

Marcin FRYCZ* , Andrzej MISZCZAK*

WZDŁUŻNE POLE MAGNETYCZNE W SZCZELINIE POPRZECZNEGO ŁOŻYSKA ŚLIZGOWEGO

LONGITUDINAL MAGNETIC FIELD IN THE JOURNAL SLIDING BEARING GAP

Słowa kluczowe:

stacjonarne pole magnetyczne, ferrociecz, natężenie pola magnetycznego, obliczenia numeryczne

Key words:

stationary magnetic field, ferrofluid, magnetic field's intensity, numerical calculations

Streszczenie

W pracy autorzy przedstawiają analityczno-numeryczną metodę wyznaczania składowych wektora natężenia pola magnetycznego w szczelinie walcowego łożyska ślizgowego. Zagadnienie to staje się istotne, gdy jako czynnik smarowy w łożysku ślizgowym zostanie zastosowana ferrociecz, na którą działa zewnętrzne pole magnetyczne.

* Akademia Morska w Gdyni, Wydział Mechaniczny, ul. Morska 81-87, 81-225 Gdynia.

Wyznaczenie składowych wektora natężenia pola magnetycznego opiera się na analitycznym rozwiązaniu równań Maxwella, a następnie wyznaczeniu stałych całkowania poprzez symulację komputerową.

Tak wyliczone numerycznie pole magnetyczne posłuży do dalszych obliczeń numerycznych, między innymi rozkładu ciśnienia hydrodynamicznego i siły tarcia w poprzecznym łożysku ślizgowym smarowanym ferrocieczą.

WPROWADZENIE

Ferrociecz jest zaliczana do klasy cieczy inteligentnych. Wynika to z faktu, iż zmieniają się jej właściwości fizyczne przy zmianie zewnętrznego pola magnetycznego. Oprócz cech takich, jak duża zdolność do tłumienia drgań oraz przeciwdziałanie pustkom kawitacyjnym, charakteryzuje się znaczną zmianą lepkości dynamicznej ze zmianą wartości zewnętrznego pola magnetycznego [L. 1, 2, 9]. Ferrociecz to koloidalny roztwór czynnika bazowego (woda, olej mineralny itp.), cząstek magnetycznych (Fe_3O_4 , Gd_2O_2), i substancji powierzchniowo czynnej [L. 1, 9].

Pierwsze prace z zakresu hydrodynamicznego smarowania poprzecznych łożysk ślizgowych ferrocieczami pojawiły się w połowie lat osiemdziesiątych. Prekursorami w tej dziedzinie byli R.E. Rosensweig [L. 9], M.I. Shliomis [L. 10], N. Tipei [L. 11], A.O. Ceber [L. 1]. W Polsce jako pierwsi, również w latach osiemdziesiątych, podjęli ten temat R. Janiszewski i K. Wierzcholski [L. 5, 12]. Większości prac rozpatrywana była teoretycznie.

Od tego czasu powstało niewiele prac naukowych, w których rozpatruje się problem hydrodynamicznego smarowania łożysk ślizgowych ferrocieczami np. [L. 4, 8, 10]. Pozycje te w przeważającej mierze dotyczą analitycznego i numerycznego wyznaczania rozkładów ciśnienia hydrodynamicznego oraz parametrów eksploatacyjnych łożyska. W Polsce w latach 2000–2008 tematyką hydrodynamicznego smarowania łożysk ślizgowych ferrocieczami zajmowali się K. Wierzcholski i A. Miszczak.

Większość autorów w swoich pracach nie uzmienniała współczynnika lepkości ferrocieczy od zewnętrznego pola magnetycznego, a ci autorzy, którzy uwzględniali taką zmienność pole magnetyczne najczęściej wyznacznali numerycznie.

Studia literaturowe [L. 1, 2, 3, 9] wykazują, iż w ferrocieczy wektor namagnesowania \mathbf{N} nie zawsze jest równoległy do wektora natężenia

pola magnetycznego \mathbf{H} . Fakt ten może świadczyć o tym, iż ferrociecierz ma anizotropowe własności magnetyczne. Zbliżanie się kierunku wektora namagnesowania do kierunku wektora natężenia pola magnetycznego (równoległość tych wektorów) można zauważyć w przypadku, gdy ferrociecierz osiąga punkt nasycenia magnetycznego. Anizotropowe własności magnetyczne ferrociecierzy świadczą o tym, iż współczynnik podatności magnetycznej χ jest tensorem, a konkretnie diadą. W przypadku klasycznym, gdy wektor namagnesowania jest równoległy do wektora natężenia pola magnetycznego, współczynnik podatności magnetycznej χ jest skalarem, mamy wówczas do czynienia z izotropowymi własnościami magnetycznymi ferrociecierzy.

