ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1985

Seria: BUDOWNICTWO z. 60 Nr kol. 841

Stanisław BIELAK
Eugeniusz SPRYCHA

PRACA STATYCZNA PRZEKRYCIA KONOIDALNEGO O STAŁEJ GRUBOŚCI

Streszczenie. W dotychczasowej literaturze dotyczącej powłok konoidalnych rozpatrywano jedynie tzw. konoidę obciętą. W niniejszej pracy autorzy podjęli analizę statyczną pracy konoidy podpartej w sposób ciągły z uwzględnieniem jej obszaru przyosiowego. Uzyskano nieosobliwe rozwiązanie na siły przekrojowe.

1. WSTĘP

Powłoki konoidalne, dzięki możliwości uzyskania dobrego oświetlenia przestrzeni roboczej hali, są chętnie stosowane na przekrycia budynków przemysłowych. Wykonawstwo tego typu przekrycia przy użyciu kombajnów przesuwnych nie nastręcza żadnych trudności. Podstawową barierą w szerokim stosowaniu powłok konoidalnych jest brak pełnego rozpoznania ich skomplikowanej pracy statycznej dla określonych obciążeń i warunków podparcia.

Analizę stanu błonowego przekryć konoidalnych w kraju przeprowadził w latach 1952-54 Z. Leśniak [4], zaś badania doświadczalne przeprowadzili W. Zalewski i B. Koy [3]. Analizę stanu błonowego konoidy w Polsce zakończyły w r. 1964 teoretyczne prace B. Lysika [5].

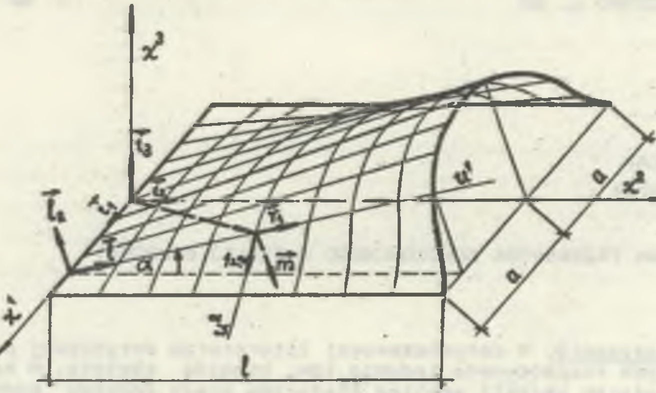
Obszerny przegląd metod obliczeń stanu błonowego konoidy z uwzględnieniem ówczesnych osiągnięć światowych przeprowadził M. Soare [8], następnie G.S. Rao [6] i G.S. Ramaswamy [7]. W pracach tych ograniczono się do tzw. konoidy obciętej, gdyż w osi konoidy otrzymywano osobliwe rozwiązania na siły przekrojowe.

Próbę analitycznego uwzględnienia stanu gięciowego konoidy podjęli M.W. Nagvi i C.B. Wilby [9]. Ostatnio Chang-Koon Choi [2] przeprowadził analizę numeryczną metodą elementów skończonych, w której jedynie potwierdził dotychczasowy stan wiedzy na temat pracy statycznej konoidy obciętej.

W niniejszej pracy autorzy podjęli analizę statyczną konoidy podpartej w sposób ciągły z uwzględnieniem jej obszaru przyosiowego.

2. OPIS GEOMETRYCZNY

Przyjęcie parametryzacji może w zasadniczy sposób wpływać na proces obliczeniowy i to nie tylko na wyznaczanie wielkości przekrojowych, lecz również na formułowanie warunków brzegowych.



Rys. 1. Układ współrzędnych

W niniejszej pracy rozwiązanie oparte będzie na współrzędnych krzywoliniowych, z których pierwsza u^1 będzie związana z tworzącą prostoliniową, a druga u^2 będzie linią śrubową:

$$\chi^1 = u^2 \qquad \alpha = \alpha(u^2), \tag{2.1}$$

gdzie: $u^1 \in \langle 0,1 \rangle$, $u^2 \in \langle -a,a \rangle$.

