

Tomasz Węgiel
Politechnika Krakowska

MODELOWANIE NIESYMETRII UZWOJEŃ DLA GENERATORÓW SYNCHRONICZNYCH WZBUDZANYCH MAGNESAMI TRWAŁYMI

MODELING OF WINDINGS ASYMMETRY FOR PM SYNCHRONOUS GENERATORS

Abstract: A deep knowledge of the phenomena in PM synchronous generator is necessary to predict precisely machine properties, as well as to recognize the machine condition during operation. The inside asymmetry of a machine causes some Fourier components in stator phase current and in electromagnetic torque. To predict additional Fourier components in the stator phase current and torque, it is necessary to have mathematical models of PM generator taking into account magnetic asymmetry, air gap slotting and stator windings asymmetry. The paper presents mathematical modeling of PM generator applied to study the effects in the stator currents and electromagnetic torque caused by inside stator winding asymmetry. To predict qualitatively and quantitatively the spectra of currents and components of electromagnetic torque a special harmonic balance method is used.

1. Wstęp

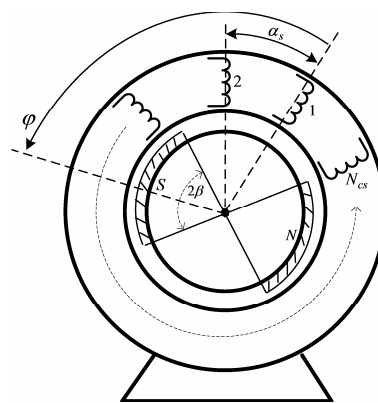
Zainteresowanie generatorami synchronicznymi wzbudzanymi magnesami trwałymi jest związane z ogólnoświatowymi tendencjami wspomagania energetyki lokalnymi siłowniami bazującymi na odnawialnych źródłach energii takich jak energia wody czy wiatru, w których w ostatnim czasie tego typu generator znajduje coraz częściej zastosowanie. Z tego względu zarówno techniki projektowania jak i modelowania matematycznego tego typu maszyn są ciągle rozwijane i doskonalone.

Modele matematyczne generatorów synchronicznych wzbudzone magnesami trwałymi powinny zapewniać możliwość względnie prostego rozwiązywania różnych zagadnień eksploatacyjnych związanych z wytwarzaniem energii elektrycznej. Do tego celu najbardziej nadają się tzw. modele obwodowe, powszechnie wykorzystywane w klasycznych maszynach. W modelach tych dla uzupełnienia podstawowych analiz, wprowadza się możliwości uwzględniania niesymetrii obwodu magnetycznego oraz niesymetrii uzwojenia stojana. Zagadnienie modelowania niesymetrii obwodu magnetycznego przedstawiono w pracach [6], [7], natomiast niniejszy artykuł ma na celu, uzupełnienie prezentowanej metodyki o stany niesymetrii uzwojeń. Niesymetrie te powstają w wyniku uszkodzenia izolacji i są bardzo istotne ze względu na skutki powstające w wyniku ich wystąpienia. Zadaniem prezentowanego opracowania jest dodatkowo pełne

wykorzystanie metody bilansu harmonicznym do analizy takich przypadków w stanach ustalonych. Problem ten został więc postawiony by podjąć próby rozstrzygnięcia, czy na drodze modelowania matematycznego i obliczeń numerycznych istnieje możliwość rozróżnienia oraz oceny ilościowej takich stanów. W tym celu zostały opracowane i przedstawione modele matematyczne umożliwiające prowadzenie takich analiz.

Dodatkowym aspektem użyteczności opracowanych modeli matematycznych jest oprócz analiz wspomnianych efektów pasożytniczych w warunkach eksploatacyjnych również możliwość syntezy oddziaływań harmonicznym już na etapie projektowania maszyny.