Współczynnik podatności magnetycznej jest funkcją wielu zmiennych. Najważniejsze z nich to natężenie pola magnetycznego, temperatura ferrosmaru, wielkość i ilość cząstek magnetycznych, rodzaj cząstek magnetycznych.

Podczas rozwiązywania problemu hydrodynamicznej teorii smarowania poprzecznych łożysk ślizgowych smarowanych lepkosprężystymi ferrociecierzami w polu magnetycznym pojawia się problem wyznaczenia składowych wektora namagnesowania \mathbf{N} , składowych wektora indukcji magnetycznej \mathbf{B} oraz składowych wektora natężenia pola magnetycznego \mathbf{H} .

Dokładny pomiar składowych wektora indukcji magnetycznej w szczelinie smarnej łożyska ślizgowego jest niemożliwy. Jedynym sposobem na wyznaczenie tychże składowych jest metoda analityczno-numeryczna.

W niniejszej pracy rozpatruje się przypadek, gdy natężenie pola magnetycznego osiąga punkt nasycenia magnetycznego dla ferrociecierzy, czyli wektor namagnesowania jest równoległy do wektora natężenia pola magnetycznego.

Do rozważań przyjęto walcowe łożysko ślizgowe wykonane z materiałów niemagnetycznych, np. brązu. Przyjęto izotermiczny i stacjonarny model smarowania łożyska ferrociecierzą w stacjonarnym polu magnetycznym.

Celem podstawowym pracy jest opracowanie metody wyznaczania składowych wektora natężenia pola magnetycznego w stacjonarnym polu magnetycznym wytwarzanym w elektromagnesie. Celem wtórnym jest wyznaczenie takiego przypadku oddziaływania pola magnetycznego na poprzeczne łożysko ślizgowe, aby uzyskać wzdłużne pole magnetyczne w szczelinie poprzecznego łożyska ślizgowego smarowanego ferrociecierzą. Zamodelowane numerycznie pole magnetyczne powinno być zbliżone do

rzeczywistego pola magnetycznego wytworzonego w elektromagnesie, np. solenoidzie osadzonym na panewce łożyska.

Tak otrzymane wyniki będą wykorzystane w dalszych badaniach dotyczących wyznaczenia analityczno-numerycznego rozkładów ciśnienia hydrodynamicznego, sił nośnych i sił tarcia w poprzecznych łożyskach ślizgowych smarowanych ferrociecżą o różnych stężeniach cząstek magnetycznych i przy różnych natężeniach zewnętrznego pola magnetycznego.

ROZWAŻANIA ANALITYCZNO-NUMERYCZNE

W celu wyznaczenia składowych wektora indukcji magnetycznej, składowych wektora natężenia pola magnetycznego i składowych wektora namagnesowania wykorzystujemy równania Maxwella dla ferrocieczy w stałym polu magnetycznym przy założeniu, że przez film olejowy nie płynie prąd elektryczny oraz ciecz smarująca jest doskonałym izolatorem elektrycznym. Równania te przyjmują następujące postacie [L. 3, 6, 7, 9, 12, 13]:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{0} \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \quad (2)$$

gdzie dla cieczy ferromagnetycznej mamy następujący związek fizyczny [L. 3, 7, 9, 12]:

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{N}) \equiv \mu_0\mathbf{H}[1 + \chi] \quad (3)$$

W celu zapisania równań w postaci bezwymiarowej, a następnie ich oszacowania przyjmujemy następujące oznaczenia:

$$H_\phi = H_0H_1; \quad H_r = H_0H_2; \quad H_z = H_0H_3; \quad N_\phi = N_0N_1; \quad N_r = N_0N_2; \quad N_z = N_0N_3;$$

$$B_\phi = B_0B_1; \quad B_r = B_0B_2; \quad B_z = B_0B_3; \quad \Psi \equiv \frac{\epsilon}{R} \approx 10^{-3}$$

$$L_1 \equiv \frac{b}{R}; \quad \mu = \mu_0(1 + \chi) \quad (4)$$

gdzie:

H_0, N_0, B_0 – charakterystyczne wymiarowe wartości składowych wektorów: natężenia pola magnetycznego, namagnesowania, indukcji pola magnetycznego,

H_1, H_2, H_3 – bezwymiarowe składowe wektora natężenia pola magnetycznego,

N_1, N_2, N_3	–	bezwymiarowe składowe wektora namagnesowania,
B_1, B_2, B_3	–	bezwymiarowe składowe wektora indukcji magnetycznej,
ψ	–	promieniowy luz względny = ϵ/R ,
ϵ	–	luz promieniowy [m],
μ_0	–	współczynnik przenikalności magnetycznej próżni [H/m],
R	–	promień czopa [m],
L_1	–	bezwymiarowa długość łożyska,
b	–	połowa długości czopa [m].

Wektorowe równanie Maxwella (1) z wykorzystaniem oznaczeń (4) zapisujemy w postaci trzech bezwymiarowych równań:

$$\frac{\partial H_3}{\partial \phi} - \frac{1}{L_1} \frac{\partial H_1}{\partial z_1} = 0, \quad \frac{\psi}{L_1} \frac{\partial H_2}{\partial z_1} - \frac{\partial H_3}{\partial r_1} = 0, \quad \psi H_1 + \frac{\partial H_1}{\partial r_1} - \psi \frac{\partial H_2}{\partial \phi} = 0 \quad (5)$$

W równaniach (5₂) i (5₃) pomijamy człony rzędu promieniowego luzu względnego $\psi \approx 0,001$. W ten sposób otrzymujemy zależności wykazujące, że składowa obwodowa H_1 oraz składowa wzdłużna H_3 wektora natężenia pola magnetycznego nie zależą od współrzędnej promieniowej r_1 . Aby oszacować składową promieniową H_2 , podstawiamy do równania Maxwella (2) zależność (3), a wtedy otrzymujemy:

$$\mu_0 (\operatorname{div} \mathbf{H} + \operatorname{div} \mathbf{N}) = 0 \quad (6)$$

Podstawiając odpowiednie oznaczenia (4) do równania (6) oraz odpowiednio różniczkując wektor natężenia pola magnetycznego i wektor namagnesowania, otrzymujemy następujące dwa przypadki:

$$\mu_0 \left[\psi H_2 + \frac{\partial H_2}{\partial r_1} + \psi \frac{\partial H_1}{\partial \phi} + \frac{\psi}{L_1} \frac{\partial H_3}{\partial z_1} \right] = 0$$

oraz

$$\mu_0 \left[\psi N_2 + \frac{\partial N_2}{\partial r_1} + \psi \frac{\partial N_1}{\partial \phi} + \frac{\psi}{L_1} \frac{\partial N_3}{\partial z_1} \right] = 0$$

(7)

lub

$$\mu_0 \left[\psi H_2 + \frac{\partial H_2}{\partial r_1} + \psi \frac{\partial H_1}{\partial \phi} + \frac{\psi}{L_1} \frac{\partial H_3}{\partial z_1} \right] = -\mu_0 \left[\psi N_2 + \frac{\partial N_2}{\partial r_1} + \psi \frac{\partial N_1}{\partial \phi} + \frac{\psi}{L_1} \frac{\partial N_3}{\partial z_1} \right] \quad (8)$$

Przypadek (8) fizycznie nie istnieje dla ferrocieczy, ponieważ zwrot wektora namagnesowania nie może być przeciwny do zwrotu wektora natężenia pola magnetycznego, więc pozostaje nam pierwsza możliwość. Pomijając człony rzędu promieniowego luzu względnego ψ oraz dzieląc stronami równanie (7) przez współczynnik przenikalności magnetycznej próżni μ_0 , otrzymamy:

$$\frac{\partial H_2}{\partial r_1} = 0 \quad \text{oraz} \quad \frac{\partial N_2}{\partial r_1} = 0 \quad (9)$$

Z zależności (9) wynika, iż składowa promieniowa wektora natężenia pola magnetycznego oraz składowa promieniowa wektora namagnesowania nie zmieniają się po wysokości szczeliny smarnej.

