

Instytut Metrologii i Systemów Pomiarowych
Wydział Mechatroniki
Politechniki Warszawskiej

mgr inż. Piotr Frydrych

Rozprawa doktorska

Modelowanie charakterystyk magnesowania amorficznych rdzeni
dwuosiowych sensorów transduktorowych

Promotor:

prof. nzw. dr hab. inż. Roman Szewczyk

Promotor pomocniczy:

dr hab. inż. Jacek Salach

Warszawa 2019

Podziękowania

Dziękuję wszystkim, którzy przyczynili się do powstania tej pracy. W szczególności promotorowi prof. dr hab. inż. Romanowi Szewczykowi, promotorowi pomocniczemu dr hab. inż. Jackowi Salachowi, prof. dr hab. inż. Adamowi Bieńkowskiemu, dr inż. Michałowi Nowickiemu oraz innym członkom zespołu i kierownictwu Instytutu Metrologii i Inżynierii Biomedycznej. Szczególne podziękowania za wsparcie i cierpliwość należą się również mojej żonie Agnieszce. Dziękuję również za pomoc i konsultacje prof. dr hab. inż. Markowi Nałęczowi.

Streszczenie

Sensory transduktorowe są stosowane w wielu obszarach techniki. Możliwości ich dalszej miniaturyzacji oraz poprawy właściwości użytkowych są ograniczone poprzez brak modelu umożliwiającego modelowanie ich charakterystyk dla danego materiału rdzenia. Zaproponowany w pracy model umożliwia opis ilościowy i optymalizację parametrów sensora transduktorowego.

W pracy dokonano analizy stosowanych konstrukcji sensorów transduktorowych oraz metod przetwarzania sygnału. Pozwoliło to na określenie wytycznych do opracowania modelu charakterystyk magnesowania rdzeni sensorów. Przeanalizowano istniejące modele histerezy magnetycznej wskazując elementy wspólne i cechy najbardziej korzystne z punktu widzenia przedstawionego problemu.

Następnie zostały opracowane miniaturowe dwuosiowe sensory transduktorowe z zastosowaniem różnych materiałów rdzenia i parametrów konstrukcji. Charakterystyki pomiarowe opracowanych przez autora sensorów zostały porównane w celu identyfikacji najkorzystniejszego materiału rdzenia i parametrów sensora.

W pracy przedstawiono nowy model charakterystyk magnesowania rdzeni magnetycznych, bazujący na koncepcji modelu Preisacha. Opracowany model wektorowy uwzględnia anizotropię osiową rdzenia, która jest charakterystyczna dla taśm amorficznych. Umożliwia to określenie kierunku i modułu wektora magnetyzacji rdzenia w zależności od wektora zewnętrznego pola magnetycznego. Przedstawiony model umożliwia także modelowanie pętli histerezy magnetycznej materiałów w szerokim zakresie częstotliwości i kształtu natężenia pola magnesującego. Ponadto parametry zaproponowanego modelu są powiązane z parametrami fizycznymi materiału. Opracowany model został zweryfikowany dla materiałów izotropowych i anizotropowych, w szczególności dla taśmy z magnetyka amorficznego Metglas 2605 CO wyprodukowanej na bazie kobaltu.

W pracy przedstawiono także wyniki zamodelowania rozkładu odmagnesowania rdzenia ramkowego wykonanego z taśmy amorficznej. Do modelowania wykorzystano metodę momentów magnetycznych. Dzięki otrzymanym wynikom przeprowadzono optymalizację kształtu rdzenia pod kątem minimalizacji jego odmagnesowania przy zapewnieniu przestrzeni dla uzwojeń sensora.

Na podstawie modelu charakterystyk magnesowania rdzeni opracowano model sensora transduktorowego. Zastosowano metodę demodulacji koherentnej oraz niestosowaną do tej pory w sensorach transduktorowych, metodę największej wiarygodności. W rezultacie dobra-

no najkorzystniejszą wartość amplitudy natężenia prądu sterującego sensorem transduktorem w określonej konfiguracji oraz optymalne parametry doboru materiału rdzenia sensora.

Słowa kluczowe: magnetyki amorficzne, sensory transduktorowe, histereza magnetyczna.

Summary

Fluxgate sensors are widely used in many technical applications. The improvement of their parameters and further miniaturisation is limited due to lack of a model, that would enable output characteristics of the fluxgate sensor modeling. The model developed in this research enables a quantitative description of the fluxgate sensor parameters and their optimisation.

Different fluxgate sensors types and their signal processing methods were analysed in this work. It was a basis for outlines for developing of the sensors cores magnetisation model. The author compared different magnetic hysteresis models. Similarities of the the models and the most useful features for the the stated problem were pointed out.

Next the two axis miniature fluxgate sensors were developed. They were constructed using different core materials and geometrical parameters. The sensors characteristics were measured and compared in order to select the best core material and sensor parameters.

In this work new magnetic sensors magnetisation model, based on the Preisach model, was presented. The developed vector model takes into account uniaxial anisotropy, which is typical for amorphous magnetic ribbons. It enables to determine of a length and a direction of a core magnetisation vector for a given external magnetic field vector. The presented model enables magnetic hysteresis modeling for a wide magnetising field frequency range and its shape. Furthermore, the model parameters are related to the material physical parameters. The model was verified for isotropic and anisotropic materials, especially for amorphous ribbon (cobalt based Metglas 2605 CO).

This thesis presents the results of the frame shaped amorphous magnetic core demagnetisation distribution modeling. For this purpose the method of magnetic moments was used. Thanks to the achieved results the core shape was optimised in order to lower its demagnetisation and ensuring space for sensor windings.

On basis of the cores magnetisation characteristics model, the fluxgate sensor was developed. The output signal was demodulated using the coherent demodulation and the maximum likelihood method, that was used for the first time in this application. As a result the optimal amplitude of the magnetising current and favourable core material parameters were defined.

Key words: amorphous alloys, fluxgate sensors, magnetic hysteresis.

Wykaz najważniejszych oznaczeń

M – wypadkowa magnetyzacja materiału,

m – magnetyzacja kątowna,

H – wypadkowe natężenie zewnętrznego pola magnetycznego,

H_{sat} – natężenie pola magnetycznego nasycenia dla materiału,

B_{sat} – indukcja magnetyczna nasycenia dla materiału,

H_c – natężenie pola koercji,

μ_0 – przenikalność magnetyczna próżni,

μ – względna przenikalność magnetyczna materiału,

φ – kąt pomiędzy osią łatwego magnesowania, a kierunkiem pomiaru,

θ – kąt pomiędzy wektorem magnetyzacji wewnętrznej, a wektorem zewnętrznego pola magnetycznego,

ω – kąt pomiędzy kierunkiem pomiaru, a wektorem zewnętrznego pola magnetycznego,

α – oś płaszczyzny Presiacha reprezentująca rosnące natężenie pola magnesującego,

β – oś płaszczyzny Presiacha reprezentująca malejące natężenie pola magnesującego,

ζ – oś płaszczyzny Presiacha reprezentująca siłę oddziaływań pomiędzy histeronami,

κ – oś płaszczyzny Presiacha reprezentująca wartość natężenia pola koercji histeronów,

$\gamma_{\alpha\beta}$ – operator przesunięć ścian domenowych,

$\chi_{\alpha\beta}$ – operator obrotów ścian domenowych,

a_φ – współczynnik anizotropii,

a – stała anizotropii,

$H_{||}$ – składowa równoległa natężenia pola magnesującego,

H_χ – natężenie pola magnetycznego obrotów domen,

A – współczynnik skalujący modelu,

κ_0 – mediana natężenia pola koercji,

σ_ζ – szerokość połówkowa siły oddziaływań,

σ_κ – odchylenie standardowe natężenia pola koercji,

H_E – natężenie efektywnego pola magnetycznego,

H_E – natężenie pola magnetycznego strat,

H_w – natężenie pola magnetycznego strat od prądów wirowych,

H_d – natężenie pola magnetycznego strat dodatkowych,
 σ – przewodność elektryczna,
 d – grubość rdzenia,
 G – stała geometryczna związana z indukowaniem prądów wirowych,
 S_r – pole przekroju rdzenia,
 V_0 – średnie pole magnetyczne przemieszczenia ściany domenowej,
 N_0 – średnia liczba ścian domenowych uczestniczących w procesie przemagnesowania,
 D – średnica ziarna,
 k_w – współczynnik strat od prądów wirowych,
 k_d – współczynnik strat dodatkowych,
 ε – napięcie na cewce indukcyjnej,
 τ – stała czasowa cewki indukcyjnej,
 M_k – magnetyzacja k-tego elementu,
 $H_d(i, k)$ – demagnetyzacja od i-tej granicy, oddziałująca na k-ty element,
 H_L – natężenie pola magnesującego generowanego przez uzwojenia magnesujące sensora transduktorowego,,
 d_m – współczynnik od magnesowania rdzenia sensora,

Spis treści

Streszczenie	5
Summary	7
Wykaz najważniejszych oznaczeń	8
1. Wstęp.....	13
1.1. Cel i zakres pracy	16
2. Przegląd stanu wiedzy	18
2.1. Najważniejsze zastosowania sensorów transduktorowych	18
2.2. Przegląd rozwiązań stosowanych w konstrukcji sensorów transduktorowych	19
2.2.1. Materiał rdzenia.....	20
2.2.2. Kształt rdzenia.....	25
2.2.3. Konfiguracja uzwojeń pomiarowych	28
2.2.4. Technologia wykonania sensora transduktorowego	31
2.2.5. Kształt przebiegu magnesującego i przetwarzanie sygnału pomiarowego	34
2.2.6. Podsumowanie przeglądu sensorów transduktorowych.....	35
2.3. Przegląd modeli charakterystyk magnesowania rdzeni magnetycznych	35
2.3.1. Model Isinga i model Heisenberga.....	36
2.3.2. Model Stonera-Wohlfarta.....	37
2.3.3. Model Jilesa-Athertona	40
2.3.4. Model Preisacha	42
2.3.5. Rozszerzone modele histerezy magnetycznej oparte na koncepcji Preisacha	44
2.3.6. Podsumowanie przeglądu istniejących modeli charakterystyk magnesowania ...	50
3. Opracowane miniaturowe dwuosiowe sensory transduktorowe	52
3.1. Opracowana technologia wytwarzania rdzeni ramkowych.....	52
3.2. Technologia wytwarzania miniaturowych dwuosiowych sensorów transduktorowych	53
3.3. Układ pomiarowy.....	55
3.4. Charakterystyki pomiarowe sensorów transduktorowych	55
3.5. Opracowany układ do pomiaru pętli histerezy rdzenia ramkowego	60
3.6. Wyniki pomiarów pętli histerezy rdzenia ramkowego.....	62
3.7. Podsumowanie analizy wyników badań	62
4. Opracowany model charakterystyk magnesowania rdzeni magnetycznych sensorów transduktorowych	64
4.1. Wymagania dla modelu charakterystyk magnesowania rdzeni sensorów transduktorowych	64

4.2.	Model statyczny	65
4.2.1.	Opracowany rozkład pola przemagnesowania	65
4.2.2.	Zastosowana superpozycja płaszczyzn Preisacha	69
4.2.3.	Anizotropia rdzenia	71
4.2.4.	Mechanizm przesuwania ścian domenowych	73
4.2.5.	Mechanizm obrotów domen	74
4.2.6.	Równanie modelu statycznego pętli histerezy magnetycznej	79
4.2.7.	Schemat modelu statycznego	80
4.2.8.	Analiza możliwości odtworzenia szczególnych właściwości pętli histerezy magnetycznej z wykorzystaniem opracowanego modelu	81
4.2.9.	Zgodność opracowanego modelu z modelami Preisacha i Stonera-Wohlfarta	84
4.2.10.	Modelowanie rozkładu kąтового magnetyzacji	87
4.2.11.	Parametry modelu statycznego	89
4.2.12.	Metoda doboru parametrów modelu	89
4.2.13.	Wyniki modelowania pętli histerezy dla modelu statycznego	90
4.3.	Model dynamiczny	93
4.3.1.	Opis koncepcji pola efektywnego	93
4.3.2.	Analiza mechanizmów strat dynamicznych	94
4.3.3.	Uwzględnienie wpływu reaktancji rdzenia	96
4.3.4.	Opracowana metoda obliczania wartości pola efektywnego	98
4.3.5.	Wyniki modelowania pętli histerezy dla modelu dynamicznego	99
4.4.	Podsumowanie opracowanego modelu charakterystyk magnesowania	100
5.	Optymalizacja kształtu rdzeni ramkowych metodą momentów magnetycznych	102
5.1.	Metoda momentów magnetycznych	102
5.2.	Modelowanie rozkład indukcji magnetycznej w rdzeniu ramkowym z magnetyka amorficznego	107
6.	Opracowany model charakterystyk użytkowych sensora transduktorowego	111
6.1.	Obliczenia wartości pola w rdzeniu sensora i napięcia zaindukowanego w uzwojeniach	112
6.2.	Obliczanie wartości pola zmierzonego	113
6.2.1.	Demodulacja amplitudowa AM	114
6.2.2.	Metoda największej wiarygodności	115
7.	Modelowanie charakterystyki pomiarowej na przykładzie sensora z rdzeniem Metglas 2605 CO	117
7.1.	Dobór parametrów modelu statycznego	117
7.2.	Dobór parametrów modelu dynamicznego	118
7.3.	Modelowanie wartości pola magnesującego i sygnałów napięciowych indukowanych na uzwojeniach pomiarowych	119

7.4.	Wyniki modelowania sygnałów pomiarowych	123
8.	Podsumowanie pracy i wnioski końcowe	128
9.	Kierunki dalszych prac	130
	Bibliografia.....	131

1. Wstęp

Pomiary wartości pola magnetycznego mają kluczowe znaczenie w wielu dziedzinach techniki. Pomiar pól magnetycznych wolnozmiennych o częstotliwości rzędu kilku herców znajduje zastosowanie między innymi w:

- nawigacji, gdzie pomiary ziemskiego pola magnetycznego umożliwiają zarówno określenie orientacji, jak i zmiany pozycji obiektu [1],
- astronautyce i badaniu przestrzeni kosmicznej [2],
- geologii, gdzie analizują zaburzenia ziemskiego pola magnetycznego umożliwia wykrywanie, występowania złóż [3] i nawigowanie głowic wiertniczych podczas szczelinowania [4],
- medycynie np. w diagnostyce, magnetokardiograficznej MCG [5],
- badaniach nieniszczących - do wykrywania pęknięć materiału [6] i do pomiarów zmian właściwości magnetycznych spowodowanych naprężeniami mechanicznymi [7],
- zastosowaniach wojskowych, systemach bezpieczeństwa i kryminalistyce – poprzez pasywne wykrywanie elementów ferromagnetycznych, na przykład ładunków wybuchowych czy zaburzeń ziemskiego pola magnetycznego pochodzącego od okrętów podwodnych [8],
- przemyśle chemicznym i spożywczym - w celu określania obecności ferromagnetyków w badanych substancjach [9],
- przetwornikach do pomiaru słabych prądów stałych – stosowanych w przekładnikach prądowych do pomiaru zarówno dużych prądów, jak i prądów rzędu mikroamperów. Pomiar taki realizowany jest bezstykowo (z izolacją galwaniczną) [10].

Pomiary kierunku pola magnetycznego są znane ludzkości od co najmniej dziewięciuset lat. Po raz pierwszy konstrukcja kompasu została opisana szczegółowo w roku 1088 przez chińskiego uczonego Shen Kuo w jego książce „Mengxi Bitan” [11]. Pierwszą wzmiankę o zastosowaniu kompasu magnetycznego do nawigacji w żegludze, na terenie Europy, opisano w 1190 roku w „De Naturis Rerum” Alexandra Neckermana [12]. Pomimo tak długiej historii, technika pomiarów wolnozmiennych pól magnetycznych jest stale rozwijana.

Zjawisko wytwarzania pola magnetycznego w otoczeniu przewodu z przepływającym prądem zostało wyjaśnione i opisane przez H. C. Oersteda w roku 1820 [13] i opisane równa-

niami przez J. B. Biota i F. Sawarta w tym samym roku [14]. Umożliwiło to później J.C. Maxwellowi na sformułowanie w 1861 równań opisujących zależności pomiędzy polem magnetycznym i polem elektrycznym [15]. W 1919 roku zostało odkryte zjawisko szumu Barkhausena [16]. F. Bloch [17], a W. Heisenberg [18] w latach dwudziestych i trzydziestych ubiegłego wieku przyczynili się do poznania natury mechanizmu magnesowania ciał stałych i opisu powstawania magnesów trwałych. Pozwoliło to na sformułowanie hipotez na temat procesu magnesowania materiału, które przyczyniło się do rozwoju statystycznych modeli pętli histerezy. L. Landau i E. Lifshits w latach trzydziestych określili energetyczne aspekty procesu magnesowania ferromagnetyków [19]. Między innymi na podstawie ich prac został opracowany przez D. C. Jilesa i D. L. Athertona energetyczny model magnesowania ciał stałych [20].

