

Krzysztof CHWASTEK

PARAMETRYCZNE BADANIE FENOMENOLOGICZNEGO MODELU HISTEREZY MAGNETYCZNEJ

STRESZCZENIE *Przedstawiono koncepcję fenomenologicznego modelu pętli histerezy magnetycznej, spójnego z zasadami termodynamiki procesów nieodwracalnych. Poddano krytyce opis Jilesa-Athertona. Przeanalizowano wpływ zmian wartości parametrów zaproponowanego modelu na kształt pętli histerezy.*

Słowa kluczowe: *zjawisko i pętla histerezy magnetycznej, modelowanie, termodynamika procesów nieodwracalnych, pole efektywne, krzywa bezhisterezowa.*

1. WSTĘP

Ważnym zagadnieniem z punktu widzenia projektantów obwodów magnetycznych jest opracowanie nowych metod obliczeniowych i modeli magnesowania, pozwalających na opis właściwości materiałów magnetycznych, stosowanych we współczesnych konstrukcjach maszyn i urządzeń elektrycznych [1, 2]. Opracowane modele zjawiska powinny być oparte na solidnych podstawach teoretycznych, wynikających z praw fizyki, lecz jednocześnie powinny

dr inż. Krzysztof CHWASTEK
e-mail: krzych@el.pcz.czyst.pl

Instytut Elektroenergetyki
Politechnika Częstochowska

cechować się stosunkowo niską złożonością wykorzystanego aparatu matematycznego. Przegląd współczesnych makroskopowych modeli magnesowania zawarto m.in. w pracach [3-5]. Największe znaczenie praktyczne uzyskały formalizmy zaproponowane przez Preisacha [6], Stonera i Wohlfartha [7], model Chuy i Stromsmoe'a [8] oraz propozycja Jilesa i Athertona [9].

Dotychczasowe próby wykorzystania wyżej wymienionych modeli, w szczególności modelu Jilesa-Athertona (J-A), w obliczeniach polowych najczęściej dawały jedynie jakościową zgodność teorii z eksperymentem [10]. Wady i ograniczenia modelu J-A były przedmiotem badań wielu specjalistów, a także autora niniejszej pracy [11-20]. Należy stwierdzić, że model J-A, pomimo swoich zalet, m.in. stosunkowo prostego opisu matematycznego, nie stanowi dobrego narzędzia inżynierskiego. Z drugiej strony, w opisie tym po raz pierwszy uwzględniono wiele cennych i interesujących pojęć fizycznych, takich jak pole efektywne, krzywa bezhisterezowa (ang. *anhysteretic curve*), odwracalny proces magnesowania, a w ostatnich latach zaimplementowano również brak kongruencji pętli cząstkowych (ang. *noncongruency of minor loops*) [17-20], ideę tę zapożyczono ze zmodyfikowanego przez Kádára modelu Preisacha [21].

Mówiąc najprościej, koncepcja pola efektywnego polega na występowaniu w materiale ferromagnetycznym kolektywnego oddziaływania pomiędzy momentami magnetycznymi, co można zinterpretować jako istnienie w systemie dodatniego sprzężenia zwrotnego [22, 23]. Momenty magnetyczne istniejące w materiale wzmacniają efekt zewnętrznego pola magnetycznego, dochodzi do spontanicznej realizacji zależności [23, 24]

$$M(t) = \Gamma\{H_{eff}(t)\} = \Gamma\{H(t) + \alpha M(t)\}, \quad (1)$$

gdzie Γ to operator histerezy, $H(t)$ to natężenie zewnętrznego pola magnetycznego, $H_{eff}(t)$ to natężenie pola efektywnego, tj. pola realnie istniejącego w materiale, $M(t)$ to magnetyzacja, natomiast α to współczynnik charakteryzujący pole efektywne.

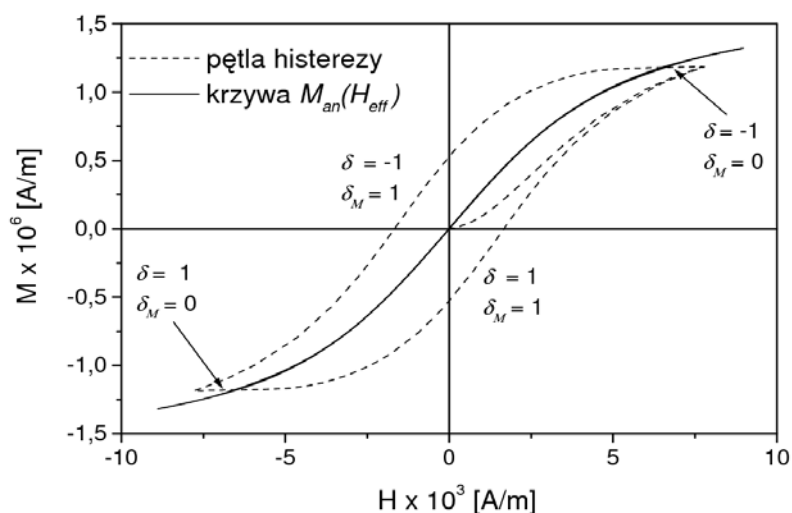
Kolejnym ważnym pojęciem fizycznym w modelu J-A jest krzywa bezhisterezowa, określająca stan równowagi termodynamicznej w układzie [25-27]. Do jej opisu Jiles i Atherton wykorzystali zmodyfikowaną¹ funkcję Langevina

$$M_{an} = M_s \left[\coth \frac{H_{eff}}{a} - \frac{a}{H_{eff}} \right], \quad (2)$$

gdzie M_s to magnetyzacja nasycenia, natomiast a to parametr kształtu krzywej.

