

# Исследование сейсмодинамики подземных сооружений типа сферических оболочек

Диссертант:

Х.К. Жабборова

# СТРУКТУРА ДИССЕРТАЦИИ

## **Введение**

### **1. Исследование взаимодействия волн со сферическими недеформируемыми телами.**

1.1. Анализ существующих работ по изучению дифракции волн на сферических телах.

1.2. Постановка задачи взаимодействия волн со сферическими телами.

1.3. Решение задачи взаимодействия плоских волн с неподвижными недеформируемыми сферическими телами.

1.4. Анализ результатов вычислений и их сравнение с данными других работ.

# СТРУКТУРА ДИССЕРТАЦИИ

## **2. Исследование взаимодействия недеформируемых сферических тел с грунтом при различных контактных условиях.**

2.1. Решение задачи взаимодействия волн с подвижными сферическими телами.

2.2. Исследование влияния коэффициентов взаимодействия сферических тел с грунтом при действии сейсмических волн.

2.3. Анализ результатов вычислений и их сравнение при различных контактных условиях.

## **3. Исследование взаимодействия плоских волн со сферической оболочкой.**

3.1. Постановка задачи.

3.2. Решение задачи.

3.3. Анализ напряженно-деформированного состояния сферической оболочки и грунтовой среды при действии сейсмических волн.

# СТРУКТУРА ДИССЕРТАЦИИ

**4. Сейсмодинамика подземных сооружений типа сферической оболочек взаимодействующих с грунтом.**

4.1. Постановка задачи.

4.2. Решение задачи.

4.3. Анализ результатов вычислений сейсмонапряженного состояния сооружений типа сферической оболочки взаимодействующих с грунтом.

**5. Рекомендации по расчету подземных сооружений типа сферических тел на сейсмические воздействия.**

**Основные выводы и заключения.**

# ЦЕЛЬ ДИССЕРТАЦИЯ

Определение предела применимости сейсмодинамического подхода при решении задачи сейсмостойкости подземных сферических оболочек.

Работа сводится к решению задачи колебаний оболочки классическим методом волновой динамики и методом динамической теории сейсмостойкости и сравнении полученных результатов. При первом приближении рассматривается нестационарная и стационарная дифракция плоской волны на жесткой сфере.

# Состояние изученности проблемы

Задачи, относящиеся к проблеме нестационарного взаимодействия деформируемых тел с окружающей средой представляют большой интерес как с практической, и с теоретической точки зрения.

Увеличился объем проводимых теоретических исследований взаимодействие волн с объектами различных конфигураций. Особое место среди этих работ занимают вопросы дифракции волн на сферических телах.

Этим проблемам посвящены монографии А.Н.Гузя, В.Д.Кубенко, В.Б. Поручикова, А.Г.Горшкова, Д.В.Тарлаковского, Ш.М.Айтиалиева, М.Ш. Исраилова, У.Н.Рао, С.С.Той, Н.Huang, У.F.Wang. С. С. Mow

# Состояние изученности проблемы

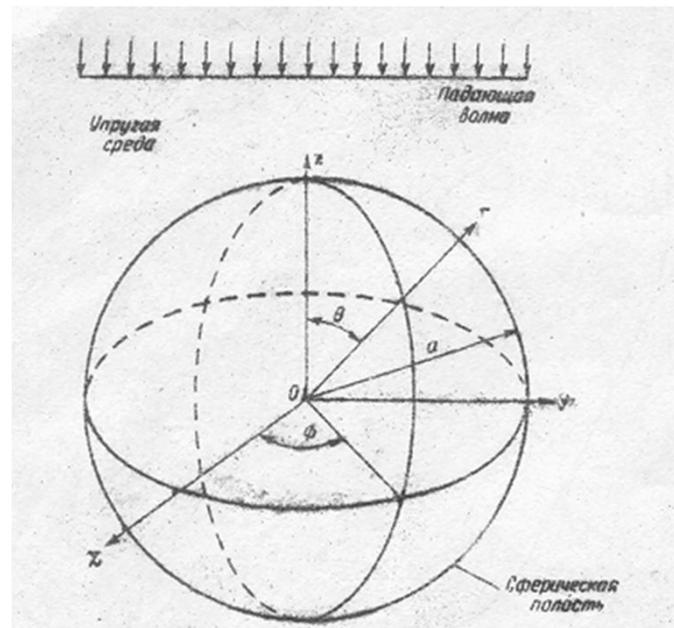
В работе Huang, Wang исследуется взаимодействие гармонических волн на сферической полости. Задачи о дифракции плоской акустической волны на сфере рассматривались в работах А.А.Харкевича, М.Н.Лефонова и А.К.Федорова, В.Б.Поручикова. Действие нестационарной волны на абсолютно жесткую сферу рассматривалось А.Н.Ковшовым, И.В.Симоновым, У.Саримсаковым.

С.С.Мов изучено действие плоской волны на жестком включении. Решение получено при первом приближении для стационарной задачи, затем с помощью интеграла Фурье переходит к нестационарному источнику.