Równanie wektorowe tej powierzchni przyjmuje postać:

$$\vec{r} = u^2 \cdot \vec{i}_1 + u^1 \cdot \cos\alpha \cdot \vec{i}_2 + u^1 \cdot \sin\alpha \cdot \vec{i}_3 \tag{2.2}$$

lub

$$\vec{r} = u^2 \cdot \vec{i}_1 + u^1 \cdot \vec{l}, \tag{2.3}$$

gdzie: $\vec{l}(u^2)$ jest wektorem jednostkowym w każdym punkcie osi χ^1 w kierunku przechodzącej przez ten punkt tworzącej [1].

Wektory bazy kowariantnego układu współrzędnych:

$$\vec{r}_1 = \vec{l}; \quad \vec{r}_2 = \vec{i}_1 + u^1 \cdot \vec{l}_2$$

$$\vec{r}_{11} = 0; \quad \vec{r}_{12} = \vec{l}_2; \quad \vec{r}_{22} = u^1 \vec{l}_{22} \tag{2.4}$$

$$\vec{m} = \frac{1}{\alpha_{,2}\sqrt{g}}\left[u^1(\alpha_{,2})^2 \cdot \vec{i}_1 - \vec{l}_2\right]$$

Współczynniki pierwszej formy różniczkowej i jej wyróżnik będą równe:

$$g_{11} = 1; \quad g_{12} = g_{21} = 0,$$
$$g_{22} = g = 1 + (u^1 \alpha_{,2})^2. \tag{2.5}$$

zaś ich kontrawariantne odpowiedniki wynoszą:

$$g^{11} = 1; \quad g^{12} = 0; \quad g^{22} = \frac{1}{g} \tag{2.6}$$

Natomiast współczynniki i wyróżnik drugiej formy różniczkowej wynoszą:

$$b_{11} = 0; \quad b_{12} = -\frac{\alpha_{,2}}{\sqrt{g}}$$
$$b_{22} = -\frac{u^1\ \alpha_{,22}}{\sqrt{g}}; \quad b = -\frac{(\alpha_{,2})}{g} \tag{2.7}$$

Współczynniki trzeciej formy różniczkowej są związane ze współczynnikami niższych form i wynoszą:

$$c_{11} = \left(\frac{\alpha_{,2}}{g}\right)^2; \quad c_{12} = \frac{u^1 \cdot \alpha_{,2} \cdot \alpha_{,22}}{g^2}$$
$$c_{22} = \left(\frac{u^1 \cdot \alpha_{,22}}{g}\right)^2 + \frac{(\alpha_{,2})^2}{g} \tag{2.8}$$

Krzywizna gaussowska i średnia są równe:

$$K = -\left(\frac{\alpha_{,2}}{g}\right)^2$$
$$2H = -\frac{u^1 \cdot \alpha_{,22}}{g\sqrt{g}} \tag{2.9}$$

Symbole Christoffela drugiego rodzaju dla przyjętej parametryzacji wyrażają się wzorami:

$$\Gamma_{11}^{\ 1} = \Gamma_{11}^{\ 2} = \Gamma_{12}^{\ 1} = \Gamma_{21}^{\ 1} = 0$$
$$\Gamma_{12}^{\ 2} = \frac{u^1 \cdot (\alpha_{,2})^2}{g}; \quad \Gamma_{22}^{\ 1} = -u^1 \cdot (\alpha_{,2})^2 \tag{2.10}$$
$$\Gamma_{22}^{\ 2} = \frac{(u^1)^2 \cdot \alpha_{,2} \cdot \alpha_{,22}}{g}$$

3. ZWIĄZKI GEOMETRYCZNE I FIZYCZNE

Współczynniki pierwszej i drugiej formy różniczkowej powierzchni odkształconej:

$$g'_{ij} = g_{ij} + 2\gamma_{ij}$$
$$b'_{ij} = b_{ij} + 2\varrho_{ij} \tag{3.1}$$

