

Przegląd modeli strat mocy w rdzeniach magnetycznych pracujących w układach energoelektronicznych

Streszczenie. W pracy omówiono wybrane topologie układów energoelektronicznych, ze wskazaniem typowego usytuowania w nich obwodów magnetycznych oraz występujących w nich przebiegów napięciowych i prądowych. Następnie przedstawiono modyfikacje wzoru Steinmetza, stosowanego do opisu strat w obwodach magnetycznych. Scharakteryzowano i porównano właściwości omówionych modyfikacji wzoru Steinmetza pod kątem możliwości ich wykorzystania w opisie strat energii w obwodach magnetycznych układów energoelektronicznych.

Abstract. The paper presents selected topologies of power electronics systems with the typical location of magnetic circuits as well as the voltage and current waveforms occurring in them. Then, modifications of the Steinmetz equation, used to describe losses in magnetic circuits, are presented. The properties of the discussed modifications of the Steinmetz equation were characterized and compared in terms of their possible use in the analysis of energy loss in magnetic circuits of power electronics systems. (**Review of power loss models for magnetic cores operating in power electronic systems**).

Słowa kluczowe: energoelektronika, obwody magnetyczne, straty w rdzeniach magnetycznych, wzory Steinmetza

Keywords: power electronics, magnetic circuits, magnetic core losses, Steinmetz's equations

Wstęp

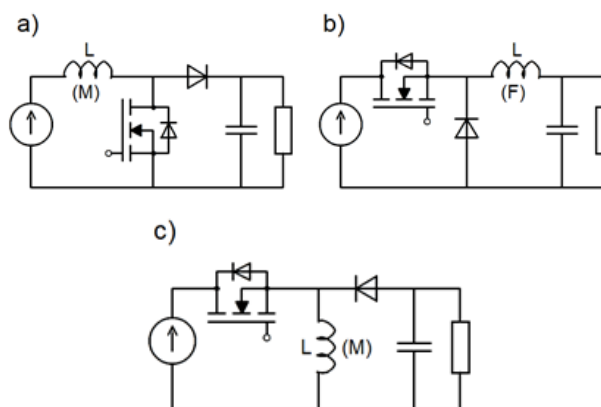
Obwody magnetyczne stanowią nieodzowną część układów energoelektronicznych. Pełnią funkcje nie tylko kluczowe dla poprawnego działania konkretnych topologii przekształtników, ale stanowią także elementy filtrujące bądź zabezpieczające. Z punktu widzenia sprawności urządzeń energoelektronicznych, istotna jest właściwa ocena strat mocy w projektowanym obwodzie magnetycznym. Mimo rozwoju metod obliczenia strat, dokładna ich predykcja wciąż stanowi wyzwanie dla projektantów. Nie istnieje jedna uniwersalna metoda, która byłaby prosta w implementacji, jak również wystarczająco dokładna w całym zakresie częstotliwości i indukcji dla wymuszeń niesinusoidalnych, przy których zazwyczaj pracują obwody magnetyczne stosowane w energoelektronice.

W artykule zostaną przedstawione wybrane topologie układów energoelektronicznych ze wskazaniem typowego usytuowania obwodów magnetycznych oraz występujących w nich sygnałów napięciowych i prądowych. W dalszej części artykułu zostaną omówione wzory Steinmetza, które są powszechnie używane do obliczania strat magnetycznych w tych obwodach.

Elementy magnetyczne w energoelektronice

Obwody magnetyczne w postaci dławików powinny odznaczać się dużą zdolnością do gromadzenia energii w polu magnetycznym. Są one niezbędne do funkcjonowania m. in. przetwornic impulsowych prądu stałego (Rys.1). Dławiki są wykorzystywane do budowy filtrów prądu stałego oraz przemiennego, filtrów przeciwzakłóceńowych, ograniczników prądów zwarciovych i wyrównawczych. Stanowią także obwody rezonansowe w przekształtnikach o małych stratach łączeniowych, jak również są stosowane jako obwody odciążające i przeciwstromościowe dla elementów półprzewodnikowych.

