

HALQALARLA MÖHKƏMLƏNDİRİLMİŞ KONİK ÖRTÜYÜN ONA YAYLA BİRLƏŞDİRİLMİŞ KÜTLƏ İLƏ QEYRİ-BİRCİNS ELASTİKİ MÜHİTDƏ BİRGƏ RƏQSLƏRİNİN TƏDQIQI

hossein.shafiei.m@gmail.com

Təqdim edilən bu məqalədə möhkəmləndirilmiş konik örtüyün ona yayla birləşdirilmiş kütlə ilə qeyri-bircins elastiki mühitdə birgə rəqslərinin tədqiqi məsələlərinə baxılmışdır. Mühitin təsirini nəzərə almaq üçün qeyri-bircins elastiki Vinkler modelindən istifadə olunmuşdur. Məsələ xətti qoyuluşda həll olunduğundan sistemin deformasiyası kiçik olur ki, bu da qəbul edilmiş fərziyyənin mümkünlüyünü təsdiqləyir.

Məsələnin qoyuluşu. İşdə mühitlə kontaktda olan, səthində müntəzəm yerləşmiş çubuqlarla möhkəmləndirilmiş dairəvi qapalı kəsik konik örtükdən və örtüyə diametral əks nöqtələrdə eyni sərtlilikli iki yayla birləşdirilmiş kütlədən ibarət sistem nəzərdən keçirilir. Nəzərdə tutulur ki, qeyd olunan sistem qeyri-bircins elastiki mühitlə kontaktdadır. Konik qabıq oxuna perpendikulyar müstəvidə yerləşən halqalarla möhkəmləndirilmişdir. Məsələnin həllində dəyişən r radiusu, diametral müstəvilər arasında qalan ikiüzlü φ bucağından ibarət koordinat sistemindən istifadə olunmuşdur.

Fərz edək ki, elastiki qeyri-bircins mühitdə yayla birləşdirilmiş kütlə ilə birgə rəqs edən konik örtük yalnız halqalarla möhkəmləndirilmişdir (şəkil 1.).

Boyuna və eninə qabırğaların deformasiyasının potensial enerjisi Π_2 [2,3] işlərində olduğu kimi qəbul olunur. Örtüyün, halqaların, kinetik enerjilərinin cəmi aşağıdakı ifadənin köməyi ilə hesablanır:

$$T_1 = \frac{\gamma_1 h}{2g} \int_{r_2}^{r_1} \int_0^{2\pi} \left[\left(\frac{\partial w}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial g}{\partial t} \right)^2 \right] r dr d\varphi + \frac{\gamma_1 F_1}{2g} \sum_{j=1}^{k_1} \int_{r_2}^{r_1} \left[\left(\frac{\partial w}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial g}{\partial t} \right)^2 \right] \frac{dr}{\sin \gamma} + \frac{\gamma_1 F_2}{2g} \sum_{j=1}^{k_2} \int_0^{2\pi} \left[\left(\frac{\partial w}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial g}{\partial t} \right)^2 \right] d\varphi \quad (1)$$

Burada γ_1 – örtüyün və qabırğaların materialının xüsusi çəkisi, g – sərbəstdüşmə təcilidir.

$$L = T - \Pi \quad (2)$$

Qeyri-bircins mühitin silindrik örtüyə təsiri xarici q_r radial qüvvəsinin örtüyün йердәйишмяляриндә эюрдцц иш формасында дахил олур:

$$A = - \int_{r_2}^{r_1} \int_0^{2\pi} \frac{q_r r}{\sin \gamma} dr d\varphi \quad (3)$$

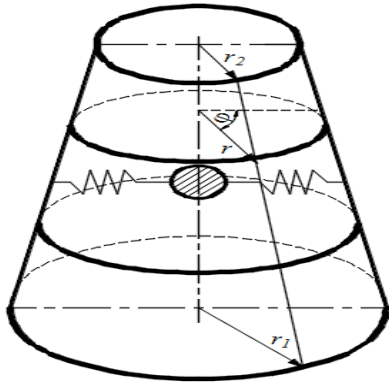
Hesab edirik ki, kütlə eninə kəsik müstəvisində z oxu boyu hərəkət edir (şəkil.1). Kütlənin və yayın uc nöqtələrinin birləşdiyi nöqtələrin hesabına yaranan u istiqamətdəki hərəkəti nəzərə alınmır.