¹ „zmodyfikowana” oznacza, że jej argumentem jest $H_{eff}(t)$, a nie $H(t)$.

Pętla histerezy powstaje w modelu J-A w wyniku „odstrojenia” od krzywej przedstawiającej idealny stan równowagi termodynamicznej, co przedstawiono schematycznie na rysunku 1. Przedstawiono krzywą bezhisterezową dla arbitralnie przyjętego zestawu parametrów M_s, a , oraz odpowiadającą jej pętlę histerezy, której gałęzie uzyskano poprzez odpowiednie przesunięcie układu współrzędnych wzdłuż osi odciętych.



Rys. 1. Krzywa bezhisterezowa i pętla histerezy²

Źródło: opracowanie własne według [26]

Istnieje kilka problemów związanych zarówno z samą koncepcją krzywej bezhisterezowej, jak też sposobami jej wyznaczania. Zauważmy, że z uwagi na sam fakt występowania histerezy między H i M , krzywa zdefiniowana wyrażeniem (2) może sama wykazywać histerezę $M_{an}(H)$ lub $M_{an}(M)$ dla odpowiednio dużej wartości współczynnika α . Na fakt ten zwrócili uwagę już sami twórcy modelu J-A [9]. Dla materiałów ferromagnetycznych bardziej uzasadnione teoretycznie jest wykorzystanie funkcji Brillouina zamiast funkcji Langevina, co zasugerowano w pracy [28]. Koncepcja ta została rozwinięta i zaimplementowana w zmodyfikowanym opisie J-A w pracach [17-19, 29-30]. Istnieją również prace, w których zaproponowano inne rozwiązania, np. wykorzystanie do opisu tej krzywej celu nie zmodyfikowanej funkcji Langevina [22, 31], funkcji *arcus tangens* czy innych zależności, dogodnych z punktu widzenia obliczeniowego [32, 33]. Interesujący jest jednorazowy fakt użycia przez Jilesa [34] funkcji uwikłanej $M_{an} = f(H + \alpha M_{an})$, idea ta była rozwinięta w pracy Szczygłowskiego [13]. Należy zauważyć, że użycie funkcji uwikłanej

² Parametry modelu przyjęto jak w pracy [16]. δ oznacza znak pochodnej sygnału wejściowego, δ_M ma za zadanie wyeliminowanie fragmentów pętli o ujemnej podatności magnetycznej.

eliminuje niejednoznaczność opisu krzywej bezhisterezowej, z drugiej strony jednak w niejawnym sposobie dokonuje się przededefiniowania wyrażenia na pole efektywne.

Kwestia wyboru stosownego wyrażenia określającego krzywą bezhisterezową jest kluczowa, ponieważ krzywa ta stanowi „kręgosłup”, na którym „rozpięta” jest pętla histerezy. W pracy [35] Takács stwierdza, że informacja zawarta w krzywej bezhisterezowej jest równoważna informacji zawartej w samej pętli histerezy osiagającej nasycenie. Uwzględnienie w rozważaniach efektów magnetomechanicznych³ [36-44] dodatkowo komplikuje opis i powoduje dalsze trudności interpretacyjne. Eksperymentalne wyznaczanie krzywej bezhisterezowej jest trudne [27], a istniejące metody pomiarowe mogą dawać rozbieżne wyniki [25]. W pracach [37, 40] zasugerowano istnienie całych rodzin krzywych bezhisterezowych w zależności od punktu pracy układu. Idea ta została wykorzystana do opisu pętli cząstkowych w pracach [17-19], uzyskano w ten sposób poprawę dokładności modelu J-A⁴.

Koncepcja krzywej bezhisterezowej jest użyteczna również wówczas, gdy rozważany jest przypadek przemagnesowania różny od osiowego. Péra i współautorzy [45] opracowali model przemagnesowania oparty na koncepcji koenergii. Model ten pozwala na wyznaczanie charakterystyk magnesowania dla próbek przemagnesowywanych pod różnym kątem na podstawie pomiarów wykonanych wyłącznie dla dwóch ortogonalnych, dobrze zdefiniowanych kierunków. Istotny jest fakt, że opis ten jest spójny z zasadami termodynamiki. Model ten był rozwijany m.in. w pracach [46-48]. W opisie Péry charakterystyki magnesowania wykorzystane w analizie są *explicite* nazwane bezhisterezowymi, tj. odwracalnymi.

Pojęcie nieodwracalności wiąże się ściśle z pojęciem krzywej bezhisterezowej. Zagadnienie to było przedmiotem badań już sto lat temu [49]. Gans zasugerował, że zależność składowej odwracalnej podatności magnetycznej od magnetyzacji dla stali ma profil zbliżony do parabolicznego. Badania Grimesa [50], które przeprowadził zarówno na materiałach krystalicznych oraz na ferrytach, jak też późniejsze eksperymenty Athertona i Schönbächlera [51], stanowią potwierdzenie tej tezy. Model magnesowania zaproponowany przez Kádára i współpracowników [21, 52-53] wprowadził zbliżoną do parabolicznej modulację całkowitej podatności magnetycznej. Koncepcja ta została wykorzystana w zmodyfikowanym opisie Jilesa-Athertona [17-20, 29-30]. Wprowa-

³ model J-A został *de facto* stworzony do tego celu.

