

Bronisław Drak
Bronisław Sliwa

Zakład Maszyn Elektrycznych
Politechniki Śląskiej

BADANIA SIŁ OSIOWYCH W SILNIKACH INDUKCYJNYCH

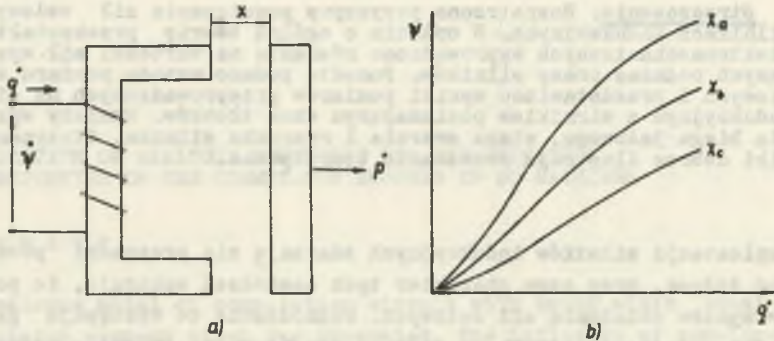
Streszczenie. Rozpatrzono przyczyny powstawania sił osiowych w silnikach indukcyjnych. W oparciu o ogólną teorię przekształtników elektromechanicznych wyprowadzono równania na wartości sił występujących podczas pracy silników. Ponadto podano metodę pomiaru sił osiowych i przedstawiono wyniki pomiarów przeprowadzonych na silniku indukcyjnym z wirnikiem posiadającym skos żłobków. Pomiarów wykonano dla biegu jałowego, stanu zwarcia i rozruchu silnika. Otrzymane wyniki dobrze ilustrują rozważania teoretyczne.

W eksploatacji silników indukcyjnych zdarzają się przypadki poważnych uszkodzeń łożysk, przy czym charakter tych uszkodzeń wskazuje, że powstały one w wyniku działania sił osiowych. Uszkodzenia te występują głównie w przypadku połączenia silnika z maszyną napędzaną za pomocą sprzęgła elastycznego. To powoduje, że przyczyn powstania sił osiowych poszukuje się prawie wyłącznie w sprzęgle. Sprzęgło elastyczne może spowodować siły osiowe np. przy ukośnym ustawieniu sworzni łączących, ale w czasie rozruchu silnika indukcyjnego mogą powstawać również siły elektrodynamiczne, dążące do wysunięcia wirnika z położenia symetrii magnetycznej. Jeżeli przemieszczenie to nastąpi w kierunku łożyska strony przeciwnapędowej, to w czasie dalszej pracy przy nagrzewaniu i wydłużaniu wałów mogą powstać znaczne naciski osiowe na łożyska, gdy duże tarcie pomiędzy elementami dwóch półówek sprzęgła utrudni wzajemne ich przesunięcie przy stale działającym momencie obrotowym. Dla zmniejszenia nacisków stosuje się odpowiedni dobór luzów osiowych w łożyskach. Prawidłowe rozwiązanie ułożyskowania wymaga poznania przyczyn powstawania sił osiowych i sprawdzenia na silnikach prototypowych sił osiowych, jakie mogą występować przy pracy.

1. Określenie sił elektrodynamicznych

Obliczenie sił elektrodynamicznych występujących w maszynach elektrycznych można wykonać stosunkowo prosto wychodząc z równania Lagrange'a, stosowanego powszechnie w ogólnej teorii przetworników elektromechanicznych. Każda maszyna elektryczna jest układem pewnej liczby obwodów elektrycznych, wzajemnie ze sobą magnetycznie sprzężonych i zdolnych poprzez wza-

jemne przemieszczenie do wykonania pracy mechanicznej. Każdy z tych obwodów można przedstawić jako dwubramowy układ elektromechaniczny ze sprzężeniem magnetycznym. Terminem "brama" określa się miejsce w układzie, przez które energia elektryczna lub mechaniczna może być dostarczana do układu lub odbierana. Przedstawiając jeden obwód maszyny, np. uzwojenie jednej fazy, jako cewkę osadzoną na rdzeniu ferromagnetycznym, posiadającym zworę magnetyczną (rys. 1a), która może się przemieszczać w przestrzeni, otrzymuje się układ posiadający jedną bramę elektryczną i jedną bramę mechaniczną. Zmiennymi bramy elektrycznej są napięcie ψ i prąd \dot{q} , zmienne bramy mechanicznej są wyrażone przez prędkość \dot{x} i siłę \dot{p} .



Rys. 1. Układ elektromechaniczny dwubramowy z magnetycznym zmagazynowaniem energii

b) jego charakterystyki dla różnych ustalonych położenia części ruchomej

Wprowadzone zmienne wynikają z przyjęcia następujących współrzędnych podstawowych:

$\psi = z \Phi$ - strumień sprzężony obwodu,

q - ładunek elektryczny,

x - położenie zwory,

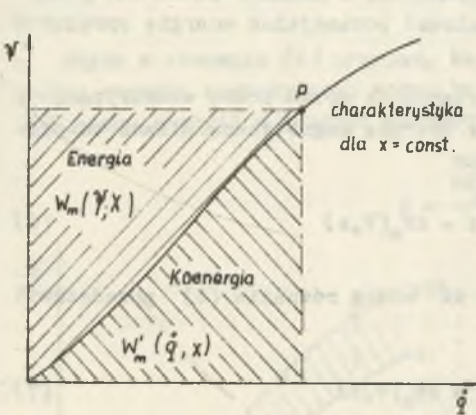
$p = mv$ - pęd zwory.

Charakterystyki układu przedstawionego na rys. 1a podaje rys. 1b. Zakładając, że część ruchoma znajduje się w stałym położeniu, określonym współrzędną x , a więc jej prędkość $\dot{x} = dx/dt = 0$, możemy układ taki opisać wykresem strumienia sprzężonego ψ z funkcji prądu cewki - $\dot{q} = dq/dt$. Na rys. 1b przedstawiono tę funkcję dla różnych położenia zwory, określonych współrzędnymi x_a, x_b, x_c , przy czym $x_a < x_b < x_c$.