Динамическая теория сейсмостойкости разработана учеными Института Механики и Сейсмостойкости АН РУз. М.Т.Уразбаевым, Т.Р.Рашидовым, Я.Н.Мубараковым и др. Исследованию сейсмостойкости подземных цилиндрических оболочек посвящены работы Сагдиева Х.С., Куванова Б, Сафарова И.И., Рахманова Б. и др.

# Исследование взаимодействие волн со сферическими недеформируемыми телами

Геометрия задачи:



# Исследование взаимодействия волн со сферическими недеформируемыми телами

В неограниченной упругой среде содержится жесткое включение сферической формы радиуса  $R$ . На тело вдоль оси  $Z$  в отрицательном её направлении падает плоская продольная волна произвольного профиля, которое достигает включения в момент времени  $t = -1$ . При этом как и в включения так и в среде возникают осесимметричные волновые поля.

Начало декартовой  $(x, y, z)$  и сферической  $(r, \theta, \beta)$  систем координат помещены в центре включения.

Вектор смещения выражаем через скалярный и векторный потенциал

$$\vec{U} = \text{grad}\varphi + \text{rot}\left(-\frac{\partial\varphi}{\partial\theta}\vec{e}_\beta\right)$$

Посчитаем, что подающая плоская волна задана в виде:

$$\varphi^{(i)} = \varphi_0 H(C_1 t + r \cos\theta)$$

# Исследование взаимодействие волн со сферическими недеформируемыми телами

Граничные условия на поверхности контакта неподвижного абсолютно жесткого тела и безграничной упругой среды принимаем в виде:

$$U_r = U_\theta = 0 \text{ при } r = 1.$$
$$\text{при } r = R.$$

$$\frac{4\pi R^3}{3} \rho_{сф} \cdot \ddot{U}(t) = \iint (\sigma_{rr} \cos \theta - \sigma_{r\theta} \sin \theta) d\theta d\varphi.$$

что является следствием второго закона Ньютона.

В силу линейности задачи дифракции упругой волны, потенциалы смещение можем рассматривать как сумму потенциалов подающих и дифрагированных волн.

# Исследование взаимодействие волн со сферическими недеформируемыми телами

$$\varphi = \varphi^{(i)} + \varphi^{(d)} \quad \psi = \psi^{(i)} + \psi^{(d)}$$

Применив интегральное преобразование Фурье и ограниваясь убывающими на бесконечности решениями последних получим:

$$\bar{\varphi}(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n h_n^{(1)}(\alpha_1 r) P_n(\cos \theta) \quad \alpha_1 = \frac{\omega}{c_1}$$

$$\bar{\psi}(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} B_n h_n^{(1)}(\beta_1 r) P_n(\cos \theta) \quad \beta_1 = \frac{\omega}{c_2}$$

Также разложение в ряд по сферическим волновым функциям дает выражение.

$$\bar{\varphi}^{(i)} = \frac{\varphi_0}{i\omega} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) i^n j_n(\alpha_1 r) P_n(\cos \theta)$$

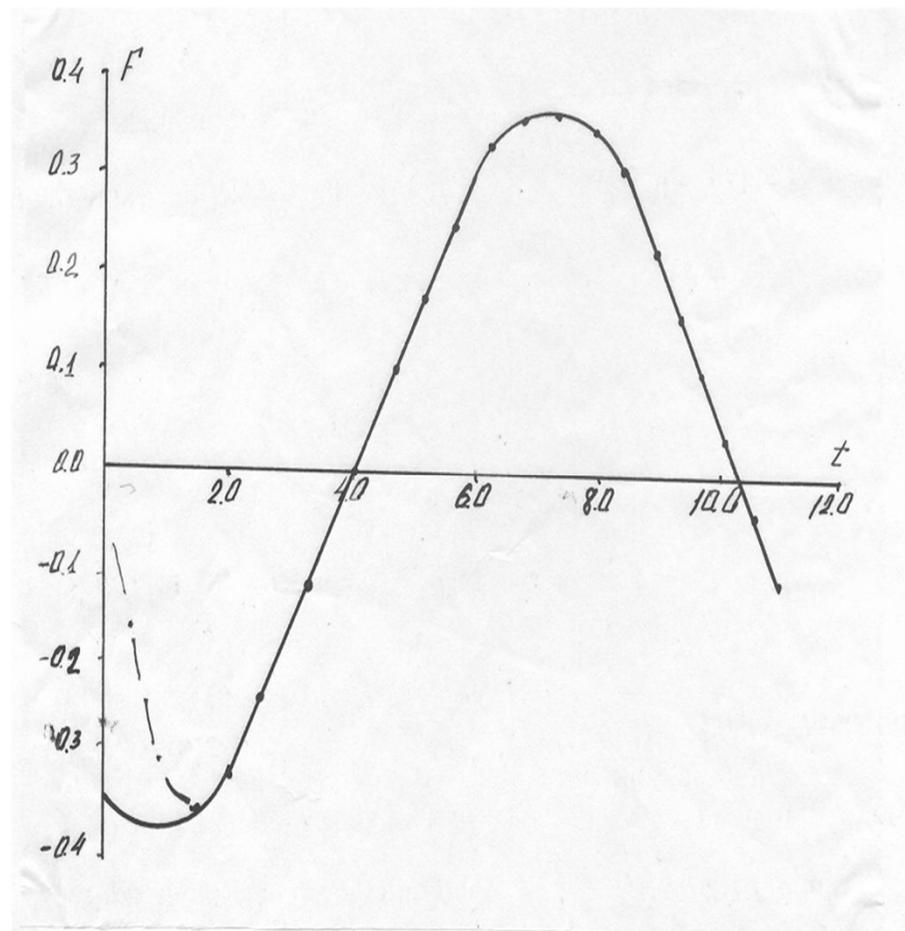
# Исследование взаимодействие волн со сферическими недеформируемыми телами

