упруго слоистой среде. // Акустический журн., 1995, Т.41, №4, с. 603-612.

10. Ионов А.М., Максимов Г.А. О возбуждении гидроволны в скважине внешним сейсмическим источником. // Акустический журн., 1999, Т.45, №3, с.354-362.

11. Зиатдинов С.Р., Диссертация: «Изучение геофизических свойств околоскважинного пространства и резервуара методом сейсмического зондирования». // Санкт Петербургский государственный университет, СПб: 2007.

ВОЛНЫ ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ ОТ ДИНАМИЧЕСКого НАПРЯЖЕНИЯ ВБЛИЗИ ВЫСТУПА

Раҳмонов Баходир Собирович
Ургенчский государственный университет, проф. каф. "Строительство", д.т.н. г.Ургенч. Узбекистан
E-mail: Rah-Bahodir@yandex.ru
Жураев Тойир Омонович
Бухарский институт управления природными ресурсами НИУ "ТИИИМСХ," кафедра "Общепрофессиональные науки," доктор философии (PhD), доцент, г. Бухара, Республика Узбекистан.
E-mail: juraev1964@mail.ru
Саискатель Дусткараев Абдунаби Нартайлакович
Бухарский институт управления природными ресурсами НИУ "ТИИИМСХ," кафедра "Общепрофессиональные науки," Бухара, Республика Узбекистан.

Аннотация. *В работе рассматривается реакция цилиндрического слоя, находящегося в вязкоупругой среде, при воздействии поперечной (продольной) сейсмической волны. Установлено, что максимальное динамическое напряжение 10-15% выше статического, а волновые числа, при которых достигается максимальное значение, лежат в пределах между 0.25- 0,75.*

Ключевые слова: *сферическая оболочка, сферические защитные купола, колебание, кубическое уравнение*

Введение. При расчете сооружений решение дифференциальных уравнений движения на ЭВМ сеточным методом сводится к решению систем алгебраических уравнений. Дискретизация на основе метода сеток оказалась эффективным средством численного решения прикладных задач. С применением численных методов наиболее эффективно решены задачи для конструкций сложной формы в работах [1, 2]. В работах [3, 4,] для решения двумерных плоских динамических задач теории упругости используется метод конечных элементов в перемещениях. Для аппроксимации дифференциальных операторов по пространственным координатам применяется метод Бубнова-Галеркина. Применяются четырехугольные конечные элементы в полярной системе координат. Перемещения внутри конечного элемента изменяются по билинейному закону. Для обеспечения устойчивости конечно-элементной схемы вводится искусственная вязкость по напряжениям.

Методы. Предполагаем, что гармоническая волна плоская и что фронт волны параллелен оси цилиндрического слоя (рис.1). Основные уравнения теории вязкоупругости для этой задачи о плоской деформаций сводятся к следующему уравнению.

$$\Delta\varphi - \int_{-\infty}^{t}\left[R_\lambda(t-\tau) + 2R_\mu(t-\tau)\right]\Delta\varphi\partial\tau = \frac{1}{a^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2},\ \Delta\vec{\psi} - \int_{-\infty}^{t} R_\mu(\text{t-}\tau)\Delta\vec{\psi}d\tau = \frac{1}{a^2}\frac{\partial^2\vec{\psi}}{\partial t^2}$$

где $a^2 = (\lambda_0 + 2\mu_0)/\rho,\ b^2 = \mu_0/\rho;\ \varphi$ и ψ – потенциалы перемещений. $R_\mu(t-\tau)$ и $R_\lambda(t-\tau)$ –ядро релаксации; ν-коэффициент Пуассона, которого считаем нерелаксирующей величиной [5,6]. Падающая плоская волна рассматривается распространяющейся в положительном направлении оси x и представляется следующим образом:

$$\begin{cases}\varphi^{(i)} = \varphi_0 e^{i(\alpha x-\omega t)}, \varphi^{(i)} = 0 - \text{при воздействии продольных волн}\\ \psi^{(i)} = \psi_0 e^{i(\beta x-\omega t)}, \psi^{(i)} = 0 - \text{при воздействии волн сдвига}\end{cases}$$

