

METODA ANALIZY ZJAWISKA FERROREZONANSU WE WZMACNIACZU MAGNETYCZNYM

A Method for Analysis of Ferroresonance in the Magnetic Amplifier

Waldemar A. MINKINA Włodzimierz SAMOTYJ

Politechnika Częstochowska

Streszczenie: W przemysłowych układach automatyki sygnały wyjściowe często przyjmują dość duże wartości. W takich przypadkach na wyjściu układu należy zastosować wzmacniacz magnetyczny, gdyż jego moc jest praktycznie nieograniczona. Prezentowana w niniejszym artykule problematyka jest znana, jednak dotychczas nie rozpatrywano działania wzmacniaczy magnetycznych w warunkach ferorezonansu. W artykule przedstawiono oryginalną metodę analizy zjawiska ferorezonansu wzmacniacza magnetycznego na podstawie modelu wrażliwości na warunki początkowe. W modelu wykorzystano metodę iteracyjną Newtona do rozwiązywania układu równań różniczkowych okresowych. Za pomocą tej metody, oprócz obliczania przebiegów ustalonych, istnieje również możliwość określenia stabilności rozwiązań [6, 7].

Summary: Output signals of industrial control systems are usually taking large values. In such cases a magnetic amplifier, which power is practically unlimited, should be used at the system output stage. The problems presented in this paper are known, nevertheless the operation of a magnetic amplifiers under the ferroresonance conditions has not been considered yet. An original method for analysis of a magnetic amplifier ferroresonance, based on a model of sensitivity to initial conditions, is presented in the paper. The model employs the Newton iterative method for solving a system of periodic differential equations. The method makes possible computing of steady state waveforms, and also determination of the solutions stability [6, 7].

Słowa kluczowe: ferorezonans, wzmacniacz magnetyczny
Keywords: ferroresonance, magnetic amplifier

1. RÓWNANIA STANU

W pracy omówiono wzmacniacz magnetyczny sterowany napięciem z rozdzielonymi magnetowodami. Obwody elektryczne (wyjściowy i sterujący) mają dodatkowo po dwie cewki. Cewki sterowania są włączone w taki sposób, że pierwsza harmoniczna prądu w tym obwodzie równa się zero. Układ takiego wzmacniacza przedstawiono na rysunku 1. Zgodnie ze znaną z elektrotechniki regułą śruby prawoskrętnej, na rysunku 1 zaznaczono dodatkowo kierunki strumieni magnetycznych.

Uwzględniając zaznaczone na rysunku 2 kierunki prądów i napięć można zapisać następujące równania:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\Psi_W}{dt} &= u_Z - u_C - (r_{1W} + r_{2W} + r_o)i_W \\ \frac{d\Psi_S}{dt} &= u_S - (r_{1S} + r_{2S} + r_S)i_S \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

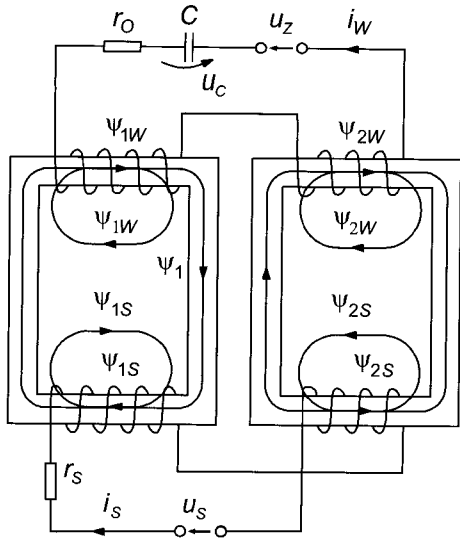
gdzie:

- Ψ_W, Ψ_S — pełne strumienie skojarzone obwodów wyjściowego i sterowania;
- u_Z, u_S, u_C — napięcia: zasilania, sterowania i kondensatora;
- i_W, i_S — prądy obwodów;
- $r_{1W}, r_{2W}, r_{1S}, r_{2S}$ — rezystancje cewek;
- r_o — rezystancja obciążenia;
- r_S — rezystancja ograniczająca prąd sterowania.

