

Adam Warzecha, Tadeusz J. Sobczyk, Witold Mazgaj
Politechnika Krakowska

MATEMATYCZNY OPIS SILNIKA INDUKCYJNEGO Z ANIZOTROPIĄ MAGNETYCZNĄ RDZENIA MATHEMATICAL DESCRIPTION OF INDUCTION MOTOR WITH MAGNETIC CORE ANISOTROPY

Streszczenie: Praca przedstawia sposób aproksymacji funkcji koenergii wirującego pola magnetycznego w silniku indukcyjnym z anizotropowym i nieliniowym rdzeniem. Dla rdzenia liniowego jest określony wpływ liczby par biegunów na zawartość składowej zmiennej w zależności koenergii od pozycji osi przepływu wypadkowego. Obliczenia polowe wykonane dla rdzenia z uzwojeniem o sinusoidalnym rozkładzie zostały wykorzystane do określenia ilościowego wpływu anizotropii na koenergię pola i strumienie skojarzone z uzwojeniami. Wzory określające funkcje strumieni skojarzonych oraz napięcia indukowane w uzwojeniach maszyny dwubiegunowej z nieliniowym, jednostronnie anizotropowym rdzeniem są zaadaptowane z modelu maszyny synchronicznej z wydatno-biegunowym wirnikiem. Występujące w nich wewnętrzne charakterystyki magnesowania zostały sformułowane jako pochodne cząstkowe funkcji koenergii pola. Przedstawiony opis matematyczny stanowi zasadniczą część modelu silnika przeznaczonego do badań symulacyjnych efektów wywołanych anizotropią rdzenia.

Abstract: The paper presents an approximation method of the co-energy function of the rotating magnetic field in an induction motor with an anisotropic non-linear core. The dependence of the co-energy alternating component on the pole pair number is discussed for linear case. Field calculations, carried out for the core with sinusoidal distributed coils, were used to determine an influence of anisotropy to the co-energy function and fluxes linking with the coils. The relations which describe linked fluxes and voltages in the coils of the two pole machine with non-linear, and anisotropic core have been formulated on the basis of the model of the synchronous machine with salient rotor pole. The internal magnetization characteristics, which are used in these relations, were defined as partial derivatives of the magnetic field co-energy function. The presented mathematical description is a fundamental part of the induction motor model, which can be used for studies of effects caused by anisotropic core.

Słowa kluczowe: *maszyny elektryczne, anizotropia magnetyczna, koenergia pola magnetycznego*

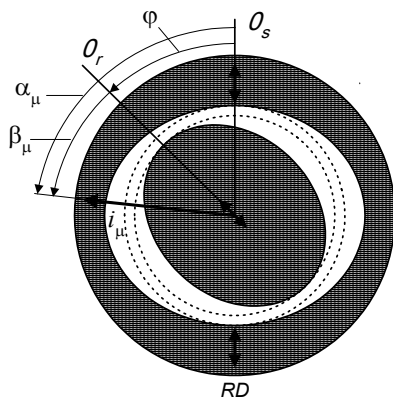
Keywords: *electrical machines, magnetic anisotropy, co-energy of magnetic field*

1. Wprowadzenie

Obwody magnetyczne maszyn elektrycznych są budowane z blach zimnowalcowanych nieorientowanych, traktowanych jako magnetycznie prawie izotropowe. Jednak wartości przenikalności magnetycznej dla tych blach w kierunku walcowania i kierunku prostopadłym mogą się różnić w zakresie liniowym nawet dwukrotnie. Nasycenie magnetyczne zmniejsza tą różnicę, [1]. Anizotropowość rdzeni ujawnia się w obwodach magnetycznych maszyn indukcyjnych, gdyż pakiety stojana i wirnika są składane z blach zwykle z zachowaniem ich orientacji po wykrojeniu. W konsekwencji w eksploatacji silników mogą pojawiać się pasożytnicze efekty oddziałujące na funkcjonowanie układów sterowania [3].

