

**ZESZYTY NAUKOWE NR 1(73)
AKADEMII MORSKIEJ
W SZCZECINIE**

EXPLO-SHIP 2004

Paweł Krasowski

Sily tarcia w poprzecznym łożysku ślizgowym

Słowa kluczowe: łożysko wodzikowe, siły tarcia

Przedstawiono metodę analityczną wyznaczania siły tarcia i jej składowych w poprzecznym łożysku ślizgowym. Prezentowane rozważania dotyczą łożyska wodzikowego silnika spalinowego. Wykorzystano rozwiązanie analityczne równania Reynoldsa dla łożyska o nieskończonej szerokości smarowanego olejem o stałej lepkości. Wyznaczono ciśnienie, naprężenia styczne i siły tarcia wraz ze składowymi pochodzącymi od przepływu Couette'a i przepływu Poiseuille'a oraz przedstawiono je w postaci bezwymiarowej.

Friction Forces in a Slide Journal Bearing

Key words: crosshead bearing, friction forces

This paper shows an analytical method of determining friction forces and their components in a slide bearing. The considerations refer of a crosshead bearing in an internal combustion crosshead engine. The friction forces consist of two components. One represents the Poiseuille flow and the other represents the Couette flow. The analytic solution of Reynolds equation is used for a bearing with infinite breadth, lubricated by oil with constant viscosity. The determined pressure and tangent tension, friction forces and their components are presented in the dimensionless form.

Wprowadzenie

Poprzeczne łożyska ślizgowe to jedne z ważniejszych węzłów tarcia w okrętowych silnikach spalinowych. Podstawową wielkością decydującą o ich własnościach eksploatacyjnych jest rozkład ciśnienia hydrodynamicznego dla danego kształtu szczeliny smarnej. Przebieg ciśnienia hydrodynamicznego można uzyskać na drodze numerycznej jako rozwiązanie równania Reynoldsa z nałożeniem warunków brzegowych, przy danych własnościach czynnika smarującego [1, 6, 7]. Rozkład ciśnienia hydrodynamicznego w filmie olejowym jest niezbędny do określenia podstawowych parametrów eksploatacyjnych węzła takich jak: siły nośności, siły tarcia i zredukowanego współczynnika tarcia w łożysku. W modelowaniu numerycznym ruchu układu tłokowo-korbowego silnika istnieje konieczność prostej oceny sił tarcia w danym węźle łożyskowym. Taka możliwość istnieje, jeżeli możemy wykorzystać bezwymiarowe charakterystyki sił tarcia w łożysku. Sposób uzyskania takich charakterystyk omówiono w prezentowanym artykule.