⁴ prace [37, 40] dotyczą wpływu naprężeń na kształt pętli; w pracach [17-19] wyrażono zależność parametru kształtu krzywej a w postaci prawa potęgowego w zależności od stopnia namagnesowania wyrażonego przez różnicę ekstremalnych wartości magnetyzacji dla danego fragmentu krzywej magnesowania. Implikuje to występowanie całej rodziny krzywych bezhisterezowych, co jest spójne z wnioskami wyrażonymi w pracach [37, 40].

dzona oryginalnie przez Jilesa i Athertona dekompozycja całkowitej magnetyzacji na składowe nieodwracalną i odwracalną⁵ nie ma uzasadnienia fizycznego i *de facto* staje się źródłem późniejszych kłopotów z opisem J-A (trudna estymacja sensownych wartości parametrów modelu, niedokładne odwzorowanie bardziej złożonych cykli przemagnesowania, m.in. pętli asymetrycznych i krzywych uwzględniających efekt prądów wirowych, występowanie fragmentów pętli o ujemnej podatności magnetycznej [11-16, 34]). Bardziej uzasadniona i sensowna jest dekompozycja natężenia pola magnetycznego na składowe związane z odwracalnymi i nieodwracalnymi procesami przemagnesowania, jak wynika z prac Bendy i współpracowników [55-56]. Interesujący jest fakt częściowego dostrzeżenia tego problemu przez samego Jilesa [57]. Dekompozycję natężenia pola, a nie magnetyzacji, zasugerowano w pracach [33, 58-61].

Elementarna zmiana energii na jednostkę objętości w układzie zawierającym rdzeń z materiału ferromagnetycznego o charakterystyce wykazującej histerezę może być zapisana jako

$$dW = H \cdot dB . \quad (3)$$

Po scałkowaniu powyższej zależności po czasie od $t_0 = 0$ do $t_1 = T$, gdzie T oznacza okres periodycznego sygnału wymuszającego⁶, otrzymuje się wartość tzw. strat energii na cykl przemagnesowania. Całkowanie nie musi być jednak wykonywane w powyższych granicach – niekiedy możemy być zainteresowani określeniem zmian energii dla arbitralnie określonych wartości t_0 oraz t_1 .

Wprowadzenie dekompozycji natężenia pola magnetycznego $H = H_{anh} + H_{dodatkowe}$ pozwala na jednoznaczne zdefiniowanie zmian energii związanych z odwracalną i nieodwracalną składową procesu przemagnesowania

$$W = \int_{B_0(t_0)}^{B_1(t_1)} H \cdot dB = \int_{t_0}^{t_1} H \cdot \frac{dB}{dt} dt = \int_{t_0}^{t_1} H_{anh} \cdot \frac{dB}{dt} dt + \int_{t_0}^{t_1} H_{dodatkowe} \cdot \frac{dB}{dt} dt = W_{odwr} + W_{nieodwr} . \quad (4)$$

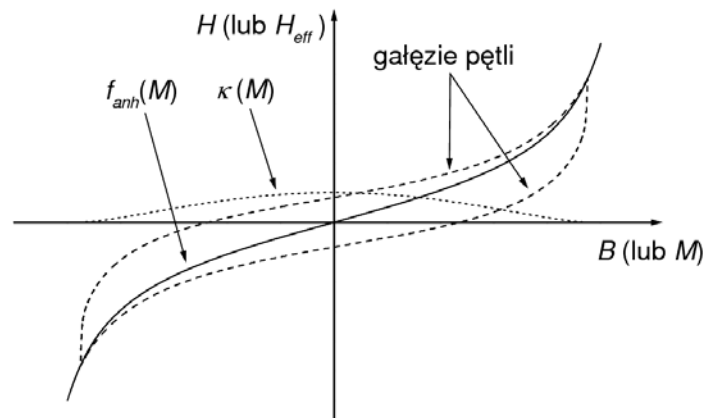
Kwestią otwartą pozostaje jedynie wybór odpowiednich zależności określających H_{anh} oraz $H_{dodatkowe}$.

⁵ wyrażoną za pomocą parametru c w modelu J-A.

⁶ w pomiarach magnetycznych sygnałem wymuszającym, którego kształt jest ściśle kontrolowany, jest indukcja magnetyczna (gęstość strumienia magnetycznego).

2. ALTERNATYWNY FENOMENOLOGICZNY MODEL MAGNESOWANIA

W pracy [2], korzystając z wcześniejszych badań Schwarza [62], Dąbrowski zasugerował możliwość dekompozycji pętli histerezy na dwie składowe, por. rysunek 2:



Rys. 2. Dekompozycja pętli histerezy na składowe
Źródło: opracowanie własne według [2]

W niniejszej pracy przyjęto, że składowa $f_{anh}(M)$ jest określona funkcją *arcus tangens hiperboliczny*

$$H_{anh} = a \cdot \operatorname{arctanh}\left(\frac{M}{M_s}\right), \quad (5)$$

gdzie a to parametr kształtu krzywej bezhisterezowej, natomiast M_s to magnetyzacja nasycenia.