Yayın Π_3 potensial, kütlənin T_2 kinetik enerjiləri aşağıdakı şəkildə olur:

$$\Pi_3 = (z - w_0 \cos \gamma)^2 c,$$

$$T_2 = \frac{1}{2} M \dot{z}^2. \quad (4)$$

Burada $w_0 - \varphi = 0$ müstəvisində yayın uc nöqtələrinin birləşdiyi diametral əks nöqtələrinin yerdəyişməsi, M – yükün kütləsidir.



Şəkil 1. Halqalarla möhkəmləndirilmiş, kütlə bərkidilmiş, özlü-elastiki qeyri-bircins mühitlə kontakda olan konik örtük.

Məsələnin həlli. Enerjisi (2) ifadəsi ilə müəyyən olunan örtüyün nöqtələrinin yerdəyişmələrini aşağıdakı şəkildə axtaraq[3]:

$$w = \frac{(r_2 + x \sin \gamma)^2}{r_1^2} \sin \frac{m\pi x}{l} \sum_{n=1}^{\infty} A_n(t) \cos n\varphi;$$

$$g = \frac{(r_2 + x \sin \gamma)^2}{r_1^2} \sin \frac{m\pi x}{l} \sum_{n=1}^{\infty} B_n(t) \sin n\varphi \quad (5)$$

$$u = \frac{(r_2 + x \sin \gamma)^2}{r_1^2} \cos \frac{m\pi x}{l} \sum_{n=1}^{\infty} D_n(t) \cos n\varphi$$

Burada n – dairəvi istiqamətdəki, m – doğuranı boyu dalğa ədədləri, $A_n(t)$, $B_n(t)$, $D_n(t)$ naməlum sabitlərdir. Konusun doğuranı istiqamətindəki koordinatı x –lə işarə etsək, $r = r_2 + x \sin \gamma$, $r_1 - r_2 = l \sin \gamma$ olduğunu nəzərə alsaq, (5) ifadələrini [2] kimi yaza bilərik:

Mühitin təsirini nəzərə almaq üçün qeyri-bircins elastiki mühitlər üçün Vinkler modelindən istifadə olunmuşdur:

$$q_r = k_0 \left(1 - \xi \frac{r - r_2}{r_1 - r_2}\right) w. \quad (6)$$

(8) ifadələrini (4)- da yerinə yazsaq, Vinkler modeli halında yalnız halqalarla möhkəmləndirilmiş qeyri-bircins elastiki mühitlə kontakda olan konik örtüyün ona yayla birləşdirilmiş kütlə ilə birlikdə potensial və kinetik enerjisi üçün alırıq:

$$L_{hv} = \frac{\pi \gamma_1 h}{2 g r_1^4 \sin \gamma} \times$$

$$\times [T_7 \sum_{n=1}^{\infty} (A'_n)^2 + T_8 \sum_{n=1}^{\infty} (D'_n)^2 + T_7 \sum_{n=1}^{\infty} (B'_n)^2] +$$

$$+ \frac{\pi}{2 g r_1^4} \sum_{j=1}^{k_2} \gamma_j F_j r_j^4 \left(\sin^2 \frac{r_j - r_2}{2} \alpha \sum_{n=1}^{\infty} (A'_n)^2 + \right.$$

$$+ \cos^2 \frac{r_j - r_2}{2} \alpha \sum_{n=1}^{\infty} (D'_n)^2 + \left. \sin^2 \frac{r_j - r_2}{2} \alpha \sum_{n=1}^{\infty} (B'_n)^2 \right) + \frac{1}{2} M \dot{z}^2$$