Związek składowych wektora przemieszczenia z tensorem odkształcenia błonowego:

$$2\gamma_{ij} = w^k\big|_j\, g_{ik} + w^k\big|_i\, g_{jk} - 2\, b_{ij}\, w^3 \tag{3.2}$$

Związek składowych wektora przemieszczenia z tensorem odkształcenia błonowo zgięciowego:

$$2\varrho_{ij} = w^k\big|_j\, b_{ik} + w^k\big|_i\, b_{jk} - c_{ij}\, w^3 + w^3\big|_{ij} \tag{3.3}$$

Związek składowych wektora przemieszczenia z tensorem odkształcenia zgięciowego:

$$2\vartheta_{ij} = w^k\big|_j\, c_{ik} + w^k\big|_i\, c_{jk} + w^3\big|_{ik}\, b^k_i + w^3\big|_{ik}\, b^k_j. \tag{3.4}$$

gdzie pionowa kreska "|" oznacza pochodną kowariantną.

Związki fizyczne wiążące naprężenia z odkształceniami w wersji uproszczonej przyjmą postać:

$$N^{ij} = \bar{N}^{ij} + 2\, H\bar{M}^{ij}$$
$$M^{ij} = \hat{M}^{ij} + 2H\,\frac{h^2}{3}\,\bar{N}^{ij} \tag{3.5}$$
$$Q^j = \hat{Q}^j + 2H\,\frac{h^2}{3}\,(H\bar{N}^{ij})\big|_i,$$

gdzie:

$$\bar{N}^{ij} = \frac{2Eh}{1-\vartheta^2}\left[(1-\vartheta)\,.\,\gamma^{ij} + \vartheta\,.\,A\, g^{ij}\right]$$

$$\hat{M}^{ij} = -\,\frac{4Eh^2}{3(1-\vartheta^2)}\left[(1-\vartheta)\,.\,\varrho^{ij} + \vartheta\,.\,B\, g^{ij}\right] \tag{3.6}$$

$$\hat{Q}^{j} = - \frac{2Eh^{3}}{3(1-\vartheta^{2})} g^{ij} W|_{i} \tag{3.6}$$

gdzie:

E - moduł Younga,

ϑ - stała Poissona,

$W = g^{ij} w^{3}|_{ij}$.

Występujące w (3.6) skalary A i B są sumami:

$$A = g^{ij} \gamma_{ij}; \quad B = g^{ij} \cdot \varrho_{ij} \tag{3.7}$$

Przejście współrzędnych tensorowych na współrzędne fizyczne dokonamy wzorami:

$$N^{\urcorner}_{ij} = \sqrt{\frac{g_{11}}{g^{11}}}\, N^{ij}; \quad Q^{\urcorner}_{i} = \frac{1}{\sqrt{g^{ii}}} Q^{i}$$

$$M^{\urcorner}_{11} = -\sqrt{\frac{g\, g^{11}}{g^{11}}}\, M^{12}; \quad M^{\urcorner}_{12} = \sqrt{\frac{g\, g^{22}}{g^{11}}}\, M^{11} \tag{3.8}$$

$$P^{\urcorner}_{i} = \sqrt{g_{ii}} \cdot P^{i}; \quad P^{\urcorner}_{3} = P^{3}$$

Uwaga: po i,j nie sumować. Symbol "$\urcorner$" oznacza współrzędną fizyczną.

