Krzysztof Górecki Akademia Morska w Gdyni

Kalina Detka Pomorska Wyższa Szkoła Nauk Stosowanych w Gdyni

MODELOWANIE CHARAKTERYSTYK RDZENI FERROMAGNETYCZNYCH

Artykuł dotyczy modelowania charakterystyk rdzeni ferromagnetycznych. Opisano klasyczny model Jilesa-Athertona rdzenia ferromagnetycznego oraz jego wybrane modyfikacje. Przy wykorzystaniu tych modeli wyznaczono charakterystyki magnesowania arbitralnie wybranego rdzenia. Przedyskutowano zasadność poszczególnych modyfikacji klasycznego modelu oraz pokazano potencjalne obszary ich zastosowania.

Słowa kluczowe: rdzenie ferromagnetyczne, modelowanie, charakterystyki magnesowania.

WPROWADZENIE

Większość współczesnych układów elektronicznych, np. przetwornice impulsowe i filtry, zawierają dławiki lub transformatory, które są elementami nieliniowymi. Nieliniowość tych elementów jest związana m.in. z nieliniowością charakterystyki magnesowania rdzenia zależnej od materiału magnetycznego [14].

Właściwości materiałów magnetycznych zależą od ich struktury krystalicznej, która decyduje o zakresie zastosowań tych materiałów oraz kształtuje ich krzywą magnesowania B(H). Krzywa ta opisuje zależność indukcji pola magnetycznego *B* od natężenia pola magnetycznego *H* i ma postać pętli histerezy, obrazującej oddziaływanie domen z zewnętrznym polem magnetycznym.

Przebieg pętli histerezy zależy od wielu czynników, takich jak: rodzaj materiału magnetycznego, temperatura T, amplituda i składowa stała natężenia pola magnetycznego H. Podstawowym parametrem związanym z krzywą magnesowania, opisującym właściwości magnetyczne materiału, jest jego względna przenikalność magnetyczna μ równa nachyleniu krzywej magnesowania [1]. Kolejnym istotnym parametrem związanym z pętlą histerezy jest pole koercji H_c , które osiąga duże wartości dla materiałów magnetycznych twardych, co oznacza, że pętla histerezy jest szeroka i straty energii na przemagnesowanie rdzenia są duże.

W przypadku materiałów magnetycznych miękkich występuje wąska pętla histerezy [12]. Straty energii w procesie przemagnesowania rdzenia opisuje stratność [8]. Dodatkowo, w zależności od amplitudy natężenia pola magnetycznego osiąga się różne rozmiary pętli histerezy, co oznacza, że typowo punkt pracy rdzenia porusza się po małej pętli histerezy, stanowiącej jedną z wielu znajdujących się wewnątrz wielkiej krzywej magnesowania. Krzywa magnesowania jest trudna do opisu matematycznego, dlatego w literaturze przedmiotu można spotkać bardzo dużo pozycji poświęconych modelowaniu pętli histerezy [7]. Często punktem wyjścia do modelowania pętli histerezy jest model Jilesa-Athertona [4].

W niniejszej pracy autorzy przeprowadzili analizę oryginalnego modelu Jilesa-Athertona [9] oraz jego modyfikacji zaproponowanych przez innych autorów [3, 6, 9].

W rozdziale 1 opisano oryginalny model Jilesa-Athertona (J-A), a w rozdziale 2 – wybrane modyfikacje tego modelu. W kolejnym opisano sposób implementacji tych modeli w programie SPICE, a następnie porównano charakterystyki magnesowania rdzenia obliczone przy wykorzystaniu modelu oryginalnego oraz modeli zmodyfikowanych.

1. KLASYCZNY MODEL JILESA-ATHERTONA

Model Jilesa-Athertona, zaprezentowany w pracach [9, 10], stał się przedmiotem dyskusji oraz rozważań naukowych i ciągle stanowi punkt wyjścia do formułowania nowych modeli rdzeni ferromagnetycznych [3, 4, 6].