Między pełnymi strumieniami skojarzonymi Ψ_W, Ψ_S i strumieniami skojarzonymi cewek $\Psi_{1W}, \Psi_{2W}, \Psi_{1S}, \Psi_{2S}$ istnieje zależność:

$$\Psi_W = \Psi_{1W} + \Psi_{2W} \quad \Psi_S = \Psi_{1S} + \Psi_{2S} \quad (2)$$

Zgodnie z przedstawionymi na rysunku 3 schematami zastępczymi obwodów magnetycznych, można napisać następujące równania:



Rys. 1. Schemat elektryczny analizowanego wzmacniacza

$$\begin{aligned} \Psi_{1W} &= \psi_1 + \psi_{1W} & i_W &= \alpha_{1W} \Psi_{1W} \\ \Psi_{2W} &= \psi_2 + \psi_{2W} & i_W &= \alpha_{2W} \Psi_{2W} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \Psi_{1S} &= \psi_1 + \psi_{1S} & i_S &= \alpha_{1S} \Psi_{1S} \\ \Psi_{2S} &= -\psi_2 + \psi_{2S} & i_S &= \alpha_{2S} \Psi_{2S} \end{aligned} \quad (4)$$

gdzie:

- ψ_1, ψ_2 — strumienie skojarzone główne;
- $\psi_{1W}, \psi_{2W}, \psi_{1S}, \psi_{2S}$ — strumienie skojarzone rozproszenia cewek;
- $\alpha_{1W}, \alpha_{2W}, \alpha_{1S}, \alpha_{2S}$ — odwrotności indukcyjności rozproszenia cewek.

Rozwiązując układy równań (3), (4) otrzymujemy równania prądów:

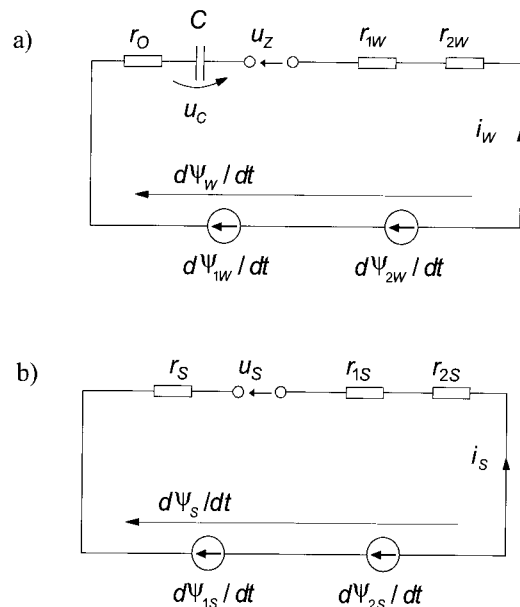
$$\left. \begin{aligned} i_W &= \alpha_{1W} (\Psi_{1W} - \psi_1) & i_W &= \alpha_{2W} (\Psi_{2W} - \psi_2) \\ i_S &= \alpha_{1S} (\Psi_{1S} - \psi_1) & i_S &= \alpha_{2S} (\Psi_{2S} + \psi_2) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Uwzględniając równania (2), (5) otrzymano:

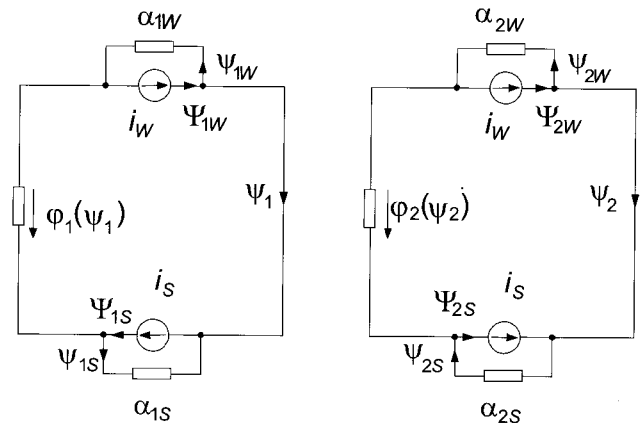
$$i_W = \alpha_W (\Psi_W - \psi_1 - \psi_2) \quad \alpha_W = \frac{\alpha_{1W} \alpha_{2W}}{\alpha_{1W} + \alpha_{2W}} \quad (6)$$

$$i_S = \alpha_S (\Psi_S - \psi_1 + \psi_2) \quad \alpha_S = \frac{\alpha_{1S} \alpha_{2S}}{\alpha_{1S} + \alpha_{2S}} \quad (7)$$