4. ROZWIĄZANIE RÓWNAŃ RÓWNOWAGI

Ogólny układ równań równowagi dla powłok w zapisie tensorowym, wyrażamy wzorami:

$$N^{ij}|_{i} - Q^{i} b^{j}_{i} + \underline{P}^{j} = 0$$

$$N^{ij} b_{ij} + Q^{j}|_{j} + P^{3} = 0 \tag{4.1}$$

$$M^{ij}|_{i} - Q^{j} = 0$$

Układ ten, dla przyjętej parametryzacji odniesionej do powierzchni środkowej powłoki w kształcie konoidy (rys. 1), której opis geometryczny zawiera rozdział 2, po rozpisaniu i uproszczeniu przyjmie postać:

$$\frac{\partial \sqrt{g}\, N^{11}}{\partial u^1} + \frac{\partial \sqrt{g}\, N^{12}}{\partial u^2} - \frac{1}{2}\, \frac{\partial g}{\partial u^1} \sqrt{g}\, N^{22} - b_{12} \sqrt{g}\, Q^2 + \sqrt{g}\, P^1 = 0$$

$$\frac{\partial g \sqrt{g}\, N^{12}}{\partial u^1} + \sqrt{g} \cdot \frac{\partial g\, N^{22}}{\partial u^2} - b_{12} \sqrt{g}\, Q^1 - b_{22} \sqrt{g}\, Q^{22} + g\sqrt{g}\, P^2 = 0$$

$$2b_{12}\, N^{12} + b_{22}\, N^{22} + \frac{\partial \sqrt{g}\, Q^1}{\partial u^1} + \frac{\partial \sqrt{g}\, Q^2}{\partial u^2} + P^3 = 0 \tag{4.2}$$

$$\frac{\partial \sqrt{g}\, M^{11}}{\partial u^1} + \frac{\partial \sqrt{g}\, M^{12}}{\partial u^2} - \frac{1}{2}\, \frac{\partial g}{\partial u^1} \sqrt{g}\, M^{22} - \sqrt{g}\, Q^1 = 0$$

$$\frac{\partial g \sqrt{g}\, M^{12}}{\partial u^1} + \sqrt{g}\, \frac{\partial g\, M^{22}}{\partial u^2} - g\sqrt{g}\, Q^2 = 0$$

Drugie i trzecie równanie układu (4.2), po podstawieniu za b_{ij} wielkości (2.7) umożliwia zapis:

$$\frac{\partial(\sqrt{g}\, N^{12} + u^1\, \alpha_{,2}\, Q^1)}{\partial u^1} + \frac{\partial(\sqrt{g}\, N^{22} + u^1\, \alpha_{,2}\, Q^2)}{\partial u^2} = -\sqrt{g}\, P^2 - u^1\, \alpha_{,2}\, P^3 \tag{4.3}$$

Występujące w (4.3) składowe tensorowe P^1, P^3, wektora obciążenia $\vec{P}$, dla ciężaru własnego wynoszą:

$$P^1 = -q \cdot \sin\alpha$$

$$P^2 = -q\, \frac{u^1 \cdot \alpha_{,2}}{g} \cos\alpha \tag{4.4}$$

$$P^3 = \frac{q}{\sqrt{g}} \cos\alpha$$

gdzie: $q = 2h \cdot \gamma$, $2h$ jest grubością powłoki, a γ ciężarem objętościowym.

Podstawienie (4.4) do (4.3) daje równanie różniczkowe cząstkowe jednorodne:

$$\frac{\partial(\sqrt{g}\, N^{12} + u^1 \cdot \alpha_{,2}\, Q^1)}{\partial u^1} + \frac{\partial(\sqrt{g}\, N^{22} + u^1 \cdot \alpha_{,2}\, Q^2)}{\partial u^2} = 0, \tag{4.4'}$$

którego rozwiązanie prowadzi do następujących związków połączonych funkcją F:

$$\begin{aligned} \sqrt{g}\,N^{22} + u^1\,\alpha_{,2}\,Q^2 &= F_{,1} \\ \sqrt{g}\,N^{12} + u^1 \cdot \alpha_{,2}\,Q^1 &= -F_{,2}, \end{aligned} \tag{4.5}$$

gdzie: $F_{,1} = \frac{\partial F}{\partial u^1}$.