Przy formułowaniu rozważanego modelu pętli histerezy wykorzystano równanie Langevina, dokonując jego modyfikacji z uwzględnieniem istnienia domen ferromagnetycznych. W opisanym modelu zależność indukcji B od magnetyzacji Mi natężenia pola magnetycznego H wyrażono równaniem:

$$B = \mu_0(H + M) \tag{1}$$

gdzie:

 μ_0 – przenikalność magnetyczna próżni,

magnetyzacja zaś na krzywej pierwotnego magnesowania M_a wyrażona jest wzorem:

$$M_a = M_s \left[\coth\left(\frac{\mu_0 \cdot m \cdot (H + \alpha \cdot M_a)}{a}\right) - \frac{a}{\mu_0 \cdot m \cdot (H + \alpha \cdot M_a)} \right]$$
(2)

gdzie:

 M_s – magnetyzacja nasycenia,

m – moment magnetyczny,

a – parametr kształtu histerezy [9],

 α – współczynnik charakteryzujący pole magnetyczne.

W zaproponowanym modelu po raz pierwszy uwzględniono istnienie krzywej pierwotnego magnesowania wyrażonej zależnością (2), opisującej stan równowagi termodynamicznej w rdzeniu [4].

Model Jilesa-Athertona uwzględnia także odwracalny proces magnesowania wskazując, że wartość całkowitej magnetyzacji w materiale ferromagnetycznym wynika z sumy magnetyzacji odwracalnej M_{rev} i nieodwracalnej M_{irr} , przy czym odwracalna magnetyzacja zdefiniowana jest za pomocą zależności:

$$M_{rev} = c(M_a - M_{irr}) \tag{3}$$

Z kolei magnetyzacja nieodwracalna M_{irr} , reprezentująca straty energii spowodowane ruchem ścian domen, określona jest równaniem:

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{M_a - M_{irr}}{k \cdot \delta - \alpha (M - M_{irr})}$$
(4)

gdzie:

k – stała wynikająca z ruchu ścian domen,

c – stała sprężystości domeny,

a parametr δ jest równy 1, gdy natężenie pola magnetycznego rośnie i –1, gdy natężenie pola magnetycznego maleje [13].

Przekształcając równania (2–4), otrzymano zależność na całkowitą magnetyzację, opisaną równaniem [10]:

$$\frac{dM}{dH} = \frac{1}{1+c} \cdot \frac{\left(M_a - M\right)}{k \cdot \delta/\mu_0 - \alpha \cdot \left(M_a - M\right)} + \frac{c}{1+c} \cdot \frac{dM_a}{dH}$$
(5)

Zaletą modelu Jilesa-Athertona jest prosty opis matematyczny oraz niewielka liczba parametrów, natomiast podstawową jego wadę stanowi wprowadzenie dekompozycji magnetyzacji na składową odwracalną i nieodwracalną, która nie ma uzasadnienia fizycznego [4].

2. MODYFIKACJE MODELU JILESA-ATHERTONA

W literaturze przedmiotu [3] sygnalizowany jest problem z estymacją właściwych wartości parametrów modelu J-A, niedokładne odwzorowanie bardziej złożonych cykli przemagnesowania, czy pominięcie prądów wirowych [4]. Problem ten został podjęty m.in. w pracy [11], gdzie analizę przeprowadzono dla wartości parametrów modelu uzyskanych z algorytmu estymacji zaproponowanego w pracy [5]. Autorzy cytowanej pracy wskazują, że dla mniejszych pętli histerezy, gdzie różnica pomiędzy wynikami obliczeń i pomiarów wzrasta, przebiegi stają się niesymetryczne i dochodzi do niezamknięcia krzywej magnesowania. Wynika to ze wzrostu indukcji magnetycznej B w rdzeniu i spadku natężenia pola magnetycznego H, które nie mają fizycznego uzasadnienia.