W literaturze dobrze znany jest inny model magnesowania, oparty na transformacji typu *tangens hiperboliczny* [35, 63-64]. Różnica między modelem Tákácsa a przedstawionym w niniejszej pracy polega na tym, że w modelu Tákácsa zakłada się, że gałęzie pętli osiągającej nasycenie mogą być opisane funkcją $y = \tanh(x)$. Tákács nie uwzględnia faktu, że ich kształt może ulec odkształceniu pod wpływem np. efektu prądów wirowych [13, 24].

Do opisu składowej związanej z nieodwracalnością procesu magnesowania $\kappa(B)$ Dąbrowski sugeruje wykorzystanie funkcji

$$\kappa(B) = H_c \left[1 - \left(\frac{B}{B_m} \right)^\beta \right]^\alpha, \quad (6)$$

w której H_c oznacza natężenie koercji, B_m to wartość amplitudy maksymalnej indukcji, natomiast wykładniki α i β przyjmują jednoznacznie określone wartości (α ma być ułamekowy o postaci $\alpha = (2k+1)/2$, gdzie k jest liczbą naturalną, natomiast β ma być parzysty, np. $\beta = 2$).

Adaptując nieznacznie przedstawioną powyżej koncepcję można zapisać

$$\kappa(M) = k \left[1 - \left(\frac{M}{M_s} \right)^2 \right]^\gamma, \quad (6)$$

gdzie wprowadzono oznaczenie wykładnika przy nawiasie γ zamiast α , aby uniknąć konfliktu oznaczeń z parametrem określającym pole efektywne [wyrażenie (1)]. Wprowadzono oznaczenie parametru k związanego z szerokością pętli, przez analogię do parametru k w modelu J-A. Interesujący jest fakt, że funkcja postaci $R(M/M_s) = 1 - (M/M_s)^2$ występuje w wielu modelach magnesowania [17-19, 21, 49-54, 65-66] i jest interpretowana jako funkcja średniej powierzchni aktywnych ścian domenowych biorących udział w procesie przemagnesowania [67].

Aby przedstawiony model był spójny z zasadami termodynamiki procesów nieodwracalnych [67-71], pole efektywne musi być jego integralną częścią. Zgodnie z zasadą Leontowitscha [24, 55-56], wprowadzenie do opisu pola efektywnego czyni możliwym dokonanie transformacji układu ze stanu nierównowagi termodynamicznej do stanu równowagi⁷. Prawa i aparat matematyczny dla termodynamiki równowagowej są znacznie lepiej poznane i zdefiniowane we współczesnej nauce.

Włączenie pola efektywnego do opisu dokonane jest przy założeniu, że wyrażenie (6) nie określa bezpośrednio zależności między natężeniem zewnętrznym przyłożonego pola magnetycznego a magnetyzacją, lecz definiuje taką zależność dla natężenia pola efektywnego. Natężenie zewnętrznego pola magnetycznego można wyznaczyć⁸ korzystając z wyrażenia $H_{eff} \approx H + \alpha M$.

Takie podejście jest spójne z zasadami termodynamiki, a z drugiej strony dostarcza nowej interpretacji zjawiska histerezy (gr. $\nu\sigma\tau\epsilon\rho\epsilon'\sigma\epsilon\sigma$) rozumianej jako opóźnienie (ang. *lag*).

Należy podkreślić, że pole efektywne może w ogólnym przypadku zawierać składowe związane z efektami od różnych zjawisk fizycznych, np. naprężeń mechanicznych, przepływu prądów wirowych, gradientu temperatury itp. [13, 23-24, 39-40, 43, 55-56, 72-73]. Koncepcja pola efektywnego może być

⁷ według Bandy $\vec{H}_{eff} = \vec{H} - \vec{H}_{hyp}$, gdzie \vec{H}_{hyp} to natężenie hipotetycznego pola, które należy przyłożyć do układu, aby sprowadzić go do stanu równowagi termodynamicznej [55].

⁸ w warunkach quasi-statycznego przemagnesowania w wyrażeniu na natężenie pola efektywnego występuje wyłącznie czynnik Weissa αM .

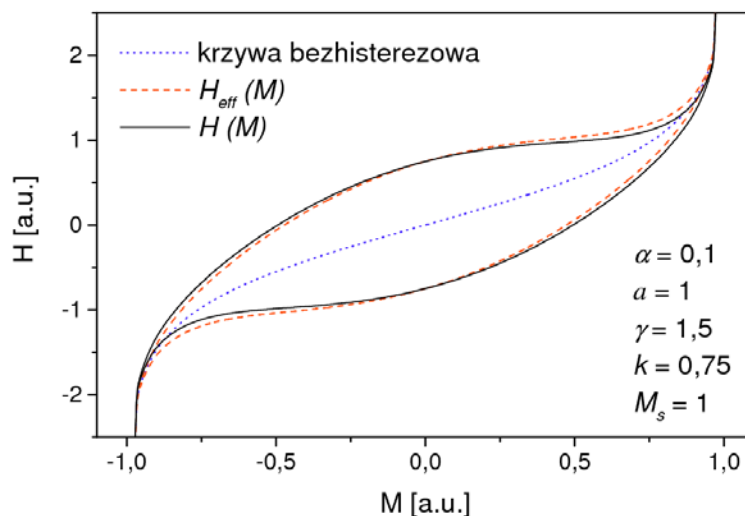
zatem użyteczna do projektowania różnego rodzaju sensorów, co czyni ją kluczową dla rozwoju współczesnej mechatroniki i zastosowań w nieniszczących badaniach materiałów magnetycznych (NDT&E) opartych na ocenie kształtu pętli histerezy.