2. Model matematyczny 3-fazowej maszyny z niesymetrycznym uzwojeniem



Rys.1. Przekrój wielofazowego generatora z magnesami trwałymi

Przykładowo dla 3-fazowego uzwojenia stojana ($N_s = 3$) o $p=2$ parach biegunów i 12-cewkach ($N_{cs} = 12$) przy założeniu uszkodzenia (zwarcie) 1-cewki, macierz więzów może mieć postać (8). W dalszej części pracy dla uproszczenia zapisu przyjęto uszkodzenie jednego obwodu. Po związaniu równań (6) i (7) macierzą więzów np. (8) otrzymuje się równania maszyny 3-fazowej z uszkodzonym zezwojem w jednej z faz (indeks „z” dotyczy uszkodzonego wyodrębnionego obwodu).

$$[u_{sz}] = [R_{sz}][i_{sz}] + [L_{\sigma sz}] \frac{d}{dt}[i_{sz}] + \frac{d}{dt}[L_{sz}(\varphi)][i_{sz}] + \frac{d}{dt}[\Psi_{PMsz}(\varphi)] \quad (9)$$

$$T_{em} = T_e + T_m = \frac{1}{2}[i_{sz}]^T \frac{\partial}{\partial \varphi}[L_{sz}(\varphi)][i_{sz}] + [i_{sz}]^T \frac{\partial}{\partial \varphi}[\Psi_{PMsz}(\varphi)] \quad (10)$$

gdzie:

$$[u_{sz}] = [c]^T [u_c]; [u_{sz}]^T = [u_{s1} \ u_{s2} \ u_{s3} \ u_z]$$

$$[i_{sz}] = [c]^T [i_c]; [i_{sz}]^T = [i_{s1} \ i_{s2} \ i_{s3} \ i_z]$$

$$[R_{sz}] = [c]^T [R_c][c]$$

$$[L_{\sigma sz}] = [c]^T [L_{\sigma c}][c]$$

$$[L_{sz}(\varphi)] = [c]^T [L_{cc}(\varphi)][c]$$

$$[\Psi_{PMsz}(\varphi)] = [c]^T [\Psi_{PMc}(\varphi)]$$

$$[\Psi_{PMs}(\varphi)]^T = [\Psi_{PM1}(\varphi) \ \Psi_{PM2}(\varphi) \ \Psi_{PM3}(\varphi) \ \Psi_{PMz}(\varphi)]$$

3. Oddziaływanie harmonicznych przestrzennych w stanie ustalonym

Równania modelu matematycznego zgodnie z (9) i (10) dla maszyny z niesymetrią uzwojeń powstającą przeważnie w wyniku zwarcia zwojowych, poddać można w celu uporządkowania struktur transformacji do składowych symetrycznych za pomocą macierzy transformacyjnych

$$[T_s] = \begin{bmatrix} [T_3] & \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \\ [0 \ 0 \ 0] & 1 \end{bmatrix} \quad [T_3] = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & a & a^2 \\ 1 & a^2 & a \end{bmatrix}_{(3 \times 3)} \quad (11)$$

$$[T_c] = \frac{1}{\sqrt{N_{cs}}} \begin{bmatrix} 1 & 1 & \dots & 1 \\ 1 & d & \dots & d^{N_{cs}-1} \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ 1 & d^{N_{cs}-1} & \dots & d^{(N_{cs}-1)(N_{cs}-1)} \end{bmatrix}_{(N_{cs} \times N_{cs})} \quad (12)$$

gdzie: $a = e^{j2\pi/3}$; $d = e^{j2\pi/N_{cs}}$

Równania modelu matematycznego po przetransformowaniu do składowych symetrycznych przedstawiają się następująco

$$[u_{sz}^s] = [R_{sz}^s][i_{sz}^s] + [L_{\sigma sz}^s] \frac{d}{dt}[i_{sz}^s] + \frac{d}{dt}[L_{sz}^s(\varphi)][i_{sz}^s] + \frac{d}{dt}[\Psi_{PMsz}^s(\varphi)] \quad (13)$$

$$T_{em} = T_e + T_m \quad (14)$$

gdzie:

$$T_e = \frac{1}{2}[i_{sz}^s]^T \frac{\partial}{\partial \varphi}[L_{sz}^s(\varphi)][i_{sz}^s] \quad (15)$$

$$T_m = [i_{sz}^s]^T \frac{\partial}{\partial \varphi}[\Psi_{PMsz}^s(\varphi)] \quad (16)$$

$$[u_{sz}^s] = [T_s][u_{sz}]; [u_{sz}^s]^T = [u^{s0} \ u^{s1} \ u^{s2} \ u_z]$$

$$[i_{sz}^s] = [T_s][i_{sz}]; [i_{sz}^s]^T = [i^{s0} \ i^{s1} \ i^{s2} \ i_z]$$

Indukcyjności w układzie równań (13) reprezentują cechy konstrukcyjne uzwojeń i geometrii szczeliny powietrznej. Macierze indukcyjności głównych posiadają bardzo specyficzną lecz uporządkowaną strukturę, która uzależniona jest od wprowadzanego rodzaju niesymetrii uzwojenia (przerwy i zwarcia zezwojów reprezentowane przez macierz więzów [c]) oraz ukształtowania szczeliny.