W przypadku gdy współczynnik podatności magnetycznej ferrocieczy jest wartością skalarną, wówczas równanie (2) może być zapisane jako:

$$\text{div}(\mathbf{B}) \equiv \mu \cdot \text{div}(\mathbf{H}) = 0, \text{ czyli } \text{div}(\mathbf{H}) = 0 \quad (10)$$

Działając obustronnie operatorem rot na równanie (1), otrzymamy:

$$\text{rot}(\text{rot}\mathbf{H}) = 0 \quad (11)$$

Korzystając dalej z własności, iż:

$$\text{rot}(\text{rot}\mathbf{H}) = \text{grad}(\text{div}\mathbf{H}) - \nabla^2 \mathbf{H} \quad (12)$$

oraz zależności (10), wtedy równanie różniczkowe (11) przyjmuje znaną z literatury postać dla stacjonarnego pola magnetycznego:

$$\nabla^2 \mathbf{H} = 0 \quad (13)$$

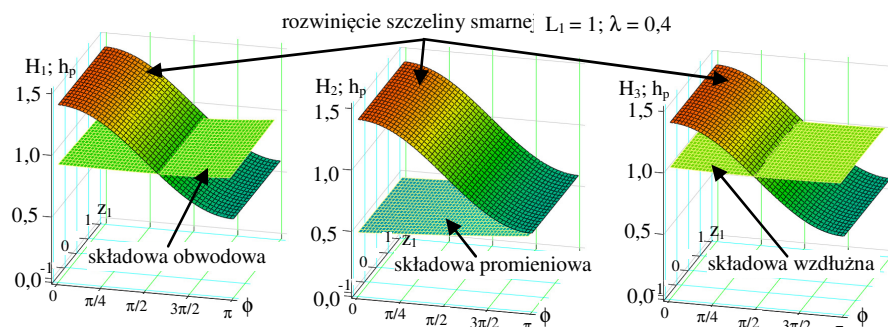
Rozwiązanie ogólne równania (13) ma postać:

$$\begin{aligned} H_3 &= (C_1 \cdot e^{A \cdot \phi} + C_2 \cdot e^{-A \cdot \phi}) \cdot (C_3 \cdot \cos(A \cdot L_1 \cdot z_1 + C_4 \cdot \sin(A \cdot L_1 \cdot z_1)), \\ H_1 &= (C_1 \cdot e^{A \cdot \phi} - C_2 \cdot e^{-A \cdot \phi}) \cdot (C_3 \cdot \sin(A \cdot L_1 \cdot z_1 - C_4 \cdot \cos(A \cdot L_1 \cdot z_1)) + D(\phi) \quad (14) \\ H_2 &= \frac{1}{2 \cdot A} (C_1 \cdot e^{A \cdot \phi} + C_2 \cdot e^{-A \cdot \phi}) \cdot (C_3 \cdot \sin(A \cdot L_1 \cdot z_1 - C_4 \cdot \cos(A \cdot L_1 \cdot z_1)) + \\ &\quad + E(\phi) + F(z_1) \end{aligned}$$

gdzie: C_1, C_2, C_3, C_4, A – stałe całkowania, $D(\phi)$ – stała całkowania jako funkcja zmiennej obwodowej, $E(\phi)$ – funkcja zmiennej obwodowej wyznaczana z warunków brzegowych, $F(z_1)$ – stała całkowania jako funkcja zmiennej wzdłużnej.

W celu zweryfikowania otrzymanych wyników analitycznych wyznaczono numerycznie stałe całkowania C_1 , C_2 , C_3 , C_4 , A oraz nieznanne funkcje $D(\phi)$, $E(\phi)$ i $F(z_1)$. Przykładowe składowe natężenia pola magnetycznego zaprezentowano na **Rys. 1**. Dodatkowo na rysunku przedstawiono bezwymiarową wysokość szczeliny smarnej h_{p1} .

Składowe przedstawione na rysunku są wyznaczone dla następujących wielkości określających łożysko ślizgowe: bezwymiarowa długość łożyska $L_1 = 1$; mimośrodowość względna $\lambda = 0,4$ oraz stałe całkowania: $C_1 = 0,04$; $C_2 = 0,08$; $C_3 = 2$; $C_4 = 0$; $A = 0,2$; $D(\phi) = 0,002e^\phi + 0,3$; $E(\phi) = 0,06e^{0,3\phi} + 0,42$; $F(z_1) = -1,2\sin(0,1L_1z_1)$. Dla innych wartości stałych całkowania uzyskuje się inne wartości składowych wektora natężenia pola magnetycznego.