Считаем значение результирующей силы  $F$ :

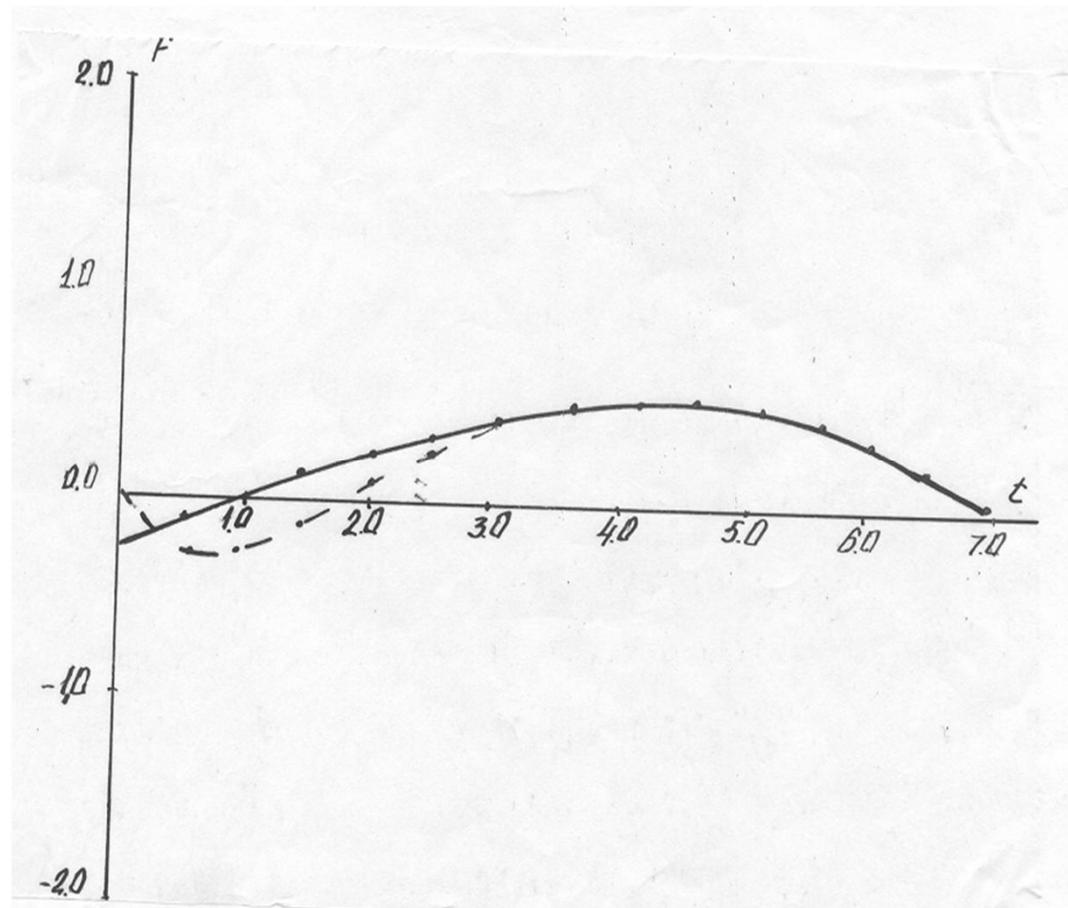
$$F = \frac{4}{3} \omega^2 \left[ -A_1 h_1(\omega) + 2\omega^2 B_1 h_1(\gamma\omega) - 3ij_1(\omega) \right] \varphi_0 =$$
$$= -4i \frac{2h_1(\gamma\omega)(1-k)(1-i) - ik\gamma\omega h_2(\gamma\omega)}{(1-k)2h_1(\gamma\omega)h_2(\omega) + \gamma h_2(\gamma\omega)[(1-k)h_1(\omega) + k\omega h_2(\gamma\omega)]}$$

Доказана малая зависимость от частоты падающих волн пределов применимости решений стационарной и нестационарной задач. В случае подвижной сферы начиная с момента времени равного 2 радиусам, действующую на сферу, можно вычислять по более простым формулам стационарной дифракции.

## Зависимость результирующей силы от времени



## Зависимость результирующей силы от времени



## Исследование взаимодействия недеформируемых сферических тел с грунтом при различных контактных условиях

Рассматривается задача колебаний жесткой сферы по сейсмодинамической теории. Постановка задачи как при задаче по волновой теории.