$$[L_{sz}^s(\varphi)] = [T_s][c]^T [T_c]^{-1} [L_{cc}^s(\varphi)] [T_c][c][T_s]^{-1} \quad (17)$$

$$[L_{cc}^s(\varphi)] = [T_c][L_{cc}(\varphi)][T_c]^{-1} \quad (18)$$

$$[L_{cc}^s(\varphi)] = N_{cs} \sum_v \sum_m \sum_n L_{v,m,n}^{cc} e^{jm\varphi} \cdot \begin{bmatrix} -v=0+k_1N_{cs} & -v=1+k_1N_{cs} & \dots & -v=(N_{cs}-1)+k_1N_{cs} \\ m=0+k_2N_{cs} & m=1+k_2N_{cs} & \dots & m=(N_{cs}-1)+k_2N_{cs} \\ m=-1+k_2N_{cs} & m=0+k_2N_{cs} & \dots & m=(N_{cs}-2)+k_2N_{cs} \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ m=-(N_{cs}-1)+k_2N_{cs} & m=-(N_{cs}-2)+k_2N_{cs} & \dots & m=0+k_2N_{cs} \end{bmatrix}_{(N_{cs} \times N_{cs})} \quad (19)$$

dla $k_1, k_2 = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

gdzie $L_{v,m,n}^{cc}$ odnosi się do cewek elementarnych. Macierz indukcyjności z zależności (17), można również zapisać w następującej ogólnej formie

$$[L_{sz}^s(\varphi)] = \sum_{k=0, \pm 1, \pm 2, \dots} [L_k^{sz}] e^{jk\varphi} \quad (20)$$

Ponieważ, po transformacji symetrycznej macierzy rezystancji cewek

$$[R_c^s] = [T_c][R_c][T_c]^{-1} = [R_c] \quad (21)$$

gdzie R_c odnosi się do rezystancji cewki elementarnej

$$[R_c] = \begin{bmatrix} R_c & & & \\ & R_c & & \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ & & \dots & R_c \end{bmatrix}_{(N_{cs} \times N_{cs})} \quad (22)$$

macierz rezystancji występująca w równaniu (13) wygląda następująco

$$[R_{sz}^s] = [T_s][c]^T [T_c]^{-1} [R_c] [T_c][c][T_s]^{-1} = [T_s][c]^T [R_c][c][T_s]^{-1} \quad (23)$$

Podobnie dla indukcyjności rozprożeń

$$[L_{\sigma c}^s] = [T_c][L_{\sigma c}][T_c]^{-1} = [L_{\sigma c}] \quad (24)$$

gdzie $L_{\sigma c}$ - indukcyjność rozproszenia cewki elementarnej

$$[L_{\sigma c}] = \begin{bmatrix} L_{\sigma c} & & & \\ & L_{\sigma c} & & \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ & & \dots & L_{\sigma c} \end{bmatrix}_{(N_{cs} \times N_{cs})} \quad (25)$$

$$[L_{\sigma sz}^s] = [T_s][c]^T [T_c]^{-1} [L_{\sigma c}][T_c][c][T_s]^{-1} = [T_s][c]^T [L_{\sigma c}][c][T_s]^{-1} \quad (26)$$

Strumienie skojarzone uzwojeń wywołane przez magnes trwały w układzie równań (13) reprezentują cechy konstrukcyjne uzwojeń oraz geometrii szczeliny powietrznej. Macierze tych strumieni posiadają bardzo specyficzną lecz uporządkowaną strukturę, która uzależniona jest również od wprowadzanego rodzaju niesymetrii uzwojenia (przerwy i zwarcia zezwojów reprezentowane przez macierz więzów $[c]$) oraz ukształtowania szczeliny.