Wskazuje to na potrzebę ich jakościowego i ilościowego rozpoznania poprzez badania modelowe. Rezultaty obliczeń i pomiarów anizotropowych rdzeni zawiera monografia [7]. Wyniki obliczeń polowych silnika małej mocy zostały przedstawione w [2]. Podstawowe efekty wywoływane anizotropią rdzenia silników indukcyjnych są ogólnie znane. Przemagnesowywanie obrotowe anizotropowego rdzenia stojana wywołuje odkształcenie prądów stojana oraz ich niesymetrię. Anizotropia wirnika przemagnesowywanego z częstotliwością poślizgową wywołuje modulację obwiedni prądów. Oba efekty ujawniają się na biegu jałowym i nakładają się na siebie. Rejestrowany jest też wpływ anizotropii wirnika na strumienie rozproszenia szczelinowego stojana. [4]. Wpływ nasycania obwodów

magnetycznych silników na ich anizotropię nie jest dokładnie rozpoznany. Interesujące wyniki badań próbek kołowych są podane w [7]. Postęp w badaniach polowych pozwala też na poprawę dokładności symulacyjnych modeli obwodowych. W pracy przedstawiono opis matematyczny związków strumieniowo - prądowych występujących w modelu maszyny indukcyjnej z anizotropowym, nieliniowym rdzeniem. Wynikają one z postaci funkcji aproksymującej koenergię pola wyznaczanej na podstawie obliczeń polowych. Przyjęto, że funkcja ta posiada cechy analogiczne jak dla rdzeni izotropowych, lecz o pomniejszonym wymiarze w osi prostopadłej do kierunku walcowania.



Rys. 1. Rdzeń silnika indukcyjnego o anizotropii modelowanej przez zmienną szczelinę powietrzną. RD oznacza kierunek walcowania. Wektor prądu magnesującego i_μ reprezentuje oś wypadkowej siły magnetomotorycznej SMM.

2. Aproksymacja funkcji koenergi pola w obwodzie magnetycznym

Zależność koenergi pola od prądów uzwojeń i pozycji wirnika uwzględnia ukształtowanie rdzenia i sposób wykonania uzwojeń [5]. Aby otrzymać użyteczną postać funkcji aproksymującej niezbędne jest wydzielenie koenergi pola głównego E_{mo} oraz koenergi pól rozproszeń $E_{\sigma n}$ zgodnie z wzorem:

$$E_{mo}(\mathbf{i}, \varphi) = E_\mu(\mathbf{i}, \varphi) + \sum_{n=1}^N E_{\sigma n}(i_n, \varphi) \quad (1)$$

Jest to dopuszczalne również dla magnetycznych obwodów nieliniowych, gdy ich fragmenty przypisane wydzielonym polom nasycają się w odmiennych warunkach.

Pole główne jest wytwarzane przez wypadkową siłę magnetomotoryczną SMM wszystkich uzwojeń. Gdy uwzględnia się tylko harmoniczną podstawową jej rozkładu $\mathfrak{G}(x, \varphi, \mathbf{i})$ wzdłuż szczeliny, to chwilowa wartość amplitudy \mathfrak{G}_p i kąta α_μ określającego położenie maksimum tej harmonicznego względem osi łatwego magnesowania stojana mogą być wyrażone przez funkcje czasowe modułu i argumentu zespolonego wektora prądu magnesującego. Jest on wyliczany na podstawie prądów i_n oraz pozycji α_n osi magnetycznych N -uzwojeń zgodnie z wzorami:

$$i_\mu = \text{abs} \{ \bar{i}_\mu(t) \} \quad p\alpha_\mu = \arg \{ \bar{i}_\mu(t) \}$$

$$\bar{i}_\mu(t) = \sum_{n=1}^N v_n i_n (\cos p\alpha_n + j \sin p\alpha_n) \quad (2)$$

gdzie v_n oznacza współczynnik uzwojenia dla harmonicznego podstawowej. Na tej podstawie podstawowa harmoniczna SMM może być wyrażona wzorem

$$\mathfrak{G}(x, \varphi, \mathbf{i}) = \mathfrak{G}(x, i_\mu, \alpha_\mu) = \mathfrak{G}_p(i_\mu) \cos(px - p\alpha_\mu) \quad (3)$$

Podobnie zależność koenergi pola głównego $E_{mo}(\mathbf{i}, \varphi)$ od prądów wszystkich uzwojeń może być zastąpiona funkcją $E_\mu(i_\mu, \alpha_\mu, \varphi)$. Jej aproksymacja podwójnym szeregiem Fouriera ma postać:

$$E_\mu(i_\mu, \alpha_\mu, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} E_{\mu n, m}(i_\mu) \cdot \cos(n\alpha_\mu + \alpha_{0, n}) \cdot \cos(m\varphi + \varphi_{0, m}) \quad (4)$$