φ_0 *и* ψ_0 – величины амплитуды; ω-круговая частота; α и β – волновые числа, которые должны быть комплексными числами $\alpha = \alpha_R + i\alpha_I$; в $= \beta_R + i\beta_I$, $\alpha_I < 0$ и $\beta_I < 0$ обозначают коэффициенты затухания; α_R и β_R обозначают волновые число продольных волн и волн сдвига соответственно. Решение уравнения (1) можно искать в виде:

$$\varphi\ (r,\theta,t) = \sum_{k=1}^{\infty}\varphi_k(r\theta)e^{i\omega t};\quad \psi\ (r,\theta,t) = \sum_{k=1}^{\infty}\psi_k(r\theta)e^{i\omega t},$$

где $\varphi_k(r,\theta)$ и $\psi_k(r,\theta)$ – действительные функции, удовлетворяющие уравнениям

$$\Delta\Phi_\kappa + \frac{\alpha_k}{1-L_\kappa}\Phi_\kappa = 0;\ \Delta\psi_\kappa + \frac{\beta_K}{1-M_\kappa}\psi_\kappa = 0\ ;$$

$$\text{где}\ L_k = \int_0^\infty\left[R_\lambda(\xi) + 2R_\mu(\xi)\right]\exp(-i\omega\xi)d\xi\ , M_k = \int_0^\infty R_\mu(\xi)\exp(-i\omega\xi)d\xi\,.$$

Для описания вязкоупругих свойств материала использована теория Больцмана – Вольтера с ядром релаксации Ржаницына-Колтунова в виде $R(t) = Ae^{-\beta t}t^{\alpha-1}$. При этом синус $\Gamma^{(s)}$ и косинус $\Gamma^{(c)}$ образцы Фурье ядро релаксации $R(t)$ выражается через $\Gamma(\alpha)$-Гамма функция

$$\Gamma^S = \frac{A\Gamma(\alpha)}{(\omega^2+\beta^2)^{\alpha/2}}Sin(\alpha arctg\frac{\omega}{\beta}),\ \Gamma^C = \frac{A\Gamma(\alpha)}{(\omega^2+\beta^2)^{\alpha/2}}Cos(\alpha arctg\frac{\omega}{\beta})$$

Решение уравнения (4) выражается через функции Ханкеля 1-го и 2-го рода n-го порядка:

$$\begin{aligned}\varphi &= \sum_{n=0}^{\infty}\left[A_n H_n^{(1)}(\alpha^* r) + A_n' H_n^{(2)}(\alpha^* r)\right]\cos n\theta e^{-i\omega t}\\ \psi &= \sum_{n=0}^{\infty}\left[B_n H_n^{(1)}(\beta^* r) + B_n' H_n^{(2)}(\beta^* r)\right]\sin n\theta e^{-i\omega t}\end{aligned},\ \alpha_{k\text{л}}^{*2} = \frac{\alpha_{k\text{л}}}{1-L_k};\beta_k^{*2} = \frac{\beta_k}{1-M_k},$$

где A_n, A_n', B_n, B_n' – коэффициенты разложения, которые определяются соответствующими граничными условиями; $H_n^{(1)}(\alpha^* r)$ и $H_n^{(2)}(\alpha^* r)$ – соответственно функция Ханкеля 1-го и 2-го рода n-го порядка $H_n^{(2)}(\alpha^* r) = I_n(\alpha^* r) - iN_n(\alpha^* r)$. Решение (5) удовлетворяет в бесконечности $r \to \infty$ условию излучения Зоммерфельда [7]:

$$\lim_{r\to\infty}\varphi = 0, \qquad \lim_{r\to\infty}(\sqrt{r})^{\kappa}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial r} + i\alpha\varphi\right) = 0$$

$$\lim_{r\to\infty}\psi = 0, \qquad \lim_{r\to\infty}(\sqrt{r})^{\kappa}\left(\frac{\partial\psi}{\partial r} + i\beta\ \psi\ \right) = 0$$