Wymuszeniem w przedstawionym modelu jest magnetyzacja, odpowiedzą – natężenie pola magnetycznego. Tego typu opis zazwyczaj określa się mianem modelu odwrotnego. Mimo że przedstawiony model jest zasadniczo makroskopowym opisem fenomenologicznym, wydaje się możliwe wykorzystanie go w skali mezoskopowej, tj. na poziomie obowiązywania równań Maxwella [74-75]. Wówczas będzie można go włączyć do obliczeń polowych np. wykonywanych metodą elementów skończonych. Prace nad tym problemem będą kontynuowane.

3. WPŁYW ZMIAN WYBRANYCH PARAMETRÓW MODELU NA KSZTAŁT PĘTLI HISTEREZY

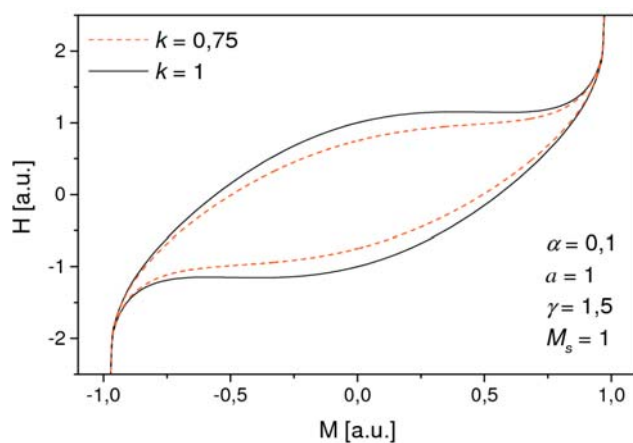
W rozdziale przedstawiono wpływ zmian wybranych parametrów modelu na kształt pętli histerezy. W celu ilustracji tego wpływu posłużono się arbitralnie dobranymi jednostkami. Kalibracja modelu do danych rzeczywistych zostanie przeprowadzona w innych pracach.

Na rysunku 3 przedstawiono przykładową modelowaną pętlę histerezy osiągającą nasycenie wraz z krzywymi pomocniczymi dla zestawu parametrów $\alpha = 0,1$, $a = 1$, $\gamma = 1,5$, $k = 0,75$, $M_s = 1$.

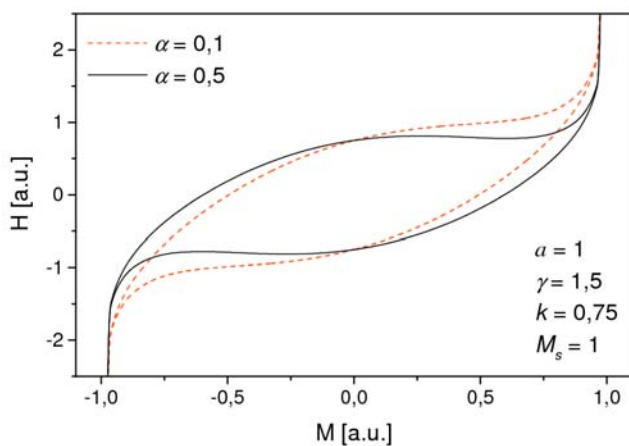


Rys. 3. Przykładowa modelowana pętla histerezy
Źródło: opracowanie własne

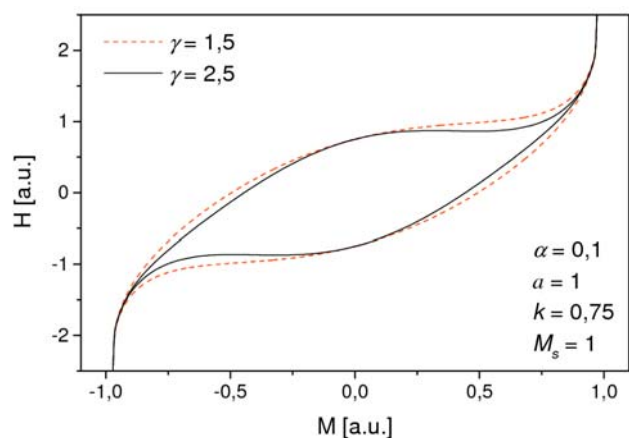
Na rysunku 4 zilustrowano wpływ zmiany wartości parametru k . Jak łatwo zauważyć, parametr k jest związany głównie z natężeniem koercji materiału. Na rysunku 5 zilustrowano wpływ zmiany wartości parametru α , natomiast na rysunku 6 – wpływ zmiany wartości parametru γ .