$$[\Psi_{PMsz}^s(\varphi)] = [T_s][\Psi_{PMsz}(\varphi)] = [T_s][c]^T [T_c]^{-1} [\Psi_{PMc}^s(\varphi)] \quad (27)$$

$$[\Psi_{PMc}^s(\varphi)] = [T_c][\Psi_{PMc}(\varphi)] \quad (28)$$

gdzie:

$$[\Psi_{PMsz}^s(\varphi)]^T = [\psi^{s0}(\varphi) \quad \psi^{s1}(\varphi) \quad \psi^{s2}(\varphi) \quad \psi_z(\varphi)]$$

$$[\Psi_{PMc}^s(\varphi)] = \sqrt{N_{cs}} \sum_{\zeta} \sum_m \sum_n \Psi_{\zeta,m,n}^{PMc} e^{j(-\zeta+n)\varphi} \cdot \begin{bmatrix} -(\zeta+m) = 0 + kN_{cs} \\ -(\zeta+m) = 1 + kN_{cs} \\ \vdots \\ -(\zeta+m) = (N_{cs}-1) + kN_{cs} \end{bmatrix} \quad (29)$$

dla $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

gdzie:

$\Psi_{\zeta,m,n}^{PMc}$ - strumień skojarzony cewki wywołany przez magnes trwały.

Macierz strumieni skojarzonych z zależności (27), można również zapisać w ogólnej formie następująco

$$[\Psi_{PMsz}^s(\varphi)] = \sum_{k=0, \pm 1, \pm 2, \dots} [\Psi_k^{PMsz}] e^{jk\varphi} \quad (30)$$

Dla stanu ustalonego $\varphi = \Omega t + \varphi_0$, natomiast zmodyfikowana postać układu zasilania uzwojeń maszyny sinusoidalnym układem napięć trójfazowych wygląda następująco

$$[u_{sz}^s] = \sum_{\eta=\pm 1} [U_{\eta}^{sz}] e^{j\eta\omega_0 t} = U e^{j\omega_0 t} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + U e^{-j\omega_0 t} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (31)$$

gdzie: $U = \sqrt{\frac{3}{2}} U_{ph}$,

U_{ph} - jest wartością skuteczną napięcia fazowego.

Po spełnieniu relacji dotyczącej stanu synchronicznego $\omega_0 = p\Omega$, macierz indukcyjności oraz wektor strumieni stają się periodyczne względem czasu i można przewidzieć rozwiązania układu równań (13) w postaci

$$[i_{sz}^s] = \sum_{\eta=\pm 1} \sum_{k=0,\pm 1,\pm 2,\dots} [I_{\eta,k}^s] e^{j(\eta p+k)\Omega t} \quad (32)$$

gdzie: $[I_{\eta,k}^s] = [I_{-\eta,k}^{s,0} \ I_{-\eta,k}^{s,1} \ I_{-\eta,k}^{s,2} \ \dots \ I_{-\eta,k}^{s,z}]^T$

Rozwiązania (32) spełniają zgodnie z metoda bilansu harmonicznych [1], [4], [5] nieskończenie wymiarowy układ równań algebraicznych postaci

$$\begin{bmatrix} \vdots \\ [0] \\ [U_{\eta}^{sz}] \\ [0] \\ \vdots \end{bmatrix} = \{diag \begin{bmatrix} [R_{sz}^s] \\ [R_{sz}^s] \\ [R_{sz}^s] \\ \vdots \end{bmatrix} + diag \begin{bmatrix} j(\eta p+1)\Omega[E_{sz}] \\ j(\eta p+0)\Omega[E_{sz}] \\ j(\eta p-1)\Omega[E_{sz}] \\ \vdots \end{bmatrix}\} \begin{bmatrix} \vdots \\ [L_0^s] & [L_1^s] & [L_2^s] & \dots \\ \dots & [L_{-1}^s] & [L_0^s] & [L_1^s] & \dots \\ \dots & [L_{-2}^s] & [L_{-1}^s] & [L_0^s] & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vdots \\ [I_{\eta,1}^s] \\ [I_{\eta,0}^s] \\ [I_{\eta,-1}^s] \\ \vdots \end{bmatrix} + diag \begin{bmatrix} \vdots \\ j(\eta p+1)\Omega[E_{sz}] \\ j(\eta p+0)\Omega[E_{sz}] \\ j(\eta p-1)\Omega[E_{sz}] \\ \vdots \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vdots \\ [\Psi_{\eta p+1}^{PM}] \\ [\Psi_{\eta p+0}^{PM}] \\ [\Psi_{\eta p-1}^{PM}] \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (33)$$