Jednym z pierwszych modeli pętli histerezy, opisujący charakterystykę magnesowania rdzenia magnetycznego w szerokim zakresie pól magnesujących, był model zaprezentowany w roku 1935 przez F. Preisacha [21]. Jest to obecnie jeden z bardziej rozpowszechnionych i uniwersalnych modeli pętli histerezy. Początkowo nie był on opisany ilościowo i ściśle powiązany z parametrami fizycznymi materiału. Ze względu na swoją uniwersalność jest model ten również wykorzystywany w modelowaniu relaksacji odkształceń [22], zjawisk demograficznych i ekonomii [23]. Wykorzystuje się go również do optymalizacji układów sterowania. [24].

Wykorzystując nieliniowość charakterystyki magnesowania magnetyków w roku 1936 (w laboratorium prowadzonym przez V. Vacquiera), H. Aschenbrenner i G. Goubau [25] opracowali sensor transduktorowy. W roku 1937 F. Foerster skonstruował sensor transduktorowy, pracujący na podobnej zasadzie, ale o nieco innej konfiguracji uzwojeń [26]. Choć z biegiem lat idea działania sensora transduktorowego nie uległa zmianie, to ten typ sensora pola magnetycznego stale udoskonalany [27, 28, 29].

Parametry funkcjonalne sensora transduktorowego zależą istotnie od kształtu pętli histerezy i możliwości przetwarzania sygnału wyjściowego. Z tego względu możliwości dalszego rozwoju konstrukcji sensorów transduktorowych są ściśle powiązane z modelowaniem charakterystyki magnesowania rdzenia sensora.

Obecnie produkowane rdzenie z magnetyków amorficznych charakteryzują się wysoką przenikalnością magnetyczną, co umożliwia osiągnięcie wyższej czułości sensora transduktorowego. Kolejną zaletą rdzeni amorficznych jest wysoka wartość indukcji nasycenia, co pozwala na zwiększenie zakresu pomiarowego. Miniaturowe sensory transduktorowe, wykonane

w technologii grubowarstwowej z wykorzystaniem rdzeni z taśm amorficznych, stanowią jedno z najbardziej zaawansowanych w technologii transduktorowych sensorów magnetycznych.

Charakterystyki magnesowania rdzenia zależą od składu stopu amorficznego i sposobu obróbki termicznej. Magnetyki amorficzne produkowane są w postaci cienkich taśm, z jednej strony ogranicza to wpływ prądów wirowych, a z drugiej powoduje wzrost wartości odma-gnesowania. Umożliwienie pomiaru w dwóch prostopadłych kierunkach przy zastosowaniu pojedynczego rdzenia umożliwia ograniczenie zarówno gabarytów sensora, jak i jego zużycia energii, jednak wymusza konieczność uwzględnienia anizotropii rdzenia. Powyższe rozwiązania wymagają opracowania modelu, który, uwzględniając złożoność parametrów wejściowych, pozwalałby na poprawę cech funkcjonalnych sensora.

1.1. Cel i zakres pracy

Celem pracy jest opracowanie modelu charakterystyk magnesowania rdzeni miniaturowych dwuosiowych sensorów transduktorowych. Opracowany model umożliwi dobór optymalnych parametrów sterowania, optymalizację geometrii rdzenia oraz selekcję najbardziej odpowiednich materiałów na rdzenie sensorów transduktorowych spośród magnetyków amorficznych.

Zakres pracy obejmuje opracowanie dwuwymiarowego, anizotropowego, dynamicznego modelu histerezy magnetycznej rdzeni ze stopów amorficznych. Model będzie powiązany z parametrami fizycznymi materiału rdzenia i zachodzącymi w nim procesami magnesowania. Umożliwi on modelowanie niesymetrycznych pętli histerezy o różnej wartości amplitudy. Model uwzględni także straty dynamiczne powstające w rdzeniu w szerokim zakresie częstotliwości sterowania sensora transduktorowego. Model zostanie zweryfikowany w odniesieniu do wybranych stopów amorficznych.

Ponadto kształt rdzenia ramkowego sensora dwuosiowego zostanie poddany optymalizacji przy wykorzystaniu metody momentów magnetycznych, uogólnionej dla cienkich warstw magnetycznych. Umożliwi to uwzględnienie od magnesowania rdzenia przy doborze jego kształtu.

W aspekcie użytkowym celem pracy będzie opracowanie i wykonanie miniaturowych dwuosiowych sensorów transduktorowych z rdzeniami z wybranych magnetyków amorficznych. W tym celu konieczne będzie opracowanie technologii wykonania rdzeni ramkowych dla tego typu sensorów dwuosiowych.

W końcowej części pracy, wyniki modelowania charakterystyk użytkowych sensorów transduktorowych uwzględniające parametry sensorów, oraz metody analizy sygnału zostaną porównane z wynikami pomiarów opracowanych sensorów.

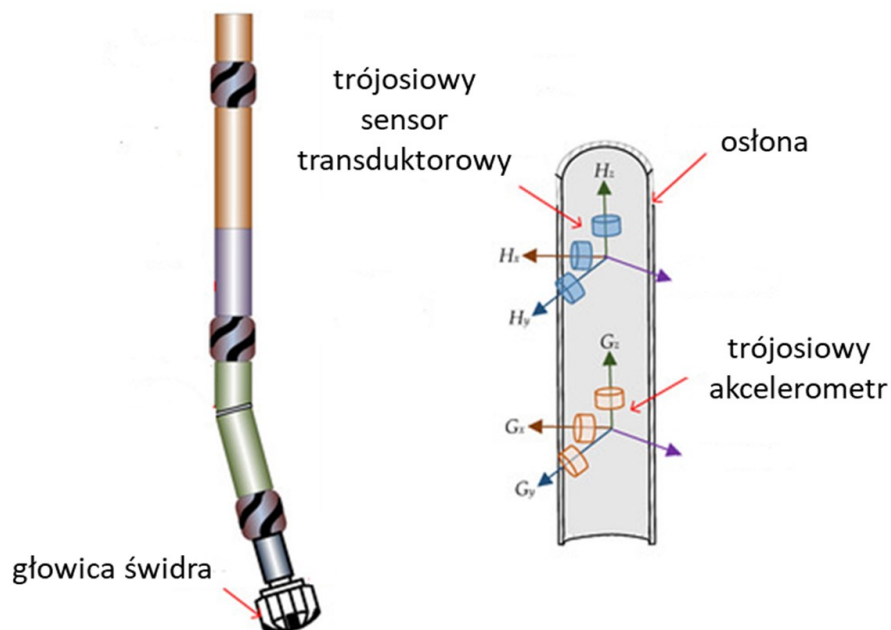
Należy zwrócić uwagę na fakt, że istniejące modele sensorów transduktorowych, które stosowane są do optymalizacji ich parametrów, są fenomenologiczne [30, 31, 32]. Nie uwzględniają one właściwości fizycznych rdzenia, jego kształtu i zjawisk w nim zachodzących. Opracowane rozwiązanie umożliwi modelowanie charakterystyki wyjściowej sensora transduktorowego dla danego materiału rdzenia, bez potrzeby budowy i badań sensora. Możliwe będzie również określenie najbardziej pożądanых cech materiału rdzenia. W wyniku zastosowania metody momentów magnetycznych możliwe będzie modelowanie od magnesowania w rdzeniach wykonanych z pojedynczych warstw taśmy amorficznej. Najbardziej rozpowszechniona metoda elementów skończonych jest bardzo nieefektywna obliczeniowo ze względu na konieczność ograniczenia wielkości siatki do wymiaru grubości taśmy.

Opracowany model charakterystyk czujników transduktorowych, umożliwi efektywny proces doboru materiału rdzenia, jego kształtu oraz topografii uzwojeń, jak również parametrów sterowania i przetwarzania sygnału. Jest to szczególnie istotne wobec szerokiego asortymentu nowoczesnych materiałów magnetycznych o wysokiej przenikalności i rozwojowi technologii wytwarzania układów elektronicznych, które stwarzają szerokie możliwości doboru poszczególnych cech sensora. Miniaturowe, dwukierunkowe sensory transduktorowe, rozwinięte na potrzeby tej rozprawy we współpracy z Instytutem Tele- i Radiotechnicznym (ITR), stanowią potwierdzenie potencjału w zakresie produkcji wysokiej czułości sensorów wolnozmiennych pól magnetycznych, który z wykorzystaniem opracowanego modelu stwarza perspektywę rozwoju tego typu urządzeń.

2. Przegląd stanu wiedzy

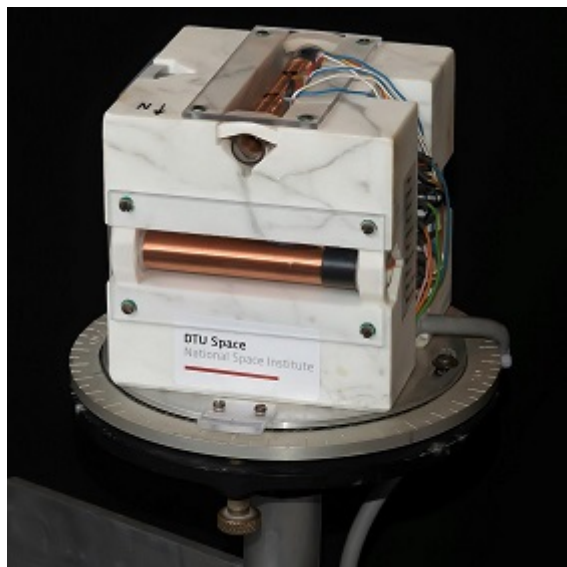
2.1. Najważniejsze zastosowania sensorów transduktorowych

Wśród obecnie stosowanych sensorów pola magnetycznego można wyróżnić sensory wykorzystujące zjawisko Halla, sensory magnetorezystancyjne, sensory typu SQUID, NMR oraz sensory transduktorowe. Stosowane typy sensorów różnią się zakresem mierzonego pola magnetycznego, czułością, zdolnością pomiaru kierunku pola magnetycznego i warunkami pracy. Występują również znaczne różnice w gabarytach tych urządzeń i ich cenie. Sensory transduktorowe wyróżniają się bardzo korzystnym stosunkiem czułości i zakresu pomiarowego do kosztów produkcji [33] dzięki temu znajdują zastosowanie w medycynie [5] oraz w badaniach nieniszczących [6, 7]. Charakteryzują się też bardzo szerokim zakresem temperatury pracy, od -100°C do $+200^{\circ}\text{C}$, co sprawia, że są stosowane w układach nawigacji głowic wiertniczych przedstawionych na rysunku 1 [4]. Są również odporne na drgania, zakłócenia i promieniowanie jonizujące, co w połączeniu z niewielką masą sprawia, że są wykorzystywane także w przemyśle kosmicznym. Przykładowe zastosowanie tych sensorów pokazano na rysunku 2 [34, 35].



Rys. 1. Trójosiowy sensor transduktorowy stosowany do nawigacji głowicy wiertniczej

[36]



Rys. 2. Trójosiowy sensor transduktorowy do zastosowań w sondach kosmicznych [37]

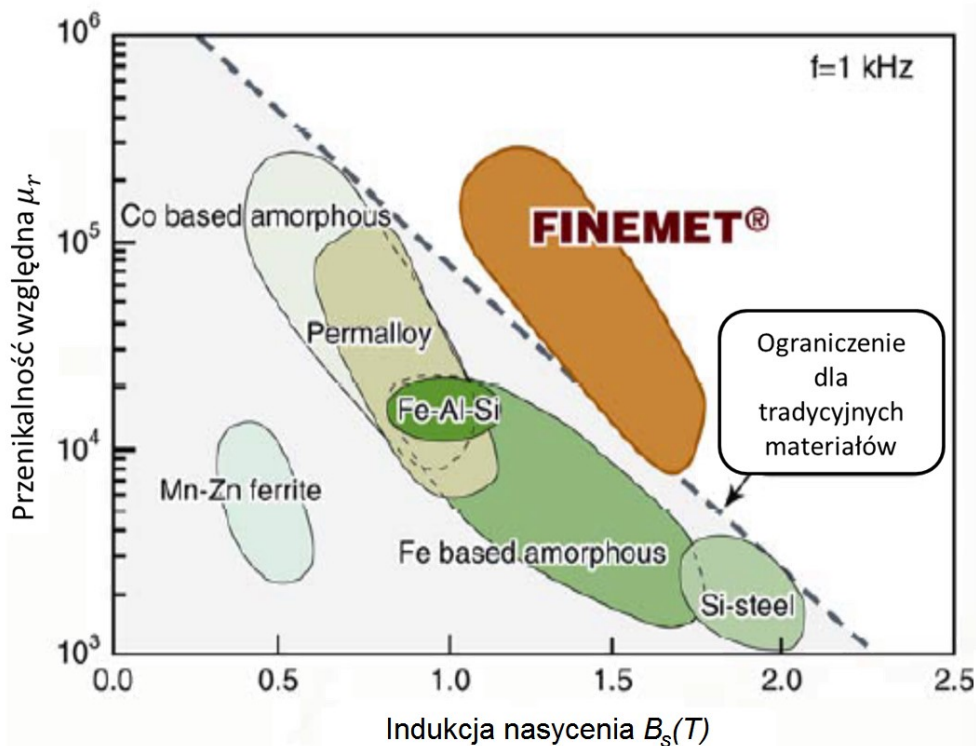
2.2. Przegląd rozwiązań stosowanych w konstrukcji sensorów transduktorowych

Jak wspomniano we wstępie pierwsze sensory transduktorowe zostały opracowane w latach trzydziestych ubiegłego wieku. Porównując daty pierwszych opublikowanych badań pętli histerezy magnetycznej [21] i daty opracowania pierwszych sensorów transduktorowych [25] można zauważyć, że niemal natychmiast po opublikowaniu bardziej szczegółowych wyników badań nieliniowości charakterystyki magnesowania, dostrzeżono możliwość ich wykorzystania do pomiaru zewnętrznego pola magnetycznego.

Obecnie stosowane są zróżnicowane konfiguracje uzwojeń i kształtów rdzeni sensorów transduktorowych, zaś do wykonania rdzeni tych sensorów wykorzystywana szeroka gama materiałów. Zmianom podlegają sposoby magnesowania rdzenia i metody przetwarzania sygnału pomiarowego. Czynnikiem łączącym wszystkie rodzaje sensorów transduktorowych jest wykorzystywanie nieliniowości przenikalności materiałów ferromagnetycznych w funkcji pola magnesującego, a w szczególności zjawiska nasycenia magnetycznego, które skutkuje zanikiem sygnału napięciowego w uzwojeniu pomiarowym. Dlatego wystąpienie składowej stałej zewnętrznego pola magnetycznego ma wpływ na kształt sygnału w uzwojeniach pomiarowych. Najczęściej jest to amplituda impulsu w sygnale różnicowym z uzwojeń pomiarowych [38] lub zmiany w odległości pomiędzy zboczami sygnału [39].

2.2.1. Materiał rdzenia

Sensory transduktorowe wykorzystują nieliniowość charakterystyki magnesowania rdzenia. Czułość sensora zależy od tego, jak dużą zmianę indukcji w rdzeniu wywoła zewnętrzne pole magnetyczne. Dlatego konieczne jest stosowanie materiałów ferromagnetycznych o wysokiej przenikalności. Materiały stosowane na rdzenie sensorów przeważnie mają niską wartość pola nasycenia. Zauważa to zakres pomiarowy, ale jednocześnie zmniejsza wartość prądu w uzwojeniach magnesujących konieczną do działania sensora, obniżając zużycie energii oraz wytwarzanie ciepła. Wśród stosowanych materiałów dominują stopy żelaza, niklu, kobaltu, krzemu, boru, chromu i węgla ich cechy zostały przedstawione na rysunku 3. Sensory transduktorowe magnesowane są przebiegami o częstotliwościach rzędu 1kHz, dlatego też istotna jest wartość natężenia pola koercji i przenikalności dla częstotliwości pracy, a nie dla pętli statycznej. Negatywnym zjawiskiem zwiększającym niepewność pomiarową sensora jest szum Barkhausena i innego rodzaju stochastyczne składniki pętli histerezy [40]. Oczywiście miniaturyzacja i automatyzacja technologii produkcji wymusza dostosowanie materiałów do wymaganych parametrów i metod wytwarzania.



Rys. 3. Porównanie wartości przenikalności względnej i indukcji nasycenia dla różnych materiałów magnetycznych [41]

Do najczęściej stosowanych materiałów na rdzenie sensorów transduktorowych można zaliczyć:

- permaloje i superpermaloje,
- ferryty,
- stopy amorficzne i nanokrystaliczne,
- granaty itrowo-żelazowe,
- rdzenie wykonane w technologii osadzania i elektroplaterowania.