Rys. 4. Wpływ zmiany wartości parametru k . Źródło: opracowanie własne



Rys. 5. Wpływ zmiany wartości parametru α . Źródło: opracowanie własne



Rys. 6. Wpływ zmiany wartości parametru γ . Źródło: opracowanie własne

4. PODSUMOWANIE

W pracy przedstawiono koncepcję fenomenologicznego modelu magnesowania uwzględniającego nieliniowość oraz histerezę zjawiska. Zaproponowany opis jest zgodny z zasadami termodynamiki procesów nieodwracalnych. W opisie wykorzystano idee krzywej bezhisterezowej i pola efektywnego, wykorzystywane w wielu dotychczas stosowanych modelach magnesowania, m.in. w modelu Jilesa-Athertona. W pracy wskazano słabe punkty modelu J-A. Przedstawiono jakościową analizę zaproponowanego modelu poprzez pokazanie wpływu zmian jego parametrów na kształt modelowanej pętli.

W przedstawionym modelu przyjęto, że parametry modelu są skalarami, tzn. opis obowiązuje dla jednego kierunku działania wymuszenia. W dalszych pracach przewiduje się m.in. przeprowadzenie analizy zachowania się modelu dla przypadku, gdy wektory \vec{H} i \vec{M} nie są współliniowe. Pozwoli to na rozszerzenie rozważań na przypadek przemagnesowania obrotowego.

Podziękowania

Praca wykonana w ramach realizacji projektu badawczego N N510 702540 finansowanego przez Narodowe Centrum Nauki. Autor wyraża wdzięczność wobec Dyrekcji Instytutu Elektrotechniki za wieloletnią miłą współpracę i wsparcie. Autor dziękuje profesorowi S.E. Zirce za zapytanie o interpretację fizyczną opisu Jilesa-Athertona.

LITERATURA

1. Zakrzewski K., Pietras F.: Method of calculating the electromagnetic field and power losses in ferromagnetic materials, taking into account magnetic hysteresis, IEE Proc. A 118 (1971) 1679-1685.
2. Dąbrowski M.: Analiza obwodów magnetycznych. Straty mocy w obwodach. Polska Akademia Nauk Seria: Elektrotechnika, tom III, PWN, Warszawa-Poznań, 1981.
3. Iványi A.: Hysteresis models in electromagnetic computations, Akadémiai Kiadó, Budapest, 1997.
4. Liorzou F., Phelps B., Atherton D.L.: Macroscopic models of magnetization, IEEE Trans. Magn. 36 (2000) 418-428.

5. Mazgaj W.: Properties of hysteresis models, *Arch. Electr. Eng.* 216 (2006) 147-162.
6. Preisach F.: Über die magnetische Nachwirkung, *Z. Phys.* 94 (1935) 277-302.
7. Stoner E.C., Wohlfarth E.P.: A mechanism of magnetic hysteresis in heterogenous alloys, *Philos. Trans. R. Soc. A* 240 (1948) 599-642, przedruk w *IEEE Trans. Magn.* 27 (1991) 3475-3518.
8. Chua L.O., Strossmoe K.A.: Lumped-circuit models for nonlinear inductors exhibiting hysteresis loops, *IEEE Trans. Circ. Theor.* 17 (1970) 564-574.
9. Jiles D.C., Atherton D.L.: Theory of ferromagnetic hysteresis, *J. Magn. Magn. Mater.* 61 (1986) 48-60.
10. Szczerbanowski R., Zakrzewski K.: Obliczanie strat we współczesnych blachach transformatorowych, *Przegl. Elektr.* 6 (2011) 193-197.
11. Philips D.A., Dupré L., Melkebeek J.A.A.: Comparison of Jiles and Preisach hysteresis models in magnetodynamics, *IEEE Trans. Magn.* 31 (1995) 3551-3553.
12. Lederer D., Igarashi H., Kost A., Honma T.: On the parameter identification and application of the Jiles-Atherton hysteresis model for numerical modelling of measured characteristics, *IEEE Trans. Magn.* 35 (1999) 1211-1214.
13. Szczygłowski J.: Influence of eddy currents on magnetic hysteresis loops in soft magnetic materials, *J. Magn. Magn. Mater.* 223 (2001) 97-102.
14. Chwastek K., Szczygłowski J.: An alternative method to estimate the parameters of Jiles-Atherton model, *J. Magn. Magn. Mater.* 314 (2007) 47-51.
15. Benabou A., Leite J.V., Clénet S., Simão C., Sadowski N.: Minor loops modelling with a modified Jiles-Atherton model and comparison with the Preisach model, *J. Magn. Magn. Mater.* 320 (2008), e1034-e1038.
16. Chwastek K., Szczygłowski J.: Estimation methods for the Jiles-Atherton model parameters – a review, *Przegl. Elektr.* 12 (2008) 145-148.
17. Chwastek K.: Modelling offset minor hysteresis loops using the modified Jiles-Atherton description, *J. Phys D: Appl. Phys.* 42 (2009) 1652002 (5 s.).
18. Chwastek K., Szczygłowski J., Wilczyński W.: Modelling dynamic hysteresis loops in steel sheets, *COMPEL* 28 (2009) 603-612.
19. Chwastek K., Szczygłowski J., Wilczyński W.: Modelling magnetic properties of high silicon steel, *J. Magn. Magn. Mater.* 322 (2010) 799-803.
20. Chwastek K.: Problems in descriptions of hysteresis, *Przegl. Elektr.* 4 (2010) 24-27.
21. Kádár Gy.: On the product Preisach model of hysteresis, *Physica B* 275 (2000) 40-44.
22. Harrison R.G.: A physical model of spin ferromagnetism, *IEEE Trans. Magn.* 39 (2003) 1506-1515.
23. Andrei P., Stancu A., Hauser H., Fulmek P.: Temperature, stress, and rate dependent numerical implementation of magnetization processes in phenomenological models, *J. Optoelectr. Adv. Mater.* 9 (2007) 1137-1139.
24. Chwastek K.: A dynamic extension to the Takács model, *Physica B* 405 (2010) 3800-3802.
25. Pearson J., Squire P.T., Atkinson D.: Which anhysteretic magnetization curve?, *IEEE Trans. Magn.* 33 (1997) 3970-3972.
26. Venkataraman R., Krishnaprasad P.S.: Qualitative analysis of a bulk ferromagnetic hysteresis model, *Proc. IEEE Conf. Decision & Control*, Tampa, Florida 1998, 2443-2449.
27. Walker J.M.: Measurement and modeling of the anhysteretic magnetization for temperature and frequency effects, *Univ. South Florida 2007* (<http://scholarcommons.usf.edu/etd/2401>).