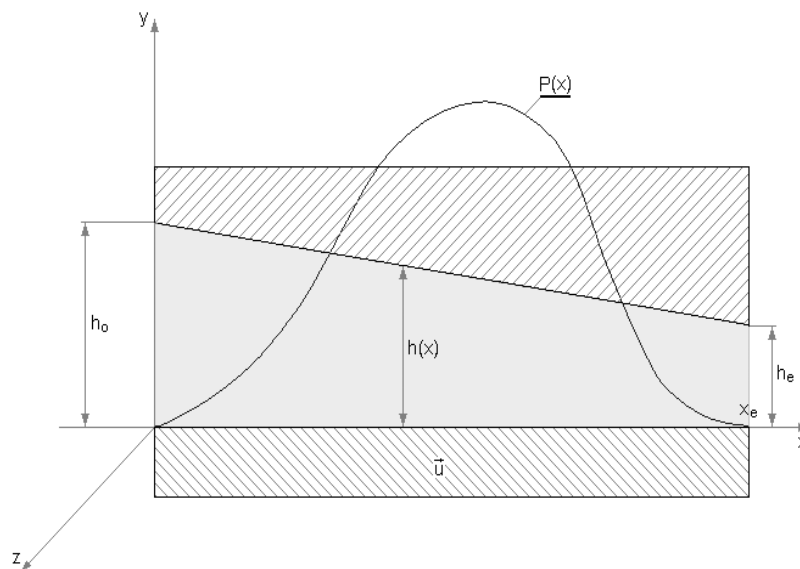
Przedstawiono ogólną analizę pracy węzła łożyska wodzikowego pod kątem wyznaczania jednostkowej siły tarcia i siły tarcia. Dla prostoty rozważań dotyczących siły tarcia w łożysku założono stałą lepkość dynamiczną oleju oraz stałą temperaturę węzła łożyskowego. Uproszczony model pozwala na spojrzenie na podstawowe składowe siły tarcia i ich powstawanie w poprzecznym łożysku ślizgowym. Wyznaczanie podstawowych parametrów łożyska: siły nośnej i siły tarcia dla lepkości dynamicznej oleju zależnej od ciśnienia i indukcji magnetycznej opisano w pracach [2, 3, 4] i uzyskane tam wyniki mogą być wykorzystane do wyznaczania jednostkowych sił tarcia i sił tarcia. W artykule przedstawiono zmianę jednostkowych sił tarcia wzdłuż szczeliny smarnej oraz ogólną siłę tarcia węzła łożyskowego. Rozpatrzono poprzeczne łożysko wodzikowe, którego model geometryczny podano na rysunku 1. Przepływ czynnika smarującego o stałej lepkości dynamicznej opisany jest równaniem Reynoldsa w postaci [5, 6]:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h^3(x)}{\eta} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{h^3(x)}{\eta} \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6U_o \frac{dh}{dx} \quad (1)$$

gdzie:

- p – ciśnienie hydrodynamiczne,
- $h(x)$ – wysokość szczeliny smarnej,
- η – lepkość dynamiczna oleju smarującego,
- U_o – prędkość ruchu powierzchni nośnej łożyska suwakowego.

Rozwiązanie analityczne tego równania dla płaskiej szczeliny o nieskończonej szerokości przedstawiono w pracy [5] zakładając, że nie ma przekoszenia w łożysku. Rozwiązaniem tego równania jest przebieg ciśnienia przy spełnieniu warunków brzegowych Reynoldsa na początku ($x = 0$) i końcu ($x = x_e$) filmu olejowego. W przypadku modelu rozpatrywanej szczeliny smarnej, film olejowy jest tworzony na całej długości łożyska. Jest to przypadek graniczny uogólnionego kształtu płaskiej szczeliny smarnej rozpatrywanej w pracy [3].



Rys. 1. Schemat szczeliny smarnej w łożysku ślizgowym
Fig. 1. A diagram of the journal slide bearing gap

1. Ciśnienie hydrodynamiczne i prędkość oleju

Rozwiązanie równania Reynoldsa dla szczeliny płaskiej, dla łożyska o nieskończonej szerokości można przedstawić w postaci bezwymiarowych parametrów rozkładu ciśnienia hydrodynamicznego. Bezwymiarowe ciśnienie hydrodynamiczne w szczelinie smarnej przyjęto [6] następująco:

$$p_1 = \frac{p - p_b}{p_o} \quad (2)$$

gdzie:

- p_b – ciśnienie na dopływie i odpływie oleju w szczelinie,
- p_o – ciśnienie odniesienia zdefiniowane według wzoru (3).

Ciśnienie odniesienia p_o zdefiniowano parametrami geometrycznymi szczeliny oraz lepkością dynamiczną oleju smarnej następującą [6] zależnością:

$$p_o = \frac{\eta L U_o}{h_e^2} \quad (3)$$

gdzie:

L – długość łożyska,

h_e – wysokość szczeliny smarnej na końcu filmu olejowego dla $x_e = L$.

Do opisu przebiegu ciśnienia przyjęto także bezwymiarową współrzędną długość szczeliny x_1 oraz bezwymiarową zbieżność szczeliny smarnej ε według zależności:

$$x_1 = \frac{x}{L}; \quad \varepsilon = \frac{h_o}{h_e} > 1 \quad (4)$$

przy czym: $0 \leq x_1 \leq 1$.