Otrzymane związki (4.5) umożliwiają uzyskanie rozwiązania nieosobliwego, co do tej pory dla stałej grubości powłoki było nieosiągalne. Występująca w tej powłoce osobliwość związana z jej osią jest osobliwością naturalną i nie da się jej pokonać przez wprowadzenie odpowiedniej parametryzacji, lecz do rozwiązania musi być włączony stan zgięciowy. Rozwiązanie bowiem tylko stanu błonowego daje w osi powłoki siły przekrojowe osobliwe i dlatego konstruktorzy bazujący na tym stanie zabezpieczają się przez obcięcie powłoki powyżej jej osi. Zabieg taki nie daje jednak gwarancji, czy zastosowane obcięcie powłoki nastąpiło w miejscu bezpiecznym. Dopiero pełne rozwiązanie, dające rzeczywiste siły przekrojowe, może dać odpowiedź o rozmiarach strefy zaburzeń. Rozwiązanie przeprowadzimy w oparciu o wymuszone stany błonowy i zgięciowy [1].

4.1. Stan błonowy

Przyjmując dla tego stanu w związkach (4.5) $Q^1 = 0$ i $Q^2 = 0$, otrzymamy powiązanie sił $\overline{N}^{12}_s$ i $\overline{N}^{22}_s$ z pochodnymi funkcji F. Trzecie równanie układu (4.2) przyjmie wówczas postać równania różniczkowego cząstkowego rozwiązującego pierwszego rzędu:

$$u^1 \cdot \alpha_{,22}\,F_{,1} - 2\alpha_{,2}F_{,2} = q\sqrt{g} \cdot \cos\alpha \tag{4.6}$$

Całka szczególna tego równania da nam siły:

$$\begin{aligned} \overline{N}^{12}_s &= \frac{q}{\alpha_{,2}}\cos\alpha \\ \overline{N}^{22}_s &= -\frac{q}{u^1\alpha_{,22}}\cos\alpha \end{aligned} \tag{4.7}$$

Natomiast całka ogólna może być dowolną funkcją o argumencie $u^1\sqrt{\alpha_{,2}}$, czyli:

$$F_o = F_o(u^1\sqrt{\alpha_{,2}}) \tag{4.8}$$

Wykorzystując całkę ogólną (4.8) możemy $\bar{N}^{12}$ i $\bar{N}^{22}$ przedstawić wzorami

$$\bar{N}^{12} = \frac{q}{\alpha_{,2}}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{g}}\right)\cos\alpha$$
$$\bar{N}^{22} = - \frac{q}{u^1 \alpha_{,22}}\left(1 - \frac{2}{\sqrt{g}}\right)\cos\alpha \tag{4.9}$$

Całkując teraz pierwsze równanie układu (4.2) dla stanu błonowego przy wykorzystaniu (4.9) otrzymamy:

$$\bar{N}^{11} = - \frac{q\, u^1}{\sqrt{g}}\left\{\left[\frac{\alpha_{,22}}{(\alpha_{,2})^2}(1 - Z) - \frac{(\alpha_{,2})^2}{\alpha_{,22}}\left(2 - \frac{1}{2}(\sqrt{g} + Z)\right)\right] . \cos\alpha + \right.$$
$$\left. + \left(1 - (\sqrt{g} + Z)\right) . \sin\alpha\right\} + \frac{1}{\sqrt{g}} . C(u^2), \tag{4.10}$$

gdzie: $Z = \frac{1}{u^1 \alpha_{,2}}\, \ln\left|u^1 \alpha_{,2} + \sqrt{g}\right|.$

Uzyskane rozwiązanie stanu błonowego daje osobliwe siły $\bar{N}^{22}$ przy u^1 dążącym do zera. Usunięcie tej osobliwości naturalnej w sensie matematycznym, a nie naturalnej w sensie fizycznym nastąpi przez wprowadzenie stanu zgięciowego.