gdzie

$$[L_k^s] = \begin{cases} [L_{\sigma sz}^s] + [L_0^{sz}] & \text{dla } k = 0 \\ [L_k^{sz}] e^{jk\varphi_0} & \text{dla } k \neq 0 \end{cases} \quad (34)$$

$$[\Psi_k^{PM}] = [\Psi_k^{PMsz}] e^{jk\varphi_0} \quad (35)$$

Po wykonaniu formalnych przekształceń matematycznych dla wyrażeń (15) i (16) można wyprowadzić dla stanu ustalonego, zgodnie z [4], następujące ogólne formuły opisujące moment elektromagnetyczny

$$T_e = \frac{1}{2} [i_{sz}^s]^T \frac{\partial}{\partial \varphi} [L_{sz}^s(\varphi)] [i_{sz}^s] = - \sum_{k=0,\pm 1,\pm 2,\dots} \text{Im}(\underline{T}_{0,k}^e e^{jk\Omega t} + \underline{T}_{2,k}^e e^{j(2p+k)\Omega t}) \quad (36)$$

gdzie:

$$\underline{T}_{0,k}^e = \begin{bmatrix} \dots & [I_{1,1}^s]^* & [I_{1,0}^s]^* & [I_{1,-1}^s]^* & \dots \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \vdots \\ \dots & (0+k)[L_{0+k}^s], & (1+k)[L_{1+k}^s], & (2+k)[L_{2+k}^s], & \dots \\ \dots & (-1+k)[L_{-1+k}^s], & (0+k)[L_{0+k}^s], & (1+k)[L_{1+k}^s], & \dots \\ \dots & (-2+k)[L_{-2+k}^s], & (-1+k)[L_{-1+k}^s], & (0+k)[L_{0+k}^s], & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vdots \\ [I_{1,1}^s] \\ [I_{1,0}^s] \\ [I_{1,-1}^s] \\ \vdots \end{bmatrix}$$

$$\underline{T}_{2,k}^e = \begin{bmatrix} \dots & [I_{-1,1}^s]^* & [I_{-1,0}^s]^* & [I_{-1,-1}^s]^* & \dots \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \vdots \\ \dots & (0+k)[L_{0+k}^s], & (1+k)[L_{1+k}^s], & (2+k)[L_{2+k}^s], & \dots \\ \dots & (-1+k)[L_{-1+k}^s], & (0+k)[L_{0+k}^s], & (1+k)[L_{1+k}^s], & \dots \\ \dots & (-2+k)[L_{-2+k}^s], & (-1+k)[L_{-1+k}^s], & (0+k)[L_{0+k}^s], & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vdots \\ [I_{1,1}^s] \\ [I_{1,0}^s] \\ [I_{1,-1}^s] \\ \vdots \end{bmatrix}$$

oraz

$$T_m = [i_{sz}^s]^T \frac{\partial}{\partial \varphi} [\Psi_{PMsz}^s(\varphi)] = - \sum_{k=0,\pm 1,\pm 2,\dots} 2\text{Im} \left(\dots [I_{1,1}^s]^* [I_{1,0}^s]^* [I_{1,-1}^s]^* \dots \right) \cdot \begin{bmatrix} \vdots \\ (p+1+k)[\Psi_{p+1+k}^{PM}] \\ (p+0+k)[\Psi_{p+0+k}^{PM}] \\ (p-1+k)[\Psi_{p-1+k}^{PM}] \\ \vdots \end{bmatrix} e^{jk\Omega t} \quad (37)$$