При приложении динамической теории сейсмостойкости взаимодействие учитываются системой коэффициентов, отражающих сопротивление грунтов перемещению сооружения при действии различных нагрузок. Отпор среды сводится к дополнительной силе взаимодействия, обусловленной относительным перемещением поверхности оболочки.

$$K_{\tau}(U - U_0)Rd\alpha_1d\alpha_2, K_n(W - W_0)Rd\alpha_1d\alpha_2, K_r(V - V_0)Rd\alpha_1d\alpha_2.$$

где  $U, V, W$  - перемещения оболочки

$U_0, V_0, W_0$  - перемещения грунта

$K_{\tau}, K_n, K_r$  - коэффициенты взаимодействия между оболочкой и грунтом по направлениям осей.

## Исследование взаимодействия недеформируемых сферических тел с грунтом при различных контактных условиях

Граничные условия при  $r=1$

$$\sigma_{\kappa\theta} = -k_{\tau} [u_{\theta} - U_{\theta}(t) \sin \theta]$$

$$u_r = -U_r(t) \cos \theta$$

Получено значение результирующей силы

$$\vec{F} = \frac{4 - k_{\tau} \gamma (\gamma \omega^2 + 3i\omega - \frac{3}{\gamma})}{ie^{i\omega} \left\{ 2k_{\tau} (1 - k) [\omega^2 + 3i\omega - 3] (i\gamma\omega - 1) + k_{\tau} \gamma \left[ \gamma \omega^2 + 3i\omega - \frac{3}{\gamma} \right] [\omega^2 k + (i\omega - 1)(1 - 2k)] \right\}}$$

## Исследование взаимодействия недеформируемых сферических тел с грунтом при различных контактных условиях

Принимая  $\kappa_\tau \rightarrow \infty$  получим решение задачи при классической постановке волновой дифракции (акустическая среда ( $\gamma \rightarrow \infty$ )).

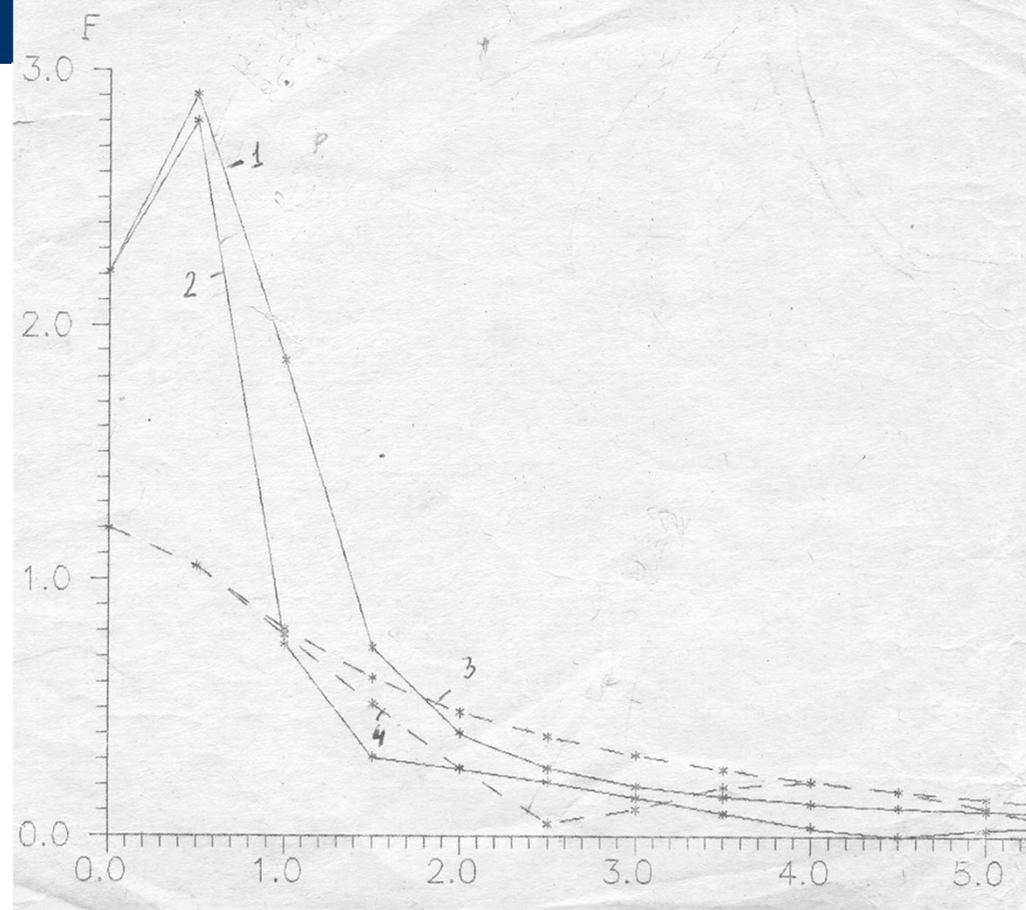
$$\bar{F} = -\frac{4i\omega^3 e^{-i\omega}}{\omega^2 + 2i\omega - 2}$$

Получен график зависимости результирующей силы от времени  $t$  при следующих значениях величин:

$$R=1\text{м}, c_1=600\text{м/с}, c_2 = 200\text{м/с}, \rho_{cp} = 1.7*10^3 \text{кг/м}^3, \rho_{сф} = 2.2*10^3 \text{кг/м}^3,$$

$$\kappa_\tau = 4.2*10^6 \text{н/м}^3$$

## Зависимость результирующей силы от времени



1-  $k=0.56, k_r = 0.046$ ; 2-  $k=0.56, k_r \rightarrow \infty$ ; 3-  $k=2, k_r = 0.046$ ; 4-  $k=2, k_r \rightarrow \infty$

# Исследование взаимодействия плоских волн со сферической оболочкой

При решении задачи определения внутренних напряжений и перемещений путем применения некоторых гипотез трехмерная задача сводится к двумерной задаче о равновесии и деформации срединной поверхности, нагруженной системой усилий и моментов, статически эквивалентной системе нагрузок оболочки.