Dla określonego położenia elementu ruchomego np. x_a , i danej wartości strumienia sprzężonego - ψ_a , energia magnetyczna może być obliczona w znany sposób z zależności

$$W_m(\psi_a, x_a) = \int_0^{\psi_a} \dot{q}(\psi, x_a) d\psi \quad (1)$$

Energia ta odpowiada polu zakreskowanemu nad krzywą $\psi = f(\dot{q})$ (rysunek 2). Ogólnie energię magnetyczną układu określa zależność



$$W_m(\psi, x) = \int_0^{\psi} \dot{q}(\psi, x) d\psi \quad (1)$$

Energia magnetyczna jest więc funkcją nie tylko ψ ale i x . Funkcja określająca energię magnetyczną układu, a więc obszar zakreskowany wyznaczony przez krzywą i punkt P charakterystyki układu (rys. 2), nazywana jest funkcją stanu energii lub krótko funkcją stanu.

Rys. 2. Funkcja stanu energii i koenergii układu dwubramowego ze sprzężeniem magnetycznym

Obszar zakreskowany, leżący pod krzywą jest koenergią zgromadzoną w układzie.

Funkcję stanu koenergii magnetycznej określa zależność

$$W'_m(\dot{q}, x) = \int_0^{\dot{q}} \psi(\dot{q}, x) d\dot{q} \quad (2)$$

Suma funkcji stanu energii i koenergii jest równa polu prostokąta $\psi \cdot \dot{q}$, a więc

$$W_m(\psi, x) + W'_m(\dot{q}, x) = \psi \dot{q} \quad (3)$$

Założmy, że do układu z rys. 1a dostarczana jest w pewnej chwili zarówno energia elektryczna jak i mechaniczna, przy czym moc elektryczna i mechaniczna określone są odpowiednio następującymi wyrażeniami

$$P_e = \dot{\psi} \dot{q} \quad (4)$$

$$P_m = \dot{x} \dot{p} \quad (5)$$

Mnożąc równania (4) i (5) przez dt otrzymamy energię elektryczną i mechaniczną dostarczone do układu w czasie elementarnym dt . Dla celów dalszej analizy celowe jest przyjęcie następujących założeń:

1) Urządzenie elektromechaniczne nie posiada strat. Jeżeli w urządzeniu rzeczywistym występują straty, np. straty na ciepło Joule'a wytwarzające się wskutek rezystywności uzwojenia, to można je uwzględnić za pomocą elementu zewnętrznego względem układu.

2) W urządzeniu nie może występować gromadzenie się energii zarówno kinetycznej jak i potencjalnej. Oznacza to, że doprowadzona do układu energia nie zmienia prędkości elementów ruchomych, a ponadto układ nie posiada elementów sprężystych mogących kumulować potencjalną energię sprężystości.

Przy takich założeniach energia dostarczona przez bramę elektryczną i mechaniczną zamienia się całkowicie na energię magnetyczną. Bilans energetyczny przedstawia się więc następująco

$$\dot{\psi} \dot{q} dt + \dot{p} \dot{x} dt = dW_m(\psi, x) \quad (6)$$

Uwzględniając, że $\dot{\psi} dt = d\psi$ i $\dot{x} dt = dx$ można równanie (6) przedstawić w postaci

$$\dot{q} d\psi + \dot{p} dx = dW_m(\psi, x) \quad (7)$$

Wzór na siłę można wyprowadzić z funkcji stanu koenergii. Energia magnetyczna wyrażona z równania (3) wynosi:

$$W_m(\psi, x) = \psi \dot{q} - W'_m(\dot{q}, x) \quad (8)$$

Różniczkę zupełną stanu energii można wyrazić z równania (8) w sposób następujący:

$$dW_m(\psi, x) = d[\psi \dot{q} - W'_m(\dot{q}, x)] = \psi d\dot{q} + \dot{q} d\psi - \frac{\partial W'_m(\dot{q}, x)}{\partial \dot{q}} d\dot{q} - \frac{\partial W'_m(\dot{q}, x)}{\partial x} dx \quad (9)$$

Z równania (2) otrzymuje się

$$\frac{\partial W'_m(\dot{q}, x)}{\partial \dot{q}} = \frac{\partial}{\partial \dot{q}} \int_0^{\dot{q}} \psi(\dot{q}, x) d\dot{q} = \psi \quad (10)$$

Stąd różniczka zupełna funkcji stanu energii przy uwzględnieniu równań (9) i (10) wynosi

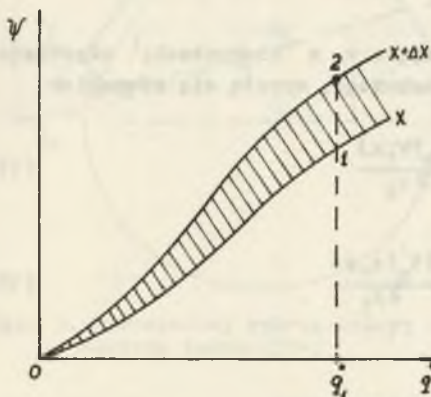
$$dW_m(\psi, x) = \psi d\dot{q} + \dot{q} d\psi - \psi d\dot{q} - \frac{\partial W'_m(\dot{q}, x)}{\partial x} dx \quad (11)$$

Podstawiając równanie (11) do równania (7) otrzymamy po zredukowaniu wyrazów wyrażenie na siłę

$$\dot{p} = - \frac{\partial W'_m(\dot{q}, x)}{\partial x} \quad (12)$$

Gdyby w równaniu (6) przyjąć, że $\dot{q} dt = dq$ oraz obliczyć różniczkę zupełną energii magnetycznej można by szybciej uzyskać wzór na siłę w funkcji stanu energii w postaci następującej

$$\dot{p} = \frac{\partial W_m(\psi, x)}{\partial x} \quad (13)$$



Rys. 3. Graficzna interpretacja równania (12)

Równanie (12) można interpretować graficznie jak to podano na rysunku 3. Ze wzrostem x o Δx przy niezmiennym prądzie \dot{q} układ przechodzi ze stanu określonego punktem 1 do stanu określonego punktem 2. Pole 012 odpowiada przyrostowi koenergii. Granicę stosunku pola powierzchni 012 do przyrostu Δx , gdy Δx dąży do zera przy stałym prądzie \dot{q} wyraża właśnie równanie (12).

Wzrostowi koenergii przy wzroście współrzędnej x o Δx odpowiada zmniejszenie się funkcji stanu energii. To jest przyczyną zmiany znaku, jaka występuje w równaniach (12) i (13).