28. Boukhtache S., Azoui B., Féliachi M.: A novel model for magnetic hysteresis of silicon-iron sheets, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 34 (2006) 201-204.
29. Chwastek K.: Modelling magnetic properties of MnZn ferrites with the modified Jiles-Atherton description, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 43 (2010) 015005 (5 str.).
30. Chwastek K., Szczygłowski J.: The effect of anisotropy in the modified Jiles-Atherton model of static hysteresis, *Arch. Electr. Eng.* 60 (2011) 49-57.
31. Chwastek K., Szczygłowski J., Wilczyński W.: Minor loops in the Harrison model, praca przedstawiona (poster MAP-03) na International Symposium on Hysteresis and Micro-magnetic Modelling HMM'2011, Levico Terme, Italy, 9-11.05.2011.
32. Halbert D., Etien E., Champenois G.: An inversible model for hysteresis characterization at constant flux amplitude, *J. Electr. Eng.* 55 (2004) 319-323.
33. Henrotte F., Nicolet A., Hameyer K.: An energy-based vector hysteresis model for ferromagnetic materials, *COMPEL* 25 (2006) 71-80.
34. Jiles D.C.: Frequency dependence of hysteresis curves in conducting magnetic materials, *J. Appl. Phys.* 76 (1994) 5849-5855.
35. Takács J.: Mathematical proof of the anhysteretic state, *Physica B* 372 (2006) 57-60.
36. Jiles D.C., Atherton D.L.: Theory of magnetisation process in ferromagnets and its application to the magnetomechanical effect, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 17 (1984) 1265-1281.
37. Dobranski L.G., Jiles D.C., Atherton D.L., Dependence of the anhysteretic magnetization on uniaxial stress in steel, *J. Appl. Phys.* 57 (1985) 4229-4231.
38. Atherton D.L., Ton V.: The effects of stress on a ferromagnet on a minor hysteresis loop, *IEEE Trans. Magn.* 26 (1990) 1153-1156.
39. Sablik M.J., Jiles D.C.: Coupled magnetoelastic theory of magnetic and magnetostrictive hysteresis, *IEEE Trans. Magn.* 29 (1993) 2113-2123.
40. Kvasnica B., Kundracík F.: Fitting experimental anhysteretic curves of ferromagnetic materials and investigation of the effect of temperature and tensile stress, *J. Magn. Magn. Mater.* 162 (1996) 43-49.
41. Sablik M.J., Langman R.A.: Approach to the anhysteretic surface, *J. Appl. Phys.* 79 (1996) 6134-6136.
42. Stevens K.J.: Stress dependence of ferromagnetic hysteresis for two grades of steel, *NDT&E Int.* 33 (2000) 111-121.
43. Naus H.W.L.: Ferromagnetic hysteresis and the effective field, *IEEE Trans. Magn.* 38 (2002) 3417-3419.
44. Chen G., Shiwa M., Honeyama H.: Theoretical investigation of change of magnetic property due to creep damage using Jiles-Atherton magnetization model, *Int. J. Appl. Electromagn. Mech.* 16 (2002) 189-196.
45. Péra Th., Ossart Fl., Waeckerlé Th.: Numerical representation for anisotropic materials based on coenergy modeling, *J. Appl. Phys.* 73 (1993) 6784-6786.
46. Cornut B., Kedous-Lebouc A., Waeckerlé Th.: From metallurgy to modelling of electrical steels: a multiple approach to their behaviour and use based on physics and experimental investigations (invited paper), *J. Magn. Magn. Mater.* 160 (1996) 102-106.
47. Biró O., Außerhofer S., Preis K., Chen Y.: A modified elliptic model of anisotropy in nonlinear magnetic materials, *Proc. 8th Int. Symp. on Electric and Magnetic Fields EMF'2009, Mondovi (Italy), 26th-29th May 2009, Book of Abstracts, 2009, 25-26, full text on CD ISSN 2030-5451.*