Общие уравнение равновесия оболочки по этой теории имеют вид:

$$\frac{1}{A_2} \frac{\partial T_2}{\partial \alpha_2} + \frac{1}{A_1} \frac{\partial S_{21}}{\partial \alpha_1} + \frac{1}{A_1 A_2} \frac{\partial A_1}{\partial \alpha_2} (T_2 - T_1) + \frac{1}{A_1 A_2} \frac{\partial A_2}{\partial \alpha_1} (S_{12} + S_{21}) - \left( \frac{N_2}{R_{22}} - \frac{N_1}{R_{12}} \right) + x_2 = 0$$

## Исследование взаимодействия плоских волн со сферической оболочкой

$$\frac{T_1}{R_{11}} - \frac{S_{21} - S_{12}}{R_{12}} + \frac{T_2}{R_{22}} + \frac{1}{A_1 A_2} \left[ \frac{\partial}{\partial \alpha_1} (A_2 N_1) - \frac{\partial}{\partial \alpha_2} (A_2 N_2) \right] - x = 0$$

$$\frac{1}{A_1} \frac{\partial H_{21}}{\partial \alpha_1} + \frac{1}{A_2} \frac{\partial M_2}{\partial \alpha_2} - \frac{1}{A_1 A_2} \frac{\partial A_1}{\partial \alpha_2} (M_1 - M_2) + \frac{1}{A_1 A_2} \frac{\partial A_2}{\partial \alpha_1} (H_{12} + H_{21}) + N_2 = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial \alpha_2} \frac{\partial H_{12}}{\partial \alpha_2} + \frac{1}{A_1} \frac{\partial M_1}{\partial \alpha_1} - \frac{1}{A_1 A_2} \frac{\partial A_2}{\partial \alpha_1} (M_2 - M_1) + \frac{1}{A_1 A_2} \frac{\partial A_2}{\partial \alpha_1} (H_{21} + H_{12}) + N_2 = 0$$

$$\frac{H_{12}}{R_{11}} + \frac{H_{21}}{H_{22}} + S_{12} + S_{21} = 0$$

## Исследование взаимодействия плоских волн со сферической оболочкой

Движение упругой среды описывается уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} \Delta\varphi &= \frac{\partial^2\varphi}{C_1^2\partial t^2}; \\ \Delta\psi &= \frac{\partial^2\psi}{C_2^2\partial t^2}; \end{aligned} \right\}$$

Потенциал падающей плоской волны задан в виде:

$$\varphi^{(i)} = f(C_1 t + z)$$

# Исследование взаимодействия плоских волн со сферической оболочкой

Применяя интегральное преобразование Фурье по  $\theta$  к уравнениям получаем выражения потенциалов волн в изображениях:

$$\bar{\varphi}^i(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) i^n j_n(\gamma_1 \alpha r) P_n(\cos \theta) e^{-i\alpha z}$$

$$\bar{\varphi}(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) i^n j_n(\gamma_1 \alpha r) P_n(\cos \theta) e^{-i\alpha z} + A_n(\omega) h_n^{(1)}(\gamma_1 \alpha r) P_n(\cos \theta) e^{-i\alpha z}, \text{ так как } \varphi = \varphi^i + \varphi^d$$

$$\bar{\psi}(\omega) = -\sin \theta \sum_{n=1}^{\infty} B_n(\omega) h_n^{(1)}(\gamma_2 \alpha r) P_n^1(\cos \theta) e^{-i\alpha z}$$

# Исследование взаимодействия плоских волн со сферической оболочкой

$$\bar{U} = -\sin \theta \sum_{n=1}^{\infty} a_n(\omega) P_n'(\cos \theta) e^{-i\omega t}$$

$$\bar{W} = \sum_{n=0}^{\infty} b_n(\omega) P_n(\cos \theta) e^{-i\omega t}$$

$$\sigma_{rr} = \sum_{n=0}^{\infty} \sigma_{rr}^{(n)} P_n(\cos \theta) e^{-i\omega t}$$

$$\sigma_{r\theta} = -\sin \theta \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_{r\theta}^{(n)} P_n(\cos \theta) e^{-i\omega t}$$