Zgodnie z założeniami zewnętrzna siła mechaniczna \dot{p} nie może spowodować ani zmiany energii kinetycznej, ani energii potencjalnej układu. Aby te założenia były spełnione, na człon ruchomy układu musi działać siła pochodzenia elektrycznego F_e (czasem nazywana siłą elektrodynamiczną), równa sile mechanicznej \dot{p} i przeciwnie do niej skierowana.

Zgodnie z tym siłę elektrodynamiczną można określić z tych samych zależności co siłę mechaniczną p :

$$F_e = \frac{\partial W_m(\psi, x)}{\partial x} \quad (14)$$

$$F_e = - \frac{\partial W'_m(\dot{q}, x)}{\partial x} \quad (15)$$

Przy równości sił F_e i \dot{p} praca mechaniczna równa się zero, czyli przez bramę mechaniczną nie przechodzi żadna energia. Występujące w równaniach (12) do (15) przesunięcia ∂x są nieskończenie małe - wirtualne. Dla układu wielobramowego posiadającego m bram elektrycznych i n bram mechanicznych równanie (7) przyjmie postać:

$$\sum_{i=1}^m \dot{q}_i d\psi_i + \sum_{i=1}^n \dot{p}_i dx_i = dW_m(\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_m, x_1, x_2, \dots, x_n) \quad (16)$$

Natomiast siły elektrodynamiczne działające w n kierunkach, odpowiadających n stopniom swobody elementu ruchomego, wyrażą się równaniem

$$F_{ei} = \frac{\partial W_m(\psi, x)}{\partial x_i} \quad (17)$$

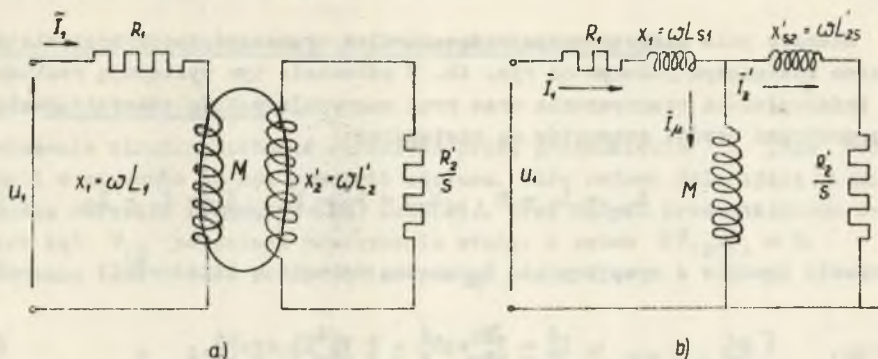
$$F_{ei} = - \frac{\partial W'_m(\dot{q}, x)}{\partial x_i} \quad (18)$$

W równaniach tych $i = 1, 2, \dots, n$.

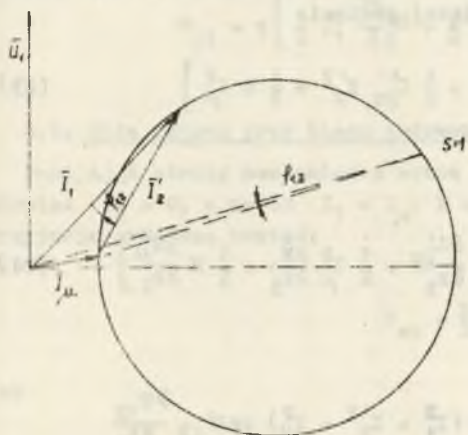
2. Siły elektrodynamiczne w maszynach elektrycznych

Wprowadzone wzory na siły elektrodynamiczne mogą znaleźć bezpośrednie zastosowanie w maszynach indukcyjnych do obliczenia sił osiowych jak również i momentów obrotowych. Należy w tym celu wprowadzić uogólnione współrzędne Lagrange'a odpowiadające stopniom swobody elementu ruchomego. W maszynach elektrycznych elementem ruchomym jest wirnik posiadający dwa stopnie swobody - ruch obrotowy i przesunięcie liniowe w zakresie luzu łożyskowego. Uogólnionymi współrzędnymi będą więc mechaniczny kąt obrotu i przesunięcie osiowe. Tym współrzędnymi odpowiedzą odpowiednio uogólnione siły, tj. moment obrotowy i siła osiowa.

Energię pola magnetycznego można określić w oparciu o schemat zastępczy silnika indukcyjnego. Na rys. 4 podano dwa rodzaje schematu zastępczego: a) schemat o rozdzielonych obwodach stojana i wirnika, b) schemat połączony ogólnie stosowany.



Rys. 4. Schematy zastępcze maszyny indukcyjnej



Rys. 5. Uproszczony wykres kołowy maszyny indukcyjnej

Na schematach tych wartości skuteczne prądów oznaczono symbolami I_1, I_2' , powszechnie stosowanymi w teorii maszyn elektrycznych, rezygnując z symbolu \hat{q} , bardzo dogodnego dla celów ogólnej teorii przekształtników. Przez M oznaczono maksymalną wartość współczynnika indukcji wzajemnej pomiędzy uzwojeniami stojana i wirnika; wartość ta odpowiada współosiowości położeniu przepływów obydwu uzwojeń.

Traktując obwody magnetyczne jako obwody liniowe, można energię magnetyczną maszyny symetrycznej wyrazić wzorem

$$W_m = m \left[\frac{1}{2} L_1 I_1^2 + \frac{1}{2} L_2' I_2'^2 - (M \cos \varphi_{12}') I_1 I_2' \right] \quad (19)$$

Kąt φ_{12}' jest kątem pomiędzy prądami I_1 i I_2' . Kąt ten zaznaczono na uproszczonym wykresie kołowym maszyny indukcyjnej (rys. 5). Przy systemie strzałkowania przyjętym na schematach (rys. 4), kąt elektryczny zawarty między osią układu prądowego wirnika i stojana wynosi $\varphi_{12}' = \pi + \varphi_{12}$. Zgodnie z równaniem (17) uogólniona siła $(F_e)_x$ przy niezależności prądów I_1, I_2 od współrzędnej mechanicznej x działająca w kierunku wirtualnego przesunięcia x_1 wynosi:

$$F_{ei} = m \left[\frac{1}{2} I_1^2 \frac{\partial L_1}{\partial x_1} + \frac{1}{2} I_2'^2 \frac{\partial L_2'}{\partial x_1} - I_1 I_2' \frac{\partial}{\partial x_1} (M \cos \varphi_{12}') \right] \quad (20)$$