Stopy na bazie niklu z kilkunastoprocentowym udziałem żelaza i dodatkami molibdenu zwane są permalojami. Ich typowe właściwości przedstawiano w tabeli 1. Zbliżone do nich pod względem składu i zastosowań są mu-metale. Oba rodzaje materiałów zaliczane są do magnetyków miękkich. Charakteryzują się wysoką przenikalnością i niezbyt dużą indukcją nasycenia. Wykorzystywane są do ekranowania magnetycznego i jako elementy wielu elektronicznych urządzeń pomiarowych oraz w produkcji sensorów transduktorowych. Ich wadą jest niska rezystywność i duża wrażliwość na naprężenia mechaniczne [42].

Tab. 1. Właściwości magnetyczne permaloji i superpermaloji [43]

Material	Względna przenikalność początkowa μ	Indukcja nasycenia B_{sat} (T)	Natężenie pola koercji H_c (A/m)
Permaloj	12 000 - 100 000	0,66 – 0,82	1,6 – 3,2
Superpermaloj	10 000 – 50 000	0,65 – 0,82	0,2 – 0,6

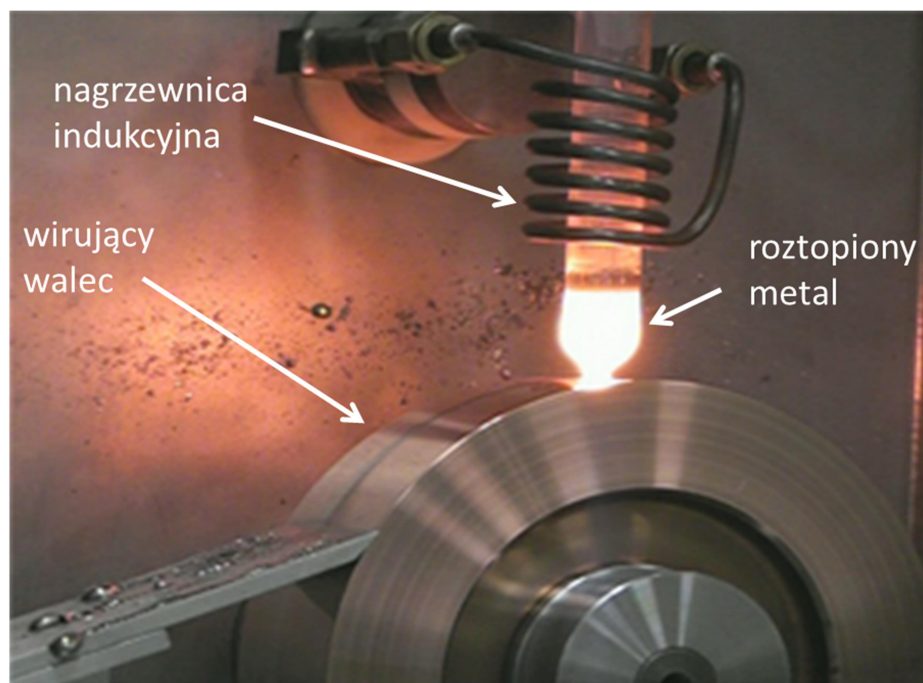
Ferrytami nazywane są ferrimagnetyczne ceramiczne materiały magnetyczne będące mieszaniną tlenków żelaza zazwyczaj w stopniu utlenienia III i dwuwartościowych dodatków metalicznych. Ferryty przejawiają najczęściej strukturę spinelową [44]. W zależności stosowanych domieszek można uzyskać materiał magnetycznie twardy albo magnetycznie miękki. W ferrytach magnetycznie twardych stosuje się dodatki strontu [45], baru albo kobaltu [46]. W ferrytach miękkich wykorzystywane są kompozycje magnezowo-cynkowe oraz niklowo-cynkowe. Magnetycznie miękkie ferryty stosowane są przy produkcji dławików, filtrów, transformatorów małych mocy, zasilaczy impulsowych. Charakteryzują się dużą rezystywnością, co sprawia, że są często stosowane w rozwiązaniach wymagających pracy przy większych częstotliwościach. Są to magnetyki izotropowe o małej wartości natężenia pola koercji. Ich wadą jest mała wartość natężenia pola nasycenia, co ogranicza ich stosowalność w urządzeniach wysokich mocy, a w przypadku sensorów transduktorowych zmniejsza zakres pomiarowy. Ferryty wytwarza się najczęściej z proszków w procesie spiekania. Nie jest to tech-

nologia, która pozwala na wytworzenie miniaturowych rdzeni. Podstawowe właściwości magnetyczne ferrytów przedstawiono w tabeli 2.

Tab. 2. Właściwości magnetyczne ferrytów [43]

Material	Względna przenikalność początkowa μ	Indukcja nasycenia B_{sat} (T)	Natężenie pola koercji H_c (A/m)
Mn-Zn	750 - 15 000	0,3 – 0,5	3,2-20
Ni-Zn	15 – 1500	0,3 – 0,5	24 – 40

Jedną z najszybciej rozwijających się technologii otrzymywania magnetyków o wysokiej przenikalności jest metoda ultraszybkiego chłodzenia. Najczęściej stosuje się stopy żelaza i niklu oraz kobaltu z dodatkami boru oraz krzemu. W wyniku gwałtownego chłodzenia z fazy ciekłej nie powstaje struktura krystaliczna, a stopy, podobnie jak szkło, uzyskują formę amorficzną. Stopy amorficzne są produkowane w formie cienkich taśm o grubości 25-30 μm lub drutów o średnicy około 50 μm . Efekt ultraszybkiego chłodzenia uzyskuje się poprzez wylanie roztopionego metalu na wirujący metalowy walec za pomocą urządzenia przedstawionego na rysunku 4.



Rys. 4. Proces wytwarzania taśmy amorficznej ultraszybko chłodzonej [47]

Stopy amorficzne najnowszej generacji charakteryzują się stosunkowo niewielką wartością natężenia pola koercji oraz stosunkowo dużą wartością pola nasycenia. Wykazują one bardzo dużą przenikalność praktycznie w całym zakresie pól magnesujących. Ich wadą jest niska rezystywność, która powoduje znaczne straty dla wysokich częstotliwości ze względu na prądy wirowe. Stosowanie szkieł metalicznych do produkcji transformatorów dużej mocy, pomimo bardzo dobrych parametrów magnetycznych, jest utrudnione ze względu na formę cienkich taśm, w której są produkowane. W przypadku miniaturowych sensorów transduktorycznych nie stanowi to jednak wady. Dodatkową zaletą stopów amorficznych jest ich wysoka wytrzymałość mechaniczna. Stopy amorficzne poddawane są często dodatkowej obróbce cieplnej tworząc stopy nanokrystaliczne. Stosuje się wygrzewanie w polu magnetycznym uzyskując dzięki temu materiał o wysokiej anizotropii i bardzo wysokiej przenikalności magnetycznej [48]. Przykładem takiego materiału może być Nanoperm opracowany przez firmę Magnetec. W tabeli 3 przedstawiono parametry magnetyczne przykładowych stopów amorficznych i nanokrystalicznych. Stopy nanokrystaliczne są także bardzo kruche, co utrudnia montaż, natomiast rdzenie pierścieniowe ze stopów amorficznych można wytwarzać poprzez zwinięcie taśmy, jak to przedstawiono na rysunku 5.



Rys. 5. Rdzeń zwijany z taśmy amorficznej

Tab. 3. Właściwości magnetyczne stopów amorficznych i nanokrystalicznych [42, 46]

Material	Skład	Przenikalność początkowa μ	Indukcja nasycenia B_{sat} (T)	Pole koercji H_c (A/m)
Metglas 2605SC	81% Fe; 13,5% B; 3,5% Si	15 000	1,6	32
Metglas 2714A	66% Co; 15% Si; 4% Fe	1 000 000	0,65	4
Vitroperm	73,5% Fe; 1% Cu; 15,5% Si	80 000	1,2	3,2
Metglas 2605 CO	67% Fe; 18% Co; 14% B; 1% Si	100 000	0,9	9,5
Metglas 2705M	80% Co; 6% Si; 5% Fe; 3% B; 3% Mo; 3% Ni	290 000	0,77	0,013
Metglas 2605SA1	85-95% Fe; 5-10% Si; 1-5% B	600 000	1,56	10
Metglas 2826MB	40-50% Fe; 40-50% Ni; 5-10% Mo; 1-5% B	800 000	0,88	5

Innym przykładem materiału stosowanego do produkcji rdzeni magnetycznych są granaty itrowo-żelazowe (ang. yttrium iron garnet - YIG) [49, 50]. Są to jedne z najczęściej stosowanych monokrystalicznych rdzeni magnetycznych. Tego typu rdzenie można potraktować jako jedną domenę. W związku z jego jednodomenową strukturą, nie występuje w nim proces przemieszczania ścian domenowych i wynikający z tego szum Barkhausena. Materiały te charakteryzują się bardzo niską magnetyzacją remanencji. Praktycznie można je traktować jako rdzenie o pomijalnej histerezie. Sprawia to, że są idealnym materiałem do budowy sensorów transduktorowych służących jako detektory zera. Jednak obecnie ich wytwarzanie jest kosztowne.

Do wytwarzania rdzeni magnetycznych stosuje się różne odmiany technologii osadzania z fazy gazowej Physical Vapour Deposition (PVD) [51]. Otrzymuje się w ten sposób bardzo cienkie warstwy o grubości poniżej 1 μ m. Często stosowaną technologią jest również elektroplaterowanie. Polega ono na osadzaniu na katodzie cienkiej powłoki elektrolitycznej [52, 53, 54]. W ostatnich latach rozwijana jest technologia polegająca na osadzaniu rozpylonych jonów w polu magnetycznym – (Magnetron Sputtering) pozwala ona na nanoszenie warstw metalu [54]. Wymienione powyżej metody umożliwiają wytwarzanie w technologii planarnej

miniaturowych rdzeni sensorów transduktorowych, zarówno o strukturze amorficznej, jak i nanokrystalicznej.

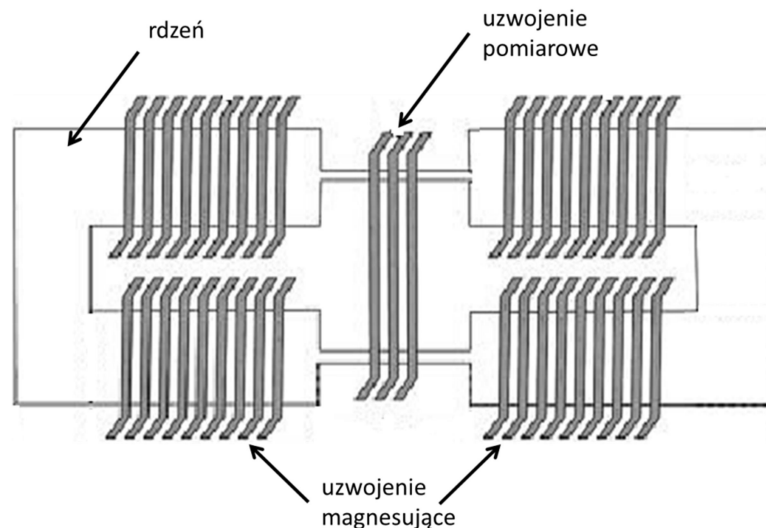
2.2.2. Kształt rdzenia

Kształt rdzenia sensora transduktorowego ma wpływ na kluczowe parametry sensora transduktorowego, w szczególności ze względu na:

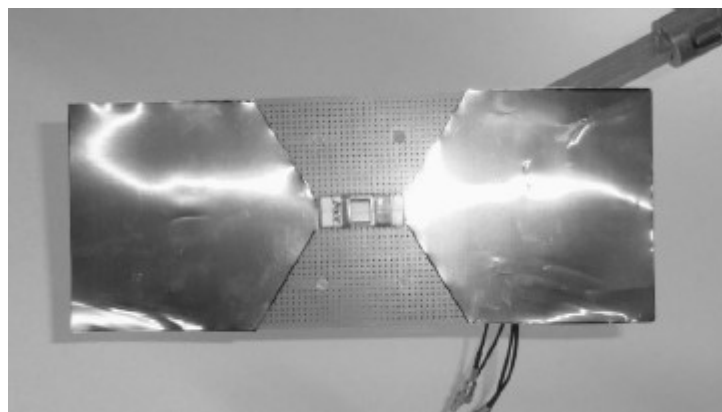
- współczynnik odmagnesowania d_m ,
- wartość natężenia pola nasycenia H_s i natężenia pola koercji H_c ,
- udział powierzchni przekroju rdzenia w powierzchni przekroju cewki $\frac{S_r}{S}$,
- straty związane z prądami wirowymi H_w i stratami dodatkowymi H_d .

Współczynnik odmagnesowania jest istotnym parametrem rdzeni otwartych. Natomiast w rdzeniu o zamkniętym magnetowodzie przyjmuje się, że odmagnesowanie nie występuje. Jednak w przypadku sensorów transduktorowych nawet w przypadku zamkniętego rdzenia odmagnesowanie dla zewnętrznego pola magnetycznego będzie istotne, dlatego w rozdziale 7.2 przedstawiono wyniki modelowania odmagnesowania w rdzeniu sensora.

Poprzez umieszczenie uzwojenia pomiarowego w przewężeniu rdzenia, jak na rysunku 6 ten sam strumień magnetyczny przechodzi przez mniejszy przekrój rdzenia, co zwiększa wartość indukcji magnetycznej w rdzeniu. To powoduje, że dla niższej wartości natężenia pola magnetycznego nastąpi nasycenie rdzenia. Taką rolę spełniają również rdzenie porowate powstałe w wyniku osadzania na specjalnie przygotowanym podłożu. Stosuje się również koncentratory pola magnetycznego, które w prawdzie nie są integralną częścią sensora, ale koncentrują strumień pola z większego obszaru na rdzeniu sensora, co przedstawiono na rysunku 7.



Rys. 6. Schemat sensora transduktorowego z przewężeniem rdzenia [55]

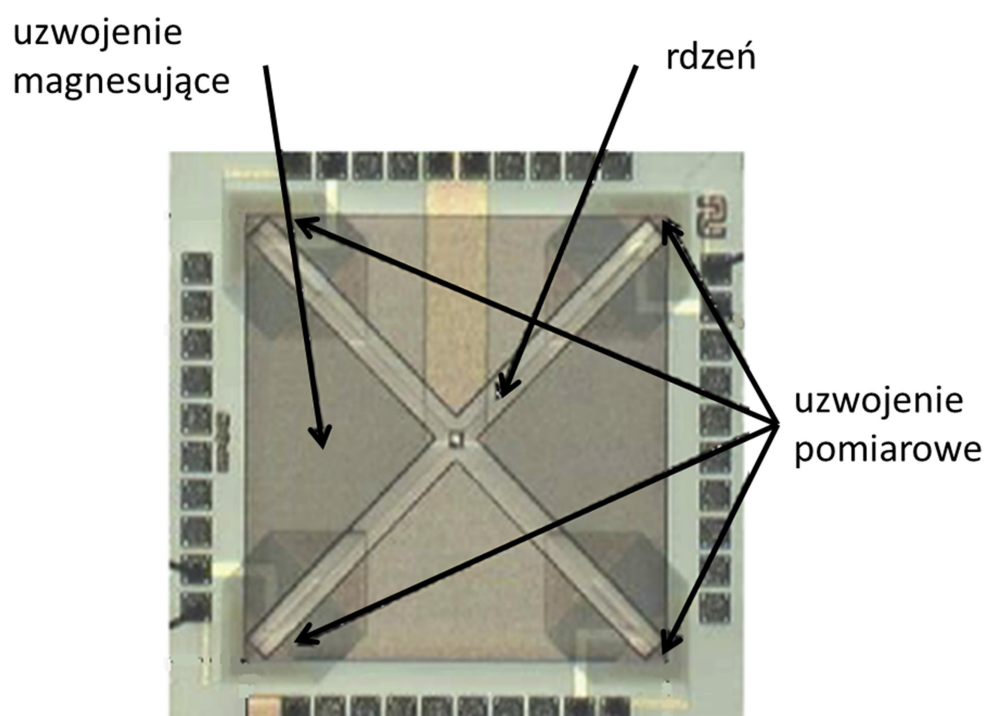


Rys. 7. Schemat sensora transduktorowego z koncentratorem strumienia magnetycznego [56]

Prądy wirowe mają kierunek prostopadły do kierunku pola magnetycznego, dlatego oprócz doboru materiałów o dużej rezystywności można zastosować modyfikacje kształtu rdzenia w przekroju poprzecznym. Rozwiązaniem znanym w odniesieniu do rdzeni transformatorów, jest zastosowanie kilku warstw cienkiej taśmy. Ogranicza to przewodność w przekroju w kierunku prostopadłym do kierunku pola. Takie rozwiązanie pozwala również zwiększyć pole przekroju rdzenia. Należy przy tym uwzględnić, że szczelina oddzielająca warstwy taśmy musi być znacznie mniejsza niż grubość samej taśmy, która wynosi około $25\mu\text{m}$. W eksperymentalnej pracy autor opracował technologie nanoszenia cienkiej powłoki wustytu na warstwy taśmy amorficznej, aby zwiększyć rezystywność poprzeczną w rdzeniu zwijającym.