# Исследование взаимодействия плоских волн со сферической оболочкой

Уравнения оболочки с учётом инерциальных нагрузок и сил взаимодействия вид:

$$\left\{ \frac{2Eh}{(1-\nu^2)R^2} \left[ \frac{\partial^2 U}{\partial \alpha^2} - \frac{\partial \omega}{\partial \alpha} + \nu \left( -\frac{1}{\sin^2 \alpha} U + \operatorname{ctg} \alpha \frac{\partial U}{\partial \alpha} - \frac{\partial \omega}{\partial \alpha} \right) + \operatorname{ctg} \alpha \left[ (1-\nu) \left( \frac{\partial U}{\partial \theta} - \operatorname{ctg} \alpha U \right) \right] \right] \right\} - \sigma_{r\theta t} = 2\rho h \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}$$
$$\left\{ \frac{2Eh}{(1-\nu^2)R^2} \left[ \left( \frac{\partial U}{\partial \alpha} - 2W + \operatorname{ctg} \alpha U \right) (1+\nu) + \frac{1}{R} \left( \frac{\partial N_1}{\partial \alpha} + \operatorname{ctg} \alpha N_1 \right) \right] \right\} + \sigma_{rr} = 2\rho h \frac{\partial^2 W}{\partial t^2}$$

где  $\sigma_{r\theta}$  и  $\sigma_{rr}$  -тангенциальная и нормальная компоненты напряжений,  $U$  и  $W$  тангенциальная компонента и прогиб, связанные с перемещением среды на границе следующим образом:

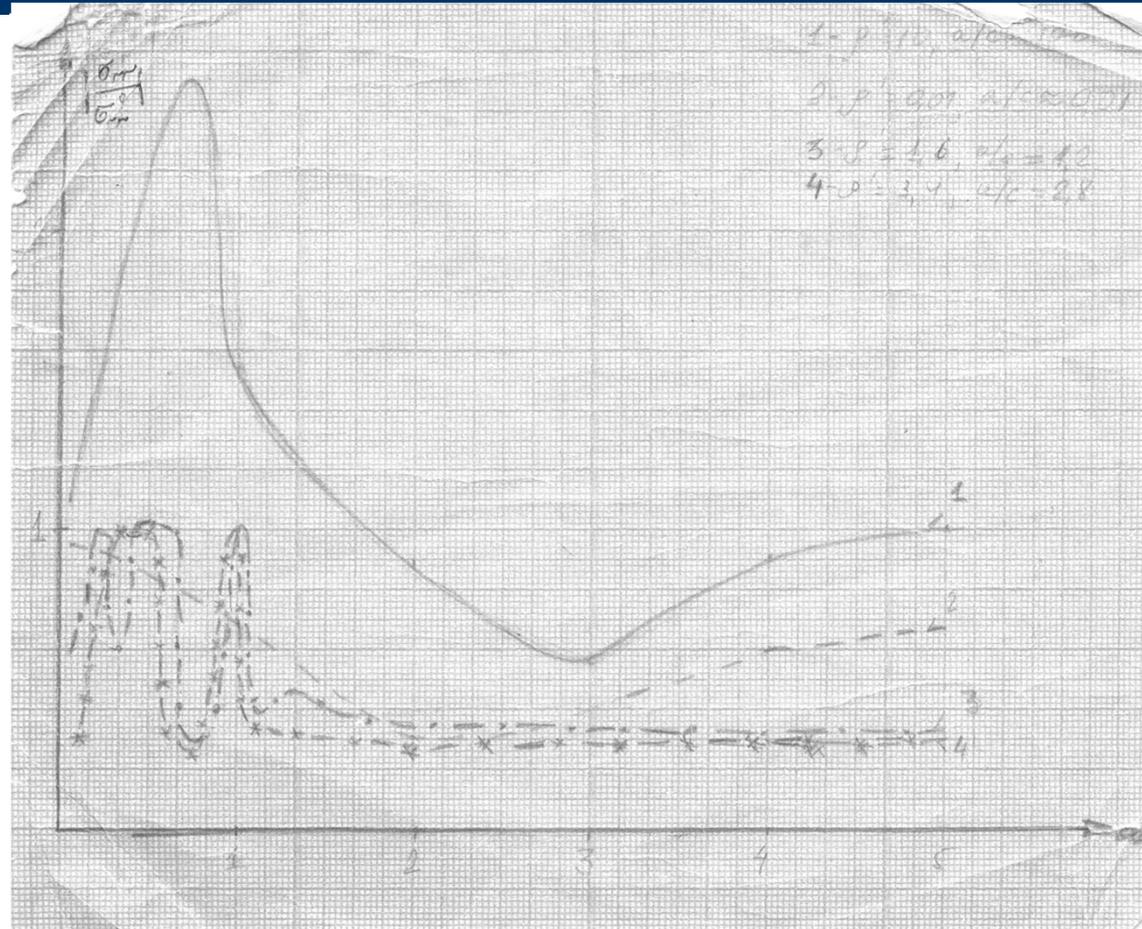
$$\begin{cases} U_r^\theta + U_r^1 = W; \\ U_2^\theta + U_2^1 = U - \frac{h}{2R} \frac{\partial \omega}{\partial \alpha} \end{cases}$$

## Исследование взаимодействия плоских волн со сферической оболочкой

$$\bar{\sigma}_{rr}^0 = \frac{\varphi_0^p}{R^2} \left\{ -\omega^2 (2n+1) i^n j_n(\xi) - \frac{2}{\gamma_2^2} \left\{ -\omega^2 (2n+1) i^n \gamma_1 \omega \left[ \frac{n}{\gamma_1 \omega r} j_n(\xi) - j_{n+1}(\xi) \right] - (\omega^2 + n(n+1)) (2n+1) i^n j_n(\xi) \right\} \right\} P_n(\cos \theta)$$

Рассчитывается все параметры напряженно-деформированного состояния. Для полного решения задачи необходимо произвести суммирование рядов. При этом возникает вопрос о скорости сходимости этих рядов. В данном случае использован метод суммирования рядов средними Чезаро. В работе найден номер  $n$ , начиная с которого значения функций мало меняется. Этот номер для описанных характеристик среды и оболочки колеблется от 6 до 8. В результате получены зависимости отношений модулей напряжений от  $\xi$ , где  $\xi$  - волновое число,  $r$  - радиус.