Energię pola magnetycznego można również wyznaczyć posługując się schematem zastępczym podanym na rys. 4b. W schemacie tym występują reaktancje i indukcyjności rozproszenia oraz prąd magnesujący. Zależności pomiędzy parametrami obydwu schematów są następujące:

$$L_{1s} = L_1 - M \quad L'_{2s} = L'_2 - M \quad I_\mu = I_1 - I'_2 \quad (21)$$

Ponadto zgodnie z rys. 5 prąd I_μ można wyrazić z zależności:

$$I_\mu^2 = I_1^2 + I_2'^2 - 2 I_1 I_2' \cos \varphi_{12} \quad (22)$$

Wprowadzając zależności (21) i (22) do równania (19) otrzymuje się wyrażenie na energię magnetyczną w następującej postaci:

$$W_m = m \left[\frac{1}{2} L_{1s} I_1^2 + \frac{1}{2} L'_{2s} I_2'^2 + \frac{1}{2} M I_\mu^2 \right] \quad (23)$$

Stąd siła uogólniona

$$F_{e1} = m \left[\frac{1}{2} I_1^2 \frac{\partial L_{1s}}{\partial x_1} + \frac{1}{2} I_2'^2 \frac{\partial L'_{2s}}{\partial x_1} + \frac{1}{2} I_\mu^2 \frac{\partial M}{\partial x_1} + \frac{1}{2} M \frac{\partial I_\mu^2}{\partial x_1} \right] \quad (24)$$

Ponieważ

$$\frac{\partial I_\mu^2}{\partial x_1} = 2 I_1 I_2' \sin \varphi_{12} \frac{\partial \varphi_{12}}{\partial x_1} = (I_1^2 + I_2'^2 - I_\mu^2) \operatorname{tg} \varphi_{12} \frac{\partial \varphi_{12}}{\partial x_1}$$

więc

$$F_{e1} = m \left[\frac{1}{2} I_1^2 \frac{\partial L_{1s}}{\partial x_1} + \frac{1}{2} I_2'^2 \frac{\partial L'_{2s}}{\partial x_1} + \frac{1}{2} I_\mu^2 \frac{\partial M}{\partial x_1} + \frac{1}{2} (I_1^2 + I_2'^2 - I_\mu^2) M \operatorname{tg} \varphi_{12} \frac{\partial \varphi_{12}}{\partial x_1} \right] \quad (25)$$

Uogólnione siły elektrodynamiczne możemy obliczać posługując się równaniem (20) względnie (25) w zależności od posiadanych danych.

3. Siły osiowe działające na wirnik maszyny indukcyjnej

3.1. Zależności ogólne

Położenie wirnika zostanie określone przez przesunięcie x jego osi symetrii w stosunku do osi symetrii stojana. Siłę osiową działającą na wirnik można określić równaniem (20) lub (25). Przy małych przesunięciach osiowych kąt φ_{12} pozostaje praktycznie stały, a zatem $\partial\varphi_{12}/\partial x = 0$.

Równania (20) i (25) przyjmą więc postać następującą:

$$F_{ex} = m \left[\frac{1}{2} I_1^2 \frac{\partial L_1}{\partial x} + \frac{1}{2} I_2'^2 \frac{\partial L_2'}{\partial x} - I_1 I_2' \cos \varphi_{12} \frac{\partial M}{\partial x} \right] \quad (26)$$

$$F_{ex} = m \left[\frac{1}{2} I_1^2 \frac{\partial L_{1g}}{\partial x} + \frac{1}{2} I_2'^2 \frac{\partial L_{2g}'}{\partial x} + \frac{1}{2} I_1^2 \frac{\partial M}{\partial x} \right] \quad (27)$$

3.2. Siła osiowa przy biegu jałowym silnika

Pomijając straty mechaniczne można przyjąć, że przy biegu jałowym prąd wirnika $I_2 = 0$, a zatem $I_1 = I_1'$. W wyniku tego równania (26) i (27) przyjmują prostszą postać:

$$F_{ex} = \frac{m}{2} I_1^2 \frac{\partial L_1}{\partial x}$$

lub

$$F_{ex} = \frac{m}{2} I_1^2 \left(\frac{\partial L_{1g}}{\partial x} + \frac{\partial M}{\partial x} \right) \approx \frac{m}{2} I_1^2 \frac{\partial M}{\partial x}$$

Całkowita indukcyjność stojana przy wysuwaniu wirnika z położenia symetrii, a zatem dla $|x| > 0$, musi się zmniejszać. Zatem dla $x > 0$ wartość $\frac{\partial L_1}{\partial x} < 0$, a dla $x < 0$ otrzymamy $\frac{\partial L_1}{\partial x} > 0$. Siła elektrodynamiczna ma zatem zawsze kierunek przeciwny do przesunięcia wirnika z położenia symetrycznego względem stojana. W równaniu drugim $M \gg L_{1g}$, a więc o kierunku działania siły decyduje zmiana M . Wysiunięciu wirnika z położenia symetrycznego towarzyszy zmniejszenie sprzężenia magnetycznego uzwojeń stojana i wirnika, a zatem zmniejszenie się współczynnika indukcji wzajemnej M .

Analiza drugiego równania daje ten sam wynik - siła osiowa przy biegu jałowym zawsze działa przeciwko wychyleniu i dąży do sprowadzenia wirnika w położenie symetryczne względem stojana. Jest to zatem w przypadku biegu jałowego punkt równowagi stabilnej.