Zgodnie ze schematami zastępczymi obwodów magnetycznych (rys. 3), oprócz równań (3), (4), można zapisać jeszcze dwa równania:



Rys. 2. Elektryczne schematy zastępcze obwodów z rysunku 1: a) wyjściowego, b) sterowania



Rys. 3. Schematy zastępcze obwodów magnetycznych

$$i_W + i_S = \alpha'_1 \Psi_1 \quad i_W - i_S = \alpha'_2 \Psi_2 \quad (8)$$

gdzie:

- α'_1, α'_2 — tzw. „odwrotności indukcyjności, statyczne” obwodów magnetycznych, obliczane według krzywych magnesowania bezhisterezyowego $\varphi_j(\Psi_j)$:

$$\alpha'_j = \varphi_j(\Psi_j) / \Psi_j \quad j = 1, 2 \quad (9)$$

Podstawiając równania (6), (7) do równania (8) oraz różniczkując je względem czasu otrzymano:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_W \left(\frac{d\Psi_W}{dt} - \frac{d\psi_1}{dt} - \frac{d\psi_2}{dt} \right) + \alpha_S \left(\frac{d\Psi_S}{dt} - \frac{d\psi_1}{dt} + \frac{d\psi_2}{dt} \right) &= \alpha'_1 \frac{d\Psi_1}{dt} \\ \alpha_W \left(\frac{d\Psi_W}{dt} - \frac{d\psi_1}{dt} - \frac{d\psi_2}{dt} \right) - \alpha_S \left(\frac{d\Psi_S}{dt} - \frac{d\psi_1}{dt} + \frac{d\psi_2}{dt} \right) &= \alpha'_2 \frac{d\Psi_2}{dt} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

gdzie:

α_1, α_2 — tzw. „odwrotności indukcyjności, różniczkowe” obwodów magnetycznych, obliczane według krzywych magnesowania bezhisterezyowego $\varphi_j(\Psi_j)$:

$$\alpha_j'' = \partial \varphi_j(\Psi_j) / \partial \Psi_j \quad j = 1, 2 \quad (11)$$

Równania (10) można zapisać też w innej postaci:

$$\left. \begin{aligned} (\alpha_1'' + \alpha_W + \alpha_S) \frac{d\Psi_1}{dt} + (\alpha_W - \alpha_S) \frac{d\Psi_2}{dt} &= \alpha_W \frac{d\Psi_W}{dt} + \alpha_S \frac{d\Psi_S}{dt} \\ (\alpha_W + \alpha_S) \frac{d\Psi_1}{dt} + (\alpha_2'' + \alpha_W + \alpha_S) \frac{d\Psi_2}{dt} &= \alpha_W \frac{d\Psi_W}{dt} - \alpha_S \frac{d\Psi_S}{dt} \end{aligned} \right\} (12)$$

i dalej, w postaci macierzowej:

$$G \frac{d\Psi}{dt} = H \Lambda \frac{d\Psi}{dt} \quad (13)$$

gdzie:

$\Psi = [\Psi_1, \Psi_2]^T$ — macierz kolumnowa strumieni skojarzonych głównych;
 $\Psi = (\Psi_W, \Psi_S)^T$ — macierz kolumnowa strumieni skojarzonych pełnych;
 G, H, Λ — macierze współczynników o wymiarach 2x2:

$$G = \begin{bmatrix} a_1 & b \\ b & a_2 \end{bmatrix} \quad H = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix}$$

$$\Lambda = \text{diag}[\alpha_W, \alpha_S]$$

$$a_1 = \alpha_1'' + \alpha_W + \alpha_S \quad a_2 = \alpha_2'' + \alpha_W + \alpha_S$$

$$b = \alpha_W - \alpha_S$$

Rozwiązanie układu równań (13) można zapisać w postaci:

$$\frac{d\Psi}{dt} = D(\Psi) \frac{d\Psi}{dt} \quad (14)$$

gdzie:

$D(\Psi) = G^{-1} H \Lambda$ — macierz współczynników o wymiarze 2x2.

$$G^{-1} = \frac{1}{\Delta} \begin{bmatrix} a_2 & -b \\ -b & a_1 \end{bmatrix} \quad \Delta = a_1 a_2 - b^2$$

Równania (1) można także zapisać w postaci macierzowej:

$$d\Psi / dt = U - RI \quad (15)$$

gdzie:

$U = [u_2 - u_{C_2}, u_S]^T$ — macierz kolumnowa napięć;
 $I = [i_W, i_S]^T$ — macierz kolumnowa prądów;
 $R = \text{diag}[r_{1W} + r_{2W} + r_O, r_{1S} + r_{2S} + r_S]$ — macierz rezystancji.