Zadaniem transformatorów z rdzeniem magnetycznym stosowanych w energoelektronice jest przekazywanie energii między obwodami napięcia lub prądu przemiennego z dopasowaniem jego poziomów i jednoczesną galwaniczną separacją obwodów. Role uzwojeń pierwotnych i wtórnych mogą być zamienne, gdyż energia może być przekazywana w obu kierunkach jak ma to miejsce np. w podwójnym mostku aktywnym.



Rys.1. Typowe topologie przetwornic impulsowych z dławikami pełniącymi funkcje filtrów (F) lub magazynów energii (M): a) układ podwyższający napięcie, b) układ obniżający napięcie, c) układ obniżająco-podwyższający napięcie

Elementy te mają zastosowanie jako przekształtnikowe transformatory sieciowe, transformatory napięcia przemiennego średniej i podwyższonej częstotliwości; transformatory impulsowe, separacyjne czy pomiarowe. Specyficznymi obwodami magnetycznymi występującymi w energoelektronice są transformatory przetwornic dwutaktowych, które działają jak dławik z dwoma uzwojeniami, łącząc właściwości zarówno dławika, jak i transformatora. Charakteryzują się one zdolnością do gromadzenia energii oraz podtrzymania przepływu elektromagnetycznego wywołanego przez prąd jednokierunkowy, zapewniając jednocześnie dopasowanie napięciowe oraz izolację galwaniczną obwodu zasilającego i odbiorczego [1].

Duża różnorodność układów energoelektronicznych oraz stosowanych w nich obwodów magnetycznych świadczy o dynamicznym rozwoju tego obszaru elektrotechniki, jak również wskazuje na konieczność udoskonalania metod obliczania strat występujących w obwodach magnetycznych pracujących w układach energoelektronicznych [1-4].

Strumień magnetyczny w rdzeniu

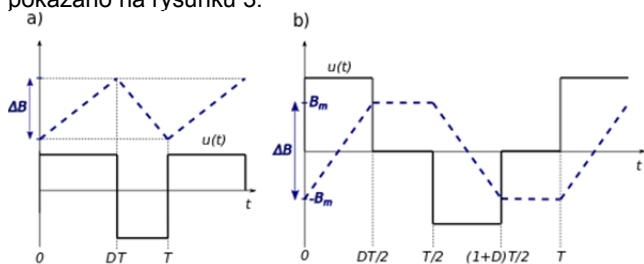
Wartość chwilowa indukcji magnetycznej B w rdzeniu jest wyznaczana poprzez całkowanie napięcia magnesującego rdzeń, zgodnie z zależnością

$$(1) \quad B(t) = \frac{1}{NS} \int_0^T u(t) dt + B_0,$$

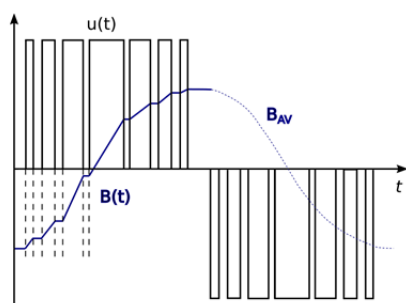
gdzie: B_0 – wartość początkową indukcji, N – liczba zwojów, S – przekrój poprzeczny rdzenia [1].

Na uzwojeniu elementów indukcyjnych w układach energoelektronicznych często występują wymuszenia w postaci sygnałów prostokątnych, jak pokazano na rys. 2.

Napięcie na uzwojeniu dławika lub transformatora może być dodatnie, ujemne lub zerowe, a w efekcie przebieg indukcji magnetycznej w rdzeniu jest rosnący, malejący lub pozostaje na stałym poziomie [5]. Inny, często spotykany kształt przebiegu indukcji w rdzeniach magnetycznych układów energoelektronicznych powstaje poprzez złożenie dwóch sygnałów: sinusoidalnego niskiej częstotliwości (np. 50 Hz) i sygnału odkształconego wyższej częstotliwości (wynikającej z kluczowania zaworów przekształtnika czy zastosowanej modulacji np. unipolarnej PWM), jak pokazano na rysunku 3.