3.3. Siła osiowa przy zwarciu silnika

Dla określenia kierunku działania siły osiowej przy zwarcu, korzystniej będzie posłużyć się równaniem (26). Przyjmując $x > 0$ otrzymamy:

$$\frac{\partial L_1}{\partial x} < 0, \quad \frac{\partial L_2'}{\partial x} < 0, \quad \frac{\partial M}{\partial x} < 0,$$

Pierwsze dwa składniki równania są ujemne, trzeci zaś przy uwzględnieniu znaku jest dodatni, ponieważ $\cos \varphi_{12} > 0$. Prawa strona równania (26) może więc przyjmować wartości dodatnie lub ujemne, zależnie od wartości poszczególnych składników. W silnikach klatkowych bez wypierania prądu w wirniku, współczynnik mocy w stanie zwarcia jest mały, a kąt φ_{12} ma wartość zbliżoną do zera (rys. 5). W tym przypadku $\cos \varphi_{12} \approx 1$ i o zwrocie siły decyduje trzeci składnik, ponieważ $|I_1 I_2 \cos \varphi_{12} \frac{\partial M}{\partial x}| > |\frac{1}{2} I_1^2 \frac{\partial L_1}{\partial x} + \frac{1}{2} I_2'^2 \frac{\partial L_2'}{\partial x}|$. W tych silnikach dodatnim wartościom x towarzyszy więc do datni kierunek siły osiowej F_{ex} . Siła działa więc w kierunku wychylenia wypierając wirnik z położenia symetrycznego. Ze wzrostem wychylenia rośnie siła wytwarzając nacisk na łożyska. Jeżeli mamy do czynienia z wirnikiem głębokożłobkowym lub dwuklatkowym, w którym wypieranie prądu powoduje wzrost rezystancji klatki, to współczynnik mocy przy zwarcu rośnie powodując wzrost kąta φ_{12} . Wtedy wartość bezwzględna trzeciego składnika $I_1 I_2 \cos \varphi_{12} \frac{\partial M}{\partial x}$ maleje. W tych silnikach wypieranie wirnika z położenia symetrii maleje, a może się nawet zdarzyć, że siła zmieni znak i będzie działać dośrodkowo. To samo zjawisko obserwuje się w silnikach pierścieniowych, uruchamianych za pomocą rozrusznika.

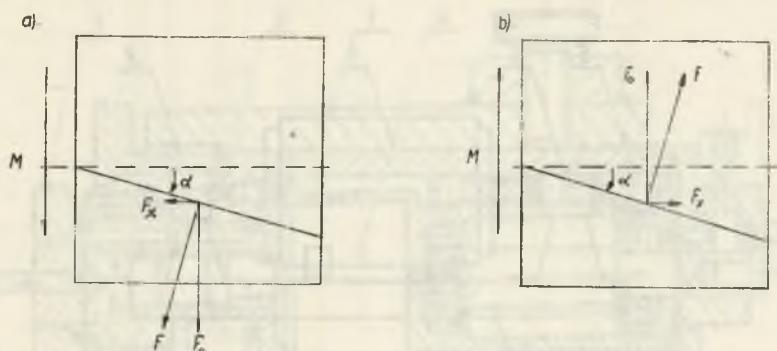
3.4. Siła osiowa dla poślizgów zmieniających się do 1 do 0

Siła osiowa działająca przy rozruchu stara się wypchnąć wirnik z położenia symetrycznego względem stojana. W czasie biegu jałowego kierunek siły jest przeciwny, a zatem w czasie rozruchu musi istnieć taki poślizg s , przy którym siła osiowa ma wartość zerową. Pomiarzy rozruchu przeprowadzone na silniku potwierdzają to.

4. Siła osiowa dla wirników o skośnych żłobkach

W niektórych silnikach indukcyjnych żłobki wirnika nie są równoległe do osi wału, ale zawierają z tworzącą walca kąt α (rys. 6). W tym przypadku na wirnik działa zawsze przy obciążeniu dodatkowa siła osiowa. Zgodnie z prawem Ampere'a siłę działającą na pręt wiodący prąd, a znajdujący się w polu magnetycznym, określa wzór

$$\vec{F} = I(\vec{l} \times \vec{B}) \quad (28)$$



Rys. 6. Powstawanie sił osiowych wskutek skosu żłobka wirnika

Zgodnie z iloczynem wektorowym, kierunek działania siły jest prostopadły do pręta. Siłę F można rozłożyć na dwie składowe: siłę obwodową F_0 , wytwarzającą moment obrotowy i siłę F_x działającą osiowo. Siła ta zmienia swój zwrot, zależnie od kierunku momentu obrotowego, jak to pokazano na rys. 6a i b. Obliczenie siły osiowej wytworzonej wskutek skosu żłobka wirnika dla odcinka pręta znajdującego się w pakiecie blach jest względnie proste. Ale siły osiowe działają również na połączenie czołowe klatki wirnika (wystające z pakietu części prętów i pierścienie zwierające). Obliczenie tych sił jest bardzo trudne i wyniki są obciążone dużymi błędami.

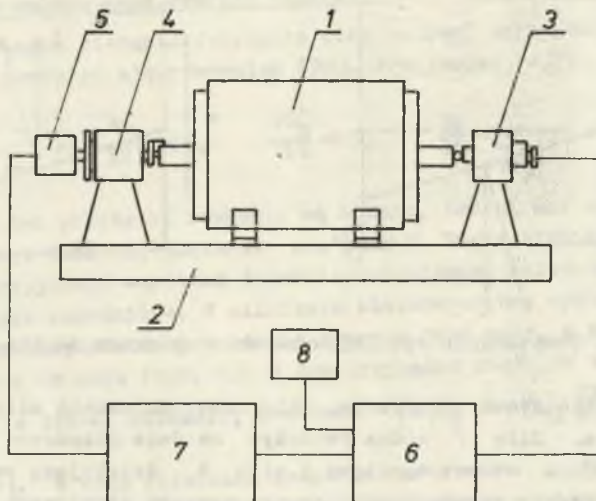
5. Pomiary sił osiowych

5.1. Opis stanowiska pomiarowego

Pomiary sił osiowych przeprowadzono na stanowisku, którego szkic podano na rys. 7. W osi wału ładanego silnika 1 z jednej strony zamontowano tensometryczny przetwornik siły 3, a z drugiej sprężynowe urządzenie dociskowe 4 oraz prądniczkę tachometryczną 5.