Uwzględniając (15), równanie różniczkowe (14) można zapisać w postaci:

$$d\Psi / dt = D(\Psi)(U - RI) \quad (16)$$

Po uzupełnieniu wzoru (16) równaniem spadku napięcia na kondensatorze o pojemności C :

$$du_C / dt = i_W / C \quad (17)$$

równania (16), (17) można zapisać w macierzowej postaci ogólnej:

$$dX / dt = B(\Psi)Z(t) \quad (18)$$

gdzie:

$X = [\Psi_1, \Psi_2, u_C]^T$ — macierz kolumnowa zmiennych stanu;
 $B = \text{diag}[D, 1/C]$ — macierz współczynników o wymiarze 3x3;
 $Z(t) = [U - RI, i_W]^T$ — macierz kolumnowa funkcji czasowych.

2. MODEL WRAŻLIWOŚCI NA WARUNKI POCZĄTKOWE

Analizę stanów nieustalonych przeprowadzono całkując numeryczne równania stanu (18) przy zadanych warunkach początkowych $X(0)$ [2, 4]. Przebiegi dla stanu ustalonego otrzymano dla warunków początkowych, które spełniają warunek okresowości:

$$X(0) = X(T) \quad (19)$$

gdzie:

T — okres napięcia zasilania.

Warunek (19) można także przedstawić w postaci nieliniowego równania algebraicznego:

$$F(X(0)) = X(0) - X(X(0), T) \quad (20)$$

Równanie (20) rozwiązano za pomocą metody Newtona-Rafsona [3]:

$$X(0)^{k+1} = X(0)^k - (F'(X(0)^k))^{-1} F(X(0)^k) \quad (21)$$

gdzie:

$F'(X(0))$ — macierz Jakoby'ego równania okresowości (20) o wymiarze 3x3.

Różniczkując (20) względem $X(0)$, otrzymujemy:

$$F'(X(0)) = \frac{\partial F(X(0))}{\partial X(0)} = \frac{\partial X(0)}{\partial X(0)} - \frac{\partial X(T)}{\partial X(0)} \quad (22)$$

lub

$$F^1(X(0)) = E - \Sigma(T) \quad (23)$$

gdzie:

E — macierz jedykowa;
 $\Sigma(T)$ — macierz monodromii o wymiarze 3×3 :

$$\Sigma(T) = \partial X(T) / \partial X(0) \quad (24)$$

Obliczanie macierzy monodromii stanowi główny problem wykorzystania modelu wrażliwości na warunki początkowe. T. Aprile, T. Trick [1] przedstawili metodę obliczania macierzy monodromii z zastosowaniem dodatkowych równań różniczkowych pierwszej wariacji. Jak się okazało takie podejście można zrealizować tylko dla nieliniowych obwodów elektrycznych. W przypadku obwodów elektromagnetycznych zastosowanie takiej metody jest utrudnione. W pracy [3] rozwiązano ten problem przedstawiając macierz monodromii w postaci iloczynu dwóch innych macierzy:

$$\Sigma(T) = B(T)S(T) \quad (25)$$

Macierz $B(T)$ składa się ze współczynników równania stanu (18), a macierz $S(T)$ jest obliczana za pomocą całkowania numerycznego równań różniczkowych pierwszej wariacji. Z przekształcenia pochodnej (24) otrzymano wzór (26):

$$\Sigma(T) = \frac{\partial X(T)}{\partial Y} \frac{\partial Y(T)}{\partial X(0)} \quad (26)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} \partial X(T) / \partial Y = B(T) \quad \partial Y(T) / \partial X(0) = S(T) \\ dY / dt = Z(T) \end{aligned} \quad (27)$$