48. Chwastek K., Najgebauer M., Szczygłowski J., Wilczyński W.: Modelling the influence of anisotropy on magnetic properties in grain-oriented steels, *Przeegl. Elektr.* 3 (2011) 126-128.
49. Gans R.: Die Gleichung der Kurve der reversiblen Suszeptibilität, *Z. Phys.* 12 (1911) 1053-1054.
50. Grimes D.M. Reversible susceptibility in ferromagnets, PhD Thesis, University of Michigan, Ann Arbor, 1956.
51. Atherton D.L., Schönbacher M.: Measurements of reversible magnetization, *IEEE Trans. Magn.* 24 (1988) 616-620.
52. Kádár Gy.: On the Preisach function of ferromagnetic hysteresis, *J. Appl. Phys.* 61 (1987) 4013-4015.
53. Kádár Gy., Szabó Zs., Vértesy G.: Product Preisach model parameters from measured magnetization curves, *Physica B* 343 (2004) 137-141.
54. Della Torre E., Kádár Gy.: Hysteresis modelling: I. Noncongruency, *IEEE Trans. Magn.* 23 (1987) 2820-2822.
55. Benda O., Barta Št.: Open problems in the Preisach modeling of magnetic hysteresis, 380-385, w: *Nonlinear Electromagnetic Systems*, A.J. Moses and A. Basak (Eds.), IOS Press, Amsterdam, 1996.
56. Benda O., Bydzovský J.: Problems in modelling reversible processes in soft magnetic materials, *J. Magn. Magn. Mater.* 160 (1996) 87-88.
57. Jiles D.C.: *Introduction to magnetism and magnetic materials*, Chapman & Hall, London 1991, p. 167.
58. Bergqvist A.: Magnetic vector hysteresis model with friction-like pinning, *Physica B* 233 (1997) 342-347.
59. Bergqvist A., Lundgren A., Engdahl G.: Experimental testing of an anisotropic vector hysteresis model, *IEEE Trans. Magn.* 33 (1997) 4152-4157.
60. Henrotte F., Hameyer K.: A dynamical vector hysteresis model based on an energy approach, *IEEE Trans. Magn.* 42 (2006) 899-902.
61. Zidarič B., Miljavec D.: A new ferromagnetic hysteresis model for soft composite materials, *J. Magn. Magn. Mater.* 323 (2011) 67-71.
62. Schwarz J.: Détermination des pertes par hysteresis dans un échantillon de métal, *Rev. Gen. Électr.* (1927) 619.
63. Takács J.: A phenomenological mathematical model of hysteresis, *COMPEL* 20 (2001) 1002-1014.
64. Takács J.: *Mathematics of hysteresis phenomena*, Wiley-VCH, Weinheim 2003.
65. Angeli M., Cardelli E., Della Torre E.: Modelling of magnetic cores for power electronics applications, *Physica B* 275 (2000) 154-158.
66. Nakmahachalasint P., Ngo K.D.T.: Generalized formulation for the description of hysteresis in soft magnetic materials, *IEEE Trans. Magn.* 38 (2002) 200-202.
67. Basso V., Bertotti G.: Hysteresis models for the description of domain wall motion, *IEEE Trans. Magn.* 32 (1996) 4210-4212.
68. Gumiński K: *Termodynamika procesów nieodwracalnych*, PWN, Warszawa, 1962.
69. Rymarz Cz.: *Mechanika ośrodków ciągłych*, PWN, Warszawa, 1993.
70. Bertotti G.: *Hysteresis in magnetism*, Academic Press, San Diego, 1998.
71. Öttinger H.C.: *Beyond equilibrium thermodynamics*, J. Wiley & Sons, Hoboken, 2005.

72. Schneider C.S., Winchell S.D.: Hysteresis in conducting ferromagnets, *Physica B* 372 (2006) 269-272.
73. Chwastek K., Szczygłowski J., Najgebauer M.: A direct-search algorithm for estimation of Jiles-Atherton hysteresis model parameters, *Mater. Sci. Eng. B* 131 (2006) 22-26.
74. Jiles D.C.: Hysteresis models: non-linear magnetism on length scales from the atomistic to the macroscopic, *J. Magn. Magn. Mater.* 242-245 (2002) 116-124.
75. Josephson B.D.: Macroscopic field equations for metals in equilibrium, *Phys. Rev.* 152 (1966) 211-217.

Rękopis dostarczono dnia 23.08.2011 r.

PARAMETRIC EXAMINATION OF A PHENOMENOLOGICAL MODEL OF FERROMAGNETIC HYSTERESIS

Krzysztof CHWASTEK

ABSTRACT *A concept of a phenomenological model of hysteresis loop, compliant with the principles of non-equilibrium thermodynamics, has been presented. The Jiles-Atherton description has been criticized. An analysis of the influence of variations of model parameters on the shape of the hysteresis loop has been carried out.*



Dr inż. Krzysztof CHWASTEK w 1997 r. ukończył studia na Wydziale Elektrycznym Politechniki Częstochowskiej. Od 2000 r. jest pracownikiem Instytutu Elektroenergetyki Politechniki Częstochowskiej, obecnie zatrudnionym na stanowisku adiunkta. W 2007 r. uzyskał stopień doktora nauk technicznych na macierzystym Wydziale. Zainteresowania naukowe: histereza magnetyczna, modelowanie procesów i zjawisk fizycznych, elektromagnetyzm obliczeniowy.