Rys.2. Przebiegi napięcia na uzwojeniu elementu magnetycznego i indukcji w rdzeniu: a) przebieg prostokątny dla przypadku stanu nadkrytycznego ze składową stałą indukcji (gdzie D – współczynnik wypełnienia impulsów), b) przebieg prostokątny z czasem relaksacji (gdzie D – współczynnik przesunięcia)



Rys.3. Przebieg indukcji w rdzeniu transformatora podłączonego do wyjścia 1-fazowego przekształtnika z unipolarną modulacją PWM

Straty w rdzeniu magnetycznym

Rdzeń magnetyczny podczas pracy urządzenia jest cyklicznie przemagnesowany a proces magnesowania jest reprezentowany przez pętlę histerezy magnetycznej, której pole powierzchni odpowiada stratom powstającym w tym procesie. Straty magnetyczne są istotnym parametrem materiałowym, a w celu porównywania właściwości różnych materiałów stosuje się często straty odniesione do jednostki masy (W/kg) lub jednostki objętości rdzenia (W/m^3) [6]. Nowoczesna koncepcja opisu strat energii w materiałach magnetycznych, wskazująca prądy wirowe jako główne źródło strat energii, została rozwinięta przez Bertotti'ego. Założył on, że proces rozpraszania energii w materiale magnetycznym jest następstwem przepływu prądów wirowych, generowanych w materiale w różnych skalach przestrzenno-czasowych [7-8]. Jednakże z uwagi na duży stopień skomplikowania modelu Bertotti'ego, do obliczania strat energii, zwłaszcza w zastosowaniach inżynierskich, stosuje się metody empiryczne bazujące na wzorach Steinmetza.

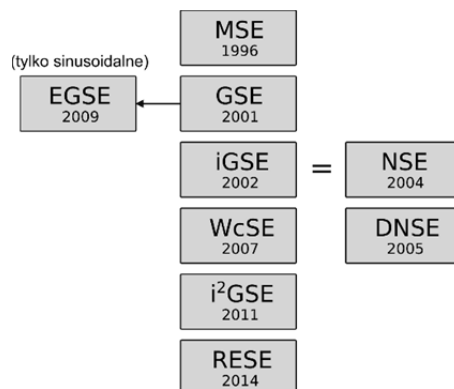
Wzory Steinmetza

Wzór Steinmetza (oznaczany jako SE lub OSE – *Original Steinmetz Equation*), jest powszechnie znaną zależnością używaną do opisu całkowitych strat w rdzeniu w odniesieniu do jednostki objętości. Ma on postać [1]:

$$(2) \quad P_{SE} = kf^\alpha B_m^\beta,$$

gdzie: B_m – maksymalna wartość indukcji magnetycznej, f – częstotliwość pola magnesującego, k , α , β – współczynniki zależne od rodzaju materiału magnetycznego rdzenia, zwane także współczynnikami Steinmetza.

Pierwsza wersja tego wzoru została podana w roku 1897 przez Charlesa Steinmetza [9]. Współczynniki występujące w tym wzorze są stałe dla danego materiału rdzenia w określonym zakresie częstotliwości i indukcji, przy czym zmieniają wartości przy zmianach temperatury [1]. Przede wszystkim wzór Steinmetza jest poprawny wyłącznie dla sinusoidalnego przebiegu indukcji w rdzeniu. Jest to jego główną wadą w kontekście możliwości wykorzystania go do szacowania strat w rdzeniach elementów magnetycznych pracujących w układach energoelektronicznych, w których kształt przebiegu indukcji zazwyczaj nie jest sinusoidalny. Nieliniowy charakter zjawisk występujących w materiałach magnetycznych skutkuje tym, że nie można potraktować strat wyznaczanych dla przebiegów odkształconych, jako prosty przypadek dodania poszczególnych składowych częstotliwości wynikających z rozkładu na szereg Fouriera. Natomiast użycie wartości szczytowej gęstości strumienia spowodowałoby zaniżenie całkowitej straty w rdzeniu [3]. W związku z dynamicznym rozwojem energoelektroniki w ostatnich dziesięcioleciach, również wzór Steinmetza był modyfikowany w taki sposób, aby był on przydatny także w predykcji strat magnetycznych przy wymuszeniach niesinusoidalnych. Główne modyfikacje wzoru Steinmetza w ujęciu chronologicznym zostały przedstawione na rysunku 4.