# Зависимости отношений модулей напряжений $|\sigma_{rr} / \sigma_{rr}^0|$ от $\alpha r$





## Сейсמודинамика подземных сооружений типа сферической оболочек взаимодействующих с грунтом

При взаимодействии в системе сооружение-грунт возникают сейсмические инерционные нагрузки и силы взаимодействия сооружения с окружающей средой, обуславливающие сейсмическое напряженно-деформированное состояние подземной оболочки.

Силу взаимодействия оболочки с грунтом можно записать в виде

$$\bar{P} = \kappa \vec{V}$$

Где  $\kappa$ - матрица коэффициентов взаимодействия, которую можно написать в виде:

$$K = \begin{vmatrix} k_1 & 0 & 0 \\ 0 & k_2 & 0 \\ 0 & 0 & k_3 \end{vmatrix}$$

## Сейсмодинамика подземных сооружений типа сферической оболочек взаимодействующих с грунтом

Сила  $\bar{P}$  разделяется на нормальную составляющую и составляющие, направленные вдоль касательных к координатным линиям. Она зависит от компонентов относительного перемещения срединной поверхности оболочки. Тогда с учетом вектор-сила взаимодействия подземной оболочки с грунтовой средой определяется как

$$\vec{P} = k_1 \check{u} \vec{i} + k_2 \check{v} \vec{j} + k_3 \check{w} \vec{n}$$

## Сейсмодинамика подземных сооружений типа сферической оболочек взаимодействующих с грунтом

В уравнениях движения сферической оболочки по сейсмодинамической теории в уравнениях внешние силы заменим силами взаимодействия

$$\frac{2Eh}{(1-\nu^2)} \frac{1}{R_2} - \left\{ \frac{\partial^2 u}{\partial \theta^2} - \frac{\partial W}{\partial \theta} + \nu \left( -\frac{1}{\sin^2 \theta} u + \operatorname{ctg} \theta \frac{\partial u}{\partial \theta} - \frac{\partial W}{\partial \vartheta} \right) + \operatorname{ctg} \theta [1-\nu] \left( \frac{\partial u}{\partial \theta} - \operatorname{ctg} \theta U \right) \right\} - k_\tau (u - u_0) = 2\rho h \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}$$

$$\frac{2Eh}{(1-\nu^2)} \frac{1}{R^2} \left\{ \left( \frac{\partial u}{\partial \theta} - 2w + \operatorname{ctg} \theta u \right) (1+\nu) \right\} - k_n (w - w_0) = 2\rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2}$$

## Сейсмодинамика подземных сооружений типа сферической оболочек взаимодействующих с грунтом

Для построения аналитического решения этих уравнений представим компоненты перемещения  $u$  и  $w$  в виде следующих бесконечных рядов:

$$u = \sin \theta \sum_{n=0}^{\infty} u_n P'_n(\cos \theta) e^{-i\omega t} = \sin \theta \sum_{n=0}^{\infty} u_n C_{n-1}^{3/2}(\cos \theta) e^{-i\omega t}$$

$$w = \sum w_n P_n(\cos \theta) e^{-i\omega t}$$

## Сейсмодинамика подземных сооружений типа сферической оболочек взаимодействующих с грунтом

$$\begin{aligned}
 & -\frac{\sin \theta}{(1-\nu^2)} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} u_n [(1-\nu) - n(n+\nu)] + \sum_{n=0}^{\infty} w_n (1+\nu) \right\} P'_n(\cos \theta) e^{-i\omega t} - \sin \theta \sum_{n=0}^{\infty} k_\tau u_n P'_n(\cos \theta) e^{-i\omega t} = \\
 & = -\sin \theta \frac{\partial^2 \sum_{n=0}^{\infty} u_n}{\partial t^2} P'_n(\cos \theta) e^{-i\omega t} + \sin \theta \sum_{n=0}^{\infty} k_\tau u_{0n} P'_n(\cos \theta) e^{-i\omega t} \\
 & \frac{(1-\nu)}{(1-\nu^2)} \left\{ n(n+1) \sum_{n=0}^{\infty} u_n + 2 \sum_{n=0}^{\infty} w_n \right\} P_n(\cos \theta) e^{-i\omega t} - \sum_{n=0}^{\infty} k_n w_n P_n(\cos \theta) e^{-i\omega t} = \\
 & \frac{\partial^2 \sum_{n=0}^{\infty} w_n}{\partial t^2} P_n(\cos \theta) e^{-i\omega t} + \sum_{n=0}^{\infty} k_n w_{0n} P_n(\cos \theta) e^{-i\omega t}
 \end{aligned}$$