Vinkler modeli halında (7) sırasına daxil olan sıraların n –ci toplananına nəzərən üçün potensial və kinetik

$$+ T_7 \sum_{n=1}^{\infty} (B'_n)^2$$

enerjilərinin cəmini, yəni tam enerjinin ifadəsini yazaq:

$$L_{hv} = \beta_{11} D_n^2(t) + \hat{\beta}_{22} A_n^2(t) + \beta_{33} B_n^2(t) + \beta_{44} A_n(t) D_n(t) +$$

$$\beta_{55} A_n(t) B_n(t) + (z - w_0 \cos \gamma)^2 c + \frac{1}{2} M \dot{z}^2$$

$$+ \beta_{66} A_n'^2 + \beta_{77} D_n'^2 + \beta_{88} B_n'^2 \quad (7)$$

(8) ifadəsini [8] Laqranj tənliyində yerinə yazsaq, qeyri-bircins mühitlər üçün Vinkler modeli halında aşağıdakı adi diferensial tənlikdən ibarət sistem alırıq:

$$M \ddot{z} + 2c(z - \alpha_0 A_n(t)) = 0$$

$$- 2\alpha_0 c z + 2\beta_{66} A_n''(t) + (2\hat{\beta}_{22} + 2\alpha_0^2 c) A_n(t) + \beta_{44} D_n(t) + \beta_{55} B_n(t) = 0$$

$$2\beta_{77} D_n''(t) + 2\beta_{11} D_n(t) + \beta_{44} A_n(t) = 0 \quad (8)$$

$$2\beta_{88} B_n''(t) + 2\beta_{33} B_n(t) + \beta_{55} A_n(t) = 0$$

Burada,

$$\alpha_0 = \frac{r_0^2}{r_1^2} \sin \frac{m\pi(r_0 - r_2)}{r_1 - r_2} \cos \gamma,$$

$$n = 1, 3, 5, \dots$$

Halqalarla möhkəmləndirilmiş, qeyri-bircins elastiki mühitlə kontakda olan konik örtüyün ona yayla birləşdirilmiş kütlə ilə birlikdə Vinkler modeli halında məxsusi rəqs tezliklərini tapmaq üçün (8) sisteminin həllini $z = z^* \sin \omega t$, $A_n = A_n^* \sin \omega t$, $B_n = B_n^* \sin \omega t$, $D_n = D_n^* \sin \omega t$ şəklində axtarsaq və sistemdə yerinə yazsaq z^* , A_n^* , B_n^* , D_n^* sabitlərinə nəzərən cəbri tənliklər sistemi alırıq:

$$\left(\frac{2c}{M} - \omega^2\right) z^* - \frac{2c\alpha_0}{M} A_n^* = 0$$

$$\begin{aligned}
& -2\alpha_0 cz^* + (2\hat{\beta}_{22} - 2\beta_{66}\omega^2 + 2\alpha_0^2 c)A_n^* + \\
& \beta_{44}D_n^* + \beta_{55}B_n^* = 0 \\
& (2\beta_{11} - 2\beta_{77}\omega^2)D_n^* + \beta_{44}A_n^* = 0 \quad (8) \\
& (2\beta_{33} - 2\beta_{88}\omega^2)B_n^* + \beta_{55}A_n^* = 0
\end{aligned}$$

(8) sistemi bircins xətti cəbri tənliklər sistemi olduğundan, onun trivial olmayan həllinin varlığı üçün zəruri və kafi şərt onun baş determinantının sıfıra bərabər olmasıdır. Nəticədə, haqalarla möhkəmləndirilmiş qeyri-bircins elastiki mühitlə kontaktda olan konik örtüyün ona yayla birləşdirilmiş kütlə ilə birlikdə, Vinkler modeli halında, məxsusi rəqs tezliklərini tapmaq üçün aşağıdakı tezlik tənliyini alırıq [3].