Для этого должно быть $A_n' = B_n' = 0$. Решение уравнения (5) представляется в виде:

$$\varphi^{(r)} = \sum_{n=0}^{\infty} A_n H_n^{(1)}\ (\alpha^* r)\cos n\,\theta)e^{-i\omega t};$$

$$\psi^{(r)} = \sum_{n=0}^{\infty} B_n H_n^{(1)}(\beta^* r)\sin(n\theta)e^{-i\omega t}.$$

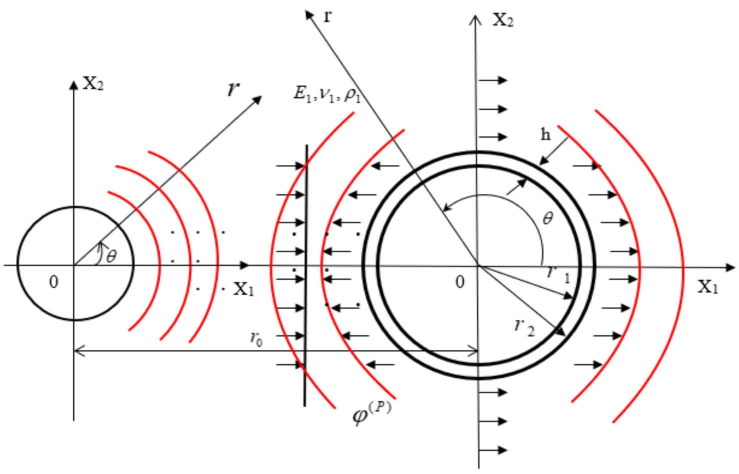

Рис.1: Расчетная схема цилиндрического подкрепленного отверстия находящиеся в вязкоупругой среде.

Полный потенциал можно определить путем наложения потенциалов падающих и отраженных волн. Таким образом, потенциалы смещений будут [7,8]:

$$\varphi = \varphi^{(i)} + \varphi^{(k)}, \varphi^{(p)} = \varphi(r,\theta,t), \psi = \psi^{(i)} + \psi^{(k)}, \psi^{(p)} = \psi(r,\theta,t)$$

Отсюда следует, что напряжения, и смещения легко могут быть выражены через потенциалы смещений

$$u_r = \frac{\partial\varphi}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial\theta}; \quad u_\theta = \frac{1}{r}\frac{\partial\varphi}{\partial\theta} - \frac{\partial\psi}{\partial r},$$

$$\varepsilon_{rr} = \frac{\partial u_r}{\partial r}; \quad \varepsilon_{\theta\theta} = \frac{1}{r}\frac{\partial u_\theta}{\partial\theta} + \frac{u_r}{r}; \quad \varepsilon_{r\theta} = \frac{1}{2}(\frac{1}{r}\frac{\partial u_r}{\partial\theta} + \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r}),$$

$$\sigma_{rr} = \tilde{\lambda}\nabla^2\varphi + 2\tilde{\mu}\left[\frac{\partial^2\varphi}{\partial r^2} + \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial\varphi}{\partial\theta}\right)\ \right];$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \tilde{\lambda}\nabla^2\varphi + 2\tilde{\mu}\left[\frac{1}{r}(\frac{\partial\varphi}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial^2\varphi}{\partial\theta^2}) + \frac{1}{r}(\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial\theta} - \frac{\partial^2\psi}{\partial r\partial\theta})\ \right];$$

$$\sigma_{zz} = \tilde{\lambda}\nabla^2\varphi; \quad \sigma_{r\theta} = 2\tilde{\mu}2(\frac{1}{r}\frac{\partial^2\varphi}{\partial\theta\partial r} - \frac{1}{r^2}\frac{\partial\varphi}{\partial\theta}),$$

где $\{(\tilde{\lambda},\tilde{\mu})\ \ f(t)\} = (\lambda_0,\mu_0)\left[f(t) - \int\limits_{-\infty}^{t} R_{\lambda,\mu}(t-\tau) f(\tau) d\tau \right]$

$f(t)$ – некоторая функция; u_r-радиальное смещение; u_θ – тангенциальное смещение; ε_{rr}, $\varepsilon_{\theta\theta}$, $\varepsilon_{r\theta}$-элементы тензора деформации; σ_{rr}, $\sigma_{r\theta}$, $\sigma_{\theta\theta}$, σ_{zz}-элементы тензора напряжений. Как упоминалось выше, коэффициенты A_n и B_n определяются из соответствующих граничных условий.