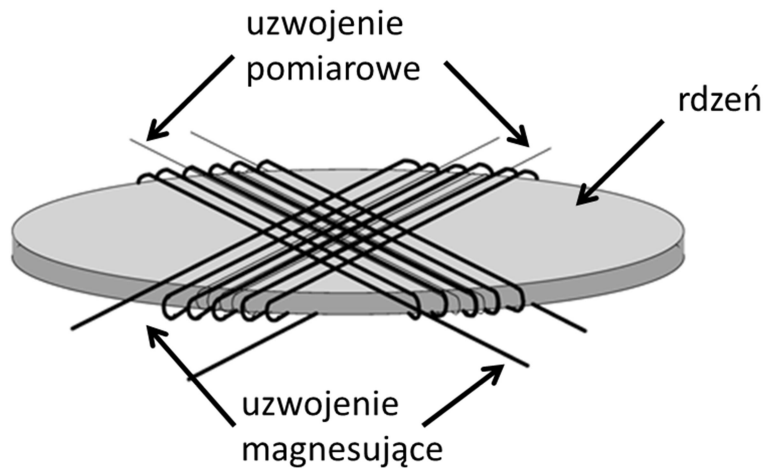
Umożliwiło to znaczące obniżenie strat spowodowanych przez prądy wirowe [57]. W celu zwiększenia rezystywności poprzecznej stosuje się również rdzenie porowate [58].

W zastosowaniach, gdzie istotne jest ograniczenie wymiarów i zużycia energii stosuje się sensory dwukierunkowe. W przykładowym rozwiązaniu sensora dwuosowego wykonanego w technologii planarnej przedstawionego na rysunku 8, zastosowano cewkę magnesującą i cewki pomiarowe nieoplatające rdzenia, co umożliwiło miniaturyzację układu.



Rys. 8. Schemat miniaturowego, dwuosowego sensora transduktorowego [59]

Przedstawiony na rysunku 9 dwuosowy sensor z rdzeniem otwartym wykorzystuje zmianę kierunku wektora magnesującego, przy jego stałym module. Dzięki temu dominującym mechanizmem magnesowania są obroty domen. Umożliwia to obniżenie wartości pola koercji rdzenia [60].



Rys. 9. Schemat dwuosiowego sensora transduktorowego z wirującym wektorem pola sterującego [61]

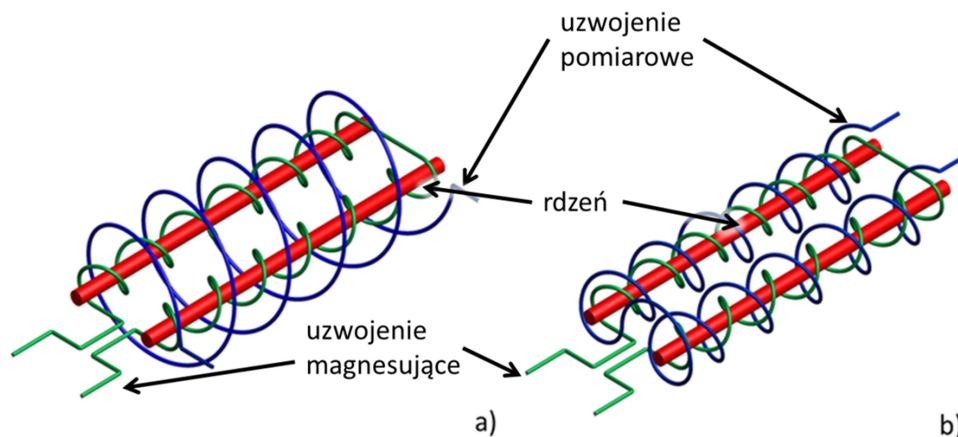
2.2.3. Konfiguracja uzwojeń pomiarowych

Można wyróżnić trzy podstawowe konfiguracje uzwojeń w sensorach transduktorowych:

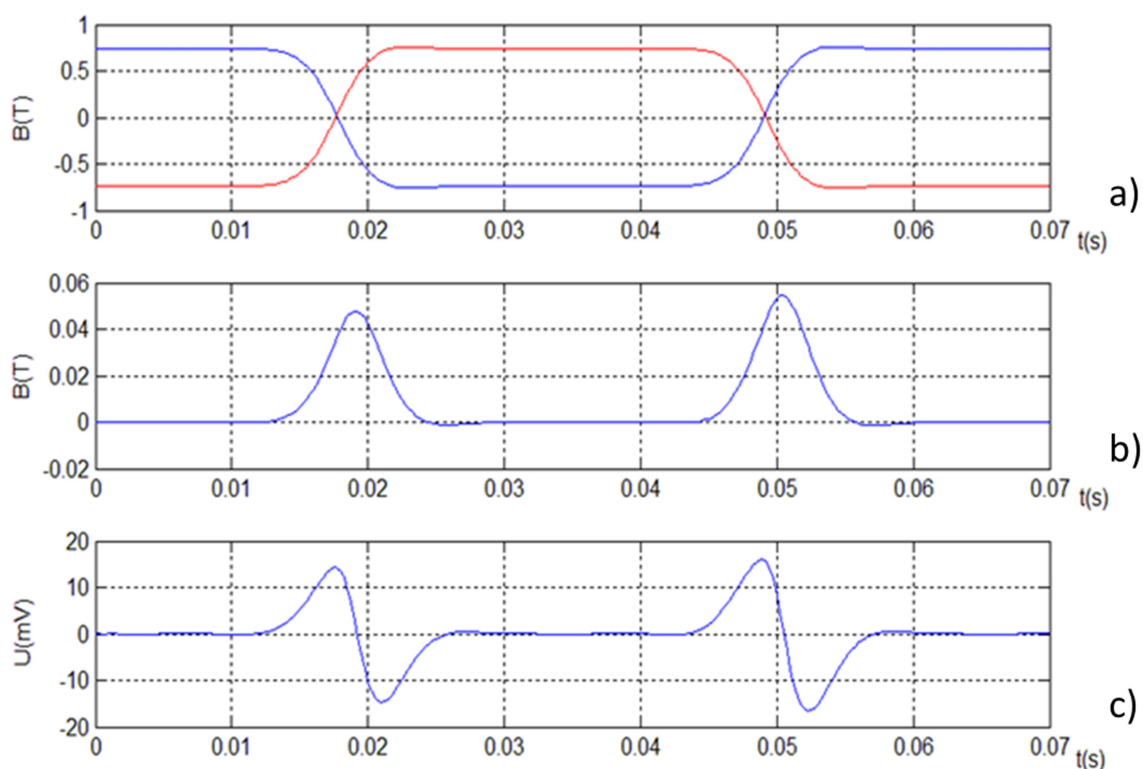
- konfiguracja Foerстера z dwoma rdzeniami w kształcie prętów i wspólnym uzwojeniem [62],
- konfiguracja Vacquiera z dwoma rdzeniami w kształcie prętów i dzielonym uzwojeniem [62],
- układ sensora transduktorowego z rdzeniem pierścieniowym [63].

W konfiguracji Vacquiera przedstawionej na rysunku 10 a) uzwojenia magnesujące są nawinięte wokół rdzenia tak, że wytwarzają pola magnesujące skierowane w przeciwnych kierunkach. Uzwojenie pomiarowe nawinięte jest wokół obu rdzeni, tak że strumień indukcji magnetycznej z równoległych gałęzi rdzenia odejmuje się. Dzięki temu strumień w uzwojeniu pomiarowym jest różnicą strumieni z obu rdzeni co przedstawiono na rysunku 11.

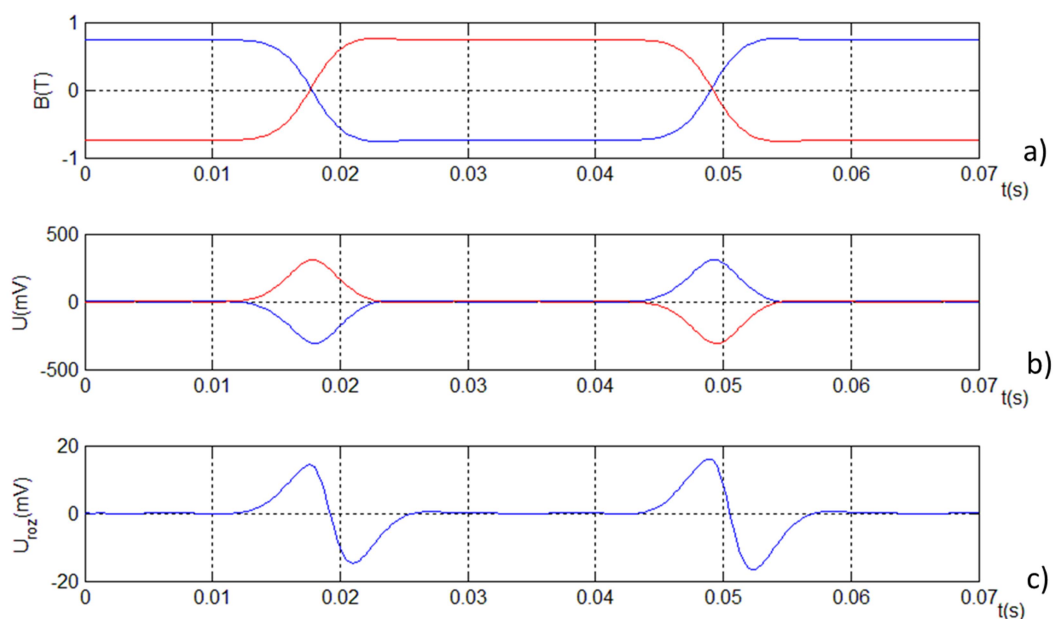
W konfiguracji Foerстера uzwojenia magnesujące są nawinięte w ten sam sposób co w konfiguracji Vacquiera, natomiast uzwojenie pomiarowe jest nawinięte wokół każdego rdzenia z osobna. Nawinięte jest ono w taki sposób, aby strumień pola poszczególnych rdzeniach indukował skierowany przeciwnie prąd, co przedstawiono na rysunku 10b.



Rys. 10. Konstrukcja uzwojeń w konfiguracji a) Vacquiera, uzwojenie pomiarowe jest nawinięte wokół dwóch rdzeni, b) Foerстера, uzwojenie pomiarowe jest nawinięte wokół każdego rdzenia osobno, w przeciwnych kierunkach



Rys. 11. Przebiegi czasowe transduktora w konfiguracji Vacquiera. a) przebieg wartości indukcji w każdym rdzeniu, b) przebieg indukcji wypadkowej, c) przebieg wartości napięcia zaindukowanego na uzwojeniach pomiarowych

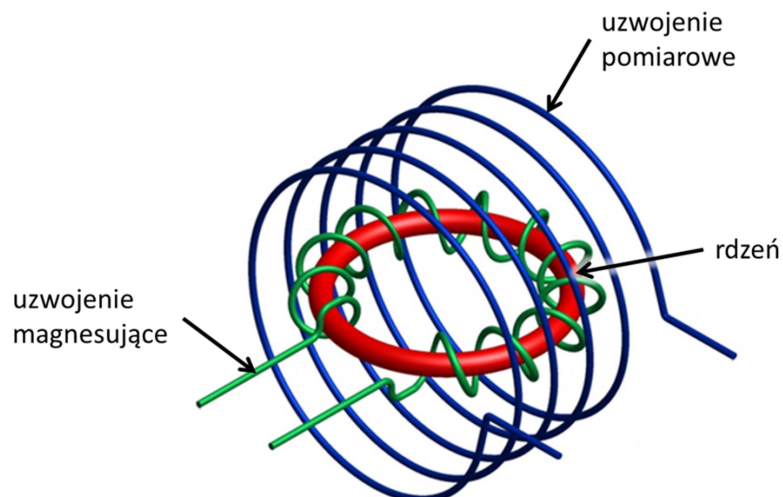


Rys. 12. Przebiegi czasowe transduktora w konfiguracji Foerстера. a) przebieg wartości indukcji w każdym z rdzeni, b) przebieg indukcji wypadkowej, c) przebieg wartości napięcia zaindukowanego na uzwojeniu pomiarowym.

Pomimo, że konfiguracja uzwojeń się różni, to wyjściowy przebieg napięcia jest identyczny dla obu konfiguracji. Typowym sygnałem wyjściowym z sensora transduktorowego jest amplituda drugiej lub czwartej harmonicznej przebiegu napięciowego [64]. Dla małych wartości zewnętrznych pól magnetycznych są one w przybliżeniu proporcjonalne do wartości pola mierzonego [64].

Każdy sensor transduktorowy zalicza się do jednego z dwóch opisanych powyżej typów konfiguracji.

Niezależnie od konfiguracji sensora, często stosuje się rdzeń o zamkniętym magnetowodzie, przedstawiony na rysunku 13. Zamknięty magnetowód rdzenia zmniejsza odmagnesowanie, a w rezultacie zmniejsza wymaganą wartość natężenia prądu w uzwojeniach magnesyjących, koniecznego do nasycenia rdzenia i prawidłowej pracy sensora.



Rys. 13. Konfiguracja uzwojeń sensora transduktorowego z zamkniętym magnetowodem w konfiguracji uzwojeń typu Vacquiera

Sensory transduktorowe często działają na zasadzie detektorów zera [65]. W celu kompensacji zewnętrznego pola magnetycznego stosuje się dodatkowe uzwojenie kompensacyjne, a sam sensor transduktorowy służy tylko do detekcji stanu równowagi. Taka konfiguracja pozwala na zastosowanie materiałów o małej wartości pola nasycenia i prostokątnej pętli histerezy, które są mniej przydatne do pomiarów, natomiast cechują się małym progiem pobudliwości przy detekcji małych zmian pola w okolicach zera.

Sensory transduktorowe wykorzystywane są również do budowy przekładników prądowych [10]. Wykorzystuje się wtedy dwa rdzenie o toroidalne, przez które przeprowadzony jest przewód pomiarowy. Wykazują one szereg zalet w stosunku do przekładników wykorzystujących innego typu sensorów pola magnetycznego.

2.2.4. Technologia wykonania sensora transduktorowego

Stosuje się trzy metody wykonywania uzwojeń pomiarowych sensora transduktorowego: uzwojenia nawijane z drutu nawojowego, uzwojenia wykonane w technologii grubowarstwowej „printed circuit board” (PCB) i technologii planarnej.

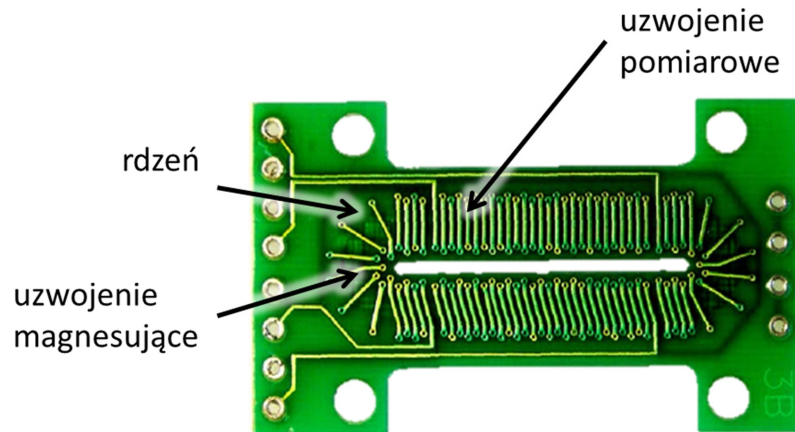
Powszechnie stosowaną metodą konstrukcji uzwojeń sensorów transduktorowych jest ich uzwajanie z drutem nawojowym. Technologię tę wykorzystuje się do uzwajania rdzeni transformatorów i dławików [66]. Pozwala ona nawet na konstrukcję sensorów z gotowych, już uzwojonych rdzeni transformatorów i rdzeni stosowanych do izolacji galwanicznej zasilaczy

[67]. Kolejną zaletą tej metody wytwarzania sensorów transduktorowych jest możliwość uzyskania dużej liczby zwojów i zwiększenia siły sygnału pomiarowego. Do wad należy zaliczyć trudności w miniaturyzacji i konieczność stosowania wielu elementów i technologii, aby wykonać nie tylko uzwojenia, ale również układ magnesujący i układ przetwarzania. Metoda nawijania jest stosowana do rdzeni objętościowych i zwijanych z taśm.