(8) tənliyini aşağıdakı şəkildə göstərək:

$$\begin{aligned}
& \left(\frac{2c}{M} - \omega^2\right) [\beta_{44}(2\beta_{33} - 2\beta_{88}\omega^2) + \\
& + \beta_{55}(2\beta_{11} - 2\beta_{77}\omega^2) - \\
& - (2\beta_{11} - 2\beta_{77}\omega^2)(2\beta_{33} - 2\beta_{88}\omega^2)] + \\
& 2\alpha_0 c \varphi_{88} \omega^2 - 4\alpha_0 c \varphi_{33} = 0. \quad (9)
\end{aligned}$$

Qeyd edək ki, $c = 0$ və ya $M = 0$ olduqda

(8) tənliyi mühitlə kontaktda olan möhkəmləndirilmiş kəsik konik örtüyün rəqs tənliyini ifadə edir:

$$\begin{aligned}
& 8\beta_{66}\beta_{77}\beta_{88}\omega^6 - (8\beta_{33}\beta_{66}\beta_{77} + \\
& 4\hat{\beta}_{22}\beta_{77}\beta_{88} - 4\beta_{11}\beta_{66}\beta_{88})\omega^4 + \\
& + (-2\beta_{88}\beta_{44}^2 - 2\beta_{77}\beta_{55}^2 + 4\hat{\beta}_{22}\beta_{33}\beta_{77} - \\
& 4\beta_{11}\beta_{33}\beta_{66} + 8\beta_{11}\hat{\beta}_{22}\beta_{33})\omega^2 + \\
& + 2\beta_{33}\beta_{44}^2 + 2\beta_{11}\beta_{55}^2 - 8\beta_{11}\hat{\beta}_{22}\beta_{33} = 0 \quad (10)
\end{aligned}$$

(10) tənliyini aşağıdakı şəkildə yazaq:

$$\begin{aligned}
& \omega^6 - (8\beta_{33}\beta_{66}\beta_{77} + 4\hat{\beta}_{22}\beta_{77}\beta_{88} - \\
& 4\beta_{11}\beta_{66}\beta_{88})(8\beta_{66}\beta_{77}\beta_{88})^{-1}\omega^4 + \\
& + (-2\beta_{88}\beta_{44}^2 - 2\beta_{77}\beta_{55}^2 + 4\hat{\beta}_{22}\beta_{33}\beta_{77} - \\
& 4\beta_{11}\beta_{33}\beta_{66} + \\
& + 8\beta_{11}\hat{\beta}_{22}\beta_{33} + \\
& 2\alpha_0 c \beta_{88})(8\beta_{66}\beta_{77}\beta_{88})^{-1}\omega^2 + \\
& + (2\beta_{33}\beta_{44}^2 + 2\beta_{11}\beta_{55}^2 - 8\beta_{11}\hat{\beta}_{22}\beta_{33} - \\
& 4\alpha_0 c \beta_{33})(8\beta_{66}\beta_{77}\beta_{88})^{-1} = 0. \quad (11)
\end{aligned}$$

(11) tənliyini $\omega^2 = \lambda$ -ya nəzərən kub tənlikdir:

$$\lambda^3 + \tilde{c}_1 \lambda^2 + \tilde{c}_2 \lambda + \tilde{c}_3 = 0. \quad (12)$$

Burada,

$$\begin{aligned}
\tilde{c}_1 &= -(8\beta_{33}\beta_{66}\beta_{77} + 4\hat{\beta}_{22}\beta_{77}\beta_{88} - \\
& 4\beta_{11}\beta_{66}\beta_{88})(8\beta_{66}\beta_{77}\beta_{88})^{-1} \\
\tilde{c}_2 &= (-2\beta_{88}\beta_{44}^2 - 2\beta_{77}\beta_{55}^2 + 4\hat{\beta}_{22}\beta_{33}\beta_{77} - \\
& 4\beta_{11}\beta_{33}\beta_{66} + 8\beta_{11}\hat{\beta}_{22}\beta_{33} + \\
& + 2\alpha_0 c \beta_{88})(8\beta_{66}\beta_{77}\beta_{88})^{-1};
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\tilde{c}_3 &= \\
& = (2\beta_{33}\beta_{44}^2 + 2\beta_{11}\beta_{55}^2 - 8\beta_{11}\hat{\beta}_{22}\beta_{33} \\
& - 4\alpha_0 c \beta_{33})(8\beta_{66}\beta_{77}\beta_{88})^{-1}
\end{aligned}$$