Граничные условия при $r = a$, а – радиус цилиндрической поверхности разрыва будут: $\sigma_{rr} = 0$; $\sigma_{r\theta} = 0$.

Коэффициенты A_n и B_n определяются из соответствующих граничных условий для каждого значения n. Таким образом, концентрации напряжений в потоке при воздействии волны сдвига (2) принимает следующее значение [9,10]:

$$\sigma^*_{\theta\theta} = -\frac{8}{\pi}(1-\frac{1}{K_*^2})\sum_{n=1}^{\infty} i^{n+1} \frac{n(n^2-1-\frac{\Omega_2}{2})H_n(\Omega_1)}{\delta_n} Sinn\theta;$$

$$\delta_n = \Omega_2^2(n^2+n-\frac{\Omega_2^2}{4})H_n(\Omega_1)H_n(\Omega_2) + \Omega_1\Omega_2(n^2-1)*H_{n-1}(\Omega_1)H_{n-1}(\Omega_2) +$$

$$+(n^2-n^2-\frac{\Omega_2^2}{2})[\Omega_2 H_n(\Omega_1)H_{n-1}(\Omega_2) + \Omega_1 H_{n-1}(\Omega_1)H_n(\Omega_2)];$$

$$\Omega_1 = \alpha_1 a; \qquad \Omega_2 = \beta_1 a; \qquad K_*^2 = \frac{\beta_*^2}{\alpha_*^2} = \frac{C''_{\alpha*}}{C^2_{\beta_*}} = \frac{2(1-\nu)\Gamma_1^*}{(1-2\nu)\Gamma_2^*}$$

Γ_1^* и Γ_2^*-описывают вязкоупругие свойства материала.

В случае упругого цилиндрического тела в вязкоупругой среде на границе $r = a$ ставятся условия жесткого контакта, при которых на границе выполняется непрерывность напряжений и смещений:

$\sigma_{rr1} = \sigma_{rr2}$; $\sigma_{r\theta1} = \sigma_{r\theta2}$; $u_{r1} = u_{r2}$; $u_{r\theta1} = u_{r\theta2}$;

где, σ_{rr1}, $\sigma_{r\theta1}$-напряжения в вязкоупругой окружающей среде; σ_{rr2} и $\sigma_{r\theta2}$-напряжения вязкоупругого включения; u_{r1}, $u_{r\theta1}$-радиальное и тангенциальное смещения окружающей среды; u_{r2}, $u_{r\theta2}$-радиальное и тангенциальное смещения упругого включения. Если на границе контакта отсутствует трение, то $\sigma_{rr1} = \sigma_{rr2}$; $\sigma_{r\theta1} = \sigma_{r\theta2} = 0$; $u_{r1} = u_{r2}$.

Результаты. Определение напряжений при $r = a$. Вблизи цилиндрической полости контурные напряжения $\sigma_{\theta\theta}$ при $r = a$ выражают концентрацию напряжений. Контурное напряжение при воздействии продольной гармонической волны имеет вид:

$$\sigma^*_{\theta\theta} = \Big\{ \ (\bar{\alpha}a)H_{n-1}(\bar{\alpha}a)\left[(n^2-1)\bar{\beta}aH_{n-1}(\bar{\beta}a) - (n^3 - n + \frac{1}{2}\bar{\beta}^{-2}a^2)H_n(\bar{\beta}a)\right] -$$

$$-H^{(1)}{}_n(\bar{\alpha}a)\left[(n^3 - n + \tfrac{1}{2}\bar{\beta}^{-2}a^2)\bar{\beta}aH_{n-1}(\bar{\beta}a) - n^2 + n - \tfrac{1}{4}\bar{\beta}^2a^2\right] \Big\} \qquad (11)$$