Uwzględniając (27) można zapisać następujące równanie różniczkowe dla pierwszej wariacji:

$$\frac{dS}{dt} = \frac{\partial [dY/dt]}{\partial X(0)} = \frac{\partial [dY/dt]}{\partial Y} \frac{\partial Y}{\partial X(0)} \quad (28)$$

lub

$$dS / dt = QS \quad (29)$$

Zgodnie z (27) i (28), macierz współczynników Q (o wymiarze 3×3) można zapisać w postaci:

$$Q = \frac{\partial Z(t)}{\partial Y} \left[\frac{\partial u_Z}{\partial Y} - \frac{\partial u_C}{\partial Y} - r_{WW} \frac{\partial i_W}{\partial Y}, \frac{\partial u_S}{\partial Y} - r_{SS} \frac{\partial i_S}{\partial Y}, \frac{\partial i_W}{\partial Y} \right]^T \quad (30)$$

gdzie:

$$r_{WW} = r_{1W} + r_{2W} + r_O \quad r_{SS} = r_{1S} + r_{2S} + r_S$$

Napięcia zasilania u_Z i sterowania u_S są zmiennymi niezależnymi od Y , czyli:

$$\frac{\partial u_Z}{\partial Y} = [0, 0, 0] \quad \frac{\partial u_S}{\partial Y} = [0, 0, 0] \quad (31)$$

Zgodnie z (18), równanie spadku napięcia na kondensatorze (17) można zapisać w postaci macierzowej:

$$\frac{du_C}{dt} = [0, 0, 1/C] \quad Z(t) = [0, 0, 1/C] \frac{\partial Y}{dt} \quad (32)$$

skąd:

$$\partial u_C / \partial Y = [0, 0, 1/C] \quad (33)$$

Do obliczenia pochodnych $\partial i_W / \partial Y$, $\partial i_S / \partial Y$ można napisać równanie różniczkowe dla prądów i_W, i_S . Równania (6), (7) w postaci macierzowej przyjmują postać:

$$I = \Lambda(\Psi - H\Psi) \quad \Lambda = \text{diag}(\alpha_W, \alpha_S) \quad (34)$$

Różniczkując (34) względem czasu, oraz uwzględniając równanie (14) otrzymano:

$$\frac{dI}{dt} = \Lambda \left(\frac{d\Psi}{dt} - HD \frac{d\Psi}{dt} \right) \quad (35)$$

skąd:

$$dI/dt = A(\Psi)(U - RI) \quad A = \Lambda(E - HD) \quad (36)$$

Macierz $A(\Psi)$ ma dwie kolumny i dwa wiersze. Oznaczając wiersze symbolami: $A_W(\Psi)$, $A_S(\Psi)$, otrzymuje się: $A = (A_W(\Psi), A_S(\Psi))^T$. Teraz równanie (36) można zapisać w postaci dwóch równań:

$$di_W / dt = A_W(\Psi)(U - RI) \quad di_S / dt = A_S(\Psi)(U - RI) \quad (37)$$

gdzie pochodne cząstkowe $\partial i_W / \partial Y$, $\partial i_S / \partial Y$ będą:

$$\frac{\partial i_W}{\partial Y} = [A_W(\Psi), 0] \quad \frac{\partial i_S}{\partial Y} = [A_S(\Psi), 0] \quad (38)$$

Uwzględniając wzory (31), (33) oraz (38), macierz Q można zapisać w postaci:

$$Q = \begin{bmatrix} -r_{WW}A_W & -1/C \\ -r_{SS}A_S & 0 \\ A_W & 0 \end{bmatrix} \quad (39)$$

3. WARUNKI WYSTĘPOWANIA FERROREZONANSU

Ferrorezonans występuje przy spełnieniu warunku równości impedancji pojemnościowej i indukcyjnej [5]. Dla analizowanego wzmacniacza magnetycznego pojemność kondensatora należy dobrać tak, aby ten warunek został spełniony. Dla jego spełnienia przyjęto: $\Psi_1 = \Psi_2 = \Psi$, $i_S = u_S = 0$. Równania (1), (6), (8) zapisano w postaci zespolonej:

$$\left. \begin{aligned} j\omega \underline{\Psi}_W &= \underline{U}_Z - \underline{U}_C - r_W \underline{I}_W & \underline{I}_W &= j\omega C \underline{U}_C \\ \underline{I}_W &= \alpha_W (\underline{\Psi}_W - 2\underline{\Psi}) & \underline{I}_W &= \alpha_1'' \underline{\Psi} \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

