

Paweł JURCZAK*, Anna WALICKA*, Edward WALICKI*, Dariusz MICHALSKI*

*Instytut Budowy i Eksploatacji Maszyn

Uniwersytet Zielonogórski

ROZKŁAD CIŚNIENIA W SZCZELINIE ŁOŻYSKA POROWATEGO Z WYCISKANYM FILMEM PŁYNU POTĘGOWEGO

WPROWADZENIE

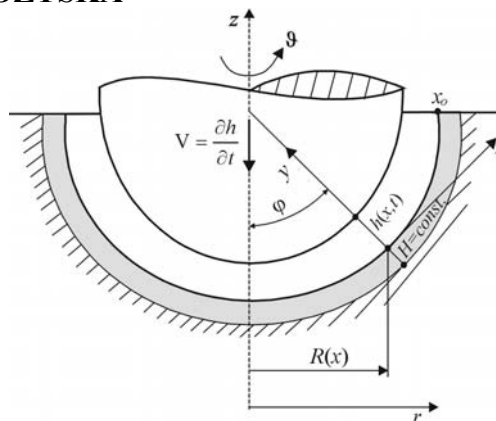
W budowie maszyn największym problemem jest sposób przeniesienia obciążenia z jednego elementu urządzenia na drugi. Istotną rolę w tym procesie odgrywają łożyska. Poprawna praca łożysk zapewnia mniejsze straty wywołane tarcie. Dlatego stając przed nowymi wyzwaniami konstruktorzy muszą już na etapie projektowania urządzenia opracować wszystkie procesy, które będą zachodzić w urządzeniu, w tym również procesy tribologiczne.

W pracy tej przedstawiono analizę teoretyczną krzywopowierzchniowego łożyska ślizgowego z wkładką porowatą. Do opisu medium smarnego przyjęto model płynu potęgowego. Łożysko utworzone jest przez dwie krzywoliniowe powierzchnie o wspólnej osi symetrii. Dolna powierzchnia łożyska połączona jest z wkładką porowatą, do opisu której przyjęto uogólniony model Darcy'ego [1, 4], zaś problem przepływu przez wkładkę porowatą rozwiązany zostanie przy użyciu przybliżenia Morgana-Cameron [2].

RÓWNANIA RUCHU W SZCZELINIE ŁOŻYSKA

Rozważmy łożysko wzdłużne o krzywoliniowym zarysie powierzchni roboczych, pokazane na rysunku 1.

Górną granicę warstwy porowatej opisano funkcją $R(x)$ będącą jej promieniem, a grubość filmu smarnego określono funkcją $h(x,t)$, a grubość warstwy porowatej dana jest przez $H = const$.



Rys.1. Konfiguracja wzdłużnego łożyska z porowatą ścianką.

Równania niustalonego osiowo-symetrycznego przepływu płynu potęgowego przedstawiono w postaci [1, 3, 4]:

$$\frac{1}{R} \frac{\partial(Rv_x)}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

$$\rho \left[\frac{\partial v_x}{\partial t} + \left(\frac{R'}{R} + \frac{\partial}{\partial x} \right) v_x^2 + \frac{\partial}{\partial y} (v_x v_y) \right] = -\frac{dp}{dx} + \mu^m \frac{\partial}{\partial y} \left(\left| \frac{\partial v_x}{\partial y} \right|^{\frac{1}{m}-1} \frac{\partial v_x}{\partial y} \right). \quad (2)$$

Przedstawienie problemu jest zupełne po określeniu warunków brzegowych, które dane są zależnościami:

$$v_x(x, 0, t) = 0, \quad v_x(x, h, t) = 0, \quad (3)$$

$$v_y(x, 0, t) = V_H, \quad v_y(x, h, t) = \frac{\partial h}{\partial t} = \dot{h}, \quad (4)$$

$$\left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0} = 0, \quad p(x_0) = p_0. \quad (5)$$

Stosując metodę uśrednionej bezwładności, uzyskamy rozwiązanie równania (2), które – na mocy rozważań zawartych w pracach [1, 3, 4] – przyjmuje postać:

$$v_x = \frac{1}{m+1} (-f)^m \left[\left(\frac{h}{2} \right)^{m+1} - \left| \frac{h}{2} - y \right|^{m+1} \right]. \quad (6)$$

Uwzględniając równanie (8) w równaniu (1) otrzymujemy:

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial x} \left[R h^{m+2} (-f)^m \right] = -2^{m+1} (m+2) \left(\frac{\partial h}{\partial t} - V_H \right), \quad (7)$$

zmodyfikowane równanie Reynoldsa, które posłuży nam do wyznaczenia funkcji f , będącej tutaj odpowiednikiem gradientu ciśnienia [1, 3, 4].