Rys.4. Modyfikacje wzoru Steinmetza

MSE (*Modified Steinmetz Equation*)

Zmodyfikowany wzór Steinmetza (MSE) jest rozwinięciem SE, do którego wprowadzono częstotliwość zastępczą [10]. MSE może być stosowany dla przebiegów niesinusoidalnych i jest wyrażony zależnością [11]:

$$(3) \quad P_{MSE} = kf_{eq}^{\alpha-1} B_m^\beta f$$

gdzie: f_{eq} – częstotliwość zastępcza, α , β – współczynniki Steinmetza (dla wymuszeń sinusoidalnych).

Idea modyfikacji SE polegała na wprowadzeniu do niego zastępczej częstotliwości zależnej od współczynnika namagnesowania makroskopowego dM/dt . Współczynnik ten jest z kolei proporcjonalny do zmian gęstości strumienia magnetycznego dB/dt [12], związanych bezpośrednio ze

stratami wywołanymi ruchem ścian domenowych [11]. Częstotliwość zastępcza f_{eq} wyrażona jest wzorem:

$$(4) \quad f_{eq} = \frac{2}{\Delta B^2 \pi^2} \int_0^T \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 dt,$$

gdzie: ΔB – wartość międzyszczytowa indukcji, T – okres zmian indukcji ($T = 1/f$).

GSE (Generalized Steinmetz Equation)

Uogólniony wzór Steinmetza (GSE) opiera się na hipotezie wskazującej na zależność strat od pochodnej indukcji oraz jej wartości chwilowej, a postać wzoru jest następująca [14]:

$$(5) \quad P_{GSE} = \frac{1}{T} \int_0^T k_1 \left| \frac{dB}{dt} \right|^\alpha |B(t)|^{\beta-\alpha} dt.$$

Współczynnik k_1 wyrażony jest wzorem [14]:

$$(6) \quad k_1 = \frac{k}{(2\pi)^{\alpha-1} \int_0^{2\pi} |\cos\theta|^\alpha |\sin\theta|^{\beta-\alpha} d\theta},$$

gdzie: θ – pulsacja przebiegu indukcji ($\theta = 2\pi f$).

Modyfikacja GSE miała na celu poprawę dopasowania opisu do danych pomiarowych, również w przypadku sygnałów sinusoidalnych [15]. Jedynie w niektórych przypadkach GSE posiada mniejszą dokładność niż MSE [16]. Istnieje również rozszerzony model GSE (EGSE), który stosowany jest tylko dla wymuszeń sinusoidalnych o niskiej częstotliwości [17].

iGSE (improved Generalized Steinmetz Equation)

W dalszych rozważaniach nad uogólnionym wzorem Steinmetza chwilową wartość indukcji magnetycznej $B(t)$ zastąpiono wartością międzyszczytową ΔB . Otrzymano wówczas udoskonalony wersję GSE oznaczoną jako iGSE, w której uwzględniana jest również historia czasowa zjawisk w materiale magnetycznym. Model iGSE ma postać [18]:

$$(7) \quad P_{iGSE} = \frac{1}{T} \int_0^T k_i \left| \frac{dB}{dt} \right|^\alpha (\Delta B)^{\beta-\alpha} dt,$$

gdzie współczynnik k_i wynosi:

$$(8) \quad k_i = \frac{k}{(2\pi)^{\alpha-1} \int_0^{2\pi} |\cos\theta|^\alpha |\sin\theta|^{\beta-\alpha} d\theta}.$$

Główną zaletą równania iGSE jest lepsza dokładność dla przebiegów niesinusoidalnych w porównaniu do poprzednich modyfikacji SE oraz fakt, że wciąż jest to zależność bazująca na podstawowych współczynnikach Steinmetza (k , α , β), które można znaleźć w katalogach producentów rdzeni. Należy wspomnieć, że niezależne badania innych autorów posłużyły do opracowania podobnego wzoru nazywanego naturalnym rozszerzeniem Steinmetza (NSE) [19].