Szereg ten powinien spełniać warunki:

$$\begin{aligned} E_\mu(i_\mu, \alpha_\mu, \varphi) &= E_\mu(i_\mu, \alpha_\mu, \varphi + 2\pi/2) \\ E_\mu(i_\mu, \alpha_\mu, \varphi) &= E_\mu(i_\mu, \alpha_\mu + 2\pi/2p, \varphi) \end{aligned} \quad (5)$$

Z tego wynika, że przy anizotropii stojana i wirnika $m = \{0, 2, 4, \dots\}$ oraz $n = \{0, 2p, 4p, \dots\}$. Dla anizotropowego stojana znika zależność od kąta φ , a dla anizotropowego wirnika kąt α_μ zostaje zastąpiony kątem $\beta_\mu = \alpha_\mu - \varphi$.

Wpływ liczby par biegunów na funkcje koenergi pola głównego zostanie przedstawiony przy założeniu anizotropii rdzenia wirnika lub stojana o liniowej charakterystyce magnesowania. Korzystając z funkcji rozkładu permeancji wzdłuż zastępczej szczeliny $\lambda(x) = \mu_0 / \delta(x)$ zapisuje się rozkład

składowej promieniowej indukcji pola w postaci:

$$B(x, \varphi, i_\mu, \alpha_\mu) = \lambda(x, \varphi) \cdot [\mathcal{G}(x, i_\mu, \alpha_\mu) - C] \quad (6)$$

przy założeniu, że napięcia magnetyczne w rdzeniu mogą być wyrażone przez powiększone napięcia w zastępczej szczelinie powietrznej, gdzie:

$$\lambda(x, \varphi) = \Lambda_0 + \Lambda_2 \cos(2(x - \varphi)) + \dots \quad (7)$$

Stała

$$C = \begin{cases} \frac{\Lambda_2}{2\Lambda_0} \cdot \mathcal{G}_p \cos 2(\alpha_\mu - \varphi) & \text{dla } p = 2 \\ 0 & \text{dla } p \neq 2 \end{cases} \quad (8)$$

zapewnia zachowanie warunku bezźródłowości pola, gdy w obu szeregach występują te same numery harmoniczných.

Postać funkcji aproksymującej koenergię pola magnetycznego w zastępczej szczelinie wynika z wzoru:

$$\begin{aligned} E_\mu(\varphi, i_\mu, \alpha_\mu) &= \frac{1}{2\mu_0} \cdot \int_0^V B(x, \varphi, i_\mu, \alpha_\mu)^2 dV \\ &= \frac{rl}{2} \cdot \int_0^{2\pi} \lambda(x, \varphi, i_\mu, \alpha_\mu) \cdot [\mathcal{G}(x, \varphi, i_\mu, \alpha_\mu) - C]^2 dx \end{aligned} \quad (9)$$

Dla anizotropowego wirnika i $p=1$:

$$E_\mu(\varphi, i_\mu, \alpha_\mu) = \frac{\pi}{2} \cdot rl \cdot (\Lambda_0 + \Lambda_2 \cos(2\beta_\mu)) \cdot \mathcal{G}_1^2 \quad (10)$$

z czego wynika: $E_{\mu_2} / E_{\mu_0} = \Lambda_2 / \Lambda_0$.

Analogicznie dla anizotropii po stronie stojana przy $p=1$:

$$E_\mu(i_\mu, \alpha_\mu) = E_{\mu_0}(i_\mu) + E_{\mu_2}(i_\mu) \cos(2\alpha_\mu) \quad (11)$$

Na podstawie wizualizacji funkcji koenergi w wzoru (9) dla $p=2$ zostało potwierdzone, że dla wirnika anizotropowego podobnie jak dla wirnika czterobiegunowego:

$$E_\mu(i_\mu, \alpha_\mu) = E_{\mu_0}(i_\mu) + E_{\mu_4}(i_\mu) \cos(4\beta_\mu) \quad (12)$$