Zakładając, że warstwa porowata jest homogeniczna i izotropowa, a przepływ w tej warstwie spełnia uogólnione prawo Darcy'ego [4], możemy napisać:

$$\bar{v}_x = \frac{\Phi_p}{\mu} \left(-\frac{d\bar{p}}{dx} \right)^m, \quad \bar{v}_y = \frac{\Phi_p}{\mu} \left(-\frac{d\bar{p}}{dy} \right)^m. \quad (8)$$

$$\frac{1}{R} \frac{\partial(R\bar{v}_x)}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}_y}{\partial y} = 0. \quad (9)$$

Stosując przybliżenie Morgana-Cameron [2] do przepływu w warstwie porowatej można przedstawić zmodyfikowane równanie Reynoldsa (7) w postaci:

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ R \left[h^{m+2} + \beta(m) \rho_p r_c^{m+1} H \right] (-f)^m \right\} = -\alpha(m) \frac{\partial h}{\partial t}, \quad (10)$$

gdzie

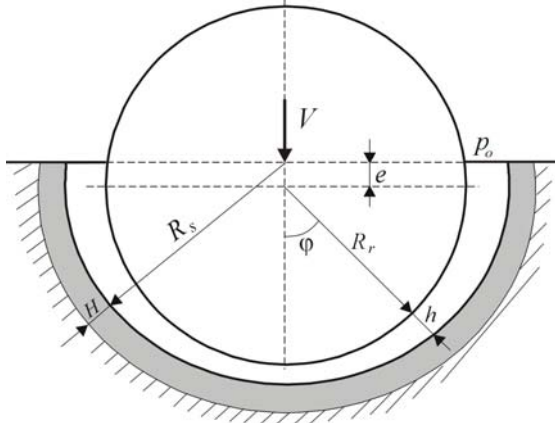
$$\beta(m) = 2 \frac{m+2}{m+3}, \quad \alpha(m) = 2^{m+1}(m+2), \quad (11)$$

$$f(x,t) = - \left(\frac{\alpha(m)A_t(x,t)}{R[h^{m+2} + \alpha(m)\Phi_p H]} \right)^{\frac{1}{m}}, \quad A_t(x,t) = - \int R \frac{\partial h}{\partial t} dx. \quad (12)$$

Rozwiązując równanie Reynoldsa wyznaczmy rozkład ciśnienia w szczelinie łożyska.

PRZYKŁAD ZASTOSOWANIA

Rozważmy łożysko kuliste przedstawione na rysunku 2 smarowane płynem potęgowym.



$$C = R_s - R_r,$$

$$h = C(1 - \varepsilon \cos \varphi) = C\Phi_s,$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \dot{h} = -C\dot{\varepsilon} \cos \varphi,$$

$$\varepsilon = \frac{e}{C}, \quad R = R_r \sin \varphi,$$

$$\varphi = \frac{x}{R_r}, \quad \dot{\varepsilon} = \frac{d\varepsilon}{dt}$$

Rys.2. Konfiguracja łożyska samosmarownego kulistego.

Zależność na rozkład ciśnienia w szczelinie łożyska kulistego dana jest następująco:

$$\tilde{p}(\varphi, t) = [\tilde{D}_o^{(m)} - \tilde{D}^{(m)}(\varphi, t)] + \text{Re} \left\{ [\tilde{I}_o^{(m)} - \tilde{I}^{(m)}(\varphi, t)] + 2 \frac{m+2}{2m+3} [\tilde{T}_o^{(m)} - \tilde{T}^{(m)}(\varphi, t)] \right\}, \quad (13)$$

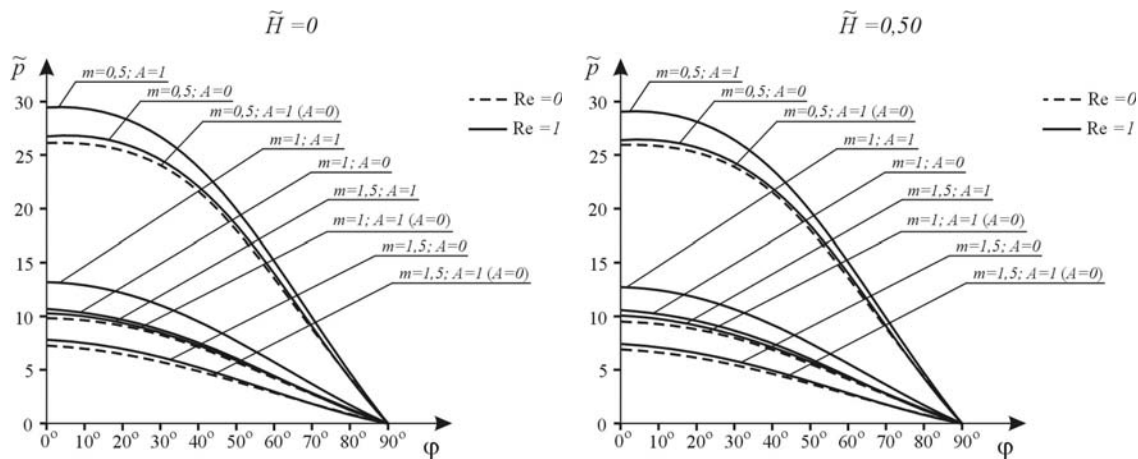
$$\tilde{x} = \frac{x}{R_o}, \quad x = R, \quad \tilde{R} = \frac{R}{R_o}, \quad \tilde{h} = \frac{h}{C} = \Phi_s = 1 - \varepsilon \cos \varphi,$$