4. Podsumowanie

Specyficzne cechy konstrukcji maszyn synchronicznych z magnesami trwałymi powodują, że budowa modeli matematycznych oraz szczegółowa analiza efektów w tych maszynach jest dosyć trudna. Uwzględnienie rzeczywistych kształtów szczeliny (wydatno biegunowość, żłobkowanie, umieszczenie magnesów trwałych na wirniku) oraz realnych kształtów uzwojeń (rozłożenie uzwojenia stojana) prowadzi do rozbudowanych modeli matematycznych. Poszukiwanie rozwiązań przy użyciu technik symulacyjnych dla modeli polowych nie daje natomiast możliwości jakościowej analizy wspomnianych zjawisk elektromagnetycznych w maszynie. W pracy przedstawiono metodykę opisu maszyny, która umożliwi bardzo wnikliwą analizę jakościową, jak i również pozwala na obliczenia ilościowe prądów i momentu elektromagnetycznego w ustalonym stanie pracy zarówno dla warunków symetrii i niesymetrii obwodu magnetycznego oraz uzwojeń. Najważniejszym elementem przedstawionego opisu jest przekształcenie modelu matematycznego, tak aby można było śledzić wzajemne interakcje harmonicznego przestrzennego rozkładu pola w szczelinie powietrznej. W tym celu została zastosowana transformacja składowych symetrycznych, która opisując maszynę w ortogonalnych bazach, porządkuje struktury macierzy indukcyjności oraz strumieni skojarzonych uzwojeń wywołanych przez magnesy trwałe, tak że już na podstawie równań można śledzić, jak wpływają harmoniczne przestrzenne na prądy i na moment elektromagnetyczny. Zastosowanie teorii równań różniczkowych liniowych o okresowo zmiennych współczynnikach pozwala na precyzyjne określenie widm Fouriera prądów uzwojeń oraz momentu elektromagnetycznego (zarówno ilościowo, jak i jakościowo) w ustalonych stanach pracy, czyniąc jednocześnie przedstawioną metodykę użyteczną zarówno dla zagadnień eksploatacyjno-diagnostycznych jak i projektowych.

Literatura

- [1] Sobczyk T.J., Weinreb K.: *Analysis of Currents and an Electromagnetic Torque in Steady States of Induction Squirrel-Cage Motors with Asymmetric Stator Windings*, Archiv für Elektrotechnik, Vol. 71, 1988, str. 245-256
- [2] Zhu Z.Q., Howe D., Ekkehard B., and Ackermann B., *Instantaneous magnetic field distribution in brushless permanent magnet motors, part I: Open-circuit field*, IEEE Trans. Magn., vol. 29, pp. 124–134, Jan. 1993.
- [3] Sobczyk T.J., Drozdowski P., *Inductances of electrical machine winding with a nonuniform air-gap*, Archiv für Elektrotechnik 76 (1993), 1-6 pp.1158.
- [4] Weinreb K.: *Modele matematyczne maszyn indukcyjnych z nierównomierną szczeliną powietrzną*, Modelowanie matematyczne zjawisk elektromagnetycznych w maszynach elektrycznych. Politechnika Krakowska. Monografia № 169. Kraków 1994. P.57-87.
- [5] Sobczyk T.J., Weinreb K., Węgiel T., Sułowicz M.: *Theoretical study of effects due to rotor eccentricities in induction motors*, IEEE International Symposium on Diagnostics for Electrical Machines, Power Electronics and Drives (SDEMPED'99), Gijon, (Spain), 1-3. 09.1999, pp.289-295.
- [6] Węgiel T.: *Model matematyczny maszyny synchronicznej z magnesami trwałymi dla zastosowań diagnostycznych*, Przegląd Elektrotechniczny, ISSN 0033-2097, R. 84 nr 12/2008, str. 107-110.
- [7] Węgiel T.: *Modelowanie maszyn synchronicznych z magnesami trwałymi z ekscentrycznością wirnika*, Zeszyty Problemowe BOBRME Katowice, 2009, nr 83, str. 77-82.

Autor

dr inż. Tomasz Węgiel
 Politechnika Krakowska,
 Wydział Inżynierii Elektrycznej i Komputerowej,
 Instytut Elektromechanicznych Przemian Energii,
 31-155 Kraków, ul. Warszawska 24
 tel. +48 12 628-26-21, email: pewegiel@cyfronet.pl

Recenzent

Prof. dr hab. inż. Stanisław Rawicki