DNSE (Double Natural Steinmetz Extension)

Podwójne naturalne rozszerzenie Steinmetza (DNSE) jest wynikiem badań nad stratami w elementach ferrytowych pracujących w układzie półmostka oraz pełnego mostka. Postać uzyskanego przez autorów wzoru ma w przypadku półmostka następującą postać [20]:

$$(9) \quad P_{DNSE} = \gamma P_r \left(\frac{B}{B_r} \right)^{\beta_1} + (1 - \gamma) P_r \left(\frac{f}{f_r} \right)^\alpha \left(\frac{B}{B_r} \right)^{\beta_2} k(\alpha) 2^\alpha (D^{1-\alpha} + (1 - D)^{1-\alpha}),$$

gdzie: f_r – częstotliwość referencyjna (100 kHz), B_r – indukcja referencyjna (0,1 T), P_r – moc referencyjna wyrażająca straty przy f_r i B_r , γ – współczynnik wyrażający stosunek strat histerezowych odniesionych do strat referencyjnych ($0 < \gamma < 1$), β_1 , β_2 – współczynniki otrzymywane z danych pomiarowych ($\beta_1 > 2$, $\beta_2 > 2$), D – współczynnik

wypełnienia impulsów, $k(\alpha)$ – współczynnik dany zależnością:

$$(10) \quad k(\alpha) = \frac{k}{(2\pi)^{\alpha-1} \int_0^{2\pi} |\cos\theta|^\alpha d\theta}.$$

Natomiast dla pełnego mostka wzór przyjmuje postać [21]:

$$(11) \quad P_{DNSE} = \gamma P_r \left(\frac{B}{B_r} \right)^{\beta} + (1 - \gamma) P_r \left(\frac{f}{f_r} \right)^\alpha \left(\frac{B}{B_r} \right)^{\beta} k(\alpha) \left(\left(\frac{\tau}{D} \right)^\alpha 2D \right),$$

gdzie: D – przesunięcie fazowe ($D = 0$ brak przesunięcia fazowego, $D = 1$ przesunięcie fazowe o pełen okres).

i²GSE (improved-improved Generalized Steinmetz Equation)

W większości modeli strat założono, że w przypadku napięciowych wymuszeń prostokątnych (jak na rysunku 2b), w przedziale czasu dla którego wartość napięcia wynosi zero (a więc strumień magnetyczny utrzymuje się na stałym poziomie), straty nie występują. Wyniki eksperymentalne [5] wykazywały, że jest to zbyt daleko idące uproszczenie. W udoskonalonym wzorze i²GSE (oznaczonym jako i²GSE) uwzględniono straty związane z tzw. zjawiskiem relaksacji magnetycznej [5,8], co poprawiło zgodność z pomiarami, szczególnie w przypadku przebiegów o trapezoidalnym kształcie strumienia w rdzeniu, a także przebiegów trójkątnych o dużej niesymetrii (skrajne wartości D). Zależność i²GSE otrzymała postać [21]:

$$(12) \quad P_{i^2GSE} = \frac{1}{T} \int_0^T k_i \left| \frac{dB}{dt} \right|^\alpha (\Delta B)^{\beta-\alpha} dt + \sum_{i=1}^n Q_{ri} P_{ri}$$

We wzorze i²GSE pojawił się nowy człon związany ze zjawiskiem relaksacji, w którym P_{ri} , reprezentuje średnio-okresową gęstość strat mocy, spowodowaną i -tym przejściem z n przez zerową wartość napięcia i wyrażoną wzorem:

$$(13) \quad P_{ri} = \frac{1}{T} k_r \left| \frac{dB(t_-)}{dt} \right|^{\alpha_r} (\Delta B)^{\beta_r} (1 - e^{-t_i/\tau}).$$