Zaproponowana w pracy [11] modyfikacja modelu Jilesa-Athertona sprowadza się do wprowadzenia korekty w zakresie niefizycznego przebiegu krzywej histerezy w obrębie jej zakończeń. Modyfikacja ta uniemożliwia wzrost magnetyzacji odwracalnej podczas spadku natężenia pola magnetycznego i odwrotnie. W modelu z pracy [11] wprowadzono współczynnik skalujący zaznaczając, że wartości tego współczynnika wyznacza się na podstawie iteracji kilku przebiegów krzywej magnesowania. Model został opisany za pomocą pięciu parametrów modelu Jilesa-Athertona a, a, c, k, M_s , które przyjmują wartości zależne od rodzaju materiału, z którego został wykonany rdzeń.

Wartość magnetyzacji nieodwracalnej M_{irr} określana jest z dużej pętli histerezy i skalowana w odniesieniu do magnetyzacji nasycenia osiąganej przez mniejszą pętlę. Uwzględniając proces skalowania, równanie (4) przyjmuje postać [11]:

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{M_{irr,turn}(H_{\max}) - \delta \cdot M_s}{M_{irr,L}(H_{\max}) - \delta \cdot M_s} \cdot \frac{M_{irrL}}{dH}$$
(6)

gdzie:

 $M_{irr,turn}$ – magnetyzacja nieodwracalna w punktach, w których zmienia się znak pochodnej $\frac{dB}{dR}$,

$$\frac{dH}{dH}$$

 M_{irrL} – magnetyzacja nieodwracalna odczytana z wielkiej krzywej magnesowania.

Uwzględniając równania (4–6) oraz przyjmując, że magnetyzacja odwracalna nie wpływa na niedoskonałość zmodyfikowanego modelu Jilesa-Athertona, omówionego w pracy [11], równanie magnetyzacji całkowitej przyjmuje postać:

$$M = \frac{M_{turn}(H_{\max}) - \delta \cdot M_s}{M_L(H_{\max}) - \delta \cdot M_s} \cdot M_L$$
(7)

gdzie:

 M_L – magnetyzacja wielkiej pętli histerezy,

*H*_{max} – maksymalna wartość natężenia pola magnetycznego, przy której dochodzi do zamknięcia krzywej magnesowania.

Z kolei w pracy [2] zasugerowano, że wykorzystanie funkcji Brillouina do opisu pętli histerezy ma większe uzasadnienie niż zastosowanie funkcji Langevina. Stwierdzono tu, że w polu magnetycznym każdy spin może być w jednym z 2J+1 stanów energetycznych. Koncepcja ta została później także rozwinięta m.in. w pracy [3], gdzie wskazano, że całkowita różniczka dM/dH rozkłada się na składową odwracalną dM_r/dH i nieodwracalną dM_{irr}/dH modulowaną przez wprowadzony przez autora cytowanej pracy współczynnik R(m) i wyrażono ją zależnością:

$$\frac{dM}{dH} = R(m) \cdot \left[\beta + \frac{dM_{irr}}{dH}\right]$$
(8)

gdzie β reprezentuje odwracalny proces magnesowania, natomiast R(m) jest funkcją zredukowanej magnetyzacji wyrażoną wzorem:

$$R(m) = 1 - \left(\frac{M}{M_s}\right)^2 \tag{9}$$

Wykorzystując fundamentalne równanie Jilesa-Athertona dane wzorem (4) i wprowadzając modyfikację w zakresie określenia natężenia pola magnetycznego *H* dla modelu odwracalnego magnesowania, otrzymano równanie:

$$\frac{dM_{irr}}{dH_e} = \delta_M \left[\frac{M_a - dM_{irr}}{k \cdot \delta} \right] \tag{10}$$

gdzie:

k – parametr oryginalnego modelu J-A,

 H_e – efektywne pole magnetyczne zdefiniowane zależnością:

$$H_e = H + \alpha \cdot M \tag{11}$$

Z kolei δ_M określone zostało za pomocą równania:

$$\delta_M = 0.5 \cdot \left(1 + \text{sign} \left[(M_a - M_{irr}) \cdot \frac{dH}{dt} \right] \right)$$
(12)

Należy wspomnieć, że w literaturze przedmiotu występuje niewiele opisów modelu Jilesa-Athertona, uwzględniających zjawisko samonagrzewania. W pracy [6] zaproponowano opis modelu J-A z uwzględnieniem tego zjawiska. Zaproponowany model bazuje na izotermicznym modelu J-A, ale obejmuje także temperaturę Curie i samonagrzewanie wynikające ze strat energii w rdzeniu.