Bezwymiarowe ciśnienie hydrodynamiczne p_1 przedstawiono w postaci:

$$p_1 = \frac{6(\varepsilon - 1)(1 - x_1)x_1}{(\varepsilon + 1)(\varepsilon - \varepsilon x_1 + x_1)^2} \quad (5)$$

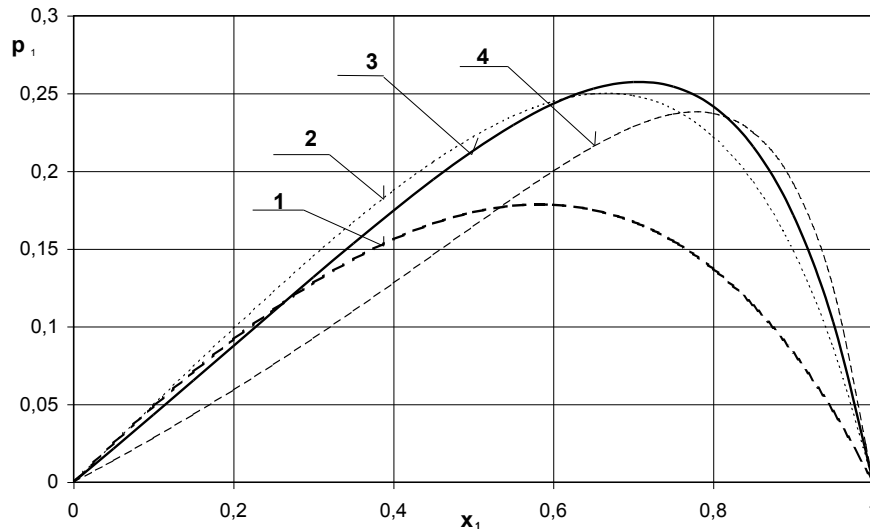
Na rysunku 2 pokazano przebieg bezwymiarowego ciśnienia dla kilku wartości zbieżności szczeliny smarnej, w tym dla wartości optymalnej (wykres 3).

Rozkład ciśnienia hydrodynamicznego zależy od bezwymiarowej zbieżności szczeliny smarnej ε . Maksymalną wielkość ciśnienia oleju otrzymamy przy optymalnej zbieżności szczeliny, co ilustruje wykres 3 na rysunku 2.

Znając rozkład ciśnienia, można wyznaczyć [5, 7] rozkład prędkości czynnika smarującego w szczelinie smarnej. Prędkość przepływu czynnika smarującego wzdłuż długości łożyska suwakowego można przedstawić jako sumę dwóch składników prędkości, z których jedna z nich U_p jest spowodowana gradientem ciśnienia hydrodynamicznego (przepływ Poiseuille'a) a druga U_c prędkością ruchu powierzchni nośnej suwaka (przepływ Couette'a):

$$U_x = U_o \left[\frac{h-y}{h} - \frac{1}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial x} (h-y)y \right] = U_c + U_p \quad (6)$$

przy czym: $0 \leq y \leq h(x)$; $h(x) = h_o - \frac{h_o - h_e}{L} x$.



Rys. 2. Bezwymiarowy rozkład ciśnienia wzdłuż szczeliny smarnej dla różnych zbieżności szczeliny ε : 1) 1,5; 2) 2; 3) $1+\sqrt{2}$; 4) 3,5

Fig. 2. The dimensionless pressure distributions along the circumference x_1 in the gap for taper ε

Poszczególne składniki prędkości z przepływu Couette'a i z przepływu Poiseuille'a można przedstawić w postaci prędkości bezwymiarowej u_1 :

$$u_{1c} = \frac{U_c}{U_o} = 1 - s_1$$

$$u_{1p} = \frac{U_p}{U_o} = 3 \left[1 - \frac{2\varepsilon}{(1+\varepsilon)(\varepsilon - \varepsilon x_1 + x_1)} \right] s_1 (s_1 - 1) \quad (7)$$

gdzie: $0 \leq x_1 \leq 1$, $s_1 \equiv \frac{y}{h}$ $0 \leq s_1 \leq 1$.