Natomiast dodatkowa zależność opisująca zmianę napięcia oznaczona jako Q_{ri} ma postać:

$$(14) \quad Q_{ri} = \exp\left(-q_r \left| \frac{dB(t_+)/dt}{dB(t_-)/dt} \right|\right),$$

gdzie: $dB(t_-)/dt$ – gęstość strumienia przed przełączeniem, $dB(t_+)/dt$ – gęstość strumienia po przełączeniu, α_r , β_r , k_r , q_r – współczynniki materiałowe otrzymywane z pomiarów, t_i – czas trwania stałego strumienia (gdy napięcie równe zero), τ – czas relaksacji (parametr zależny od materiału). Wadą tej metody jest konieczność wyznaczenia kolejnych niestandardowych współczynników na drodze pomiarowej.

WcSE (Waveform-coefficient Steinmetz Equation)

W modelu WcSE wykorzystano koncepcję uwzględnienia we wzorze Steinmetza współczynnika kształtu FWC , którego zadaniem jest skorelowanie prostokątnego, symetryczny przebiegu napięcia (trójkątnego przebiegu indukcji) z odpowiadającym mu sinusoidalnym przebiegiem o takiej samej wartości amplitudy indukcji. Współczynnik ten wyrażony jest przez stosunek obszarów pod krzywymi reprezentującymi wartości chwilowe tych przebiegów. Dla prostokątnego symetrycznego przebiegu napięcia zależność opisująca straty jest następująca [22]:

$$(15) \quad P_{WcSE} = FWC_{sq} k f^\alpha B_m^\beta = \frac{W_{sq}}{W_{sin}} k f^\alpha B_m^\beta = \frac{\pi}{4} k f^\alpha B_m^\beta,$$

gdzie: W_{sq} i W_{sin} – pola obszarów pod krzywymi chwilowych przebiegów sygnału prostokątnego symetrycznego oraz odpowiadającemu mu sygnałowi sinusoidalnemu.

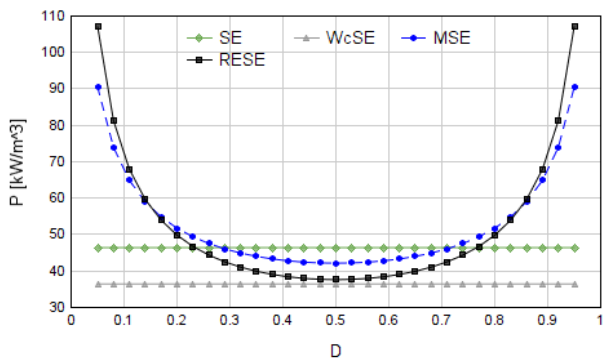
Prostota tej metody skutkuje ograniczonym zakresem zastosowań, który zasadniczo dotyczy głównie trójkątnych symetrycznych przebiegów indukcji, a jej dokładność bywa wówczas zbliżona do iGSE. W pozostałych przypadkach dokładność metody jest dyskusyjna i zależy między innymi od współczynnika wypełnienia impulsów, jak też czasu relaksacji dla przebiegów indukcji o kształcie trapezoidalnym [13,15,22].

RESE (Rectangular Extension of Steinmetz Equation)

Prostokątne rozszerzenie wzoru Steinmetza (RESE) jest zależnością, której postać jest efektem analizy strat opartej o uproszczony model równoległe połączonej cewki idealnej z rezystorem reprezentującym średnie straty w rdzeniu (wartość rezystancji R_c jest funkcją indukcji maksymalnej B_m i współczynnika D przebiegu). W metodzie tej odniesiono sygnał trójkątny indukcji do sygnału sinusoidalnego o tej samej wartości międzyszczytowej, a następnie przeliczono ten stosunek na straty wydzielane na rezystorze R_c przy tych wymuszeniach. Natomiast współczynnik γ jest wyznaczany dla danego materiału poprzez dopasowanie do wyników pomiarowych. Ostatecznie, zależność modelu RESE dla przebiegu prostokątnego jest następująca [16]:

$$(16) \quad P_{RESE} = \frac{8}{\pi^2[4D(1-D)]^{\gamma+1}} k f^\alpha B_m^\beta$$