Sformułowanie elektrotermicznego modelu rdzenia, podobnie jak modeli elektrotermicznych innych elementów elektronicznych [16], wymagało sformułowania zależności opisujących charakterystyki izotermiczne rdzenia, uwzględniających zmiany temperatury, sformułowania modelu termicznego jako zależności temperatury wnętrza rdzenia od wydzielanej w nim mocy oraz zdefiniowania modelu mocy cieplnej.

Indukcja w rdzeniu opisana jest wzorem:

$$B = \begin{cases} \mu_0 \cdot (H+M) & \text{gdy} \quad T_R < T_C \\ \mu_0 \cdot H & \text{gdy} \ T_R \ge T_C \end{cases}$$
(13)

gdzie:

 T_R – temperatura rdzenia,

 T_C – temperatura Curie.

Do opisu zależności M(H) wykorzystano równanie różniczkowe o postaci [6]:

$$\frac{dM}{dH} = \frac{M_a - M}{(1+c) \cdot \delta \cdot k} + \frac{c}{1+c} \cdot \frac{dM_a}{dH}$$
(14)

gdzie M_a oznacza magnetyzację krzywej pierwotnego magnesowania, *c*, *k*, δ mają ten sam sens co w oryginalnym modelu J-A.

Magnetyzację krzywej pierwotnego magnesowania obliczono z zależności:

$$M_a = M_s \cdot F\left(\frac{H + \alpha \cdot M_a}{a}\right) \tag{15}$$

Funkcję F(x) zdefiniowano wzorem [6]:

$$F(x) = \operatorname{sgn}(x) \cdot \left[1 - 0.9 \cdot \exp\left(\frac{|x|}{2.5}\right) - 0.1 \cdot \exp\left(\frac{|x|}{2.5}\right) \right]$$
(16)

Magnetyzacja nasycenia jest uzależniona od temperatury rdzenia zgodnie ze wzorem:

$$M_S(T_R) = M_{S0} \cdot \left[1 + \alpha_M \cdot (T_R - T_0)\right]$$
(17)

gdzie:

 M_{S0} – magnetyzacja nasycenia w temperaturze odniesienia T_0 ,

 α_M – temperaturowy współczynnik zmian magnetyzacji nasycenia.

Straty w rdzeniu wynikające z istnienia pętli histerezy określono za pomocą zależności:

$$p_V = A \cdot f^{\alpha f} \cdot B_m^{\alpha b} \cdot \left[1 - D \cdot (T - T_m)^2 \right]$$
(18)

gdzie:

A, D, αf , αb , T_m – parametry modelu, f – częstotliwość, B_m – amplituda indukcji pola magnetycznego.

Energia elektryczna wydzielona w rdzeniu powoduje wzrost temperatury rdzenia. Model termiczny opisano za pomocą równania [15]:

$$T_R = T_a + \int_0^t Z'(x) \cdot p_r(t-x) \cdot dx$$
(19)

gdzie:

 $p_r - moc$ wydzielana w rdzeniu,

Z' – czasowa pochodna przejściowa impedancji termicznej rdzenia, opisana wzorem [15, 16]:

$$Z(t) = R_{th} \cdot \left[1 - \sum_{i=1}^{N} a_i \cdot \exp\left(\frac{t}{\tau_{thi}}\right) \right]$$
(20)

gdzie:

 R_{th} – rezystancja termiczna,

 τ_{thi} – *i*-ta termiczna stała czasowa związana ze współczynnikiem wagowym a_i ,

N – liczba termicznych stałych czasowych w modelu.