2. Naprężenia styczne w płynie

Rozkład naprężeń stycznych w cieczy newtonowskiej na powierzchni nośnej suwaka ($y = 0$) wyznaczamy z rozkładu prędkości czynnika smarującego, przebieg naprężeń stycznych można wyznaczyć stosując znane zależności dla

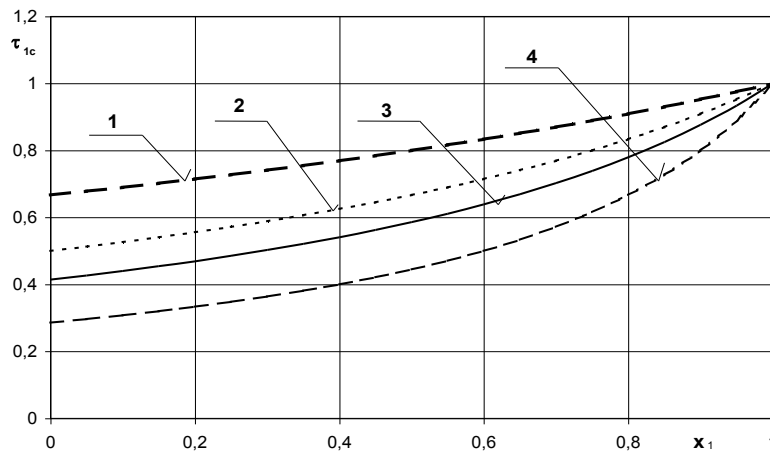
cieczy newtonowskiej. Naprężenia styczne są jednostkowymi siłami tarcia w szczelinie smarnej łożyska suwakowego. Przedstawiamy je w postaci bezwymiarowej, wprowadzając naprężenie styczne odniesienia τ_o . Naprężenie styczne odniesienia jest związane z ciśnieniem odniesienia p_o przez względny luz łożyskowy ψ (odpowiednik promieniowego luzu względnego w łożyskach cylindrycznych) w postaci:

$$\tau_o = \psi p_o, \quad \text{gdzie: } \psi = \frac{h_e}{L}; \quad 10^{-3} \leq \psi \leq 10^{-4} \quad (8)$$

Składowe naprężenia stycznego τ_c , pochodzące od przepływu Couette'a można przedstawić w postaci bezwymiarowej τ_{1c} :

$$\tau_{1c} = \frac{\tau_c}{\tau_o} = \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon x_1 + x_1} \quad (9)$$

Przebieg naprężeń stycznych wzdłuż długości szczeliny dla kilku wartości zbieżności ε podano na rysunku 3. Naprężenia te są zawsze funkcją rosnącą wzdłuż drogi przepływu czynnika smarującego. Osiągają tym mniejszą wartość na wlocie do szczeliny smarnej im większa jest zbieżność szczeliny. Na wylocie ze szczeliny osiągają jednakową wartość bezwymiarową równą 1, czyli wielkość wymiarową równą naprężeniom odniesienia τ_o .