Wadą metody RESE jest konieczność posiadania wyników pomiarów strat w celu wyznaczenia niestandardowego współczynnika γ . Niemniej jednak, jak wykazano w [16], metoda RESE jest dokładniejsza dla prostokątnych przebiegów napięcia o różnym współczynniku wypełnienia impulsów w porównaniu z modelami MSE, GSE czy iGSE. Na rysunku 5 przedstawiono straty wyznaczone analitycznie przez autorów dla kilku wybranych metod.



Rys.5. Wyniki obliczeń analitycznych wybranych modeli strat energii dla ferrytu 3C90 w funkcji zmian współczynnika wypełnienia impulsów (trójkątny przebieg indukcji bez uwzględnienia składowej stałej): $\Delta B = 0,1 \text{ T}$; $f = 200 \text{ kHz}$; przyjęte wartości współczynników: $k = 3,2$, $\alpha = 1,46$, $\beta = 2,75$, $\gamma = -0,37$

Tabela 1. Ogólna charakterystyka modyfikacji wzoru Steinmetza [5,12,13,16,19,20]

Wzór Steinmetza / modyfikacje	Uwzględnienie przebiegów odkształconych	Wymagana wiedza o materiale rdzenia	Dokładność
SE	-	mała	niska
MSE	+	mała/średnia	niska/średnia
GSE	+	średnia	niska/średnia
iGSE	+	średnia	niska/średnia
NSE	+	średnia	niska/średnia
DNSE	+	średnia/duża	niska/średnia
WcSE	+	mała	niska/średnia
i ² GSE	+	duża	średnia
RESE	+	duża	średnia

W tabeli 1 przedstawiono ogólną charakterystykę omówionych w artykule modyfikacji wzoru Steinmetza, pod kątem możliwości ich wykorzystania w opisie strat energii w obwodach magnetycznych układów energoelektronicznych. Weryfikacja eksperymentalna wraz z próbą ich udoskonalenia będzie stanowić przedmiot dalszych prac.

Podsumowanie

W pracy przedstawiono i porównano modyfikacje wzoru Steinmetza, stosowanych powszechnie do opisu strat magnetycznych. Omówione modyfikacje wzoru Steinmetza różnią się stopniem złożoności i liczbą niezbędnych współczynników. Nowsze i dokładniejsze modele (i²GSE, RESE) wprowadzają jednak dodatkowe współczynniki, które należy wyznaczyć na drodze pomiarowej. Warto zaznaczyć, że przedstawione zależności nie uwzględniają wpływu podmagnesowania rdzenia składową stałą, która często występuje w rzeczywistych układach energoelektronicznych. Uwzględnienie składowej stałej wymaga wykonania dodatkowych pomiarów w celu powiązania współczynników Steinmetza od poziomu podmagnesowania, co będzie obszarem dalszych badań autorów.

Autorzy: mgr inż. Damian Gziel, doktorant Wydziału Elektrycznego Politechniki Częstochowskiej, e-mail: damian.gziel@pcz.pl
dr hab. inż. Mariusz Najgebauer, Politechnika Częstochowska, Wydział Elektryczny, ul. Armii Krajowej 17, 42-200 Częstochowa, e-mail: mariusz.najgebauer@pcz.pl