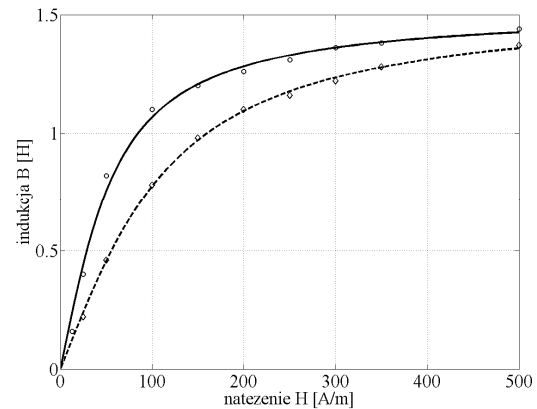
W tym przypadku udział składowej zmiennej jest o rząd mniejszy niż dla $p=1$:

$$E_{\mu_4} / E_{\mu_0} \approx 0.1 \cdot \Lambda_2 / \Lambda_0.$$

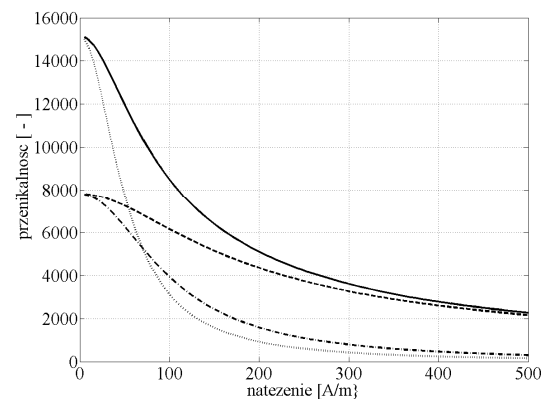
Dla $p > 2$ składowa zmienna koenergi praktycznie nie występuje. Te spostrzeżenia potwierdzają, że anizotropia rdzenia ma największy wpływ na pracę maszyn dwubiegunowych.

3. Wyznaczenie funkcji koenergi pola w anizotropowym rdzeniu

Dla oceny wpływu anizotropii na funkcję koenergi pola wykonano obliczenia polowe dla rdzenia maszyny o mocy 5kW z dwufazowym sinusoidalnie rozłożonym uzwojeniem o $p=1$. Jednoznaczne charakterystyki magnesowania materiału anizotropowego przedstawione na rys. 2 wyznaczono na podstawie pętli histerezy nieorientowanych blach prądnicowych M400-50A dla kierunku walcowania i kierunku prostopadłego, podanych w [8]. Charakterystyki przenikalności magnetycznej statycznej i dynamicznej dla obu kierunków magnesowania przedstawione na rys. 3 świadczą o ok. dwukrotnej różnicy przenikalności statycznych w początkowym zakresie.

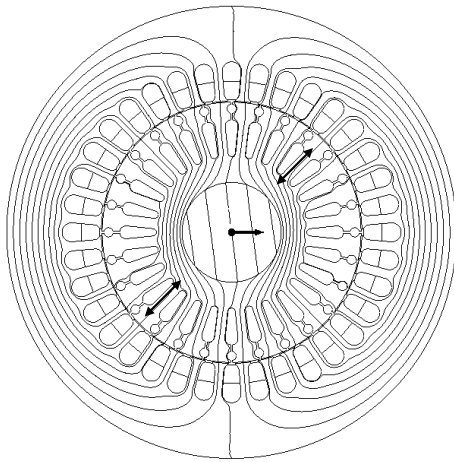


Rys. 2. Charakterystyki magnesowania blachy prądnicowej M400-50A w kierunku walcowania (linia ciągła) i w kierunku prostopadłym (linia przerywana).

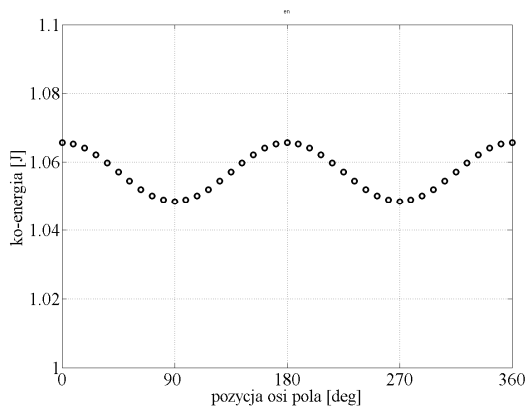


Rys. 3. Charakterystyki przenikalności magnetycznej statycznej i dynamicznej blachy prądnicowej M400-50A dla kierunku walcowania (linie ciągłe) i kierunku prostopadłego (linie przerywane).