W miarę rozwoju technologii wytwarzania układów elektronicznych, dążąc do miniaturyzacji i upraszczania technologii konstrukcji sensorów zaczęto wprowadzać kolejne metody konstrukcji. Dodatkowym czynnikiem wzmacniającym ten trend jest duża automatyzacja procesu produkcji współczesnych układów elektronicznych.

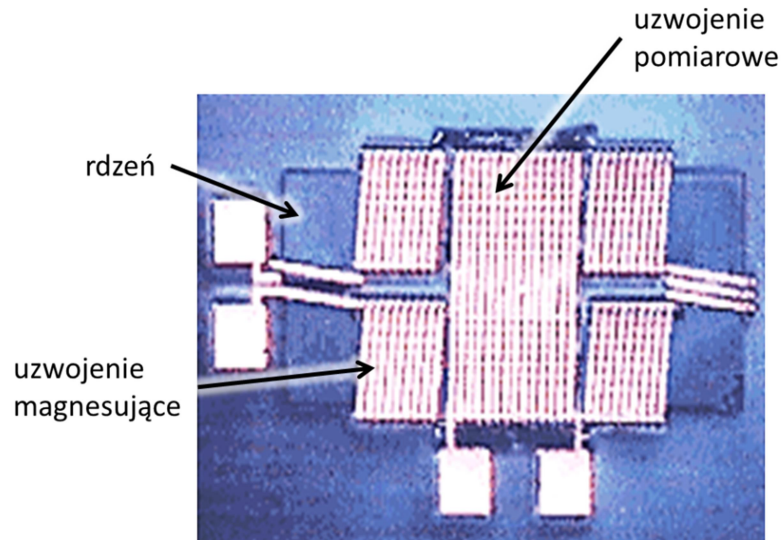
Adaptacja technologii grubowarstwowej stosowanej do produkcji płytek drukowanych pozwala na znaczną miniaturyzację i zmniejszenie ilości elementów mechanicznych. W odróżnieniu od nawijania uzwojeń na karkasach, technologia wykorzystująca płytki drukowane umożliwia zarówno wykonanie uzwojeń sensora jak i układu przetwarzania za pomocą jednego cyklu technologicznego. Uzwojenia są wykonane w postaci ścieżek [68], zaś rdzeń znajduje się pomiędzy dolną i górną warstwą uzwojenia, połączonego przelotkami. Konstrukcję sensora przedstawiono na rysunku 14. Wadą takiego rozwiązania jest mały udział rdzenia w powierzchni przekroju cewki. Dodatkowo problem stanowi odpowiednie umieszczenie rdzenia pomiędzy warstwami laminatu ze względu na ryzyko powstawania iniekcji gazowych. Do wytwarzania rdzenia należy dobierać materiał o niskiej magnetostrykcji, gdyż jest on sztywno zamocowany, co może ograniczać przenikalność materiałów, które zmieniają swoje wymiary podczas magnesowania. Umieszczenie rdzenia wewnątrz płytki z laminatu ogranicza również możliwość odprowadzania ciepła. Zazwyczaj przy tej technologii stosuje się rdzenie amorficzne lub nanokrystaliczne wykonane z cienkich taśm. W celu uzyskania odpowiedniego kształtu rdzenia stosuje się również technologie fotolitografii, co jest korzystne ze względu na wykorzystywanie tego samego oprzyrządowania i procesu, jak przy wykonywaniu obwodu elektrycznego. Zastosowanie technologii grubowarstwowej wprowadza szereg utrudnień przy wytwarzaniu uzwojeń. Niewielka grubość ścieżek ogranicza możliwość stosowania dużych prądów na uzwojeniu magnesującym. Z kolei konieczność przejść pomiędzy warstwami laminatu wymusza stosowanie przelotek, które obniżają możliwość zagęszczania wzajemnego położenia zwojów. Oba te problemy sprawiają, że w sensorach transduktorowych wykonanych w technologii grubowarstwowej trudniej jest uzyskać odpowiednie natężenie pola magnesującego wytwarzanego przez cewki magnesujące, jak również sygnał napięciowy o dostatecznej sile na uzwojeniach pomiarowych. Wymusza to stosowanie rdzeni o niskiej warto-

ści indukcji nasycenia. Uzwojenia magnesujące i pomiarowe umieszcza się w innych przekrojach, gdyż wykonanie dwóch uzwojeń w jednym przekroju wymusza zastosowanie dwóch dodatkowych warstw laminatu. Niestety powoduje to konieczność wydłużenia drogi magnetycznej w rdzeniu, co obniża wartość pola magnetycznego zaindukowanego przez uzwojenia pomiarowe.



Rys. 14. Sensora transduktorowy z rdzeniem ze stopu amorficznego z zamkniętym obwodem magnetycznym w konfiguracji uzwojeń Foerстера [69]

Dalszą miniaturyzację umożliwia technologia planarna stosowana w produkcji układów scalonych. Za jej pomocą można wytworzyć kompletny sensor transduktorowy wraz z rdzeniem. W porównaniu z PCB pozwala na większe zagęszczenie ścieżek, co jest przedstawione na rysunku 15. Zastosowanie tej technologii zmniejsza liczbę operacji koniecznych do produkcji kompletnego sensora transduktorowego [70]. Najczęściej stosuje się rdzenie otwarte o niewielkiej długości, w których ze względu na małą grubość występuje silne odmagnesowanie w rdzeniu. Ta technologia wykazuje największy potencjał miniaturyzacji i automatyzacji.



Rys. 15. Miniaturowy sensor transduktorowy wykonany w technologii planarnej [71]

2.2.5. Kształt przebiegu magnesującego i przetwarzanie sygnału pomiarowego

Sygnal pomiarowy w sensorach transduktorowych przeważnie ma postać impulsu występującego w momencie przemagnesowania rdzenia (jak zostało to przedstawione w rozdziale 2.2.3) Na każdy okres sygnału sterującego przypadają dwa impulsy, co oznacza, że ich wartość będzie proporcjonalna do wartości drugiej harmonicznej sygnału. Układ przetwarzania sensora transduktorowego ma za zadanie jak najbardziej precyzyjny pomiar wartości parzystej harmonicznej. Stosuje się do tego celu najczęściej metody znane z rozwiązań demodulatorów amplitudy, do których należą:

- detekcja koherentna [64],
- filtracja określonej harmonicznej [72],
- autokorelacja [73],
- demodulacja koherentna wyższego rzędu [74],
- cyfrowe wykrywanie fazy [75].

Ponieważ układ pomiarowy mierzy składową sinusoidalną sygnału, to najczęściej do sterowania sensora stosuje się przebieg sinusoidalny. Może to być przebieg o stabilizacji prądowej lub napięciowej. Stabilizacja napięciowa przy odpowiednio dobranych parametrach układu pozwala uzyskać przebieg zaindukowanego napięcia zbliżony do sinusoidalnego [76]. Czasem wykorzystuje się zdolność rdzenia do filtracji wyższych harmonicznych, sterując rdzeń

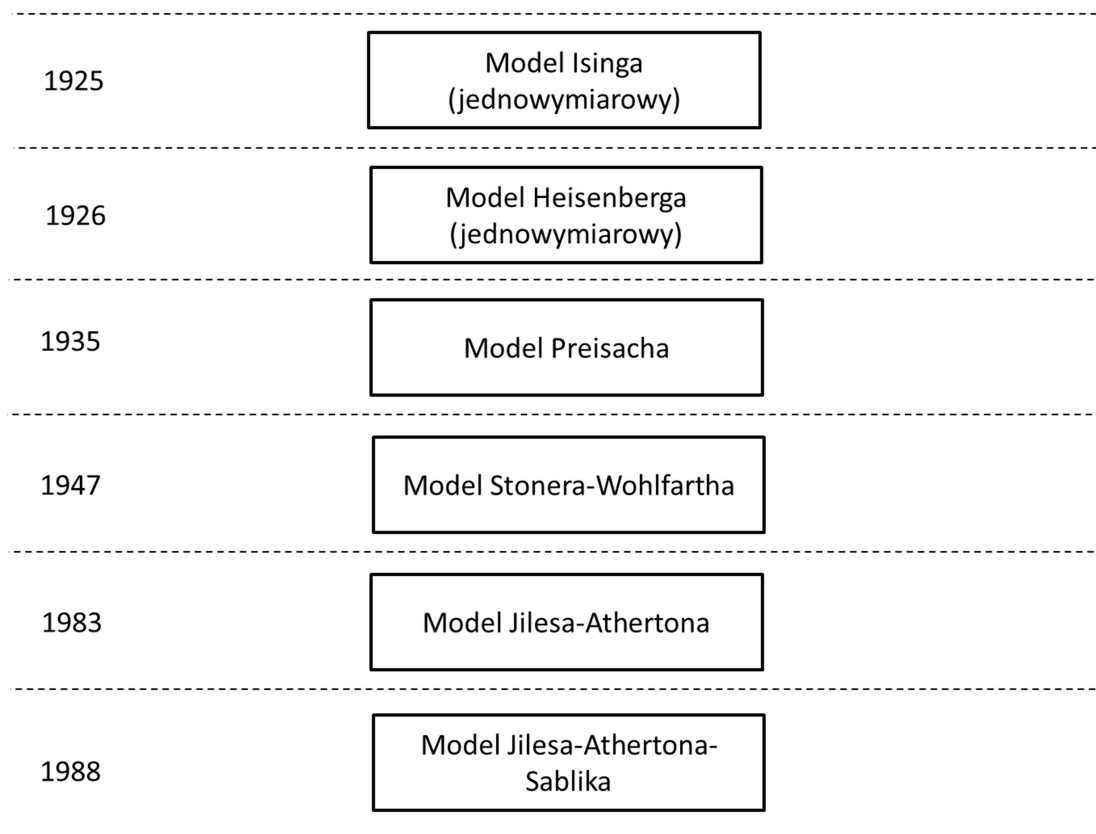
za pomocą impulsów. Pozwala to uprościć układ elektroniczny i ograniczyć zużycie energii [77].

2.2.6. Podsumowanie przeglądu sensorów transduktorowych

Przedstawiony przegląd stosowanych konstrukcji sensorów transduktorowych wskazuje na dużą różnorodność zarówno w zakresie stosowanych materiałów, kształtu rdzenia, metod montażu oraz metod sterowania i przetwarzania sygnału. Z tych względów wymagania dla modelu sensora transduktorowego obejmują wiele parametrów i zmiennych wejściowych. Należy podkreślić, że niektóre, opisane wcześniej konstrukcje sensorów transduktorowych charakteryzują się nie tylko zmianą modułu wektora pola magnesującego, a również zmianą kierunku pola magnesującego. Wymusza to konieczność opracowania modelu dwuwymiarowego, który uwzględniałby anizotropię rdzenia. Możliwość zmiany tak wielu parametrów w badaniach eksperymentalnych jest ograniczona. Również istniejące modele sensorów transduktorowych, które opisują matematycznie kształt przebiegów wyjściowych umożliwiają jedynie symulację jednego typu sensora, choć dla różnych parametrów rdzenia [38]. Model, który uwzględniałby wiele czynników wpływających na właściwości użytkowe sensora pozwoliłby na dobór parametrów sensora opracowanego do określonego celu.

2.3. Przegląd modeli charakterystyk magnesowania rdzeni magnetycznych

Rozwój modeli pętli histerezy zapoczątkowano w końcu XIX wieku. Pierwszy opracowany wtedy przez Rayleigha model nie pozwalał na odtworzenie wartości pętli histerezy w pełnym zakresie [78]. W kolejnych latach powstały modele, które opierały się na różnych założeniach i teoriach. Na rysunku 16 pokazano najważniejsze kierunki rozwoju modeli pętli histerezy. Przedstawione modele stanowią oryginalne rozwiązania, na podstawie których następni badacze tworzyli bardziej dokładne modele, często łącząc ich założenia i właściwości. Poniżej scharakteryzowano podstawowe założenia przedstawionych modeli.



Rys. 16. Schemat rozwoju modeli histerezy magnetycznej wraz z podaniem roku wprowadzenia

2.3.1. Model Isinga i model Heisenberga

Model Isinga opiera się na założeniu, że materiał składa się z N elementów o momencie magnetycznym μ , które mogą przyjmować jedynie dwie orientacje; dodatnią i ujemną. Ponadto istnieje energia J oddziaływania pomiędzy elementami. Zewnętrzne pole magnetyczne H powoduje powstawanie energii poprzez interakcje z momentami elementów o wartości μH i $-\mu H$. Ising podał jedynie rozwiązanie statystyczne dla przykładu jednowymiarowego, stwierdzając przy tym, że nie występuje dla niego zjawisko histerezy [79]. Późniejsi badacze otrzymali również rozwiązanie dla dwóch i trzech wymiarów dla zerowego pola zewnętrznego, uwzględniając zależność siły oddziaływania pomiędzy elementami od temperatury i jego zanik dla temperatury powyżej temperatury Curie.

W rok później swój model opracował W. Heisenberg [80]. Model ten można zaliczyć do mechaniki statystycznej, która zaczęto wtedy rozwijać. Heisenberg miał na celu modelowanie zachowania spinów i ich wzajemnego oddziaływania, które jak odkryto, były źródłem sponta-

nicznej magnetyzacji w materiale. Dla obu modeli można wyznaczyć hamiltonian energii swobodnej [81]:

$$\mathbf{H} = - \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N [J_{ij}^{\parallel} \mathbf{S}_{iz} \mathbf{S}_{jz} + J_{ij}^{\perp} (\mathbf{S}_{ix} \mathbf{S}_{jx} + \mathbf{S}_{iy} \mathbf{S}_{jy})] - g\beta \sum_{i=1}^N \mathbf{H} \cdot \mathbf{S}_i \quad (1)$$

gdzie:

J_{ij}^{\parallel} - energia oddziaływania spinów równoległych,

J_{ij}^{\perp} - energia oddziaływania spinów prostopadłych (w modelu Isinga równa zero),

S_{ix}, S_{iy}, S_{iz} – komponenty i-tego spinu.

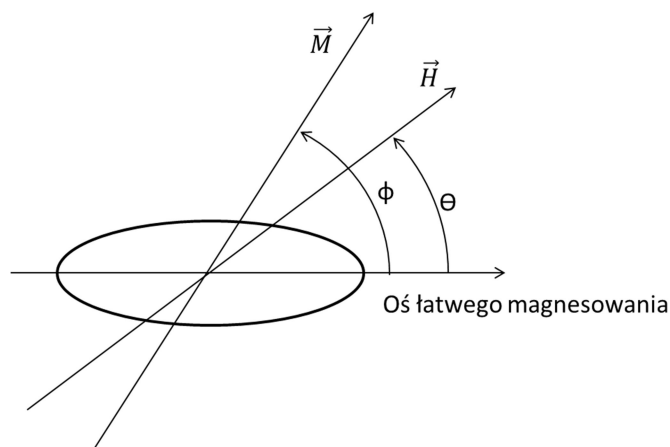
Obecnie, dzięki zastosowaniu komputerów o dużych mocach obliczeniowych, wykorzystuje się ten model do symulacji struktury domen w przekroju materiału [82]. Jego zaletą jest możliwość modelowania zarówno materiałów ferro- i ferriimagnetycznych ($J > 0$), jak i paramagnetycznych ($J \approx 0$) oraz diamagnetycznych ($J < 0$).

Obliczenie wartości pętli histerezy przy użyciu tego modelu jest jednak bardzo skomplikowane i obecnie nie udało się wyznaczyć wartości modelu dwuwymiarowego dla niezerowego pola magnetycznego. Można wykazać, że funkcję pamięci w modelu Isinga można odtworzyć za pomocą płaszczyzny Preisacha [83], co ogranicza celowość dalszego rozwijania tego modelu.

2.3.2. Model Stonera-Wohlfarta

Odkrycie ścian domenowych i obserwacja mechanizmu przesuwania ścian domenowych zapoczątkowały badania nad modelem, który odtwarzałby rzeczywiste procesy reorganizacji struktury domenowej w materiale w wyniku magnesowania. V. M. Kersten w roku 1938 opisał równaniem zależność na średnią wartość pola koercji [84]. Jego rozważania zakładały proces magnesowania jedynie w wyniku odkształceń sprężystych i przesuwania ścian domenowych. Pole przemagnesowania domeny powiązał z magnetostrykcją i wartością naprężeń własnych w materiale. Jednak model ten nie był odpowiedni dla wprowadzanych w tamtych czasach magnesach trwałych o dużej anizotropii. Aby odtworzyć charakterystykę magnesowania dla magnesu trwałego przy użyciu modelu V. M. Kerstena należałoby by założyć wartość naprężeń własnych o wartości przekraczającej wartość graniczną wytrzymałości materiału. To skłoniło Stonera i Wohlfarta do zaproponowania nowego modelu opartego o mechanizm obrotu domen i uwzględniającego anizotropię materiału [85].

Model opiera się na założeniu, że materiał składa się elementów magnetycznych o eliptycznym kształcie, co pokazano na rysunku 17. Autorzy modelu wskazują na korelacje rozmiarów tych elementów z ziarnami materiału o wysokiej przenikalności magnetycznej oddzielonymi granicami z materiału o niskiej przenikalności.