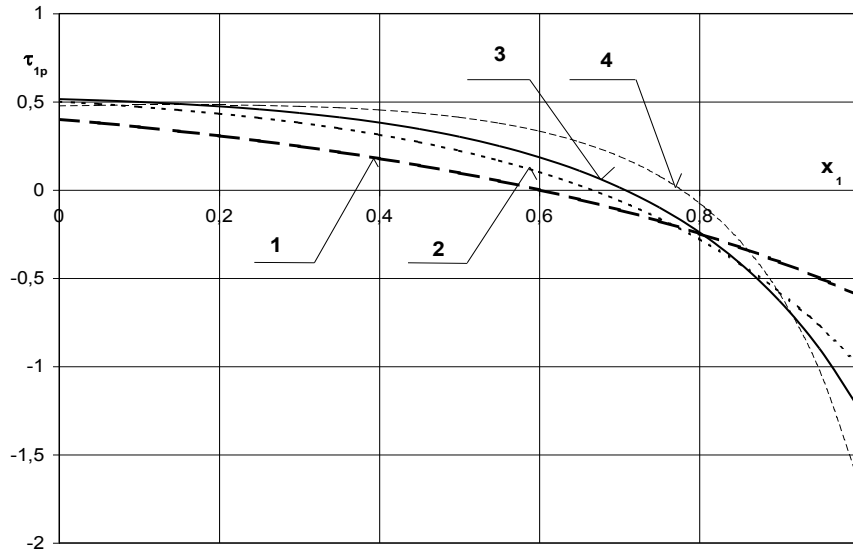


Rys. 3. Bezwymiarowe naprężenie styczne τ_{1c} spowodowane przepływem Couette'a wzdłuż szczeliny smarnej dla różnych zbieżności szczeliny ε : 1) 1,5; 2) 2; 3) $1 + \sqrt{2}$; 4) 3,5
 Fig. 3. The dimensionless tangential tension τ_{1c} caused by Couette flow along the circumference x_1 in the gap for taper ε

Wielkości składowych naprężeń stycznych τ_p pochodzących od gradientu ciśnienia (przepływ Poiseuille'a) można przedstawić w postaci bezwymiarowej τ_{1p} :

$$\tau_{1p} = \frac{\tau_p}{\tau_o} = 3 \frac{(\varepsilon - 1)(\varepsilon - \varepsilon x_1 - x_1)}{(\varepsilon + 1)(\varepsilon - \varepsilon x_1 + x_1)^2} \quad (10)$$

Przebieg tych naprężeń stycznych wzdłuż długości szczeliny dla kilku wartości zbieżności ε podano na rysunku 4. Naprężenia te mają wartości dodatnie w tej części szczeliny, gdzie ciśnienie wzrasta i ujemne tam, gdzie maleje. Na wlocie do szczeliny smarnej osiągają wartość bezwymiarową nieznacznie przekraczającą 0,5 dla wielkości optymalnej zbieżności szczeliny smarnej (wykres 3). Przebiegi te są funkcjami malejącymi dla zbieżności szczeliny poniżej lub równej optymalnej. W przypadku zbieżności powyżej optymalnej funkcje te mają maksimum lokalne i wyższe wartości ujemne na końcu szczeliny. Dla zbieżności szczeliny $\varepsilon = 2$ wartość naprężeń stycznych na wylocie osiąga -1 .



Rys. 4. Bezwymiarowe naprężenie styczne τ_{1p} spowodowane przepływem Poiseuille'a wzdłuż szczeliny smarnej dla różnych zbieżności szczeliny ε : 1) 1,5; 2) 2; 3) $1 + \sqrt{2}$; 4) 3,5

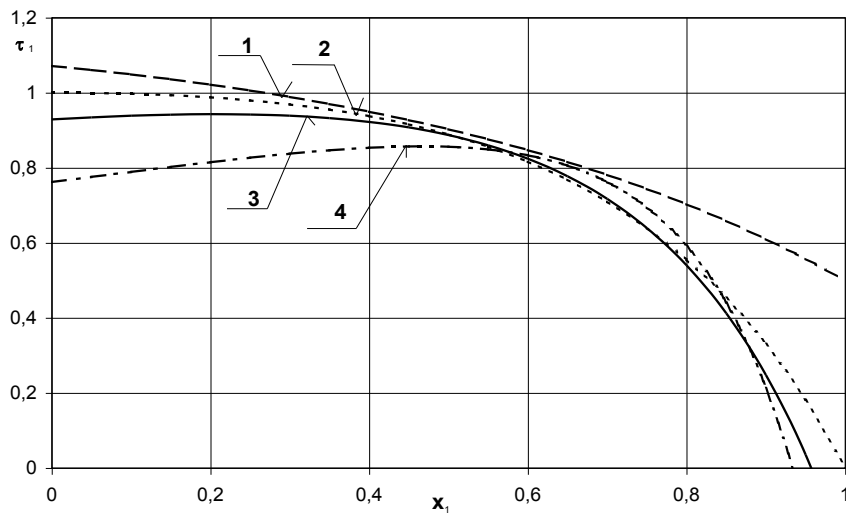
Fig. 4. The dimensionless tangential tension τ_{1p} caused by Poiseuille flow along the circumference x_1 in the gap for taper ε