Początkowe obliczenia polowe wykonano dla przenikalności magnetycznych o stałych wartościach. Tensor przenikalności w programie MagNet 2D był zadawany w układzie współrzędnych o osiach zgodnych z osiami anizotropii. Rys. 4 przedstawia przykładowy rozkład pola w modelowanym rdzeniu z anizotropowym wirnikiem. Wykres zależności koenergii pola głównego od położenia osi SMM względem osi anizotropii wirnika przy izotropowym stojanie podaje rys. 5.



Rys. 4. Rozkład pola w rdzeniu silnika indukcyjnego 5kW z wirnikiem anizotropowym: dla $\mu_x / \mu_y = 2$, $\alpha_\mu = 0$, $\varphi = 135^\circ$.



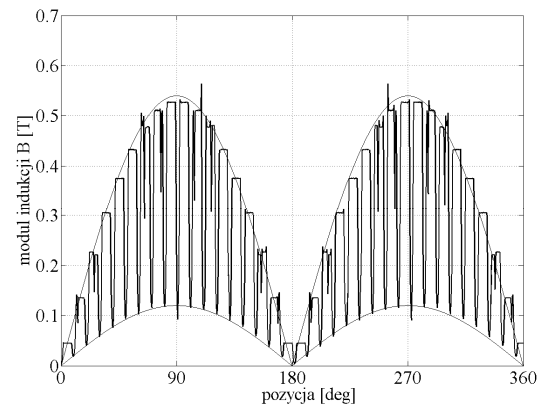
Rys. 5. Zależność koenergii pola od kąta β_μ położenia osi SMM względem osi anizotropii wirnika.

W widmie amplitudowym zależności koenergii od pozycji osi SMM występuje tylko składowa stała i druga harmoniczna. Jej względne zawartości dla różnych konfiguracji anizotropii stojana i wirnika podaje tabela 1.

Tab.1. Wartości względne drugiej harmonicznej funkcji koenergii $E_\mu(\alpha_\mu)$

wirnik μ_{RD} / μ_{PD}	stojan μ_{RD} / μ_{PD}	$E_{\mu 20} / E_{\mu 00}$
10000/5000	10000/10000	0.75%
10000/10000	10000/ 5000	0.72%
10000/ 5000	10000/ 5000	1.50% $\varphi=0^\circ$
10000/ 5000	10000/ 5000	0.10% $\varphi=90^\circ$

W badanym obwodzie magnetycznym typowego silnika indukcyjnego poziomy anizotropii rdzenia wirnika i stojana są praktycznie jednakowe. Dla prostopadłego ułożenia osi anizotropii stojana i wirnika ich wpływ się równoważy. Przykładowy rozkład indukcji pola w szczelinie przedstawia rys. 6.



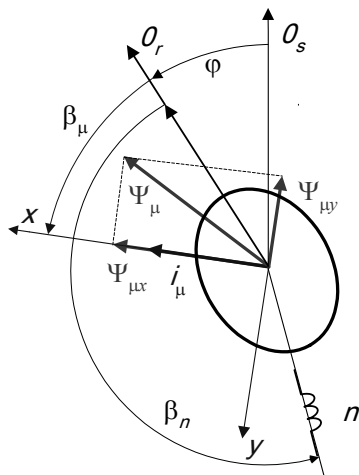
Rys. 6. Rozkład modułu indukcji pola w szczelinie modelowanego rdzenia dla osi SMM zgodnej z osią anizotropii wirnika. Dla osi prostopadłych amplituda harmonicznej podstawowej indukcji jest o 1.6% mniejsza

Strumienie skojarzone z sinusoidalnie rozłożonymi uzwojeniami stojana, nie zawierają wyższych harmonicznych, a ich niesymetria jest na poziomie (1.5-2.0)%. Nasylenie obwodu magnetycznego zmniejsza różnice pomiędzy przenikalnościami dla obu osi anizotropii, ale też powiększa napięcia magnetyczne w żelazie, zatem jego wpływ na rozkład energii w rdzeniu może być większy.

4. Strumienie skojarzone i napięcia indukowane w uzwojeniach maszyny z anizotropowym wirnikiem

Związki strumieniowo-prądowe w modelu maszyny z nieliniowym anizotropowym rdzeniem wygodnie jest określać na podstawie funkcji koenergii pola.

W modelu jednoharmonicznym maszyny dwubiegunowej z anizotropowym wirnikiem lub stojanem można wykorzystać zależności sformułowane w [6] dla maszyny synchronicznej z nieliniowym głównym obwodem magnetycznym.