Rys. 17. Oznaczenia kątów w modelu Stonera-Wohlfarta, \vec{M} – wektor magnetyzacji, \vec{H} – wektor zewnętrznego pola magnetycznego, ϕ – kąt pomiędzy osią łatwego magnesowania, a wektorem magnetyzacji wewnętrznej, θ – kąt pomiędzy osią łatwego magnesowania, a wektorem zewnętrznego pola magnetycznego

Dla każdego elementu jego energia swobodna E jest równa:

$$E = E_A + E_Z \quad (2)$$

gdzie:

E_A – energia anizotropii,

E_Z – energia Zeemana.

Natomiast energia anizotropii E_A jest równa [99]:

$$E_A = K \sin^2 \phi \quad (3)$$

gdzie K – współczynnik anizotropii, a ϕ – kąt pomiędzy osią łatwego magnesowania, a wektorem magnetyzacji.

Energia Zeemana E_Z dana jest zależnością [99]:

$$E_Z = -\vec{M} \cdot \vec{H} = -HM_S \cos(\phi - \theta) \quad (4)$$

W której M_S – magnetyzacja nasycenia, H – zewnętrzne pole magnetyczne, θ – kąt między osią łatwego magnesowania, a wektorem zewnętrznego pola magnetycznego.

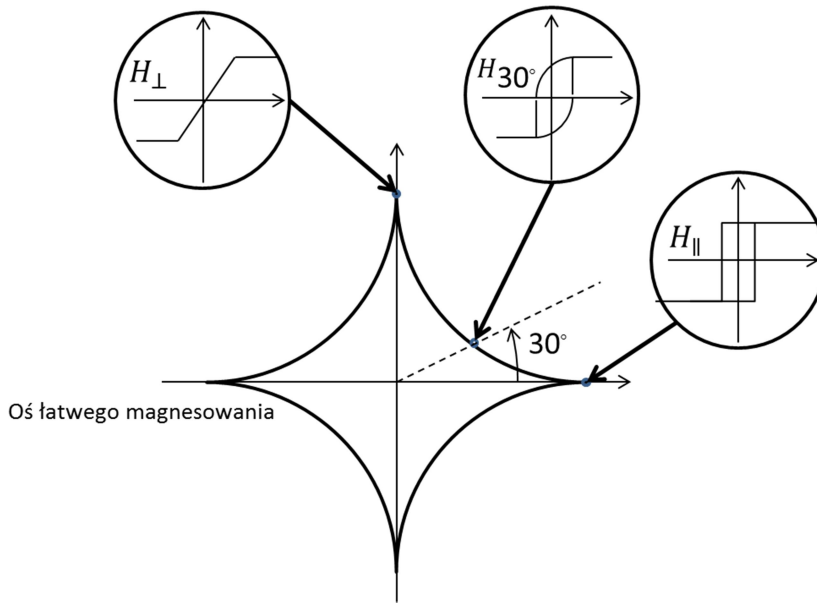
Ponieważ układ dąży do minimalizacji energii swobodnej w stanie równowagi dla układu:

$$\left(\frac{\partial E}{\partial \phi}\right)_\theta = 0 \text{ i } \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2}\right)_\theta = 0 \quad (5)$$

Z tych warunków można wyznaczyć równanie dla równoległych H_{\parallel} i prostopadłych H_{\perp} składowych pola [85]:

$$\frac{H_{\perp}}{\sin^3 \phi} + \frac{H_{\parallel}}{\cos^3 \phi} = 0 \quad (6)$$

Następnie z wykorzystaniem rysunku 18 można wyznaczyć pętle histerezy dla różnych kątów pomiędzy kierunkiem magnesowania, a osią łatwego magnesowania.



Rys. 18. Schemat równania (7) i pętle histerezy wyznaczone na jego podstawie dla różnych wartości kąta pomiędzy kierunkiem magnesowania, a osią łatwego magnesowania [85]

Autorzy modelu przedstawili również propozycję modelowania materiału składającego się z elementów anizotropowych, ale o losowym rozkładzie orientacji. Jest to konfiguracja, która

występuje w wielu magnetykach o strukturze ziaren. W późniejszych rozwinięciach uwzględniono również anizotropie wywołaną naprężeniami zewnętrznymi i anizotropię kształtu oraz uwzględniono również odmagnesowanie próbki [86].

Model Stonera-Wolhlfarta, który w sposób kompletny opisuje pętlę histerezy, uwzględniając fizyczne właściwości materiału. Jedną z głównych zalet tego modelu jest możliwość odtworzenia właściwości magnetyków twardych o silnej anizotropii [87]. Model wyjaśnia zjawiska zachodzące w materiale wskazując na parametry, które można zmodyfikować w celu maksymalizacji wartości natężenia pola koercji [88]. Model z założenia jest opracowany do magnetyków twardych, które przejawiają wyraźną strukturę ziaren. Materiały amorficzne, które są przedmiotem tej rozprawy do takich nie należą, jednak możliwość modelowania anizotropii i mechanizmu obrotów domen są właściwościami pożądanymi z punktu widzenia zastosowania do modelowania rdzeni dwuosiowych sensorów transduktorowych.

2.3.3. Model Jilesa-Athertona

Model Jilesa-Athertona zakłada, że podstawą do analizy mechanizmu histerezy magnetycznej może być praca wykonana na materiale przez zewnętrzne pole magnetyczne [89]. Będzie ona miała odzwierciedlenie w energii zgromadzonej i rozproszonej w materiale. Biorąc pod uwagę energię swobodną E przypadającą na jednostkę objętości w materiale:

$$E = -\mu_0 m H_e \quad (7)$$

Gdzie:

μ_0 – przenikalność magnetyczna próżni,

m - moment magnetyczny materiału na jednostkę objętości,

H_e – efektywne pole magnetyczne.

Efektywne pole magnetyczne H_e jest dane zależnością [89]:

$$H_e = H + \alpha M \quad (8)$$

gdzie:

H – zewnętrzne pole magnetyczne,

α – parametr sprzężenia międzydomenowego,

M – magnetyzacja materiału.

Energia swobodna w modelu Jilesa-Athertona jest utożsamiana z krzywą bezhisterezową. Zakłada, że w przypadku nieobecności histerezy dostarczona energia przekłada się na zmianę energii magnetyzacji statycznej. Dla materiału izotropowego można zapisać zależność na magnetyzację bezhisterezową M_{an} [89]:

$$M_{an} = M_{sat} f(H_e) \quad (9)$$

gdzie M_{sat} - magnetyzacja nasycenia,

$f(H_e)$ – funkcja, która przyjmuje wartość zero dla $H_e = 0$ i wartość jeden, gdy H_e dąży do nieskończoności.

Magnetyzację bezhisterezową M_{an} materiału izotropowego można zapisać zależnością [88]:

$$M_{an} = M_{sat} \left(\operatorname{ctgh} \left(\frac{H_e}{a} \right) - \left(\frac{a}{H_e} \right) \right) \quad (10)$$

w której:

$$a = \frac{Nk_B T}{M_{sat} \mu_0} \quad (11)$$

przy czym:

N – średnia gęstość domen,

k_B – stała Boltzmana,

T – temperatura materiału,

M_{sat} – magnetyzacja nasycenia.

Dla materiału anizotropowego, w którym występuje anizotropia osiowa zależność na wartość magnetyzacji bezhisterezowej jest określona zależnością [90]:

$$M_{an} = M_{sat} \left(\frac{\int_0^\pi \exp\left(\frac{E_1 + E_2}{2}\right) \sin(\theta) \cos(\theta) d\theta}{\int_0^\pi \exp\left(\frac{E_1 + E_2}{2}\right) \sin(\theta) d\theta} \right) \quad (12)$$

w której:

$$E_1 = \frac{H_e}{a} \cos(\theta) - \frac{K_{an}}{M_s \mu_0 a} \sin^2(\psi - \theta) \quad (13)$$

$$E_1 = \frac{H_e}{a} \cos(\theta) - \frac{K_{an}}{M_{sat} \mu_0 a} \sin^2(\psi + \theta) \quad (14)$$

przy czym: θ – kąt pomiędzy momentem magnetycznym, a kierunkiem zewnętrznego pola magnetycznego, ψ – kąt pomiędzy osią łatwego magnesowania, a kierunkiem zewnętrznego pola magnetycznego, K_{an} – średnia gęstość energii anizotropii.

Zmiana magnetyzacji nieodwracalnej M_{irr} jest wyrażona równaniem [90]:

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{\delta_M (M_{rev} - M)}{\delta \cdot k - \alpha (M_{rev} - M)} \quad (15)$$

gdzie:

k – współczynnik opisujący średnią energię potrzebną do przesunięcia ściany domenowej przez punkt zaczepienia, δ – współczynnik histerezowy, który przyjmuje wartość $\delta = +1$ dla $\frac{dH}{dt} > 0$ oraz $\delta = -1$ dla $\frac{dH}{dt} < 0$, δ_M – współczynnik zapewniający dodatnią wartość podatności magnetycznej.

Zmiana całkowitej magnetyzacji będzie sumą obu magnetyzacji [91]:

$$\frac{dM}{dH} = \frac{\delta_M}{1+c} \cdot \frac{M_{an} - M}{\delta \cdot k - \alpha (M_{an} - M)} + \frac{c}{1+c} \cdot \frac{dM_{an}}{dH} \quad (16)$$

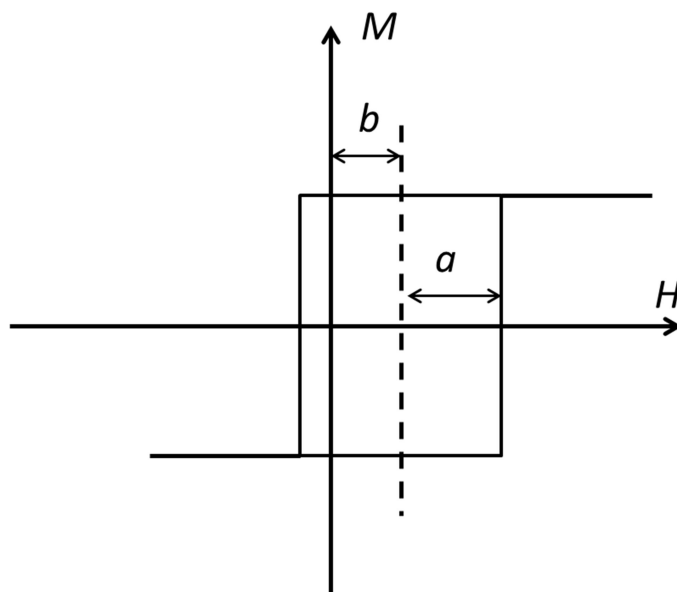
gdzie c jest współczynnikiem odwracalności procesu magnesowania.

Zgodnie z powyższym równaniem, model Jilesa-Athertona jest w założeniach zbliżony do modelu Preisacha. Dlatego model Jilesa-Athertona, można zapisać za pomocą odpowiednio dobranej funkcji rozkładu definiującej pętle histerezy magnetycznej w modelu Preisacha [91].

2.3.4. Model Preisacha

Wobec ograniczeń modelu Rayleigha, sugerując się odkryciami Barkhausena, Franz Preisach w swoim artykule „Über die Magnetische Nachwirkung” [21] sformułował własny model opisu zjawiska magnesowania. Odnosi się on również do materiału, jako zbioru wielu

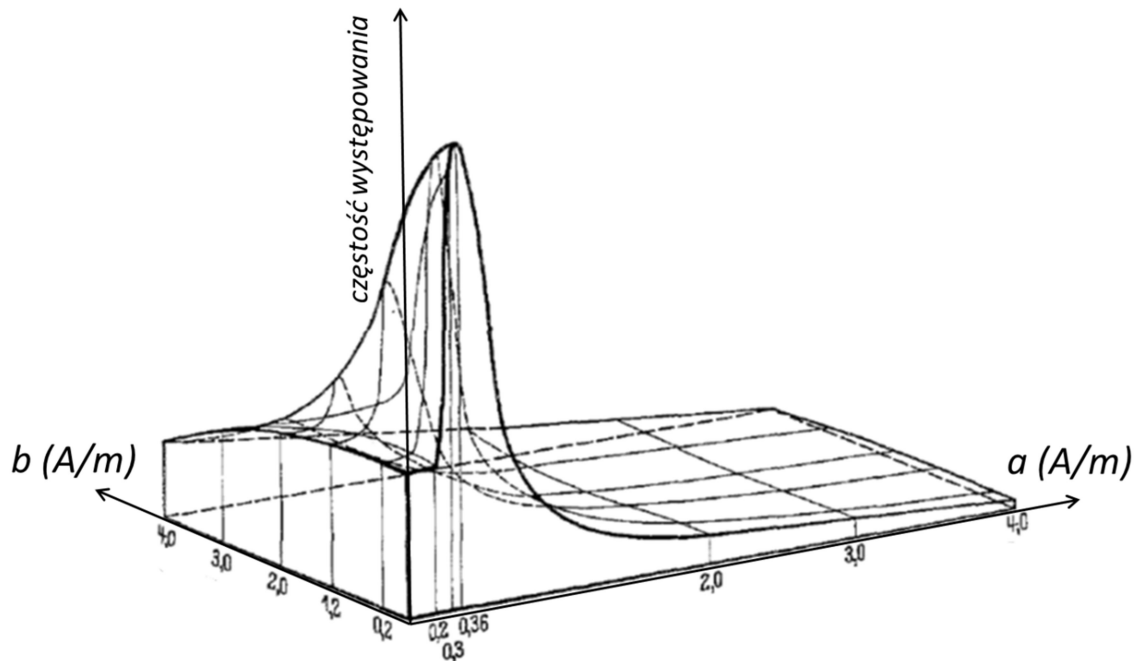
elementów, które mogą przyjmować wartości dodatnie i ujemne. Jednak w odróżnieniu od modelu Isinga elementy mogą ulegać przemagnesowaniu dla różnych wartości natężenia pola magnetycznego. Elementy w modelu Preisacha odnoszą się raczej do wzajemnego oddziaływania spinów lub do „obszarów” (używane przez Preisacha określenie „Bezirke”) o podobnych właściwościach, z tym, że nie są to obszary rozumiane w sensie geometrycznym [21]. Na początku dwudziestego wieku zaobserwowano już domeny magnetyczne i rozpoznano podstawowe mechanizmy procesu magnesowania [92], co stanowiło podstawę do sformułowania modelu. Model Preisacha zakłada istnienie dwóch zjawisk, które bezpośrednio wpływają na proces magnesowania. Są to zjawiska koercji (Koerzitivkraft) i namagnesowania (Vormagnetisierung). Pierwsze z nich jest związane z rozpraszaniem energii na przemagnesowanie danego elementu, a drugie z energią zmagazynowaną w materiale, które jest zbliżone do energii wzajemnego oddziaływania J stosowanej w modelu Isinga. Preisach wprowadził płaszczyznę obrazującą rozkład pola przemagnesowania elementów opisaną na dwóch osiach: koercji a i namagnesowania b [21]. Ich wpływ na operator przemagnesowania pojedynczego elementu można przedstawić na rysunku 19.



Rys. 19. Operator przemagnesowania elementu z przedstawionymi wartościami koercji a i namagnesowania b

Preisach nie zdołał opisać rozkładu pola przemagnesowania równaniem, ze względu na niedostateczną liczbę danych z pomiarów pętli histerezy, których sam był pionierem [93]. Po-

mimo tego Preisach przedstawił doświadczalne wyniki pomiaru rozkładu, które przedstawiono na rysunku 20.



Rys. 20 Oryginalny rysunek rozkładu przemagnesowania elementów [21]

Na uwagę zasługuje fakt, że choć późniejsi badacze przyczynili się do opisu rozkładu funkcją Everetta [94], to przedstawiony przez Preisacha rozkład jest stale aktualny i bliski wartościom uzyskiwanym w najnowszych modelach. Przedstawiony rozkład wskazuje wyraźnie, że rozkład na osi koercji a jest lewostronnie ograniczony, a rozkład na osi namagnesowania b symetryczny zbliżony do rozkładu normalnego.

Model Preisacha pozwala na odtworzenie pętli histerezy w pełnym zakresie dla dowolnego kształtu przebiegów magnesujących. Ponieważ model opiera się na statystycznych aspektach zjawisk zachodzących w materiale, nie jest ograniczony do jednego typu materiałów [95, 96]. Dzięki tym zaletom stanowi dobrą podstawę do opracowania modelu amorficznych rdzeni miniaturowych, dwuosiowych sensorów transduktorowych [97].