Концентрация напряжений при воздействии волны сдвига (или поперечных волн) имеет следующий вид:

$$\sigma^*_{\theta\theta} = \frac{\sigma_{\theta\theta}}{\sigma_0}\Big|_{r=a} = \frac{y}{\pi}\left(1-\frac{1}{\chi^2}\right)\sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n\, i^{n+1} S_n^* \cos n\theta \ \ e^{i\omega t}$$

где

$$S^*{}_n = \left\{(n^2-1)\bar{\beta}aH_{n-1}(\bar{\beta}a) - (n^3 - n + \frac{1}{2}\bar{\beta}^{-2}a^2)H_n(\bar{\beta}a)\right\}\cdot$$

$$\sigma^*{}_{\theta\theta} = -\frac{8}{\pi}(1-\frac{1}{\chi^2})\sum_{\text{т}=0}^{\infty} i^{n+1}\frac{n(n^2-1-\frac{\bar{\beta}^2\alpha^2}{2})H_n^1(\bar{\alpha}a)}{\Delta_n} \sin n\theta \ \ e^{-i\omega t};$$

$$\Delta_n = \bar{\beta}^2\alpha^2(n^2+n-\frac{\bar{\beta}^2\alpha^2}{2})H_n^1(\bar{\alpha}a)H_n^{(1)}(\bar{\beta}a) + \bar{\alpha}\bar{\beta}a^2(n^2-1)H_{n-1}(\bar{\beta}a) +$$

$$+(n-n^2-\frac{\bar{\beta}^2\alpha^2}{2})\left[\bar{\beta}\alpha\, H_n(\bar{\alpha}a)H_{n-1}(\bar{\beta}a) + \bar{\alpha}aH_{n-1}(\bar{\alpha}a)H_n(\bar{\beta}a)\right].$$

Напряжение на границе жесткого включения при воздействии волны сдвига ($r =$ а) в безразмерном виде имеет вид:

$$\sigma_{rr}^{*} = \frac{4}{\pi}\left\{-\frac{(1-\eta)H_1^{(1)}(\bar{\alpha}a)}{\delta_1}sin(\theta) + \sum^{\infty}\frac{i^{n+1}H_n(\bar{\alpha}\ \ a)}{\Delta n}\sin(n\theta)\quad\right\}e^{-i\omega t}$$

$$\sigma_{r\theta}^{*} = \frac{2}{\pi}\left\{-\frac{i\ \ \bar{\beta}a^2}{\bar{\beta}^3a^3H_1^{(1)}(\bar{\beta}a) + 8\eta\left(\frac{\bar{\beta}^2a^2}{2}H^{(1)}{}_0(\beta a) - \bar{\beta}aH_1(\text{в}a)\right)} - \right.$$

$$-\frac{2}{\delta_1}[(1+\eta)\mathrm{H}_1(\bar{\alpha}\ \ \mathrm{a}) - \bar{\alpha}\ \ \mathrm{aH}_0(\bar{\alpha}\ \ \mathrm{a})cos\theta] -$$

$$\left.-2\sum_{n=2}^{\infty}\frac{i^{n+1}\left[-nH_n^{(1)}(\bar{\alpha}\ \ \mathrm{a}) + (\bar{\alpha}\ \ \mathrm{a})\mathrm{H}_{n-11}(\bar{\alpha}\ \ \mathrm{a})\right]}{\Delta n}cos\,n\,\theta\quad\right\}e^{i\omega t}$$

$$\delta_1 = -4\eta\mathrm{H}_1^{(1)}(\bar{\alpha}\,\mathrm{a})\mathrm{H}_1(\bar{\beta}\ \ \mathrm{a}) + (1+\eta)\bar{\alpha}\ \ \mathrm{aH}_0(\bar{\alpha}\,\mathrm{a}) + \mathrm{H}_0(\bar{\beta}\ \ \mathrm{a}),$$

$$\Delta n = n\bar{\alpha}\ \ \mathrm{aH}_{n-1}(\bar{\alpha}\,\mathrm{a})\mathrm{H}_{n1}(\bar{\beta}\ \ \mathrm{a}) + n(\bar{\beta}\ \ \mathrm{a})\mathrm{H}_{n-1}(\bar{\beta}\mathrm{a})\mathrm{H}_n(\bar{\alpha}\ \ \mathrm{a}) -$$

$$-\alpha\bar{\beta}a^2H_{n-1}^{(1)}(\bar{\alpha}\ \ \mathrm{a})\mathrm{H}_{n-1}^{(1)}(\bar{\beta}\ \ \mathrm{a}).$$