Kardano düsturunun köməyi ilə (12) kub tənliyinin köklərini tapa bilirik:

$$\lambda = y - \frac{\tilde{c}_1}{3};$$

$$\begin{aligned}
y &= \sqrt[3]{-\frac{\tilde{q}}{2} + \sqrt{\frac{\tilde{q}^2}{4} + \frac{p^3}{27}}} + \\
& + \sqrt[3]{-\frac{\tilde{q}}{2} - \sqrt{\frac{\tilde{q}^2}{4} + \frac{p^3}{27}}};
\end{aligned}$$

$$p = \frac{-\tilde{c}_1^2}{3} + \tilde{c}_2;$$

$$\tilde{q} = \frac{2\tilde{c}_1^3}{27} - \frac{\tilde{c}_1\tilde{c}_2}{3} + \tilde{c}_3.$$

(13) tənliyi ω^2 -na nəzərən səkkiz dərəcəli tənlikdir:

$$\begin{aligned}
& 8\beta_{66}\beta_{77}\beta_{88}\omega^8 - \left(\tilde{T}_1 + \frac{16c}{M}\beta_{66}\beta_{77}\beta_{88}\right)\omega^6 \\
& + \left(\tilde{T}_2 + \frac{2c}{M}\tilde{T}_1 - \right. \\
& \left. - 16c^2 \alpha_0^2 \beta_{77}\beta_{88}\right)\omega^4 - \left(\tilde{T}_3 + \frac{2c}{M}\tilde{T}_2 \right. \\
& \left. + 16c^2 \alpha_0^2 \beta_{11}\beta_{88} + 16c^2 \alpha_0^2 \beta_{33}\beta_{77}\right)\omega^2 \\
& - \frac{2c}{M}\tilde{T}_3 - 16c^2 \alpha_0^2 \beta_{33}\beta_{77} = 0; \\
& \tilde{T}_1 = 8\hat{\beta}_{22}\beta_{77}\beta_{88} + 8\beta_{11}\beta_{66}\beta_{88} + \\
& + 8\beta_{66}\beta_{77} + 8c^2 \alpha_0^2 \beta_{77}\beta_{88};
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\tilde{T}_2 &= -2\beta_{44}^2\beta_{88} - 2\beta_{55}\beta_{77} + 8\hat{\beta}_{22}\beta_{11}\beta_{88} \\
& + 8\hat{\beta}_{22}\beta_{33}\beta_{77} + 8\beta_{11}\beta_{33}\beta_{66} \\
& + \\
& + 8c^2 \alpha_0^2 \beta_{11}\beta_{88} + 8c^2 \alpha_0^2 \beta_{33}\beta_{77} \\
\tilde{T}_3 &= 2\beta_{33}\beta_{44}^2 + 2\beta_{11}\beta_{55}^2 - 8\hat{\beta}_{22}\beta_{11}\beta_{33} - \\
& 8c^2 \alpha_0^2 \beta_{11}\beta_{33}.
\end{aligned}$$