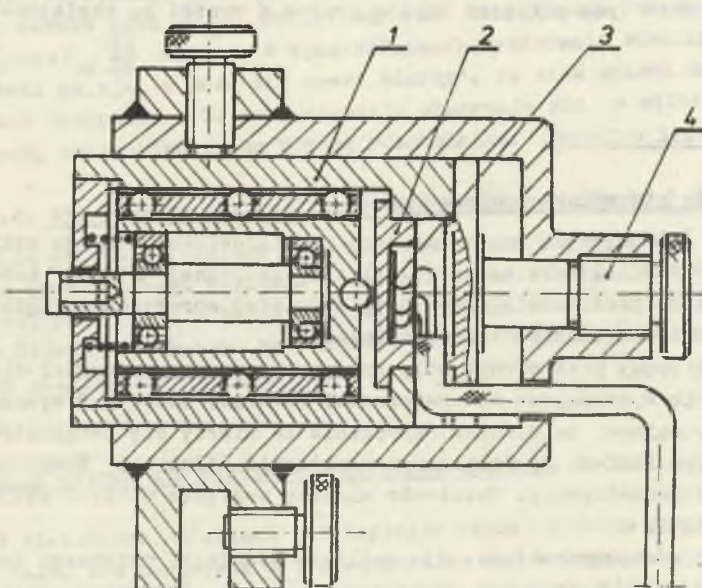
Tensometryczny przetwornik siły rys. 8 przetwarza na sygnał elektryczny naprężenie występujące na powierzchni membrany kołowej 2 wywołane działaniem siły osiowej na wirnik. Naprężenie to mierzy się tensometrem membranowym typu FKM2-20 3, połączonym w układzie półmostka Wheatstone'a z aparaturą tensometryczną. Położenie wirnika względem pakietu stojana ustala się śrubą 4.

Urządzenie dociskowe (rys. 9) umożliwia wywołanie wstępnego docisku na przetwornik siły. Docisk ten jest niezbędny, gdy siła osiowa zmienia znak w czasie rozruchu silnika; jego wartość musi być większa od siły osiowej działającej w kierunku od przetwornika siły. Wartość siły docisku reguluje się śrubą 3. W obudowę urządzenia dociskowego jest wzmontowana prądniczka tachometryczna 4.



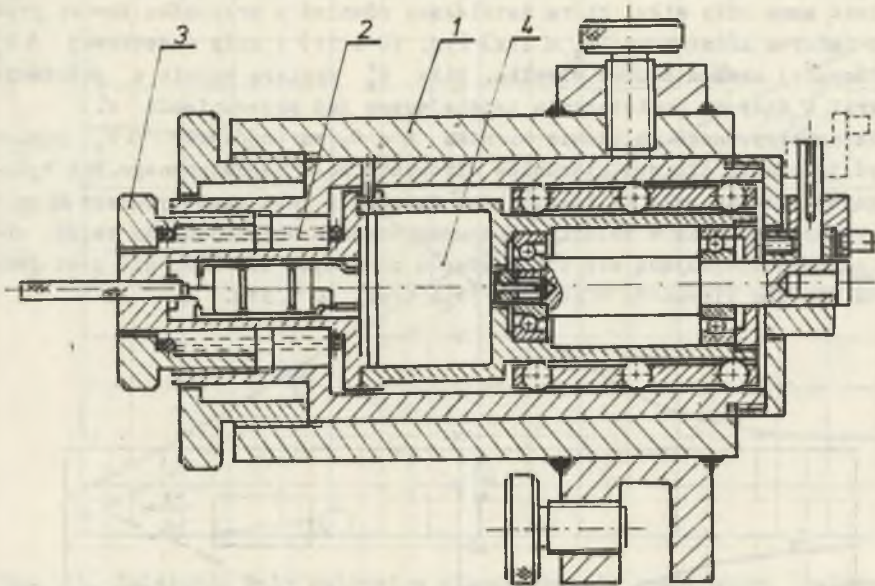
Rys. 7. Szkic stanowiska do pomiaru sił osiowych

1 - silnik, 2 - podstawa, 3 - przetwornik siły, 4 - urządzenie dociskowe, 5 - prądniczka tachometryczna, 6 - mostek tensometryczny, 7 - oscylograf pętlicowy, 8 - miliwoltomierz



Rys. 8. Przetwornik siły

1 - obudowa, 2 - membrana kołowa, 3 - tensometr membranowy, 4 - śruba ustalająca położenie wirnika



Rys. 9. Urządzenie dociskowe

1 - obudowa, 2 - sprężyna dociskowa, 3 - śruba nastawiania wstępnego nacisku osiowego, 4 - prądniczka tachometryczna

5.2. Wyniki pomiarów

Na wyżej opisanym stanowisku przeprowadzono pomiary sił osiowych występujących w silniku asynchronicznym typu SBDICom24b o mocy 4 kW i prędkości obrotowej 903 obr/min. Żłobki wirnika posiadają skos o kącie skręcenia 4° .

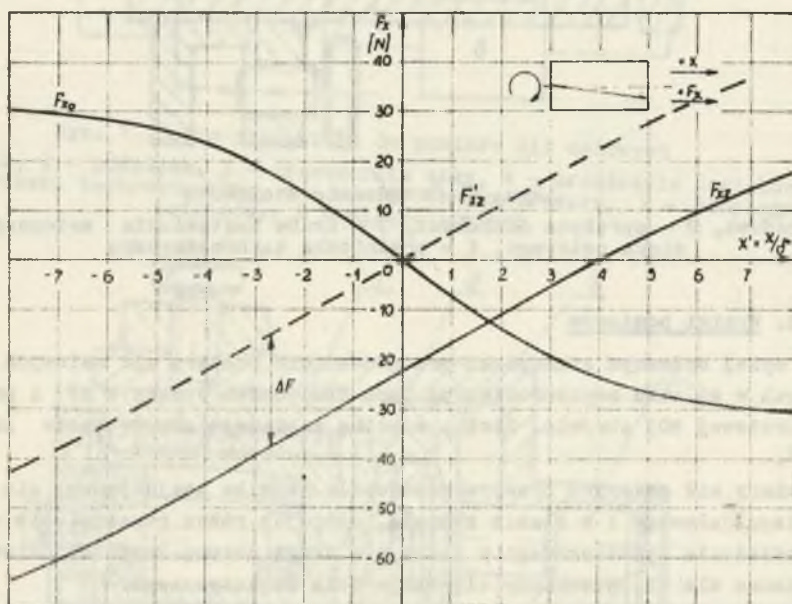
Pomiary sił osiowych przeprowadzono dla silnika znajdującego się w stanie biegu jałowego i w stanie zwarcia, stosując różne przesunięcia wirnika z położenia symetrycznego w jedną i w drugą stronę. Ponadto pomiary przeprowadzono dla obu kierunków wirowania pola magnetycznego.