3. IMPLEMENTACJA MODELI W PROGRAMIE SPICE

Opisane powyżej modele zostały zaimplementowane w programie SPICE. Ze względów formalnych zależności opisujące model Jilesa-Athertona wraz z jego modyfikacjami nie mogły zostać zapisane bezpośrednio w tym programie, dlatego niezbędne było przygotowanie odpowiedniej reprezentacji obwodowej tych modeli. Na rysunku 1 przedstawiono reprezentację obwodową modelu Jilesa-Athertona. W modelu tym wartość magnetyzacji wyznaczana jest w układzie, stanowiącym równoległe połączenie kondensatora C_M o jednostkowej pojemności oraz sterowanego źródła prądowego G_M o wydajności odpowiadającej iloczynowi prawej stronie równania (5) i czasowej pochodnej natężenia pola magnetycznego. Dodatkowo, równolegle do sterowanego źródła prądowego podłączono rezystor R_M , zapewniający uzyskanie skończonej rezystancji między każdym węzłem układu a masą.



Rys.1. Reprezentacja obwodowa modelu Jilesa-Athertona *Fig. 1.* The network representation of the Jiles-Atherton model

Poza układem służącym do wyznaczenia magnetyzacji występują w modelu układy pomocnicze, zawierające sterowane źródła napięciowe, służące do wyznaczenia parametrów, wpływających na wartość magnetyzacji, takich jak: indukcja magnetyczna (*EB*), magnetyzacja krzywej pierwotnego magnesowania (*EMa*), natężenie pola magnetycznego (*EH*). Obwody zawierające elementy *EMa1*, C_{Ma} , V_{dMa} oraz *EH*, C_h , V_{dH} umożliwiają wyznaczenie czasowych pochodnych odpowiednio magnetyzacji na krzywej pierwotnego magnesowania oraz natężenia pola magnetycznego.

Reprezentacja obwodowa modyfikacji modelu Jilesa-Athertona [3] została przedstawiona na rysunku 2.



Rys. 2. Reprezentacja obwodowa zmodyfikowanego modelu Jilesa-Athertona opisanego w pracy [3]

W modelu tym można wyróżnić trzy grupy podukładów. Pierwsza z nich, zawierająca szeregowe połączenie sterowanego źródła napięciowego, kondensatora oraz źródła napięciowego o zerowej wydajności, umożliwia wyznaczenie czasowych pochodnych natężenia pola magnetycznego dH/dt, ekwiwalentnego natężenia pola magnetycznego dH_e/dt oraz magnetyzacji odwracalnej dM_{irr}/dt . Druga grupa, zawierająca równolegle połączone sterowane źródła prądowe, kondensatory i rezystory, umożliwia wyliczenie magnetyzacji M oraz magnetyzacji odwracalnej M_{irr} . Trzecia grupa, zawierająca sterowane źródła napięciowe, służy do wyliczania indukcji pola magnetycznego B, magnetyzacji z krzywej pierwotnego magnesowania M_a , natężenia pola magnetycznego H oraz wartości parametru δ_M danego równaniem (13).

Z kolei wyznaczanie przebiegów krzywej magnesowania za pomocą modelu opisanego w pracy [11] sprowadza się do iteracji przebiegów pętli histerezy w odniesieniu do krzywej magnesowania uzyskanej z modelu Jilesa-Athertona przedstawionego na rysunku 1, a następnie określeniu wartości współczynnika skalującego zgodnie z zależnością (7).

Reprezentację obwodową elektrotermicznego modelu rdzenia ferromagnetycznego przedstawiono na rysunku 3. W modelu tym do wyznaczenia magnetyzacji wykorzystano dwa równolegle połączone sterowane źródła prądowe G_1 i G_2 oraz rezystor R_3 i kondensator C_2 . Podobnie jak w omówionym powyżej modelu Jilesa--Athertona oraz modelu [3] wprowadzono układy pomocnicze, służące do wyznaczenia parametrów związanych z procesem magnesowania. Sterowane źródło napięciowe E_4 o wydajności odpowiadającej prawej stronie równania (15) opisuje magnetyzację na krzywej pierwotnego magnesowania. Sterowane źródło napięciowe E_5 monitoruje indukcję pola magnetycznego. Układ zawierający sterowane źródło prądowe G_p , dwójnik R_{th} - C_{th} oraz źródło napięciowe V_{Ta} stanowi model termiczny, w którym obliczana jest wartość temperatury rdzenia T_R . Wydajność sterowanego źródła prądowego G_p równa jest prawej stronie równania (18).