2.3.5. Rozszerzone modele histerezy magnetycznej oparte na koncepcji Preisacha

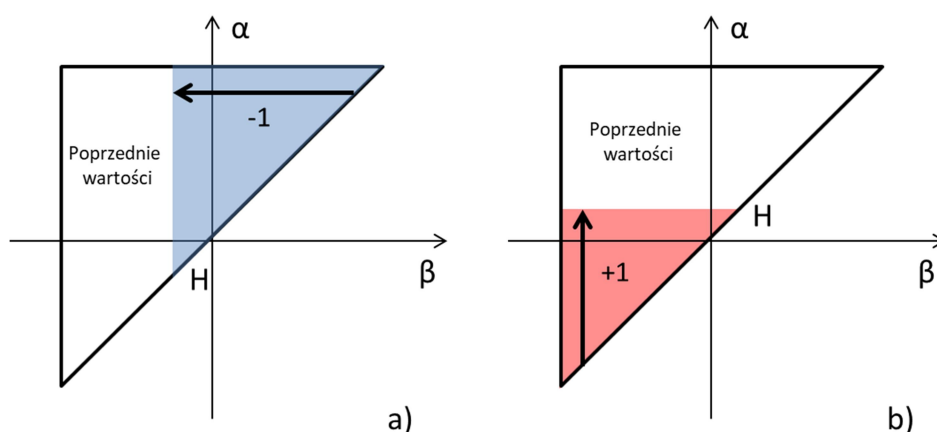
Model Preisacha jest stale rozwijany. W zależności od zastosowań uzupełnia się go o konkretne aspekty związane ze strukturą materiału, stratami dynamicznymi, koniecznością od-

tworzenia wektora magnetyzacji dla wielu wymiarów. Jak wspomniano wcześniej może on stanowić uogólniony zapis modelu Isinga, co sprawia, że można go powiązać z przestrzennym rozkładem magnetyzacji w magnetykach. Do obliczeń metodą elementów skończonych FEM (Finite Element Method) stosuje się tak zwany odwrotny model Preisacha (dla znanej wartości indukcji poszukiwana jest wartość pola magnetycznego) [98, 99].

Z punktu widzenia celu rozprawy najistotniejsze są następujące modyfikacje i rozszerzenia modelu Preisacha:

- zmodyfikowany mechanizm zmiany magnetyzacji w modelu Preisacha,
- wektorowy model Preisacha,
- powiązanie rozkładu przemagnesowania z procesami fizycznymi.

Mechanizm zmiany magnetyzacji pod wpływem zmiany zewnętrznego pola magnetycznego jest charakterystyczny dla modelu Preisacha. Chociaż istnieje wiele modyfikacji tego mechanizmu, to ich cechą wspólną jest zdolność zapamiętywania stanu namagnesowania materiału. Zmiana wartości magnetyzacji dla dodatniej zmiany natężenia pola magnesującego jest proporcjonalna do powierzchni trójkąta dla którego wartość α jest mniejsza od aktualnej wartości pola magnetycznego, co przedstawiono na rysunku 21 [100]. Z kolei zmiana wartości magnetyzacji dla ujemnej zmiany natężenia pola magnesującego jest proporcjonalna do powierzchni trójkąta, dla którego wartość β jest większa od aktualnej wartości malejącego pola magnetycznego.



Rys. 21. Magnesowanie na płaszczyźnie Preisacha. a) Dla rosnącego pola magnetycznego dodatnią wartość przyjmują obszary o wartości α mniejszej niż wartość pola b) Dla malejącego pola magnetycznego ujemną wartość przyjmują obszary o wartości β większej niż wartość pola

go pola magnetycznego ujemną wartość przyjmują obszary o wartości β większej niż wartość pola

Jak wspomniano, płaszczyzna Preisacha pozwala na zapis historii magnesowania materiału. Wymazywanie historii materiału następuje jedynie poprzez namagnesowanie do wartości magnetyzacji nasycenia lub całkowite rozmagnesowanie [101]. Dzięki możliwości precyzyjnego określenia aktualnego stanu namagnesowania materiału, możliwe jest odtworzenie stanu namagnesowania materiału dla dowolnego przebiegu magnesującego, pod warunkiem pominięcia wpływu prędkości magnesowania. Ustalenie rozkładu obszarów namagnesowanych dla danej wartości natężenia pola magnesującego i magnetyzacji jest problematyczne, o ile nie jest to stan całkowitego namagnesowania lub rozmagnesowania. To sprawia, że należy odtworzyć przebieg magnesowania od stanu ustalonego do danej wartości [102]. Rozkład pola przemagnesowania jest zależny zarówno od wartości pola zewnętrznego, jak i wartość magnetyzacji, więc musi być rozkładem dwuwymiarowym. Wadą stosowania płaszczyzny do zapisu stanu materiału jest istnienie dwóch prostopadłych osi dla modelu skalarne. Można zauważyć, że układ ma jeden stopień swobody, gdyż osie są od siebie zależne. Mechanizmy magnesowania przedstawione na rysunkach (rysunek 21) można zastąpić operatorem przedstawionym w rozdziale 4.2.4. Przedstawiony operator spełnia wymagania obu opisanych wcześniej mechanizmów zmiany magnetyzacji dla pola rosnącego i malejącego. Dzięki zastosowaniu tego operatora możliwe jest wyeliminowanie konieczności określenia kierunku zmiany pola magnetycznego [103].

Kolejnym rozszerzeniem koncepcji modelu Preisacha jest model wektorowy. W ostatnim rozwinięciu modelu [104] zastosowano dodatkowy operator obrotu. Zmiana magnetyzacji jest wynikiem iloczynu dwóch operatorów przesunięcia ścian domenowych i obrotów ścian domenowych. Udział obu procesów jest określony za pomocą dodatkowego parametru. Pozwala to na wydajne obliczeniowo uwzględnienie różnych kierunków magnesowania dla materiału izotropowego.

Model wektorowy jest zdefiniowany w postaci całki powierzchniowej powierzchni Preisacha z iloczynu dwóch operatorów przesunięć i obrotów ścian domenowych [105]:

$$\vec{v}(t) = \vec{\Gamma}[\vec{u}](t) = \iint_{\alpha \geq \beta} \mu(\alpha, \beta) \gamma_{\alpha\beta}[\vec{u}](t) \vec{\chi}_{\alpha\beta}[\vec{u}](t) d\alpha d\beta \quad (17)$$

gdzie:

$\mu(\alpha, \beta)$ – funkcja wagowa definiująca pętlę histerezy,

$\gamma_{\alpha\beta}[\vec{u}]$ – operator przesunięć ścian domenowych,

$\vec{\chi}_{\alpha\beta}[\vec{u}]$ - operator obrotów ścian domenowych.

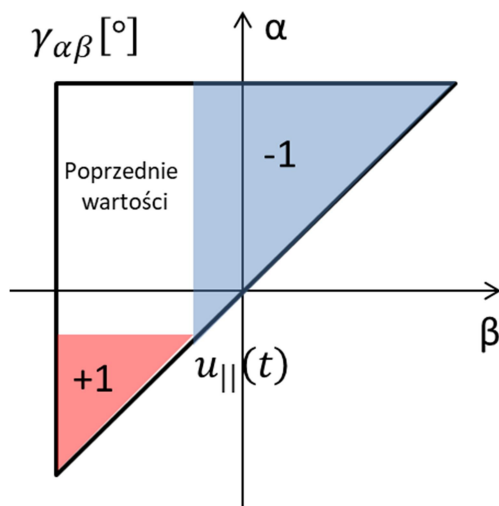
Rozrost domen w kierunku dodatnim następuje, gdy próg oporu ściany domenowej dla kierunku dodatniego jest mniejszy od wartości składowej równoległej pola magnetycznego. Gdy próg oporu dla kierunku ujemnego jest od niej większy, następuje rozrost domeny w kierunku ujemnym. Domeny, których ściany nie spełniają tych warunków pozostają w stanie niezmienionym. Operator przesunięć ścian domenowych zdefiniowany jest dla powierzchni Preisacha jako [106]:

$$\gamma_{\alpha\beta}[\vec{u}](t) = \begin{cases} +1 & : u_{||}(t) > \alpha \\ \gamma_{\alpha\beta}[u_{||}](t^-) & : \beta < u_{||}(t) < \alpha \\ -1 & : u_{||}(t) < \beta \end{cases} \quad (18)$$

gdzie $u_{||}(t)$ jest składową pola równoległą do wektora magnetyzacji wyrażoną zależnością:

$$u_{||}(t) = |\vec{u}(t)| \cdot \cos \left[\angle \left(\vec{u}(t), \overline{\vec{\chi}_{\alpha\beta}[\vec{u}]}(t) \right) \right] \quad (19)$$

Graficzna interpretacja operatora przesunięć ścian domenowych została przedstawiona na rysunku 22.



Rys. 22. Graficzna interpretacja operatora przesunięć ścian domenowych na płaszczyźnie Preisacha. Obszar o wartości α mniejszej od wartości pola przyjmuje wartość $+1$, a obszar o wartości β większej od wartości pola przyjmuje wartość -1 . Pozostały obszar pozostaje niezmienny

Obrót domeny w kierunku zgodnym z wektorem natężenia pola magnesującego następuje, gdy wartość modułu jego wartości jest większy od progu oporu obrotu domeny. W przeciwnym przypadku kierunek domeny pozostaje niezmienny. Operator obrotów domen wyrażony jest zależnością [107]:

$$\vec{\chi}_{\alpha\beta}[\vec{u}](t) = \begin{cases} \vec{e}_u(t) & : u_\chi(t) > \alpha \vee -u_\chi(t) < \beta \\ \vec{\chi}_{\alpha\beta}[\vec{u}](t^-) & : u_\chi(t) < \alpha \wedge -u_\chi(t) > \beta \end{cases} \quad (20)$$

gdzie wersor pola $\vec{e}_u(t)$ jest równy:

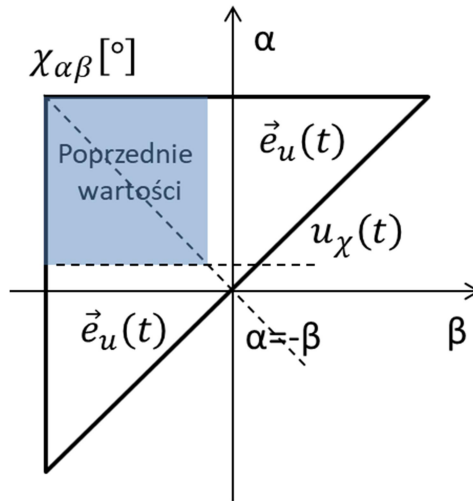
$$\vec{e}_u(t) = \frac{\vec{u}(t)}{|\vec{u}(t)|} \quad (21)$$

Próg oporu obrotu $u_\chi(t)$ można zapisać zależnością:

$$u_{\chi}(t) = \frac{1}{2} (|\vec{u}(t)|)^k \quad (22)$$

gdzie k jest prędkością zachodzenia procesu obrotów domen. Gdy $k=1$ procesy przesunięć ścian i obrotów domen następują jednocześnie, zaś gdy $k<1$ proces obrotów jest opóźniony.

Graficzna interpretacja operatora obrotów domen została przedstawiona na rysunku 23.



Rys. 23. Graficzna interpretacja operatora obrotów ścian domenowych na płaszczyźnie Preisacha. Niebieski obszar poprzednich wartości oznacza brak zmiany orientacji domeny. Pozostałe obszary przyjmują nowy kierunek orientacji

Model Preisacha umożliwia określenie kierunku wektora magnetyzacji wypadkowej, co zostało potwierdzone eksperymentalnie za pomocą metody wektorowego magnetometru z wibrującą próbką (VVSM) [104]. Badania przeprowadzono dla napyłonych próbek ze stopów NiFe i FeCo. Jest to model dwuwymiarowy i został zweryfikowany dla rdzeni o grubości poniżej dwóch mikrometrów.

Obecnie, rozwinięty model Preisacha można zaliczyć do modeli opisujących rzeczywiste zjawiska w materiale. Jest on mocno powiązany ze strukturą materiału [108]. W przytoczonej publikacji zarówno parametry rozkładu pola przemagnesowania na płaszczyźnie Preisacha, jak i stałe związane ze stratami spowodowanymi prądami wirowymi są bezpośrednio powiązane ze zmierzonymi parametrami elektrycznymi i strukturalnymi materiału. W tym modelu magnetyzację rdzenia można wyznaczyć na podstawie zależności [108]:

$$M(H_e(t), H_{e,p}(t)) = \frac{1}{2} \int_{H_{e,p}}^{H_e} d\alpha_p \int_{-\infty}^{\alpha_p} d\beta_p P(\alpha_p, \beta_p) \quad (23)$$

gdzie:

H_e – pole efektywne wyliczane jak dla modelu Jilesa-Athertona-Sabluka

$H_{e,p}$ – poprzednia wartość pola efektywnego,

$P(\alpha_p, \beta_p)$ – rozkład pola przemagnesowania dany równaniem [108]:

$$P(\alpha_p, \beta_p) = \delta(\alpha - \beta) \left(\frac{5.531 \times 10^{-3}}{1 + (\alpha/l_1(T_x))^2} + \frac{1}{l_2(T_x)} \right) + \frac{1}{l_3(T_x) \left(1 + \left(\frac{\alpha - (1.3/\phi + l_4(T_x))}{l_5(T_x)} \right)^2 \right) \left(1 + \left(\frac{\beta + (1.3/\phi + l_4(T_x))}{l_5(T_x)} \right)^2 \right)} \quad (24)$$

gdzie:

ϕ – średnica ziarna,

T_x – funkcja tekstury krystalograficznej,

l_i – funkcja liniowa T_x : $l_i = A_i T_x(\alpha) + B_i$ dla $i = 1, 2, 3, 4, 5$,

α i β – współrzędne na płaszczyźnie Preisacha oznaczające kierunki magnesowania.

Funkcja $\delta(\alpha - \beta)$ jest deltą Kroneckera, która dana jest zależnością:

$$\delta(x) = \begin{cases} 1 & \text{dla } x = 0 \\ 0 & \text{dla } x \neq 0 \end{cases} \quad (25)$$

Pierwszy człon równania 24 reprezentuje proces magnesowania odwracalnego, zaś drugi nieodwracalnego.

2.3.6. Podsumowanie przeglądu istniejących modeli charakterystyk magnesowania

Przedstawione modele i ich rozwinięcia wskazują z jednej strony na duże znaczenie modelowania charakterystyk magnesowania oraz na duży rozwój nauki w tym zakresie, z drugiej jednak można dostrzec, że odzwierciedlany przez nie obraz zjawisk zachodzących w materiale jest ciągle jeszcze niepełny i wymaga dalszych badań.

Jak wskazuje przedstawiona analiza, dominują dwa podejścia do modelowania procesu magnesowania. Jedno reprezentowane poprzez modele Isinga, Haisenberga, Preisacha, Jilesa-Athertona skupia się na procesie ruchu ścian domenowych, a drugie, reprezentowane przez

model Stonera-Wohlfarta koncentruje się na obrotach domen. Wskazuje to na potrzebę ujęcia obu tych mechanizmów w jeden spójny model.

Ostatnie rozwinięcia modelu Preisacha wykazują najwięcej zalet, jeśli chodzi o modelowanie charakterystyk magnesowania materiałów anizotropowych w dwóch wymiarach. Obecnie opisane w literaturze modele łączą mechanizmy obrotów domen, jak i przesunięć ścian domenowych, są również mocno związane w właściwościami fizycznymi materiału. Z tego powodu model Preisacha został wybrany przez autora, jako najbardziej odpowiedni do modelowania charakterystyk magnesowania rdzeni dwuosiowych, miniaturowych sensorów transduktorowych.

Dalszy rozwój modelu Preisacha jest umotywowany potrzebą silniejszego powiązania operatorów mechanizmów magnesowania z rzeczywistymi procesami zachodzącymi w materiale, uwzględniając współwystępowanie w czasie trzech różnych procesów magnesowania w zależności od stopnia namagnesowania poszczególnych obszarów rdzenia magnetycznego. Opisane pisane powyżej modele uwzględniają różne zjawiska zachodzące w materiale, jednak żaden z nich nie ujmuje tych procesów w sposób całościowy.