Bu tənlik $\lambda = \omega^2$ -na nəzərən dörd dərəcəli cəbri tənlikdir:

$$\begin{aligned}
& 8\beta_{66}\beta_{77}\beta_{88}\lambda^4 - \\
& - \left(\tilde{T}_1 + \frac{16c}{M}\beta_{66}\beta_{77}\beta_{88}\right)\lambda^3 + \\
& + \left(\tilde{T}_2 + \frac{2c}{M}\tilde{T}_1 - \right. \\
& \left. - 16c^2 \alpha_0^2 \beta_{77}\beta_{88}\right)\lambda^2 - \left(\tilde{T}_3 + \frac{2c}{M}\tilde{T}_2 \right. \\
& \left. + 16c^2 \alpha_0^2 \beta_{11}\beta_{88} + 16c^2 \alpha_0^2 \beta_{33}\beta_{77}\right)\lambda \\
& - \frac{2c}{M}\tilde{T}_3 - 16c^2 \alpha_0^2 \beta_{33}\beta_{77} = 0
\end{aligned}$$

Sonuncu tənliyi Ferrari üsulu ilə həll etmək olar. Onu aşağıdakı şəkildə göstərək:

$$\lambda^4 + A\lambda^3 + B\lambda^2 + C\lambda + D = 0. \quad (13)$$

Burada

$$\begin{aligned} \tilde{A} &= (8\beta_{66}\beta_{77}\beta_{88})^{-1} \left(\tilde{T}_1 + \frac{16c}{M} \beta_{66}\beta_{77}\beta_{88} \right); \tilde{D} = -\frac{2c}{M} \tilde{T}_3 - \\ &16c^2 \alpha_0^2 \beta_{33}\beta_{77} \\ \tilde{B} &= (8\beta_{66}\beta_{77}\beta_{88})^{-1} \left(\tilde{T}_2 + \frac{2c}{M} \tilde{T}_1 - \right. \\ &\quad \left. - 16c^2 \alpha_0^2 \beta_{77}\beta_{88} \right) \\ \tilde{C} &= (8\beta_{66}\beta_{77}\beta_{88})^{-1} \left(\tilde{T}_3 + \frac{2c}{M} \tilde{T}_2 \right. \\ &\quad \left. + 16c^2 \alpha_0^2 \beta_{11}\beta_{88} + 16c^2 \alpha_0^2 \beta_{33}\beta_{77} \right) \end{aligned}$$

Əvvəlcə

$$y^3 - \tilde{B}y^2 + (\tilde{A}\tilde{C} - 4\tilde{D})y - \tilde{A}^2\tilde{D} + 4\tilde{B}\tilde{D} - \tilde{C}^2 = 0$$

tənliyinin hər hansı y_0 həlli tapılır. Sonra isə aşağıdakı iki kvadrat tənliyin kökləri tapılır, belə ki, kvadrat kök altındakı ifadə tam kvadrat olur:

$$\lambda^2 + \frac{\tilde{A}}{2}\lambda + \frac{y_0}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\tilde{A}}{4} - \frac{\tilde{B}}{4}y_0\right)\lambda^2 + \left(\frac{\tilde{A}y_0}{2} - \frac{\tilde{C}}{4}\right)\lambda + \frac{y_0^2}{4} - \tilde{D}} = 0 \quad (14)$$

Kökaltı ifadəni aşağıdakı şəkildə göstərək:

$$\left(\frac{\tilde{A}}{4} - \frac{\tilde{B}}{4}y_0\right)\lambda^2 + \left(\frac{\tilde{A}y_0}{2} - \frac{\tilde{C}}{4}\right)\lambda + \frac{y_0^2}{4} - \tilde{D} = (\eta_1\lambda + \eta_2)^2$$

Burada

möhkəmləndirilmiş örtüyün minimal məxsusi rəqs tezliklərinə olan nisbətinin yükün kütləsindən asılılığı şəklində müxtəlif $\bar{k} = \frac{k}{D}$ qiymətləri və $\bar{c} = \frac{c}{D}$ üçün verilmişdir. Şəkil 4-də sistemin minimal məxsusi rəqs tezliklərini mühitin qeyri-bircinslik parametrindən asılılığı göstərilmişdir. Şəkil 2-dən görüldüyü kimi n ədədi artdıqca sistemin minimal məxsusi rəqs tezlikləri əvvəlcə azalır, sonra minimum qiymət alaraq artır. Şəkil 3 göstərir ki, M/M_p nisbəti (M_p – örtüyün qabırğalarla birlikdə kütləsidir) artdıqca sistemin minimal məxsusi rəqs tezlikləri azalır və əksinə, $\bar{k} = \frac{k_0}{D}$ nisbəti artdıqca və yayın

$$\eta_1^2 = \frac{\tilde{A}}{4} - \frac{\tilde{B}}{4}y_0; \quad \eta_2^2 = \frac{y_0^2}{4} - \tilde{D}$$