$$K_p = \frac{r_c}{C}, \quad \tilde{H} = \frac{\Phi_p H}{C}, \quad V_o = C\dot{\varepsilon}, \quad A = \frac{\ddot{\varepsilon} \varepsilon}{\dot{\varepsilon}^2}, \quad \dot{\varepsilon} = \frac{d\varepsilon}{dt}, \quad \ddot{\varepsilon} = \frac{d^2 \varepsilon}{dt^2}, \quad (14)$$

$$\tilde{p} = \frac{(p - p_o) C^{m+1}}{\mu^{\frac{1}{m}} R_o^{\frac{1}{m+1}} V_o^{\frac{1}{m}}}, \quad \text{Re} = \frac{\rho V_o^{2-\frac{1}{m}} C^{\frac{1}{m}}}{\mu^{\frac{1}{m}}} \left(\frac{C}{x_o} \right)^{\frac{1}{m}-1},$$

Funkcje pomocnicze $\tilde{D}^{(m)}(\varphi, t)$, $\tilde{I}^{(m)}(\varphi, t)$, $\tilde{T}^{(m)}(\varphi, t)$ podano w pracy [1].

Rozkład ciśnienia dla łożyska z nieprzepuszczalną ścianką przedstawiono na rysunku 3, a dla łożyska z wkładką porowatą na rysunku 4.



Rys.3. Bezwymiarowy rozkład ciśnienia w szczelinie samosmarowego łożyska kulistego z nieprzepuszczalną ścianką dla $\varepsilon = 0,2$.

Rys.4. Bezwymiarowy rozkład ciśnienia w szczelinie samosmarowego łożyska kulistego: dla porowatości $K_p = 0,15$ oraz $\varepsilon = 0,2$.

WNIOSKI

Z zaprezentowanych wykresów bezwymiarowego ciśnienia w szczelinie wzdłużnego łożyska kulistego smarowanego płynem potęgowym wynikają wnioski: ciśnienia maleją ze wzrostem porowatości K_p oraz grubości \tilde{H} warstwy porowatej; ciśnienie wzrasta wraz ze wzrostem bezwładności płynu Re oraz przyspieszeniem wyciskania płynu A ; wraz ze wzrostem wykładnika potęgowego m płynu smarującego maleją wartości ciśnienia.

LITERATURA

- [1] Jurczak P.: *Wpływ rodzaju medium smarnego na parametry mechaniczne wzdłużnego łożyska ślizgowego z porowatymi wkładkami*. Rozprawa doktorska, Uniwersytet Zielonogórski, Zielona Góra 2004, 1-240.
- [2] Morgan V.T., Cameron A.: *Mechanismus of Lubrication in Porous Metal Bearing*. Proc. Conf. on Lubrication and Wear, Inst. Mech. Eng., London 1957, 151-157.
- [3] Walička A.: *Reodynamika przepływu płynów nienewtonowskich w kanałach prostych i zakrzywionych*. Red. Wyd. Nauk.-Techn. Uniwersytet Zielonogórski, Zielona Góra 2002, s.307.
- [4] Валичка А.: *Ротационные течения реологически сложных сред в узких кольцевых каналах*, Red. Wyd. Nauk.-Techn. Uniwersytet Zielonogórski Zielona Góra 2002, s.385.

PRESSURE DISTRIBUTION IN THE POROUS BEARING CLEARANCE WITH A SQUEEZE FILM A POWER-LAW FLUID

Summary: In the paper, the authors consider the inertia effects in a curvilinear squeeze film bearing with a porous pad lubricated by a power-law fluid. The bearing is formed by two surfaces of revolution, having parallel axes, the lower one is connected with a porous layer. The analysis is based on the assumption that the porous pad consists of a system of capillaries of very small radii which makes it possible to generalize the Darcy law and use the Morgan-Cameron approximation for the flow in a porous pad. A spherical bearing is discussed as an example.