Wyniki pomiarów podano na rys. 10 i 11. Na rysunkach tych przedstawiono wykresy sił działających przy biegu jałowym - F_{x0} i w stanie zwarcia - F_{xz} dla względnych przesunięć wirnika $x' = x/\delta$ zawartych w granicach od $x' = -8$ do $x' = +8$. Z wykresów tych wynika, że dla biegu jałowego, dodatnim przesunięciom wirnika odpowiadają ujemne wartości siły i odwrotnie. Siła osiowa dąży do przesunięcia wirnika w położenie symetryczne.

Przy zwarciu istnieje siła dążąca do wysunięcia wirnika z położenia symetrii magnetycznej. Kierunek działania tej siły dla $x' = 0$ można wyjaśnić powstaniem składowej siły osiowej F_x w wyniku prostopadłego działania siły F na pręt z prądem znajdujący się w polu magnetycznym, jak to podano na szkicach (rys. 10 i 11). Wytkumaczenie przebiegu charakterysty-

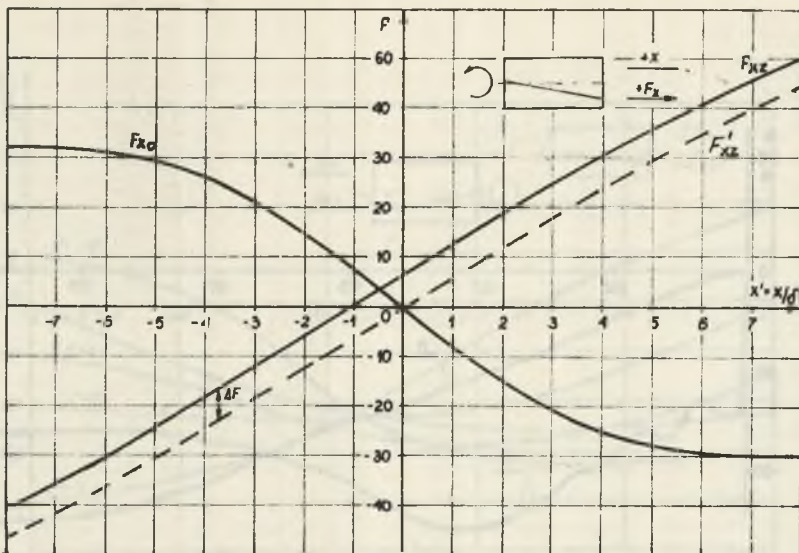
ki $F_x = f(x')$ dla $x' \neq 0$ jest możliwe przy przyjęciu założenia, że siła F_x jest sumą sił: siły, która istniałaby również w przypadku żłobka prostego (krzywa kreskowana $F'_x = f(x')$ rys. 10 i 11) i siły dodatkowej ΔF_x spowodowanej skosem żłobka wirnika. Siła F'_x wypiera wirnik z położenia symetrii i dąży do powiększenia istniejącego już przesunięcia x' .

Dla symetrycznego położenia wirnika $x' = 0$, wartość siły ΔF_x powinna być jednakowa dla obu kierunków wirowania pola magnetycznego. Tak byłoby, gdyby siła ta była tylko wynikiem działania pola magnetycznego na część pręta znajdującą się w żelazie. Pole magnetyczne działające na część obwodu wirnika znajdującą się poza żelazem powoduje, że ΔF_x nie jest jednakowa dla obu kierunków wirowania pola (rys. 10 i 11).



Rys. 10. Zależność siły osiowej w stanie zwarcia i przy biegu jałowym od względnego przesunięcia wirnika $x' = x/\delta$ dla prawego kierunku wirowania pola magnetycznego

F_{x0} - siła osiowa przy biegu jałowym, F_{xZ} - siła osiowa w stanie zwarcia,
 F'_{xZ} - siła osiowa w stanie zwarcia dla żłobków bez skosu (przebieg teoretyczny)



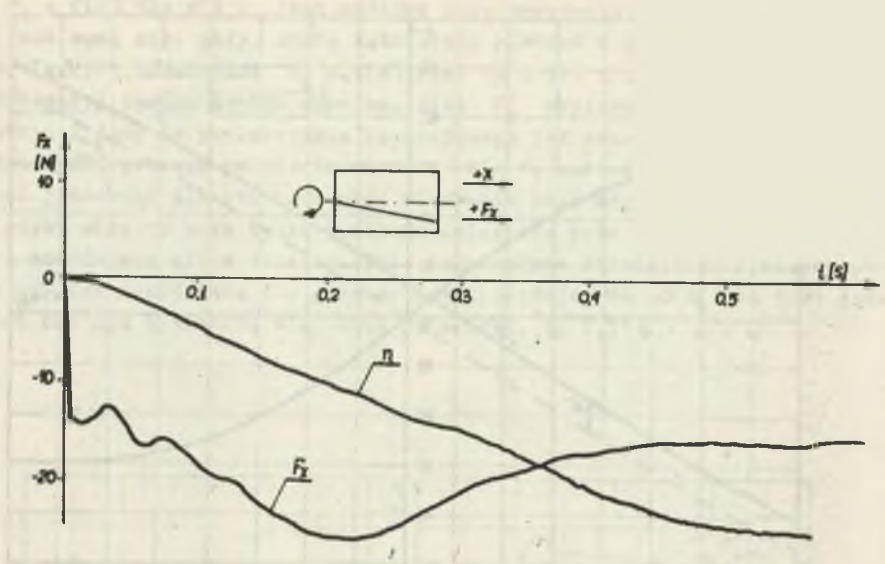
Rys. 11. Zależność siły osiowej w stanie zwarcia i dla biegu jałowego od względnego przesunięcia wirnika $x' = x/d$ dla lewego kierunku wirowania pola magnetycznego

F_{x0} - siła osiowa przy biegu jałowym, F_{xz} - siła osiowa w stanie zwarcia, F'_{xz} - siła osiowa w stanie zwarcia dla żłobków bez skosu (przebieg teoretyczny)