Rozwiązując układ równań (40), można łatwo wyprowadzić wzór na impedancję obciążenia w postaci zespolonej:

$$\underline{Z} = \frac{\underline{U}_Z}{\underline{I}_W} = r_W + j \left(\omega \frac{\alpha_1'' + 2\alpha_W}{\alpha_1'' \alpha_W} - \frac{1}{\omega C} \right) \quad (41)$$

Ferrorezonans wystąpi dla zerowej wartości części pozornej impedancji we wzorze (41). W ten sposób można otrzymać wzór na pojemność rezonansową:

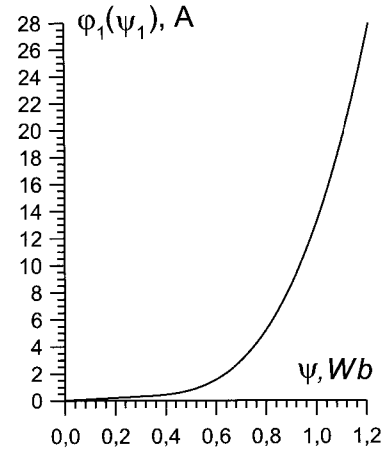
$$C_R = \frac{\alpha_1'' \alpha_W}{\omega^2 (\alpha_1'' + 2\alpha_W)} \quad (42)$$

Aproksymując krzywą magnesowania za pomocą dwóch prostych (dla części liniowego narastania oraz zakresu nasycenia), można w tych przedziałach wyznaczyć wartości α_1'' i α_2'' . Wtedy, zgodnie z (42), można określić przedział zmian pojemności obciążenia, przy której jest możliwy ferrorezonans:

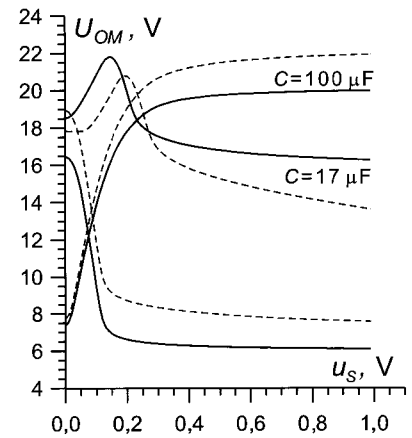
$$C_R(\alpha_1'') < C < C_R(\alpha_2'') \quad (43)$$

4. WYNIKI SYMULACJI

Na rysunku 5 przedstawiono charakterystyki wzmacniacza magnetycznego dla różnych wartości pojemności obciążenia: $C = 5 \mu\text{F}$, $C = 17 \mu\text{F}$, $C = 100 \mu\text{F}$. Linia ciągła dotyczy wyników badań numerycznych, przerywana — badań eksperymentalnych. Przyjęto następujące dane: $r_{1W} = r_{2W} = 86,9 \Omega$; $R_o = 12 \Omega$; $r_{1S} = r_{2S} = 1,13 \Omega$; $R_S = 0 \Omega$; $\alpha_{1W} = \alpha_{2W} = \alpha_{1S} = \alpha_{2S} = 19,1 \text{ H}^{-1}$; $u_Z = 311 \sin(314,1593t) \text{ V}$.



Rys. 4. Krzywa magnesowania cewek



Rys. 5. Zależność amplitud napięcia obciążenia od napięcia sterowania

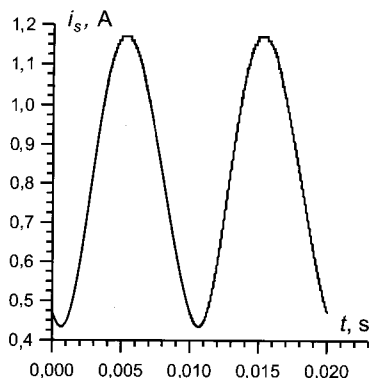
Krzywą magnesowania cewek (rys. 4) aproksymowano następująco:

$$\varphi(\psi) = \begin{cases} a_1 \psi & \text{mod}(\psi) \leq b_1 \\ S_3(\psi) & b_1 < \text{mod}(\psi) < b_2 \\ a_2 \psi + a_3 \text{sign}(\psi) & \text{mod}(\psi) \geq b_2 \end{cases} \quad (44)$$

gdzie:

$a_1 = 1 \text{ H}^{-1}$; $a_2 = 87 \text{ H}^{-1}$; $a_3 = -77,4 \text{ A}$; $b_1 = 0,3 \text{ Wb}$; $b_2 = 1,2 \text{ Wb}$; $S_3(\psi)$ — „spline function” (tzw. splajn) trzeciego stopnia.