Здесь $\eta = \rho/\rho_1$ представляет собой отношение плотности окружающей среды на плотность включения. При воздействии продольных волн в жестком включении компоненты тензора напряжений σ_{rr}^{*} и $\sigma_{r\theta}^{*}$ принимают вид:

$$\sigma_{rr}^{*} = -\frac{2}{\pi}\{i[(\bar{\alpha})H_1^{(1)}(\bar{\alpha}a)]^{-1} - 2\left[(1+\eta)H_1^{(1)}(1-\eta)H_1^{(1)}(\bar{\beta}a) - \frac{\bar{\beta}aH_0(\bar{\beta}a)]\,cos(\,\theta)}{\Delta_1}\right) +$$

$$+2\sum_{n=2}^{\infty}i^{n+1}\left[-\bar{\beta}aH_0(\bar{\beta}a)/\Delta_{r1}\right]cos\,n\,\theta\quad\}e^{-i\omega t};$$

$$\sigma_{r\theta}^{*} = (-\frac{2}{\pi})\left\{2(1-\eta) - H_1^{(1)}(\bar{\beta}\,sin\,\theta/\Delta_1 + 2\sum_{n=2}^{\infty}i^{n-1}\left[nH_n^{(1)}(\bar{\beta}\ \ a)/\Delta_n\right]sin\,\theta\quad\right\}e^{-i\omega t}$$

$$\sigma_{\theta\theta}^{*} = (1-\frac{1}{\chi^2})\sigma_{rr}^{*};\bar{\chi}^2 = \frac{\bar{c}_{\alpha}^2}{\bar{c}_{\beta}^2}.$$

Компоненты тензора напряжений σ_{rr}^{*} и $\sigma_{\theta\theta}^{*}$ упругого цилиндрического включения при $r = a$ в условиях воздействия продольных волн принимают следующий вид:

$$\sigma^{*}{}_{rr} = -\frac{\eta}{\pi}\sum_{\text{т}=0}^{\infty}\frac{\in_n i^{n+1}I_n(\bar{\alpha}_2a)\bar{\beta}_1^2a^2}{\Delta_n}$$

$$\times\left\{\beta_1aH_{n-1}^{(1)}(\bar{\beta}_1a) - (n^2+n-\frac{\bar{\beta}_1^2a^2}{2}H_n^{(1)}(\bar{\beta}_1a)\quad\right\}cos\quad ne^{-i\omega t}\beta;$$

$$\sigma^{*}{}_{r\,\theta} = -\frac{\eta}{\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\in_n i^{n+1}}{\Delta n}\left\{\left[\begin{array}{l}(\frac{1}{\bar{\chi}^2}-1)(\frac{n\bar{\beta}_1^2a^2}{2}(n-1) - n^2(n^2-1) - \eta\frac{\bar{\beta}_1^4a^4}{4}) + \\ +\frac{\bar{\beta}_1^2a^2}{4}\eta(n(n+1) - \frac{1`}{2}\bar{\beta}_1^2a^2)\end{array}\right]*\right.$$

$$*I_n(\alpha_2a) + \left(\frac{1}{\chi^2}-1\right)\left(n^3-n+\frac{1}{2}\bar{\beta}_1^2a^2\right)(\alpha_2a)I_{n-1}(\alpha_2a)H_n^{(1)}(\bar{\beta}_1\,a) +$$

$$\left.+\left(\frac{1}{\chi^2}-1\right)(1-n^2)(\alpha_2\bar{\beta}a^2)I_{n-1}(\alpha_2a)H_{n-1}(\bar{\beta}_1\,a)\quad\right\}\cos n\theta e^{-i\omega t},$$

где $\eta = \rho_2/\rho_1 \quad \bar{\chi}^2 = \dfrac{\bar{\beta}_1^2}{\bar{\alpha}_1^2}$.