Rys. 7. Zależności kątowe pomiędzy wielkościami opisującymi maszynę z anizotropowym wirnikiem.

Gdy anizotropowy jest rdzeń wirnika opis matematyczny formułuje się w układzie związanym z wirnikiem. Strumień skojarzony z n -tym uzwojeniem otrzymuje się w postaci sumy:

$$\begin{aligned} \psi_n = & \Psi_{\sigma n} + v_n [\Psi_{\mu 0} \cos(\beta_{\mu} - \beta_n) + \\ & + \frac{1}{2} (\Psi_{\mu x 2} + \Psi_{\mu y 2}) \cos(\beta_{\mu} + \beta_n) + \\ & + \frac{1}{2} (\Psi_{\mu x 2} - \Psi_{\mu y 2}) \cos(3\beta_{\mu} + \beta_n)] \end{aligned} \quad (13)$$

gdzie kąt β_{μ} oznacza pozycję wektora prądu magnesującego, a kąt β_n pozycję osi magnetycznej uzwojenia n względem kierunku dobrego magnesowania wirnika. Strumienie skojarzone $\Psi_{\mu x 0}, \Psi_{\mu x 2}, \Psi_{\mu y 2}$ z elementarnym sinusoidalnie rozłożonym uzwojeniem są funkcjami prądu magnesującego aproksymującymi tzw. wewnętrzne charakterystyki magnesowania. Określa się je na podstawie funkcji aproksymującej koenergie pola. Charakterystyki:

$$\Psi_{\mu x 0} = \frac{\partial E_{\mu 0}(i_{\mu})}{\partial i_{\mu}}; \Psi_{\mu x 2} = \frac{\partial E_{\mu 2}(i_{\mu})}{\partial i_{\mu}} \quad (14)$$

aproksymują związki w osi x prądu magnesującego. Charakterystyka:

$$\Psi_{\mu y 2} = 2 \frac{E_{co\mu 2}(i_{\mu})}{i_{\mu}} \quad (15)$$

jest skorelowana z charakterystyką $\Psi_{\mu x 2}$ i modeluje efekt odchylenia osi pola względem osi SMM.

Napięcia indukowane w uzwojeniach wywołane zmianami strumienia głównego są określone ogólnym wzorem:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \Psi_{\mu n}(\varphi, i_1, \dots, i_N) = \\ \sum_{k=1}^N \frac{\partial \Psi_{\mu n}(i_{\mu}, p\eta)}{\partial i_k} \frac{d}{dt} i_k + \frac{\partial \Psi_{\mu n}(i_{\mu}, p\eta)}{\partial \varphi} \frac{d\varphi}{dt} \end{aligned} \quad (16)$$

W pracy [6] zostały podane wzory określające dynamiczne indukcyjności uzwojeń oraz pochodne nieliniowych indukcyjności statycznych pozwalające przedstawić wzór (16) w tradycyjnej postaci:

$$\frac{d}{dt} \Psi_{\mu n} = \sum_{k=1}^N \left(L_{\mu nk}^d \frac{d}{dt} i_k + \frac{\partial}{\partial \varphi} L_{\mu nk} i_k \frac{d\varphi}{dt} \right) \quad (17)$$

Występują w nich liniowe kombinacje pięciu funkcji prądu magnesującego modelujących anizotropię i nieliniowość obwodu magnetycznego:

$$\begin{aligned} \lambda_0^d(i_{\mu}) &= \frac{\partial \Psi_{\mu x 0}}{\partial i_{\mu}} & \lambda_0(i_{\mu}) &= \frac{\Psi_{\mu x 0}}{i_{\mu}} \\ \lambda_2^d(i_{\mu}) &= \frac{\partial \Psi_{\mu x 2}}{\partial i_{\mu}} & \lambda_2(i_{\mu}) &= \frac{\Psi_{\mu x 2}}{i_{\mu}} \\ \chi_2(i_{\mu}) &= \frac{\Psi_{\mu y 2}}{i_{\mu}} \end{aligned}$$

Zachodzą pomiędzy nimi relacje: $\lambda_0^d < \lambda_0$, $\lambda_2^d < \lambda_2 < \chi_2$. Natomiast w zakresie liniowym $\lambda_0^d = \lambda_0 = const.$ oraz $\lambda_2^d = \chi_2 = \lambda_2 = const.$

Dla anizotropowego rdzenia stojana obowiązują analogiczne wzory zapisane w układzie związanym ze stojanem.