Założono, że charakterystyki magnesowania obydwu obwodów magnetycznych są identyczne. Dla poniższych danych wartość pojemności rezonansowej, zgodnie ze wzorami (42), (43), zawiera się w przedziale od $4,8 \mu\text{F}$ (przy $\alpha_1'' = 1 \text{ H}^{-1}$) do $79,3 \mu\text{F}$ (przy $\alpha_2'' = 87 \text{ H}^{-1}$). W pracy porównano zaproponowaną metodę z metodą całkowania numerycznego równań stanu do zaniku przebiegów nieustalonych. Dla $C = 17 \mu\text{F}$, $u_S = 0,2 \text{ V}$ wynik otrzymano w ciągu 2 s, a dla całkowania numerycznego po 7 s.



Rys. 6. Przebiegi ustalone prądu sterowania w czasie jednego okresu

Największa wartość kąta nachylenia charakterystyki $I_{WM}(u_S)$ występuje dla pojemności $C = 100 \mu\text{F}$, chociaż zakres zmian napięcia sterowania jest niewielki — od 0 V do 0,2 V. Dla $C = 5 \mu\text{F}$ rezonans występuje przy $u_S = 0\text{V}$, a przy zwiększaniu u_S prąd obciążenia spada. Błąd między wynikami badań numerycznych i badań laboratoryjnych nie przekracza w tym przypadku 14%. Na rysunku 6 przedstawiono krzywe prądu sterowania w stanie ustalonym. Można zauważyć, że w tym prądzie nie ma pierwszej harmonicznej, występuje natomiast druga harmoniczna. Wynik otrzymano dla $u_S = 0,1\text{V}$.

Obliczono również zależność amplitudy napięcia obciążenia od amplitudy napięcia zasilania (rys. 7) dla $r_{1W} = r_{2W} = 20 \Omega$; $u_S = 0,01\text{V}$. Aby otrzymać skok napięcia na obciążeniu (rys. 7), należało zmniejszyć rezystancje cewek wyjściowych.

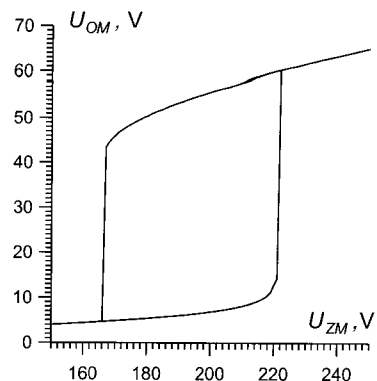
5. WNIOSKI

Zastosowanie zaproponowanego w niniejszej pracy modelu wrażliwości na warunki początkowe pozwala obliczyć przebiegi ustalone w obwodach magnetycznych bez potrzeby analizy stanów nieustalonych. Przebieg ustalony otrzymuje się z rozwiązania równań różniczkowych okresowych. W przypadku, gdy te równania są nieliniowe, najprostszą metodą analizy przebiegów ustalonych polega na całkowaniu równań różniczkowych aż do uzyskania stanu nieustalonego. Zaproponowana metoda pozwala na skrócenie czasu obliczania przebiegów ustalonych i prowadzi do zmniejszenia błędów całkowania numerycznego równań stanu.

Wyniki symulacji i badań laboratoryjnych wskazują na to, że charakterystyki robocze wzmacniacza magnetycznego w warunkach ferorezonansu mogą mieć ujemny kąt nachylenia, zależny od wartości pojemności obciążenia.