Rys. 3. Reprezentacja obwodowa modelu elektrotermicznego *Fig. 3.* The network representation of the electrothermal model

Bloki zawierające sterowane źródła napięciowe, kondensator oraz niezależne źródło napięciowe służą do wyznaczania czasowych pochodnych magnetyzacji na krzywej pierwotnego magnesowania M_a , indukcji pola magnetycznego B oraz natężenia pola magnetycznego H.

4. WYNIKI OBLICZEŃ

Przy wykorzystaniu wszystkich omówionych w rozdziale 3 modeli przeprowadzono analizy stanów przejściowych, w których wyniku uzyskano charakterystyki magnesowania przedstawione na rysunkach 4–7. Dla wszystkich modeli zastosowano takie same wartości parametrów, wynoszące: $M_s = 300$ kA/m, a = 50 A/m, $\alpha = 0, c = 0,4, k = 20$ A/m, f = 10 kHz, $B_m = 300$ mT, D = 0,002 K⁻², $T_m = 353$ K, $R_{th} = 10$ K/W, $J = 1, \beta = 10^{-5}, A = 10^{-5}$ W, $\alpha a = 1,5, \alpha b = 2,5, \alpha_M = -6 \cdot 10^{-3}$ K⁻¹.







Poszczególne charakterystyki, prezentowane na rysunkach 4–6 odpowiadają różnym wartościom amplitudy sinusoidalnego przebiegu natężenia pola magnetycznego. Wynosi ona kolejno 700 A/m (rys. 4), 20 A/m (rys. 5) oraz 5 A/m (rys. 6).

Na rysunku 4 widoczna jest wielka pętla histerezy wygenerowana przy wykorzystaniu poszczególnych modeli rdzenia. Jak można łatwo zauważyć, charakterystyki uzyskane za pomocą modelu Jilesa-Athertona i modelu elektrotermicznego są praktycznie nierozróżnialne. Charakterystyka uzyskana z wykorzystaniem zmodyfikowanego modelu z pracy [11] tylko nieznacznie odbiega od wymienionych wyżej modeli, a różnice między nimi są widoczne w zakresie dużych wartości natężenia pola magnetycznego. Charakterystyka uzyskana za pomocą modelu z pracy [3] istotnie odbiega od pozostałych charakterystyk. Cechuje się ona znacznie większą powierzchnią pętli histerezy oraz wartościami pola koercji i indukcji remanencji, a także mniejszą wartością indukcji nasycenia w porównaniu z pozostałymi modelami.

Pokazane na rysunkach 5–6 małe pętle histerezy wykazują podobny charakter rozbieżności między wynikami uzyskanymi przy wykorzystaniu poszczególnych modeli. Warto jednak zauważyć, że przy amplitudzie sygnału pobudzającego 20 A/m wartość przenikalności magnetycznej (równej nachyleniu krzywej magnesowania) różni się pomiędzy poszczególnymi modelami co najwyżej dwukrotnie. Z kolei w przypadku amplitudy natężenia pola magnetycznego równej 5 A/m, wartość przenikalności magnetycznej uzyskana za pomocą modelu z pracy [3] jest wielokrotnie mniejsza od wartości tego parametru uzyskanej przy wykorzystaniu pozostałych z rozważanych modeli. Warto zauważyć, że stosując model z pracy [3], uzyskuje się inny kształt małej pętli histerezy niż w przypadku zastosowania pozostałych modeli, w szczególności zaś inny charakter ma przebieg krzywej pierwotnego magnesowania uzyskanej z tego modelu.