Sumaryczne naprężenia styczne τ na powierzchni łożyska wodzikowego można przedstawić w następującej postaci bezwymiarowej τ_1 :

$$\tau_1 = \frac{\tau}{\tau_o} = \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon x_1 + x_1} \left[1 + \frac{3(\varepsilon - 1)(\varepsilon - \varepsilon x_1 - x_1)}{(\varepsilon + 1)(\varepsilon - \varepsilon x_1 + x_1)} \right] \quad (11)$$

Dla analogicznych wielkości zbieżności ε szczeliny smarnej podano sumaryczny wykres naprężeń stycznych τ_1 wzdłuż szczeliny smarnej na rysunku 5.

Wartości w przeważającej części szczeliny smarnej są dodatnie. Przy zbieżności szczeliny większej od 2 w części końcowej przepływu naprężenia są ujemne. Dla zbieżności optymalnej szczeliny wartość naprężeń stycznych na końcu szczeliny osiąga bezwymiarową wielkość $-0,2$.



Rys. 5. Bezwymiarowe naprężenie styczne τ_1 wzdłuż szczeliny smarnej dla różnych zbieżności szczeliny ε : 1) 1,5; 2) 2; 3) $1 + \sqrt{2}$; 4) 3,5

Fig. 5. The dimensionless tangent tension τ_1 along the circumference x_1 in the gap for taper ε

3. Siła tarcia w łożysku

Siłę tarcia T w łożysku otrzymamy całkując rozkład naprężeń stycznych na powierzchni nośnej suwaka. Można ją przedstawić w postaci sumy dwóch składników: siły tarcia T_c od przepływu Couette'a i siły tarcia T_p od przepływu Poiseuille'a:

$$T = T_c + T_p \quad (12)$$

Poszczególne składniki siły tarcia można podać w postaci bezwymiarowej T_1 . Sumaryczna całkowita siła tarcia T_1 ma następującą postać bezwymiarową:

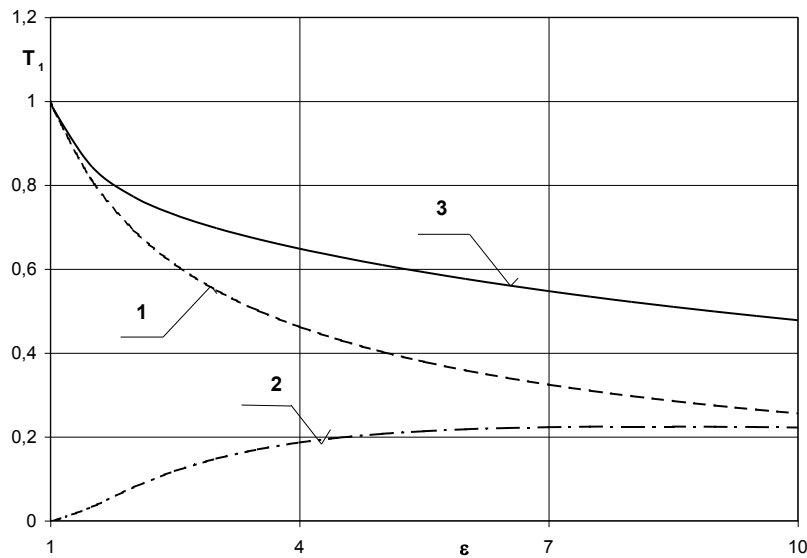
$$T_1 = \frac{T}{T_o} = \frac{4 \ln \varepsilon}{\varepsilon - 1} - \frac{6}{\varepsilon + 1} \quad (13)$$

gdzie:

T_o – siła tarcia odniesienia, przy czym $T_o = B L \tau_o$; B – szerokość łożyska.