Nəticədə (18)-dən alırıq:

$$\lambda^2 + \left(\frac{\tilde{A}}{2} + \eta_1\right)\lambda + \frac{y_0}{2} + \eta_2 = 0$$

$$\lambda^2 + \left(\frac{\tilde{A}}{2} - \eta_1\right)\lambda + \frac{y_0}{2} - \eta_2 = 0$$

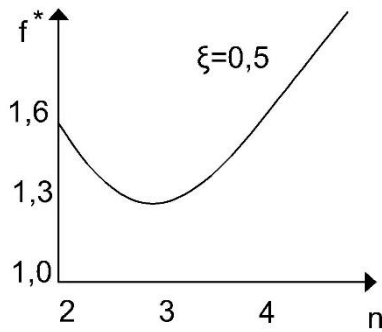
Sonuncu kvadrat tənliklərin kökləri üçün alırıq:

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{2} \left[-\left(\frac{\tilde{A}}{2} + \eta_1\right) \pm \sqrt{\left(\frac{\tilde{A}}{2} + \eta_1\right)^2 - 4\left(\frac{y_0}{2} + \eta_2\right)} \right]$$

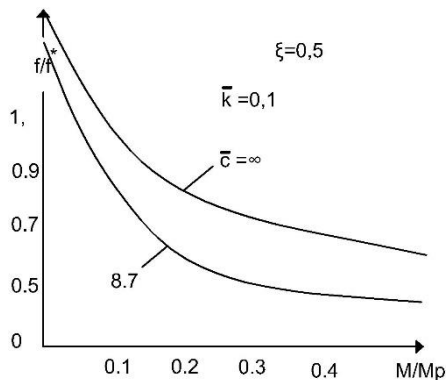
$$\lambda_{3,4} = \frac{1}{2} \left[-\left(\frac{\tilde{A}}{2} - \eta_1\right) \pm \sqrt{\left(\frac{\tilde{A}}{2} - \eta_1\right)^2 - 4\left(\frac{y_0}{2} - \eta_2\right)} \right]$$

Alınmış (19) tənliyinin kökləri ədədi üsulla hesablanmışdır. Parametrlər üçün aşağıdakı qiymətlər götürülmüşdür: $r_1 = 160$ mm, $r_2 = 85$ mm, halqalar bucaqlı şəklində $6 \times 10 \times 1$ (mm-də) kimi götürülmüşdür, $k_1 = 32$, $m = 1$, $\gamma = \frac{13\pi}{180}$, örtüyün hündürlüyü 320 mm qəbul edilmişdir.

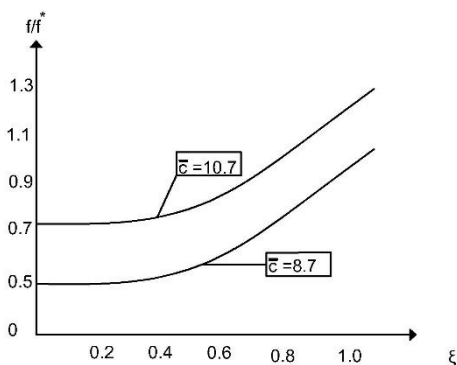
Hesablamaların nəticələri şəkil 2-də tezlik parametrini $f^* = \frac{\omega}{2\pi}$ –nin n –dən, şəkil 3-də sistemin minimal məxsusi rəqs tezliklərini qabırğalarla sərtliyi artdıqca sistemin minimal məxsusi rəqs tezlikləri artır. Bu onunla izah olunur ki, $\bar{k} = \frac{k_0}{D}$ nisbətinin artması mühitin sərtliyinin artmasına səbəb olur. Şəkil 4-dən görüldüyü kimi mühitin qeyri-bircinslik parametrinin qiyməti artdıqca, sistemin məxsusi rəqs tezlikləri azalır. Buna səbəb mühitin qeyri-bircinslik parametrinin qiymətinin artması, mühitin sərtliyinin artmasına səbəb olur.