4.2. Stan zgięciowy

Dla ciągłych warunków podparcia i symetrii obciążeń można przyjąć $\hat{Q}^1 = 0$ i $\hat{M}^{12} = 0$ oraz $F = F(u^1)$, a wówczas spełnienie drugiego związku (4.5) daje $\hat{N}^{12} = 0$. Przyjmując $F_{,1}$ postaci:

$$F_{,1} = \frac{1}{u^1} W, \tag{4.11}$$

gdzie W jest wielomianem parzystym drugiego stopnia, otrzymamy z trzeciego równania układu (4.2) po wykorzystaniu (4.5) i przekształceniu:

$$\frac{\partial g\, \hat{Q}^2}{\partial u^2} = \alpha_{,22} W,$$

skąd po scałkowaniu będzie:

$$g\, \hat{Q}^2 = \alpha_{,2} W + C_1(u^1) \tag{4.12}$$

Podstawienie do pierwszego równania (4.5) wielkości (4.11) i (4.12) daje:

$$\sqrt{g}\,\hat{N}^{22} = \frac{W}{u^1 g} - \frac{u^1 \cdot \alpha_{,2}}{g}\,C_1 \tag{4.13}$$

Całkując dwa ostatnie równania układu (4.2) otrzymamy:

$$g\,\hat{M}^{22} = \alpha \cdot W + u^2\,C_1 + C_2(u^1) \tag{4.14}$$

$$\sqrt{g}\,\hat{M}^{11} = \int \frac{\partial\sqrt{g}}{\partial u^1}\, g\, M^{22}\, du^1 + C_3(u^2) \tag{4.14}$$

Uwzględniając warunki brzegowe wyznaczymy funkcję W oraz C_1, C_2 i C_4. Ostatecznie dla tego stanu możemy napisać następujące wyrażenia określające uogólnione siły przekrojowe:

$$\hat{N}^{11} = 0; \qquad \hat{N}^{12} = 0$$

$$\hat{N}^{22} = -\frac{q}{u^1 \cdot \alpha_{,22}\, g^{3/2}}\left[1 - \left(\frac{u^1}{l_*}\right)^2\right]\cos\alpha \tag{4.15}$$

$$\hat{Q}^1 = 0 \tag{4.15}$$

$$\hat{Q}^2 = -\frac{q \cdot \alpha_{,2}}{g \cdot \alpha_{,22}}\left[1 - \left(\frac{u^1}{l_*}\right)^2\right] \cdot \cos\alpha$$

$$\hat{M}^{11} = g\,M^{22} + \frac{2q\,g}{3 \cdot \alpha_{,22}(l_* \cdot \alpha_{,2})^2} \cdot (\alpha - \alpha^*) \cdot \left[\left(\frac{g_1}{g}\right)^{3/2} - 1\right] \cdot \cos\alpha$$

$$\hat{M}^{12} = \hat{M}^{21} = 0$$

$$\hat{M}^{22} = -\frac{q}{g \cdot \alpha_{,22}} \cdot (\alpha - \alpha^*) \cdot \left[1 - \left(\frac{u^1}{l_*}\right)^2\right]\cos\alpha$$

Występujące we wzorach (4.15) wielkości oznaczone gwiazdką są brane dla ustalonych współrzędnych u^1_*, u^2_* ograniczających strefę zaburzenia.

4.3. Stan łączny

Składając oba rozwiązane stany, uzyskamy po ich dodaniu wzory opisujące uogólnione siły przekrojowe dla ciągłych warunków podparcia. Przechodząc odpowiednimi wzorami transformacyjnymi na współrzędne fizyczne (3.8) otrzymamy:

$$N^{1}_{11} = -\frac{qu^1}{\sqrt{g}}\left[\left(\frac{\alpha_{,22}}{(\alpha_{,2})}\,2\,(1-z) - \frac{(\alpha_{,2})^2}{\alpha_{,22}}\left(2 - \frac{1}{2}\left(\sqrt{g} + z\right)\right)\right) \cdot \cos\alpha + \right.$$

$$\left. + \left(1 - \left(\sqrt{g} + z\right)\right) \cdot \sin\alpha\right] + \frac{1}{\sqrt{g}}\,C(u^2)$$