Obserwowane rozbieżności między wynikami uzyskanymi za pomocą modelu z pracy [3] i pozostałych rozważanych modeli mogą świadczyć o tym, że pomimo stosowania identycznych oznaczeń wartości poszczególnych parametrów tego modelu powinny mieć zmodyfikowane wartości w stosunku do klasycznego modelu Jilesa-Athertona.



Rys. 5. Przebieg krzywych magnesowania dla amplitudy sygnału pobudzającego 20 A/m *Fig. 5.* The magnetization curves obtained at the magnitude of the magnetic force equal to 20 A/m



Rys. 6. Przebieg krzywych magnesowania dla amplitudy pobudzenia 5 A/m *Fig. 6.* The magnetization curves obtained at the magnitude of the magnetic force equal to 5 A/m

W poprzednio rozpatrywanych przykładach przyjęto małą wartość rezystancji termicznej w modelu elektrotermicznym, aby praktycznie można było pominąć zjawisko samonagrzewania. Wpływ tego zjawiska na charakterystykę magnesowania rdzenia zilustrowano na rysunku 7, przedstawiającym krzywe magnesowania uzyskane za pomocą modelu elektrotermicznego odpowiadającego różnym wartościom rezystancji termicznej R_{th} .



Rys. 7. Krzywe magnesowania odpowiadające różnym wartościom rezystancji termicznej **Fig. 7.** The magnetization curves obtained for different values of the thermal resistance

Jak można zauważyć, warunki chłodzenia, których miarą jest rezystancja termiczna, istotnie wpływają na przebieg pętli histerezy. Przy wzroście wartości rezystancji termicznej, któremu odpowiada wzrost temperatury rdzenia, zaobserwowano spadek wartości indukcji nasycenia, spadek powierzchni pętli histerezy oraz spadek przenikalności magnetycznej (równej nachyleniu krzywej magnesowania). W skrajnym przypadku, gdy temperatura rdzenia przekroczy wartość temperatury Curie, charakterystyka magnesowania stanie się linią prostą o nachyleniu równym przenikalności magnetycznej próżni.

PODSUMOWANIE

W pracy omówiono model rdzenia ferromagnetycznego opracowany przez Jilesa-Athertona oraz trzy propozycje modyfikacji tego modelu, a także zaprezentowano sposób implementacji tych modeli w programie SPICE. Przedstawione w rozdziale 4 przebiegi B(H) wskazują, że modyfikacja polegająca na wprowadzeniu współczynnika skalującego pozwala na uzyskanie symetrycznych i zamkniętych pętli histerezy, także przy niskiej amplitudzie sygnału pobudzającego. Zaobserwowano istotne rozbieżności między charakterystykami magnesowania uzyskanymi przy wykorzystaniu modelu z pracy [3] a pozostałymi modelami. Może to oznaczać, że zmodyfikowany opis modelu rdzenia wymaga również zmodyfikowanych wartości parametrów występujących w klasycznym modelu Jilesa-Athertona i w modelu z pracy [3].

Klasyczny model Jilesa-Athertona oraz jego modyfikacje zawarte w pracach [3] i [11] w opisie krzywej magnesowania wykorzystują jedynie parametry charakteryzujące proces magnesowania, natomiast nie uwzględniają one zjawiska samonagrzewania. Zjawisko to wzięto po uwagę przy formułowaniu elektrotermicznego modelu cewki [6]. Na podstawie tego modelu sformułowano elektrotermiczny model rdzenia. Oprócz opisu zjawisk magnetycznych w modelu tym uwzględniono wpływ na charakterystykę magnesowania takich czynników, jak: temperatura rdzenia, straty energii w rdzeniu oraz samonagrzewanie. Jak wykazały obliczenia, zjawisko samonagrzewania istotnie wpływa na przebieg charakterystyki B(H).

W celu oceny przydatności rozważanych modeli w praktyce inżynierskiej planowana jest weryfikacja doświadczalna rozważanych modeli dla różnych materiałów magnetycznych.