Функции Бесселя и Ханкеля действительного аргумента табулированы также, как тригонометрические функции логарифма и являются известными функциями своего аргумента. Поскольку это действительные функции, они описывают установившиеся волны, на самом деле, установившаяся цилиндрическая волна представляет собой суперпозицию двух бегущих волн: одна расходится с осью цилиндра, а другая сходится с ней. Так как при $r = 0$ фазы этих двух волн противоположны, они погашают друг друга, и поэтому амплитуда установившейся волны остается конечной при $r = 0$ [11,12,13]. Это утверждение используется при решении задачи распространения волн в вязкоупругих средах. Цилиндрической волне $I_0(kr)$ соответствует плоская установившаяся волна $cos(kx - \pi/4)$, амплитуды последовательных максимумов вследствие распределения энергии на все большие цилиндрические поверхности не постоянны, а уменьшаются с расстоянием. Цилиндрическая волна $N_0(kr)$ асимптотически соответствует плоской волне $sin(kx - \pi/4)$. На оси цилиндра $(r = 0)$ $grad(u)$ падающей и отраженной волны одинаковы, а амплитуда отраженной волны становится бесконечно большой в противоположность случаю плоской волны; поэтому функция N_0 на оси цилиндра $(r = 0)$имеет полюс, т.е. представляет собой источник [14,15]

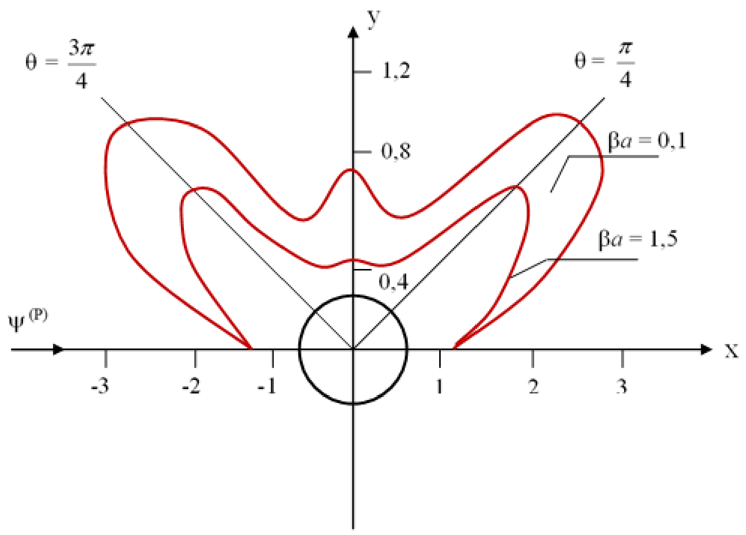

Рис.2:. Распределение $|\sigma_{\theta\theta}|$ при различных значениях β*а *при воздействии волн сдвига.

1) $A = 0.01; \beta = 0.05; \alpha = 0.1; A = 0.05; \beta = 0.1; \alpha = 0.1$ и для безразмерных волновых чисел в интервале $0.01 \leq \alpha * a \leq 3.0$

Результаты расчетов распределения $|\sigma^*_{\theta\theta}|$ при различных значениях волновых чисел приведены на рис.2. Следует заметить, что при $\beta^*a = 0{,}1$ и $\beta^*a = 1{,}5$ распределение напряжений почти такое же, как в статическом случае, в то времени как при боле высоких волновых числах распределение напряжений значительно отличается от статического случая. Максимальное динамическое напряжение на 10-15% выше статического, а волновые числа, при которых достигается максимального значения, лежат в пределах между 0.25- 0,75.

Заключение. 1. Максимальное статическое давление грунта (σ_{max}) на трубы, уложенные в несколько ниток на расстоянии в свету $d = 3{,}0D$ друг от друга, меньше, чем на одиночную трубу в среднем на 10% для крайней трубы и на 20% для средней. При этом величина (σ_{max}) возрастает с ростом параметра d, имея минимум при $d = 0$ (трубы, уложенные вплотную) и максимум при $d = 3{,}0D$, совпадающий с соответствующим значением для одиночной трубы.