$$N^{1}_{12} = \frac{q}{\alpha_{,2}}\left[\sqrt{g} - 1\right] \cdot \cos\alpha$$

$$N^{1}_{22} = \frac{q\sqrt{g}}{u^1 \cdot \alpha_{,22}}\left[2 - \sqrt{g} - \frac{1}{g}\left(1 - \left(\frac{u^1}{l_x}\right)^2\right)\right]\cos\alpha$$

$$Q^{1}_{1} = 0 \qquad (4.16)$$

$$Q^{1}_{2} = -\frac{q \cdot \alpha_{,2}}{g \cdot \alpha_{,22}}\left[1 - \left(\frac{u^1}{l_x}\right)^2\right] \cdot \cos\alpha$$

$$M^{1}_{12} = -M^{1}_{21} + \frac{2a\,q}{3 \cdot \alpha_{,22} \cdot (l_x \cdot \alpha_{,2})^2} \cdot (\alpha - \alpha^{*}) \cdot \left[\left(\frac{g_1}{g}\right)^{3/4} - 1\right] \cdot \cos\alpha$$

$$M^{1}_{11} = M^{1}_{22} = 0$$

$$M^{1}_{21} = \frac{q}{\alpha_{,22}} \cdot (\alpha - \alpha^{*}) \cdot \left[1 - \left(\frac{u^1}{l_x}\right)^2\right] \cdot \cos\alpha$$

W rzeczywistości siły Q^{1}_{1} i momenty M^{1}_{11} i M^{1}_{22} będą małymi wielkościami różnymi od zera, albowiem uogólnione siły przekrojowe (4.16) w rozwiązaniach uściślonych muszą być uzupełnione w myśl związków fizycznych (3.5) łączących oba wymuszone stany.

5. PRZYKŁAD LICZBOWY

Przyjęto konoidę o wymiarach $2a = 36{,}0$ m oraz $l = 27{,}0$ m której kierownicę określa funkcja

$$\alpha = \alpha_0 \cdot \left[1 - \left(\frac{u^2}{a}\right)^2\right], \qquad (5.1)$$

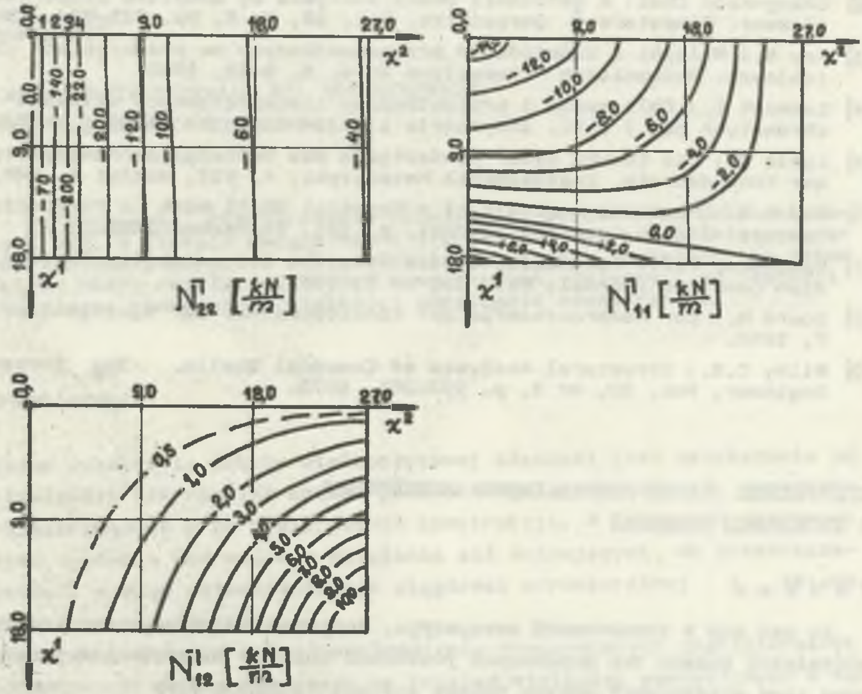
gdzie:

$\alpha_0 = \operatorname{arc\,tg}\frac{f}{l} = \operatorname{arc\,tg}\frac{6{,}0}{27{,}0} = 0{,}2186689458$,

f – strzałka kierownicy.