Projekt został sfinansowany ze środków Narodowego Centrum Nauki przyznanych na podstawie decyzji numer DEC-2011/01/B/ST7/06738.

LITERATURA

Blankiewicz K., Wyznaczanie podatności magnetycznej χ paramagnetyków i diamagnetyków, Laboratorium fizyki I P, Politechnika Warszawska, http://efizyka.if.pw.edu.pl/twiki/pub/FOG/ ProgramZajec/program_fog.pdf.

- 2. Boukhtache S., Azoui B., Féliachi M., A novel model for magnetic hysteresis of silicon-ironsheets, European Physics Journal Applied Physics, Vol. 34, 2006, s. 201–204.
- 3. Chwastek K., *Frequency behaviour of the modified Jiles-Atherton model*, Physica B, Vol. 403, 2008, s. 2484–2487.
- 4. Chwastek K., *Parametryczne badanie fenomenologicznego modelu histerezy magnetycznej*, Prace Instytutu Elektrotechniki, 2011, z. 252, s. 41–54.
- 5. Corana A., Marchesi M., Martini C., Ridella S., *Minimizing multimodal functions of continuous variable with the 'simulated annealing' algorithm*, ACM Transactions on Mathematical Software, Vol. 31, 1995, s. 4306–4311.
- 6. Górecki K., Modelowanie cewki z rdzeniem ferrytowym w programie SPICE z uwzględnieniem samonagrzewania, Kwartalnik Elektroniki i Telekomunikacji, Vol. 49, 2003, nr 3, s. 389–404.
- Górecki K., Detka K., Wpływ doboru rdzenia dławika na nieizotermiczne charakterystyki przetwornicy buck, "Elektronika", 2011, nr 10, s. 76–78.
- Górecki K., Zarębski J., Detka K., Materiały magnetyczne wykorzystywane w przetwornicach dc-dc. XXXV Międzynarodowa Konferencja z Podstaw Elektrotechniki i Teorii Obwodów IC-SPETO 2012, Ustroń 2012, s. 51–52.
- Jiles D.C., Atherton D.L., Ferromagnetic Hysteresis, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. MAG-19, 1983, No. 5, s. 2183–2185.
- Jiles D.C., Atherton D.L., *Theory of ferromagnetic hysteresis*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Vol. 61, 1986, s. 48–60.
- Lederer D., Igarashi H., Kost A., Honma T., On the Parametr Identification and Application of the JA Hysteresis model for numerical modelling of measured characteristic, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 35, 1999, No. 3, s. 1211–1214.
- 12. Materia w polu magnetycznym, www.mif.pg.gda.pl/kfze/wyklady/WM2rozdzial5a.pf.
- 13. Miljevec D., Zidaric B., *Introducing a domain flexing function in the Jiles-Atherton hysteresis model*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Vol. 320, 2008, s. 763–768.
- 14. Wyznaczanie charakterystyk magnesowania ferromagnetyków. Laboratorium Elektrotechniki Teoretycznej, Politechnika Częstochowska, Częstochowa 2004, www.el.pcz.czest.pl/~ke/lab/_histereza.doc.
- 15. Zarębski J., Modelowanie, symulacja i pomiary przebiegów elektrotermicznych w elementach półprzewodnikowych i układach elektronicznych, Wydawnictwo WSM w Gdyni, Gdynia 1996.
- 16. Zarębski J., Właściwości cieplne elementów półprzewodnikowych i układów elektronicznych, Wydawnictwo Tekst, Bydgoszcz 2011.

MODELLING OF FERROMAGNETIC CORES CHARACTERISTICS

Summary

This paper refers modelling of characteristics of ferromagnetic cores. The classical Jiles-Atherton model of the ferromagnetic core and his selected modifications are described. With the use of these models the magnetizing characteristics of the arbitrarily selected core were calculated. The legitimacy of each modifications of the classical model is discussed and potential areas of their use were showed.

Keywords: ferromagnetic cores, modelling, magnetization curves.