2. Давление (σ_{max}) убывает с ростом коэффициента Пуассона ν грунта. Наибольшее значение величины σ_{max} соответствует опиранию на фундамент, наименьшее-на спрофилированное основание с большим углом охвата. Давление σ_{max} на крайнюю трубу и на среднюю трубу практически не зависит от числа ниток.

3. Разработана методика экспериментального определения скорости распространения, возврата и затухания взрывных волн в водонасыщенном грунте в сейсмографических экспериментах, проводимых в натурных условиях. Разработана методика исследования разрушения защитных сооружений под действием взрывных волн.

Литература

1. Дускараев А.Н., Жўраев Т.О., У.Х.Умидова. Эксперементальные методы исследования распространения волн в полупространстве. “Suv va yer resurslari” ISSN 2181-0591 4(11). – 2021. – Buxoro. 36 – 40 б.

2. Сафаров И.И, Жўраев Т.О., У. Ядгаров., З.Ф. Жумаев. Об установщихся колебаниях трехслойных цилиндрических тел. Узбекистон журнали «Механика муаммолари». – № 1. – 2000. – ФАН. 31 – 34 б.

3. Umarov, A. O., Jurayev, U. S., Zhuraev, T. O., Khamidov, F. F., Kalandarov, N. (2022, June). Seismic vibrations of spherical bodies a viscoelastic deformable medium. Part 2. *AIP Conference Proceedings* (Vol. 2432, No. 1). AIP Publishing.

4. Жўраев Т.О., Курбонов.А.М. On The Construction With Base Under Dynamic. Journal of Multidisciplinary Engineering Science and Technology (JMEST) ISSN: 3159-00-40 Vol. 2 Issue 6, June. – 2015. – С. 1287 – 1288.

5. Akhmedov, S. R., Juraev, T. O., Umedova, U. K. (2022). Impact of Seismic Waves on Structures a Deformable Medium. *Texas Journal of Engineering and Technology*, *7*, 53-56.

6. Safarov, I., Teshaev, M., Marasulov, A., Jurayev, T., Raxmonov, B. (2021). Vibrations of Cylindrical Shell Structures Filled With Layered Viscoelastic Material. *E3S Web of Conferences* (Vol. 264, p. 01027). EDP Sciences.

7. Akhmedov, M. S., Juraev, T. O., Kulmuratov, N. R. (2021). on the action of a moving pressure wave on a viscoelastic cylindrical shell interacting with an ideal liquid. *Theoretical Applied Science*, (5), 213-218.

8. Duskaraev, N., Akhmedov, S. R., Juraev, T. O., Umedova, U. X. (2022). Dynamic Stresses Near the Working Surface from A Plane Wave. *Eurasian Scientific Herald*, *7*, 125-132.

9. Mirsaidov M.M., Troyanovsky I.E. Dynamics of heterogeneous systems. Tashkent: Fan.-1990.-106 p.

10. Safarov I.I. Oscillations and waves dissipative heterogeneous media and structures – Toshkent. Fan. 1992-250 s.

УДК 539.3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ МЕТОДОМ КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ГРУНТА НА ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ТРУБЫ, НАХОДЯЩЕЙСЯ ПОД ПОЧВОЙ

Жураев Тойир Омонович
Бухарский институт управления природными ресурсами НИУ "ТИИИМСХ," кафедра "Общепрофессиональные науки," доктор философии (PhD), доцент
E-mail: juraev1964@mail.ru

Аннотация. *В работе рассматриваются вопросы определения давления грунта на трубы цилиндрического профиля. Задача решается методом конечных элементов.*

Ключевые слова: *давление, грунт, труба, конечные элементы, фундамент, цилиндр.*

Аннотация. *Бу ишда цилиндрик қувурларга тупроқнинг таъсир этувчи босимини аниқлаш масаласи кўриб чиқилади. Масала чекли элементлар усули орқали ечилади.*

Таянч иборалар*: босим, тупроқ, қувур, чекли эементлар усули*

Annotation*. Questions of the determination of the pressure of the soil are considered this work on the pipe of the cylindrical profile. The Problem is decided by the method of final elements.*

Key words: *pressure, soil, pipe, final element, basement, cylinder*