5. Wnioski

Anizotropia rdzenia ujawnia się w stojanach i wirnikach silników dwubiegunowych na zbliżonym poziomie. Wyniki obliczeń pola w rdzeniu z uzwojeniem sinusoidalnym dwufazowym wskazały, że maksymalna niesymetria harmonicznej podstawowej strumieni skojarzonych nie przekracza 2% przy dwukrotnie większej przenikalności w osi łatwego magnesowania w zakresie liniowym. Odształcenia rozkładu indukcji w szczelinie obejmują widmo amplitudowe i fazowe i są trudniejsze do uchwycenia. Znamionym efektem anizotropii jest występowanie drugiej harmonicznej w widmie zależności koenergii od pozycji osi wypadkowej *SMM*. W badanych przypadkach jej udział nie przekraczał 1% i był zbliżony do błędów obliczeń. Jednak spójność otrzymywanych wyników świadczyła o ich wystarczającej dokładności.

Funkcja koenergii pola jej pochodne cząstkowe ułatwiają formułowanie modelu obwodowego maszyny z nieliniowym rdzeniem. Jednostronna anizotropia może być modelowana przy użyciu przedstawionych zależności zaadoptowanych z jedno-harmonicznego modelu maszyny z wydatno-biegunowym wirnikiem. Taki model jest wystarczający do oddzielnego badania efektów wywołanych anizotropowym nieliniowym rdzeniem stojana lub wirnika. Do badania anizotropii dwustronnej potrzebny jest model bardziej zaawansowany.

Literatura

- [1]. Enokizono M, Todaka T, Kanao S.: *Two-dimensional Magnetic Properties of Silicon Steel Sheet Subjected to a Rotating Field*, IEEE Transactions on Magnetism, Vol. 29, No. 6, 1993, pp. 3550-3552.
- [2]. Zagradisnik I., Slemnik B.: *Rotating field in induction motor under consideration of anisotropy and cutting strains of steel sheets*. Journal of Technical Physics, vol. 43, no. 4, 2002, published by Polish Academy of Sciences, Poland, pp. 521-525
- [3]. Wolbank T.M., Machl J.L., Hauser H., Macheiner P.: *Lamination Material Anisotropy and Its Influence on the Operation of Inverter-Fed Induction Machines*. IEEE Transactions on Magnetism, Vol. 39, No. 5, 2003, pp. 3283-3285.
- [4]. Holtz J., Hangwen P.: *Acquisition of Rotor Anisotropy Signals in Sensorless Position Control Systems*. IEEE Transactions on Industry Applications, vol 40, no. 5, 2004, pp. 1379-1397.
- [5]. Sobczyk T.J.: *Metodyczne aspekty modelowania matematycznego maszyn indukcyjnych*, WNT, Warszawa, 2004.
- [6]. Warzecha A.: *Wielowymiarowe charakterystyki magnesowania w modelach obwodowych maszyn elektrycznych*, Monografia Politechniki Krakowskiej nr 381, Kraków, 2010
- [7]. Napieralska-Juszczak E., Komęza K.: *Modelowanie pola elektromagnetycznego w anizotropowych rdzeniach*. Monografia Politechniki Łódzkiej, Łódź, 2012.
- [8]. *Charakterystyki blach prądnicowych typu M400-50A*, Pomiarów wykonane w Laboratorium Pomiarów Magnetycznych, Stalprodukt S.A., Bochnia, Materiały nieopublikowane, 2010.

Autorzy:

Adam Warzecha, dr hab. inż.
 pewarzec@cyfronet.pl,
 Tadeusz J. Sobczyk, prof. dr hab. inż.
 pesobczy@cyfronet.pl,
 Witold Mazgaj, dr hab. inż.
 pemazgaj@cyfronet.pl,
 Politechnika Krakowska, Instytut Elektromechanicznych Przemian Energii,
 Kraków, 31-155, ul. Warszawska 24.

Źródło finansowania

Praca powstała w ramach projektu badawczego: „Modelowanie nieliniowości, histerezy i anizotropii w magnetowodach przetworników elektromechanicznych z wirującym polem magnetycznym”, nr 2011/01/B/ST7/04479, finansowanego przez Narodowe Centrum Nauki.

Recenzent

Prof. dr hab. inż. Dariusz Spalek