LITERATURA

1. Aprille T.I., Trick T.N.: *A computer algorithm to determine the steady-state response of non-linear oscillator*. IEEE Trans. Circuit Theory 1972, CT-19, 354–360.
2. Kudrewicz J.: *Nieliniowe obwody elektryczne. Teoria i symulacja komputerowa*. WNT, Warszawa 1996.
3. Minkina W., Samotyj W.: *Modelowanie matematyczne zjawiska ferorezonansu w trójfazowym przemienniku częstotliwości*. I Krajowa Konferencja „Modelowanie i symulacja 2000” (MiS-1), Zakopane-Kościelisko, czerwiec 2000, 51–54.
4. Mitkowski S.: *Nieliniowe obwody elektryczne*. AGH, Kraków 1999.



Rys. 7. Zależność amplitud napięcia obciążenia od amplitud napięcia zasilania

5. Supronowicz H., Dimbalengi M.: *Zasilacz napięcia stałego z pośredniczącym rezonansowym obwodem wysokiej częstotliwości*. JUEE 1997, 3, 1, 7–12.
6. Само́тий В.В.: *Математичне моделювання стаціонарних процесів електромагнетних перетворювачів систем керування*. Фенікс, Львів 1997.
7. Чабан В.И., Само́тий В.В.: *Алгоритм расчета феррорезонансных режимов трехфазных трансформаторов*. Электричество 1990, 4, 71–74.



Dr hab.inż. Waldemar Andrzej Minkina

Profesor nadzw. PCz. Kieruje Zakładem Techniki Mikroprocesorowych, Automatyki i Pomiarów Ciepłych, obecnie także dyrektorem Instytutu Elektroniki i Systemów Sterowania na Wydziale Elektrycznym Politechniki Częstochowskiej. Stopień naukowy doktora nauk technicznych uzyskał w 1983 r. (Instytut Metrologii Elektrycznej Politechniki Wrocławskiej), a doktora habilitowanego — w 1995 r. (Katedra Techniki Pomiarowo-Informacyjnych Politechniki Lwowskiej). Jest autorem i współautorem 1 monografii, około 70 publikacji oraz 6 patentów. Specjalizuje się w problematyce dotyczącej szeroko rozumianej termometrii, termografii komputerowej oraz pomiarów cieplnych. Wcześniej zajmował się także problematyką przepięć ferorezonansowych w liniach. Jest członkiem dwóch sekcji Komitetu Metrologii i Aparatury Naukowej PAN, Polskiego Towarzystwa Techniki Sensorowej, Polskiego Towarzystwa Elektrotechniki Teoretycznej i Stosowanej oraz Stowarzyszenia Elektryków Polskich, w którym jest rzeczoznawcą w trzech grupach. Adres: Politechnika Częstochowska, Instytut Elektroniki i Systemów Sterowania; Zakład Techniki Mikroprocesorowych, Automatyki i Pomiarów Ciepłych; al. Armii Krajowej 17; 42-200 Częstochowa; tel.: (+34) 32-50-821, (+34) 32-50-819, fax: (+34) 32-50-821; e-mail: minkina@el.pcz.czest.pl



Prof. dr hab. inż. Włodzimierz Samotyj

Profesor nadzw. PCz. Pracuje w Zakładzie Techniki Mikroprocesorowych, Automatyki i Pomiarów Ciepłych. Jest profesorem Politechniki Lwowskiej, gdzie pełni funkcję zastępcy kierownika Katedry Automatyki i Telemechaniki. Urodzony w Komsomolsku na Amurze (Rosja) 27 maja 1957 r. W roku 1984 ukończył Wydział Automatyki Politechniki Lwowskiej. W roku 1990 uzyskał stopień doktora nauk technicznych w dziedzinie elektrotechniki teoretycznej, a w roku 1997 stopień doktora habilitowanego nauk technicznych. W roku 2001 uzyskał tytuł profesora. Zajmuje się modelowaniem matematycznym nieliniowych urządzeń energoelektronicznych. Z tej dziedziny opublikował 1 monografię oraz około 65 publikacji. Jest współautorem 2 patentów. Adres: Politechnika Częstochowska, Instytut Elektroniki i Systemów Sterowania; Zakład Techniki Mikroprocesorowych, Automatyki i Pomiarów Ciepłych; al. Armii Krajowej 17; 42-200 Częstochowa; tel.: (+34) 32-50-821, (+34) 32-50-819, fax: (+34) 32-50-821; e-mail: samotyj@wp.pl lub vsamotn@polynet.lviv.ua