Beton klasy B25 o $E = 30 \cdot 10^6$ kN/m^2.

Otrzymane siły przekrojowe przedstawiono na rys. 2.



Rys. 2. Wykresy sił przekrojowych

6. WNIOSKI

Analiza otrzymanego rozwiązania pozwala wyciągnąć następujące wnioski:

1. Poprzez wprowadzenie właściwej parametryzacji udało się uzyskać proste związki (4.5) wiążące siły przekrojowe za pomocą funkcji F. Związki te umożliwiły uzyskanie rozwiązania nieosobliwego, co do tej pory dla stałej grubości powłoki było nieosiągalne.

2. Dotychczasowe rozwiązania znane z literatury bazujące na umownym stanie błonowym dawały w osi konoidy rozwiązania osobliwe. Konstruktorzy opierający się na takim rozwiązaniu byli zmuszeni wprowadzać obcięcie powłoki powyżej jej osi, co nie daje jednak pełnej gwarancji, czy zastosowany zabieg został dokonany w miejscu właściwym.

3. Uzyskane siły przekrojowe dają pełne rozwiązanie nieosobliwe łącznie ze strefą przyosiową. Ponadto otrzymano poprawne rozwiązanie na siłę przekrojową $\bar{N}_{11}^{1}$ działającą wzdłuż tworzących, rozciągającą powłokę w strefach bezgłowicowych, a ściskającą ją w środkowym obszarze.

LITERATURA

[1] Bielak St.: Konstrukcje powłokowe cz. I i II, WSI, Opole 1984.

[2] Chang-Koon Choi: A conoidall shell analysis by modyfied isoparametric element. Computers & Structures. Vok. 18, Nr 5, pp. 921-924, 1984.

[3] Koy B.: Wnioski z doświadczeń przeprowadzonych na przekryciach konoidalnych. Budownictwo Przemysłowe nr 6, s. 5-15, 1956.

[4] Leśniak Z.: Obliczenia i projektowanie cienkościennych sklepień wichrowatych cz. I i II. Inżynieria i Budownictwo nr 11/52 i nr 8/54.

[5] Lysik B.: Die Lösung einer Randaufgabe des Dehnungsspannungszustandes der Konoidschale. Zastosowania Matematyki, t. VII, zeszyt 3. PWN,1964

[6] Rao G.S.: Membrane Analysis of a Conoidal Shell with a Parabolic Directrix. Indian Concrete Journal, p. 325, September 1961.

[7] Ramaswamy G.S.: Polynomial Stress Function for parabolic Conoids. Indian Concrete Journal, Vol. 35, nr 8, 1961.

[8] Soare M.: Zur Membrantheorie der Konoidschalen. Der Bauingenieur. H. 7, 1958.

[9] Wilby C.B.: Structural Analysis of Conoidal Shells. The Structural Engineer, Vol. 50, nr 5, p. 197-201, 1972.

СТАТИЧЕСКАЯ РАБОТА КОНОИДАЛЬНОГО ПЕРЕОКРЫТИЯ
С ПОСТОЯННОЙ ТОЛЩИНОЙ

Р е з ю м е

До сих пор в технической литературе, касающейся коноидальных оболочек, обсуждалос только так называемый усечённый коноид. В настоящей работе авторы дают статический анализ работы коноида беспрерывного подпертого с учётом его приосного пространства. Получено невырожденное решение на обобщенные силы.

STATICAL WORK OF THE CONOIDAL ROOF OF A CONSTANT THICKNESS

S u m m a r y

Till now in the literature has been described only a conoidal shell in a truncated form. In this paper the authors have undertaken the statical analysis of the work of the conoid uniformly supported included the axial area. It has been obtained a nonsingular stress solution.