Şəkil 2. Örtüyün məxsusi rəqs tezliklərinin dairəvi istiqamətdəki dalğa ədədindən asılılığı



Şəkil 3. Örtüyün məxsusi rəqs tezliklərinin yükün kütləsindən asılılığı



Şəkil 4. Örtüyün məxsusi rəqs tezliklərinin mühitin qeyri-bircinslik parametrindən asılılığı

ƏDƏBİYYAT

1.Муштари Х.М. Об устойчивости тонкостенных конических оболочек круглого сечения при кручении парами //

В кн. Сборник научных трудов КАИ. Казан, Казанский авиационный институт, 1935, с. 39-40.

2.Iskanderov R.A., Shafiei Matanagh H. Free vibrations of longitudinally reinforced conical shell with spring associated mass in medium // Problems of computational mechanics and strength of structures, Dnepropetrovsk National University named after Oles Honchar, vol.26, pp. 175-185, 2017.

3.Iskanderov R.A., ShafieiMatanaghH. Free vibrations of lateral reinforced conical shell with spring associated mass in medium / / IJTPE Journal International Journal on Technical and physical problems of engineering

Issue 32 Volume 9 Number 3 pp. 48-52 , September 2017

4. Карпов В.В. Математическая модель деформирования подкрепленных ортотропных оболочек вращения // Инженерно-строительный журнал, №5, 2013, с.100-106.

5. Семенов А.А., Овчаров А.А. Математическая модель деформирования ортотропных конических оболочек // Инженерный вестник Дона, 2014, т.29,№2, с.45-50.

6. Амиро И. Ребристые цилиндрические оболочки /. Амиро И.Я.,Заруцкий В.А.,Поляков П.С. Киев: Науково думка, 1973, 245с

7.Бунич Л.М.,Палий О.М., Писковитина И.А.Устойчивость усеченной конической оболочки,находящейся под действием равномерного внешнего давления // Инженерный сборник, 1956,23,с.89-93.

8.Бухгольц Н.Н. Основной курс теоретической механики, Москва,Наука, 1972,467 с.

9.Власов В.З. Избранные труды. В 2-х томах, т.1,Москва, Издательство АН СССР, 1962, 528 с.

10.Тимошенко С.П. Устойчивость упругих систем. Москва, ГИТТЛ, 1955, 567с.

11.Паламарчук В.Г., Носаченко А.М. Свободные колебания ребристой конической оболочки с массой, присоединенной на пружинах //

Х.ШАФИЕИ МАТАНАГ

**Колебания поперечно подкрепленной
конической оболочки с массой,
присоединенной на пружинах,
контактирующей с неоднородной
средой**

АННОТАЦИЯ

Рассматривается круговая, замкнутая, усеченная коническая оболочка постоянной толщины, регулярно подкрепленная поперечными ребрами, несущая присоединенную массу, связанную с оболочкой в диаметрально противоположных точках с помощью двух пружин одинаковой жесткости и контактирующую с неоднородной средой.

**H. SHAFIEI MATANAGH
VIBRATIONS OF TRANSVERSELY
REINFORCED CONICAL SHELL
WITH A MASS ON SPRINGS
CONTACTING WITH
INHOMOGENEOUS MEDIUM**

ABSTRACT

We consider a circular, closed, truncated, contacted with inhomogeneous medium, conical shell of constant thickness, regularly reinforced with transversely ribs, supporting the associated mass connected with the shell in diametrically opposite points by means of two springs of the same rigidity.