Składowa siły tarcia spowodowana przepływem Couette'a ma następującą postać bezwymiarową:

$$T_{1c} = \frac{T_c}{T_o} = \frac{\ln \varepsilon}{\varepsilon - 1} \quad (14)$$



Rys. 6. Bezwymiarowa siła tarcia T_1 w funkcji zbieżności ε szczeliny smarnej: 1 – T_{1c} z przepływu Couette'a, 2 – T_{1p} z przepływu Poiseuille'a, 3 – sumaryczna siła tarcia

Fig. 6. The dimensionless friction force T_1 versus the taper ε of the bearing gap

Składowa siły tarcia spowodowana przepływem Poiseuille'a ma następującą postać bezwymiarową:

$$T_{1p} = \frac{T_p}{T_o} = \frac{3 \ln \varepsilon}{\varepsilon - 1} - \frac{6}{\varepsilon + 1} \quad (15)$$

Na rysunku 6 zamieszczono oba składniki T_{1c} , T_{1p} oraz sumaryczną siłę tarcia T_1 w funkcji zbieżności ε szczeliny smarnej.

Wnioski

Przedstawiony sposób wyznaczania rozkładu jednostkowych sił tarcia i sił tarcia w łożysku pozwala na ocenę udziału poszczególnych przepływów Couette'a i Poseuille'a na analizowane wielkości eksploatacyjne łożyska wodzikowego. Prezentowany prosty model łożyska można analizować dla różnych kształtów szczeliny smarnej oraz dla oleju o lepkości dynamicznej zależnej od ciśnienia, temperatury oraz indukcji pola magnetycznego. Podane zależności będą bardziej złożone niż w przypadku cieczy newtonowskiej o stałej lepkości dynamicznej. Uzyskane bezwymiarowe charakterystyki jednostkowych sił tarcia oraz sił tarcia mogą być przydatne przy modelowaniu numerycznym węzłów tarcia w poprzecznych łożyskach ślizgowych.

Literatura

1. Kozłowiecki H., *Łożyska tłokowych silników spalinowych*, WKiŁ, Warszawa 1982.
2. Krasowski P., *Siły tarcia i ich składowe w poprzecznym łożysku ślizgowym*, Tribologia 1/2002 (181), s. 267 – 278.
3. Krasowski P., *Capacity and friction forces in slide journal bearing for oil viscosity depended of the pressure and magnetic field*, 6th International Symposium INSYCONT '02 „New Achievements in Tribology” Cracow 2002, s. 101 – 110.
4. Krasowski P., *Nośność i siła tarcia łożyska ślizgowego smarowanego olejem o zmiennej lepkości*, XXII Sympozjum Siłowni Okrętowych, AM, Gdynia 2002, s. 87 – 93.
5. Troskoleński A. T., *Hydromechanika techniczna*, PWT, Warszawa 1954.
6. Krasowski P., *Zredukowany współczynnik tarcia w poprzecznym łożysku ślizgowym*, XXIV Międzynarodowe Sympozjum Siłowni Okrętowych, ZN nr 71, WSM, Szczecin 2003, s. 223 – 232.
7. Wierzcholski K., *Teoria niekonwencjonalnego smarowania łożysk ślizgowych*, Wydawnictwo Politechniki Szczecińskiej, Szczecin 1995.

Wpłynęło do redakcji w lutym 2004 r.

Recenzent

prof. dr hab. inż. Stefan Żmudzki
dr hab. inż. Piotr Bielawski, prof. AM

Adres Autora

dr inż. Paweł Krasowski
Akademia Morska w Gdyni
Wydział Mechaniczny
Katedra Podstaw Techniki
ul. Morska 81-87, 81-225 Gdynia
tel. (058) 61-09-659, (058) 61-09-331
e-mail: pawkras@am.gdynia.pl