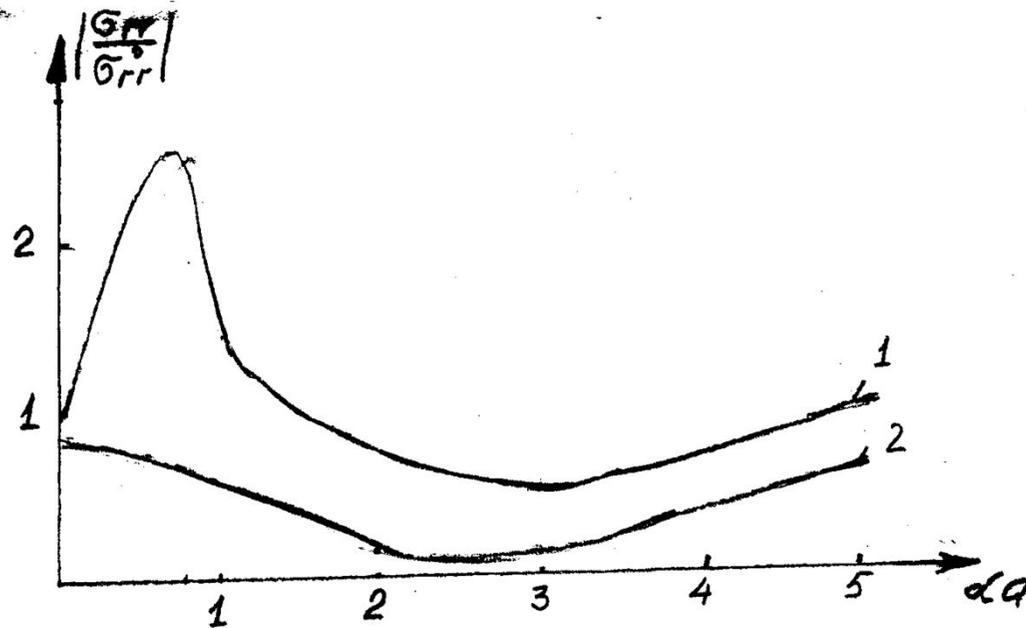
## Сейсмодинамика подземных сооружений типа сферической оболочек взаимодействующих с грунтом

Для определения произвольных коэффициентов используем граничные условия

$$u_r^0 + u_r^1 = w, \quad u_\theta^0 + u_\theta^1 = u - \frac{h}{2R} \frac{\partial w}{\partial \theta}; \quad (r = R)$$

То есть оболочка и грунт скреплены между собой жестко.

Зависимости отношений модулей напряжений  $|\sigma_{rr} / \sigma_{rr}^0|$  от  $\alpha r$  при различных соотношения скоростей  $c/c'$ , и плотностей  $\rho'$



# Список опубликованных работ

1. «Исследование пределов применимости стационарного и нестационарного подходов к задачам дифракции плоских волн на жесткой сфере». Сборник научных трудов ИМ и СС АН РУз. 1991г

2. «Нестационарная и стационарная дифракция на неподвижном включении сферической формы в упругой среде». Халкаро илмий-амалий конференция материаллари «Проблем-ные вопросы механики и машиностроения» Т. 1993 25-27 май

3. «Нестационарная дифракция на сферической оболочке в упругой среде» «Механика муаммолари» журналы 1995й. № 5.

4. Исследование взаимодействия волн со сферическими недеформируемыми телами. Отчет лаборатории «Сейсмостойкость метрополитена» ИмиСС АНРУз. 1995й. (промежуточный).

5. «Исследование НДС подземных сооружений типа сферических оболочек при сейсмических воздействиях» Отчет лаборатории «Динамика пространственных систем» ИМ и СС АН РУз. 2000 г. (промежуточный).

6. «Исследование колебаний сферической оболочки в упругой среде при нестационарных воздействиях». Материалы международного симпозиума «Современные проблемы прочности, пластичности и устойчивости» ТГТУ, Тверь 4-16 декабрь 2000 г.

# Список опубликованных работ

7. “Исследование напряженно-деформированного состояния подземных сооружений типа сферической оболочки” Механика муаммолари ва иншоотлар сейсодинамикаси. Халқаро конференция материаллари 27-28 май. Тошкент 2004 й. 132-137 б.

8. Исследование взаимодействия плоских волн со сферической оболочкой Строительная механика и расчет конструкций. Материалы международной научно - технической конференции. Самарканд 28-29 июнь 2007г

9. Решение уравнений колебаний подземных сферических оболочек при сейсмических воздействиях. Архитектура-қурилиш фани ва давр: илмий ишлар тўплами. – Тошкент: ТАҚИ. – 2008.

10. Исследование сейсодинамики жесткого подземного тела сферической формы Современные проблемы механики Материалы международной научно-технической конференции Тошкент 23-24 сентябрь 2009 г

11. Сейсодинамика жесткого сферического тела находящегося в безграничной уругой среде Архитектура-қурилиш фани ва давр: илмий ишлар тўплами. – Тошкент: ТАҚИ. – 2009.