Rys. 1. Numeryczne rozkłady wartości składowych wektora natężenia pola magnetycznego

Fig. 1. Numerical of distribution for values of component of magnetic field intensity vector

PODSUMOWANIE

Dzięki przedstawionej powyżej metodzie możliwe jest wyznaczenia bezwymiarowych składowych wektora natężenia pola magnetycznego w cienkiej szczelinie poprzecznego łożyska ślizgowego, a co za tym idzie również można określić składowe wektora namagnesowania i składowe wektora indukcji pola magnetycznego.

W celu wyznaczenia składowych wektora natężenia pola magnetycznego niezbędne jest określenie stałych całkowania. Stałe całkowania można wyznaczyć numerycznie, znając (w określonych punktach) szacunkowe wartości pola magnetycznego wytwarzanego w rzeczywistym elektromagnesie.

LITERATURA

1. Cebers A.: Physical properties and models of magnetic fluids. 1*. *Magnitnaya Gidrodinamika*, nr 4, 1991, pp. 25–39.
2. Cebers A.: Physical properties and models of magnetic fluids. 2*. *Magnitnaya Gidrodinamika*, nr 1, 1992, pp. 27–38.
3. Dudziewicz J.: *Podstawy elektromagnetyzmu*. WNT Warszawa 1972.
4. Harada M., Yang W., Tsukazaki J., Yamamoto H.: Characteristics of Journal Bearings Lubricated With Ferro-Fluid. *Applied Mechanics and Engineering*, Vol.4, 1999, pp. 33–38.
5. Janiszewski R., Wierzcholski K.: Ferromagnetyczny przepływ smarujący. *Zagadnienia Eksploatacji Maszyn*, zeszyt 1 (41), 1980, s. 37–44.
6. Miszczak A.: Niestacjonarne pole magnetyczne w szczelinie poprzecznego łożyska ślizgowego smarowanego ferrosmarem. *Tribologia*, 2003, 6 (192), s. 107–122.
7. Miszczak A., *Analiza hydrodynamicznego smarowania ferrociecżą poprzecznych łożysk ślizgowych*, Monografia, Fundacja Rozwoju Akademii Morskiej, Gdynia 2006.
8. Osman T.A., Nada G.S., Safar Z.S.: Different magnetic models in the design of hydrodynamic journal bearings lubricated with non-Newtonian ferrofluid. *Springer Verlag, Tribology Letters*, Vol. 14, No. 3, 2003, pp. 211–223.
9. Rosensweig R.E.: *Ferrohydrodynamics*. Dover Publications, INC. Mineola, New York 1997.
10. Shliomis M.I.: *Ferrohydrodynamics: Retrospective and Issues*. Springer-Verlag, *Lecture Notes in Physics*, Vol. 594, 2002, pp. 85–111.
11. Tipei N.: Theory of lubrication with ferrofluids: application to short bearing. *Transactions of the ASME, Journal of Lubrication Technology*, Vol. 104, 1982, pp. 510–515.
12. Wierzcholski K., Janiszewski R.: *Wybrane zagadnienia z magnetyczności i magnetohydrodynamiki*. Politechnika Lubelska Series A, nr 27, 1983, Lublin.
13. Wierzcholski K.: *Viscoelastic Ferromagnetic Turbulent Flow in Radial Journal Bearing Gap*. 9th International Conference on Magnetic Fluid, Bremen, July 2001, *Book of Abstracts, Posterssession II Technical Applications*, pp. 39.

Recenzent:
Jan BURCAN

Summary

In this paper, the authors present analytical and numerical modelling of the components of the vector magnetic field's induction in the journal sliding bearing gap. This issue becomes important when a lubricating agent containing a ferro-fluid in the journal sliding bearing gap is applied which affects the external magnetic field.

Modelling components of the vector magnetic field's induction is based on the analytical derivation of general solutions of Maxwell's equations, then the determination of the constants of the integration are made by computer simulation.

So numerically calculated magnetic field to be used for further numerical calculations include hydrodynamic pressure distribution and friction forces in the journal sliding ferro-fluid lubricated bearings.

The paper also presents the geometry of the sliding bearing with a coil that produces an external stationary magnetic field.