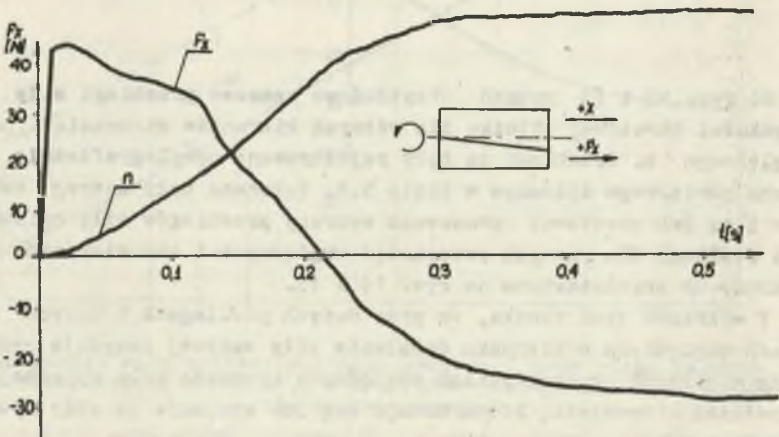
Na rys. 12 i 13 podano przykładowo czasowe przebiegi siły osiowej i prędkości obrotowej silnika dla różnych kierunków wirowania i przesunięcia względnego x . Przebiegi te były rejestrowane oscylograficznie na stanowisku pomiarowym opisanym w pktcie 5.1. Wykonano cały szereg takich pomiarów i na ich podstawie opracowano wykresy przebiegów siły osiowej w funkcji poślizgu dla różnych przesunięć względnych i obu kierunków wirowania. Wykresy te przedstawiono na rys. 14 i 15.

Z wykresów tych wynika, że przy dużych poślizgach i małych przesunięciach względnych o kierunku działania siły osiowej decyduje skos żłobka. Przy większych przesunięciach względnych przeważa siła wypychająca wirnik z położenia symetrii, która dodaje się lub odejmuje od siły wywołanej skosem żłobka.

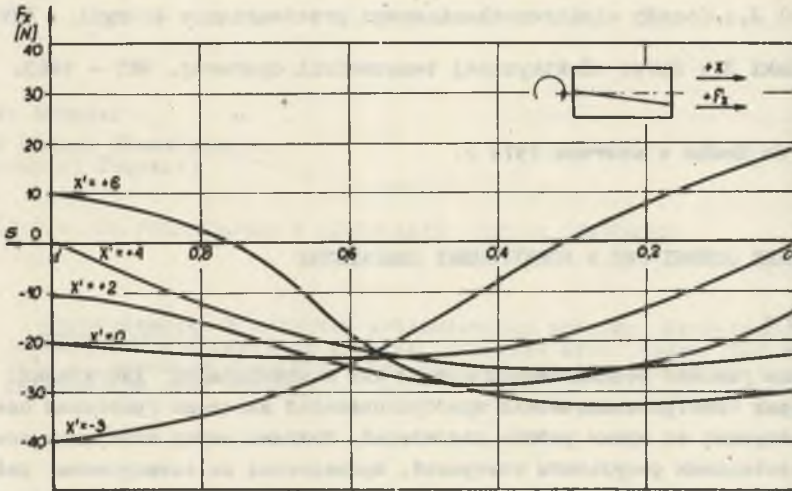
W miarę wzrostu prędkości obrotowej maleje prąd wirnika, a zatem zmniejsza się siła ΔF , maleje także siła wypychająca wirnik, będąca również funkcją prądu wirnika. Przy zbliżeniu się do biegu jałowego na wirnik działa siła starająca się wprowadzić go w położenie symetrii.



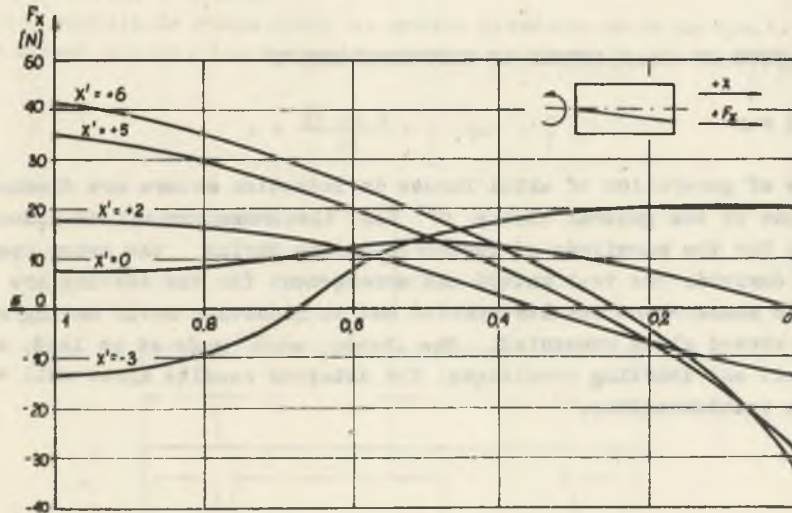
Rys. 12. Przebieg czasowy siły osiowej i prędkości obrotowej w czasie rozruchu silnika przy przesunięciu względnym $x' = +2$ i prawym kierunku wirowania



Rys. 13. Przebieg czasowy siły osiowej i prędkości obrotowej w czasie rozruchu silnika przy przesunięciu względnym $x' = +6$ i lewym kierunku wirowania



Rys. 14. Przebieg siły osiowej w funkcji poślizgu dla różnych przesunięć względnych $x' = x/\delta$. Kierunek wirowania prawy



Rys. 15. Przebieg siły osiowej w funkcji poślizgu dla różnych przesunięć względnych $x' = x/\delta$. Kierunek wirowania lewy

LITERATURA

- [1] Meisel J.: Zasady elektromechanicznego przetwarzania energii. WNT - 1970.
[2] Roliński Z.: Zarys elektrycznej tensometrii oporowej. WNT - 1963.

Przyjęto do druku w czerwcu 1974 r.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСЕВЫХ СИЛ В АСИНХРОННЫХ ДВИГАТЕЛЯХ

Р е з ю м е

Рассмотрены условия возникновения осевых сил в асинхронных двигателях. Из общей теории электромеханических преобразователей выведены уравнения осевых сил, действующих во время работы двигателей. Изложен метод измерения осевых сил и представлены результаты измерений, проведенных на асинхронном двигателе с ротором со скосом пазов. Опыты проведены при холостом ходе, коротком замыкании и при разгоне двигателя. Полученные результаты измерений совпадают с теоретическими данными.

INVESTIGATION OF AXIAL FORCES IN INDUCTION MOTORS

S u m m a r y

Causes of generation of axial forces in induction motors are discussed. On the base of the general theory of the electromechanical transducers equations for the magnitude of forces occurring during the motor operation are derived. The test method and arrangement for the testing are described and measurement results carried out on induction motor having a rotor with skewed slots presented. The tests were made at no load, closed-circuit and starting conditions. The obtained results agree well with theoretic considerations.