LITERATURA

- [1] Barlik R., Nowak M., Energoelektronika; elementy, podzespoły, układy, *Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej*, Warszawa, (2014)
- [2] Rashid M., Power Electronics Handbook, *Butterworth-Heinemann*, (2017)
- [3] Hurley W., Wöflle W., Transformers and Inductors for Power Electronics: Theory, Design and Applications, *John Wiley & Sons*, New York (2013)
- [4] Valchev V., Van den Bossche A., Inductors and Transformers for Power Electronics, *CRC Press*, (2005)
- [5] Muhlethaler J., Biela J., Kolar J., Ecklebe A., Improved Core-Loss Calculation for Magnetic Components Employed in Power Electronic Systems, in *Proc. of the APEC*, Fort Worth, USA, (2011) 1729-1736
- [6] Soiński M., Materiały magnetyczne w technice, *COSiW SEP*, Warszawa, (2001)
- [7] Najgebauer M., Szczygłowski J., Wpływ struktury domenowej na straty energii w materiałach magnetycznie miękkich, *Przegląd Elektrotechniczny*, 12 (2006), nr 12, 93-96
- [8] Bertotti G., Hysteresis in Magnetism. *Academic Press*, (1998)
- [9] Steinmetz C., On the law of hysteresis, *AIEEE Trans.*, 9 (1892), 3-64
- [10] Albach M., Durbaum T., Brockmeyer A., Calculating core losses in transformers for arbitrary magnetizing currents a comparison of different approaches, *PESC Record. 27th Annual IEEE Power Electronics Specialists Conference*, Baveno, Italy, 2 (1996), 1463-1468
- [11] Reinert J., Brockmeyer A., Doncker R., Calculation of losses in Ferro- and Ferrimagnetic Materials Based on the Modified Steinmetz Equation, *IEEE Trans. Industr.*, 37 (2001), n.4, 1055-1061
- [12] Krings A., Souldard J., Overview and Comparison of Iron Loss Models for Electrical Machines, *Journal of Electrical Engineering*, 10 (2010), n.3, 162-169
- [13] Villar I., Viscarret U., Etxeberria-Otadui I., Rufer A., Global Loss Evaluation Methods for Nonsinusoidally Fed Medium-Frequency Power Transformers, *IEEE Trans. Industr.*, 56 (2009), n.10, 4132-4140
- [14] Li J., Abdallah T., Sullivan C., Improved calculation of core loss with nonsinusoidal waveforms, *Conference Record of the 2001 IEEE Industry Applications Conference. 36th IAS Annual Meeting (Cat. No.01CH37248)*, Chicago, 4 (2001), 2203-2210
- [15] Yue S., Li Y., Yang Q., Yu X., Zhang C., Comparative Analysis of Core Loss Calculation Methods for Magnetic Materials Under

- Nonsinusoidal Excitations, *IEEE Trans. Magn*, 54 (2018), n.11, 1-5
- [16] Mu M., Lee F., A new core loss model for rectangular AC voltages, *2014 IEEE Energy Conversion Congress and Exposition, Pittsburgh*, (2014), 5214-5220
- [17] Chen K., Iron-Loss Simulation of Laminated Steels Based on Expanded Generalized Steinmetz Equation, *Asia-Pacific Power and Energy Engineering Conference, Wuhan*, (2009) 1-3
- [18] Venkatachalam K., Sullivan C., Abdallah T., Tacca H., Accurate prediction of ferrite cores loss with nonsinusoidal waveforms using only Steinmetz parameters, in *Proc. IEEE Workshop Computers in Power Electronics*, Puerto Rico, USA, 2002, 36-41
- [19] Van den Bossche A., Valchev V., Georgiev G., Measurement and loss model of ferrites with non-sinusoidal waveforms, *IEEE 35th Annual Power Electronics Specialists Conference* (IEEE Cat. No.04CH37551), Aachen, Germany, (2004) 4814-4818
- [20] Van den Bossche A., Van de Sype D., Valchev V., Ferrite Loss Measurement and Models in Half Bridge and Full Bridge Waveforms, *IEEE 36th Power Electronics Specialists Conference, Recife*, (2005), 1535-1539
- [21] Muhlethaler J., Modeling and multi-objective optimization of inductive power components, PhD Thesis, ETH Zürich, (2012)
- [22] Shen W., Wang F., Boroyevich D., Tipton C., Loss Characterization and Calculation of Nanocrystalline Cores for High-frequency Magnetics Applications, *APEC 07 - Twenty-Second Annual IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition, Anaheim, USA*, (2007), 90-96