3. Opracowane miniaturowe dwuosiove sensory transduktorowe

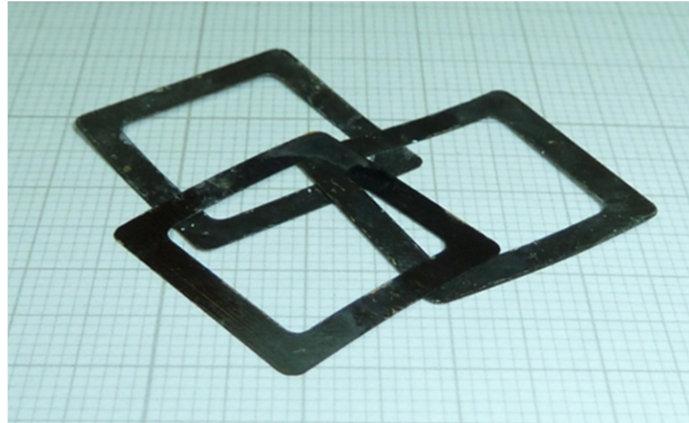
W ramach pracy zaprojektowano i wykonano miniaturowe, dwuosiove sensory transduktorowe. Sensory zostały wykonane w dwóch technologiach płytek drukowanych o grubości dwóch milimetrów i jednego milimetra. Do budowy sensorów na płytkach o grubości 2 mm zastosowano dwa materiały. Pierwszy z nich to stop Metglas 2826 MB3 na bazie żelaza i niklu z dodatkiem molibdenu i boru, drugi to Metglas 2714A na bazie kobaltu z dodatkami żelaza, niklu, krzemu i boru. W przypadku płytek o grubości 1 mm zastosowano trzy rodzaje materiałów: stop Metglas 2826 MB3, stop 2705 M na bazie kobaltu z dodatkami krzemu, żelaza, boru i molibdenu oraz stop 2605 CO na bazie żelaza, z dużą zawartością kobaltu i boru.

3.1. Opracowana technologia wytwarzania rdzeni ramkowych

Taśmy amorficzne są kruche, z tego powodu nie było możliwe zastosowanie metod mechanicznego wykrawania rdzeni z taśmy. Prowadziłoby ono do powstawania mikropęknięć na krawędziach rdzenia i przez to do zwiększenia odmagnesowania. W celu przygotowania rdzeni ramkowych zastosowano technologię fotolitografii. Jedną stronę taśmy pokryto lakierem, a drugą warstwą światłoczułą Positiv20. Po naświetlaniu taśmy przez matrycę przedstawioną na rysunku 24 promieniowaniem UV, została ona wywołana. Taśmy zostały wytrawione w roztworze nadsiarczanu sodu w temperaturze 55°C. Po zakończeniu tego procesu pozostałe warstwy lakieru zostały zmyte za pomocą rozpuszczalnika typu nitro. Uzyskane w ten sposób rdzenie mają prostoliniowe krawędzie, co można zaobserwować na rysunku 25.



Rys. 24. Matryca do naświetlania taśmy

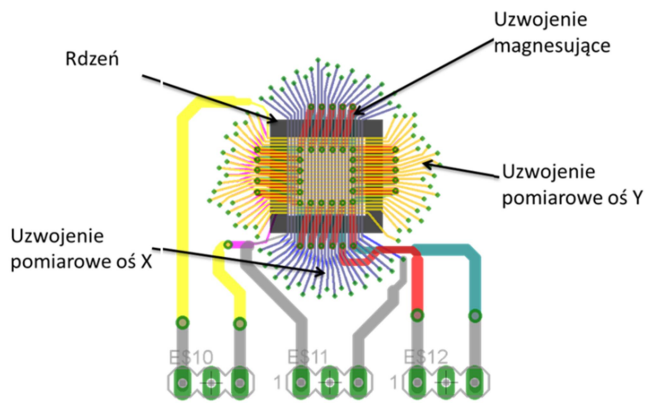


Rys. 25. Trzy rdzenie ramkowe wykonane z taśmy amorficznej. Dzięki zastosowaniu metody fotolitografii uzyskano prostoliniowe krawędzie [109]

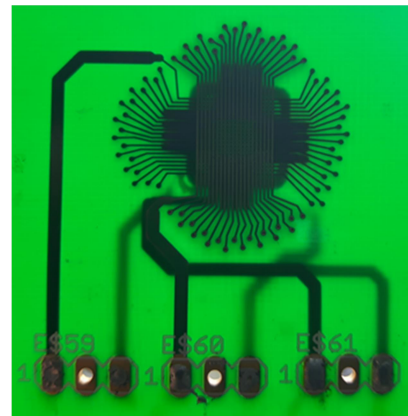
3.2. Technologia wytwarzania miniaturowych dwuosiowych sensorów transduktorowych

Gotowe rdzenie zostały umieszczone w jednej z warstw laminatu płytki drukowanej. Na kolejnych warstwach powyżej i poniżej zostały umieszczone ścieżki, które wraz z przelotkami łączącymi odpowiednio poszczególne warstwy tworzą uzwojenia pomiarowe i magnesujące.

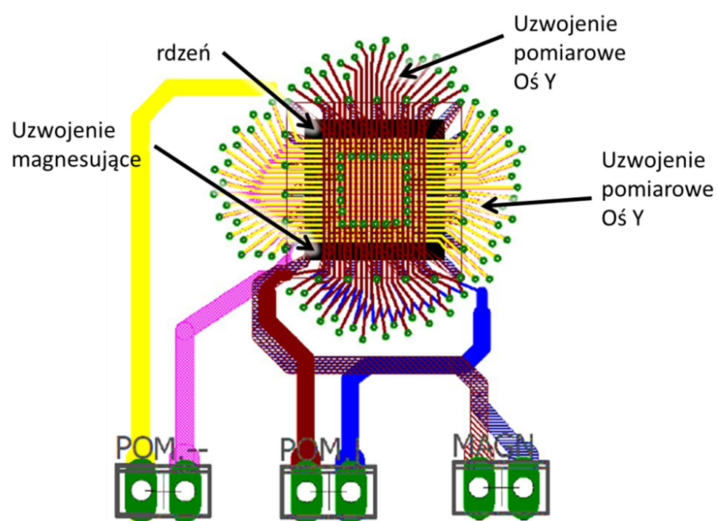
Sensory zostały wykonane w konfiguracji Vacquiera. Posiadały one po 20 zwojów pomiarowych w każdym kierunku. Sensory wykonane na płytkach o grubości 2 mm miały 20 zwojów magnesujących. W sensorach wykonanych na płytkach o grubości 1 mm dodano uzwojenia na każdym rogu rdzenia ramkowego. Dzięki temu uzyskano wzrost wartości pola magnesującego, co zmniejsza wartość prądu magnesującego koniecznego do zasilania sensora. Dzięki zmniejszeniu grubości płytki zmniejszono udział materiału dielektrycznego w przekroju cewki.



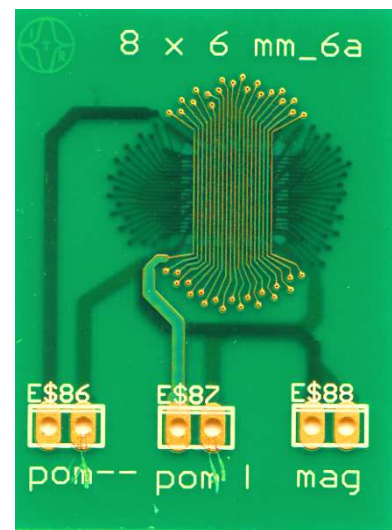
a)



b)



c)

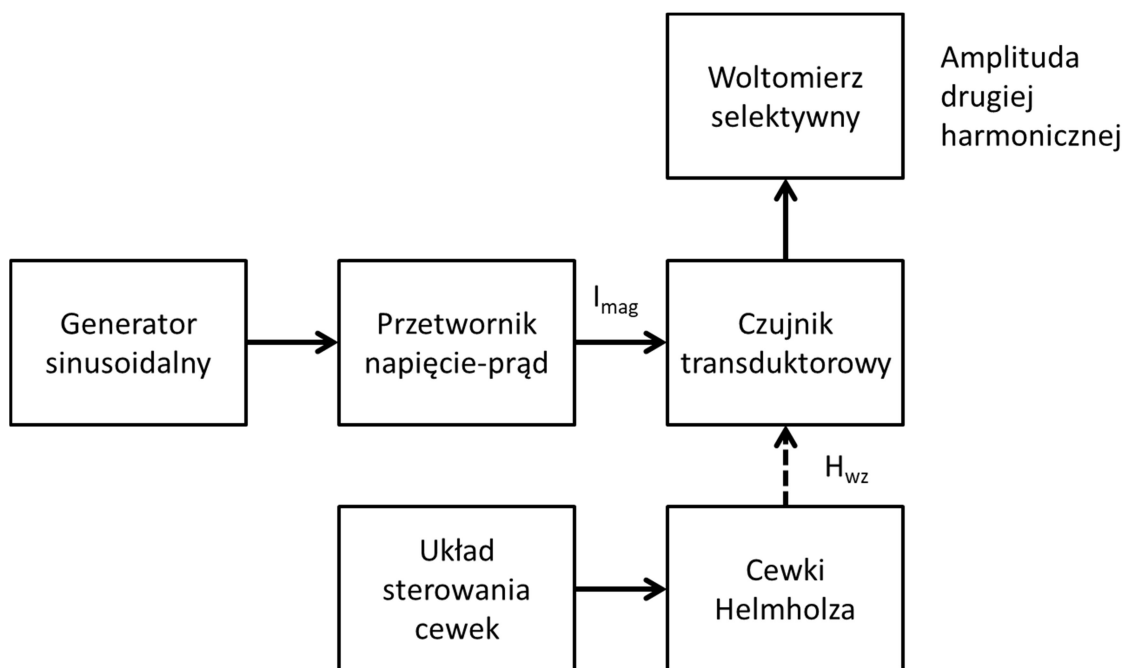


d)

Rys. 26. Sensor transduktorowy w konfiguracji Vacquiera wykonany na płytce drukowanej o grubości dwóch milimetrów a) projekt sensora, b) zdjęcie sensora, oraz sensora wykonanego na płytce drukowanej o grubości jednego milimetra: c) projekt sensora, d) zdjęcie sensora [110]

3.3. Układ pomiarowy

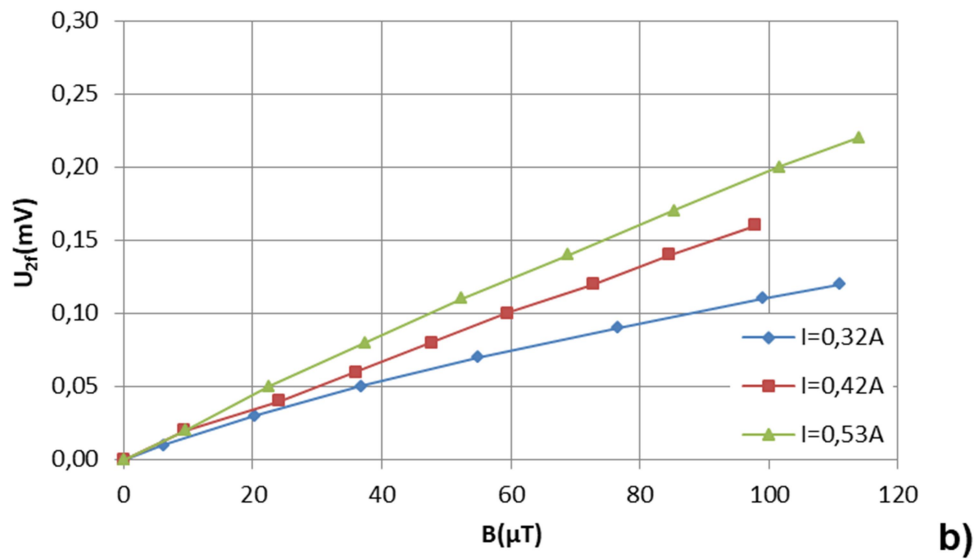
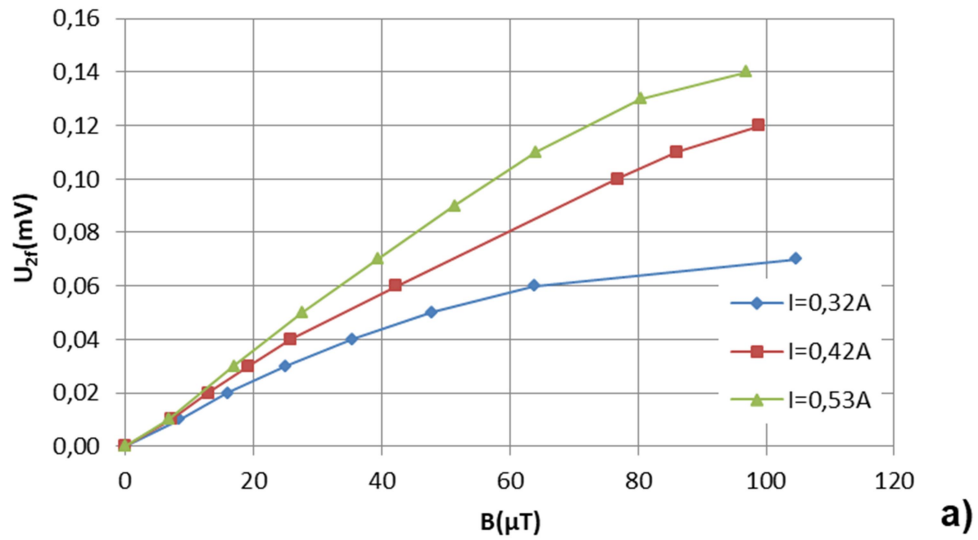
Charakterystyki pomiarowe sensorów transduktorowych zostały zbadane przy zastosowaniu wzorcowych cewek Helmholza. Schemat blokowy stanowiska badawczego przedstawiono na rysunku 27. Sinusoidalny przebieg napięciowy o częstotliwości 1kHz z przetworzony na sygnał prądowy w przetworniku napięcie-prąd podawany na uzwojenie magnesujące. Przebieg napięciowy z uzwojenia pomiarowego był analizowany za pomocą woltomierza selektywnego. Wartość wzorcowa pola magnetycznego była zadawana za pomocą wzorcowych cewek Helmholza XY.



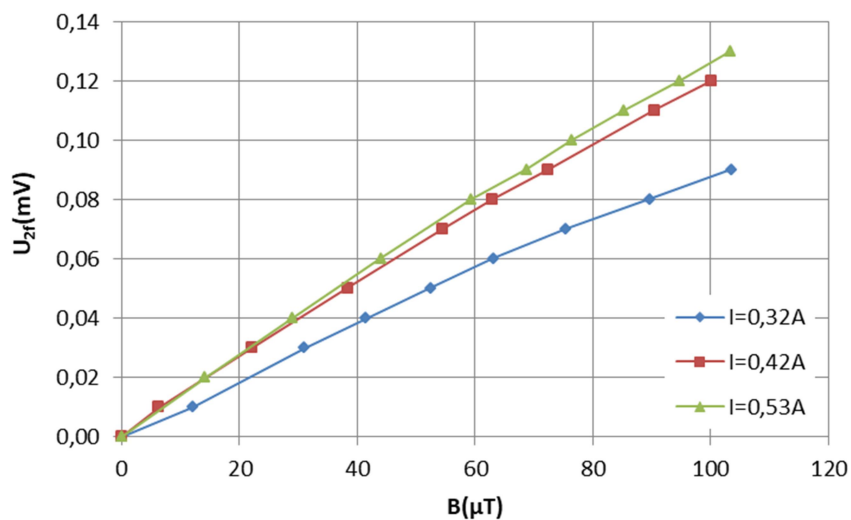
Rys. 27. Schemat układu do badania charakterystyk pomiarowych sensorów transduktorowych

3.4. Charakterystyki pomiarowe sensorów transduktorowych

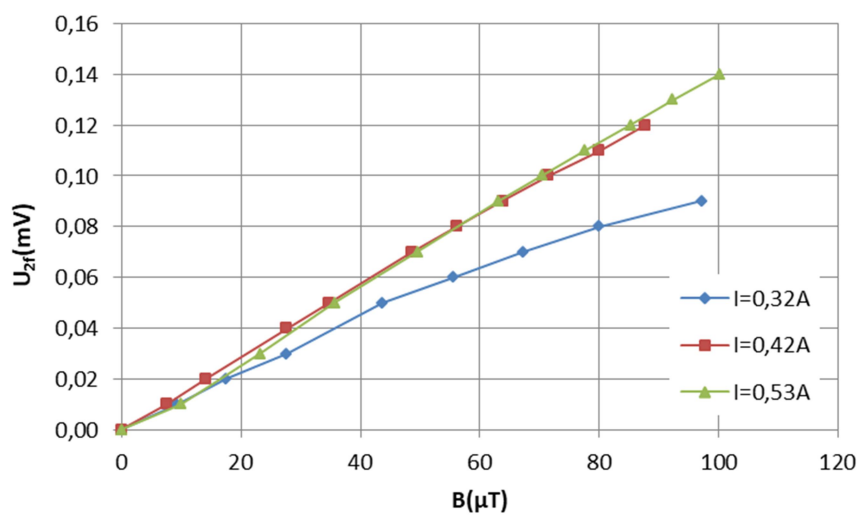
Sensory dwumilimetrowej grubości wykonano z dwóch stopów: żelazowo-niklowego Metglas 2826MB i stopu na bazie kobaltu Metglas 2714A przy zastosowaniu sensorów w konfiguracji Vacquiera. Charakterystyki zmierzone przy trzech różnych wartości amplitudy sygnału sterującego podano odpowiednio na rysunkach 28 i 29.



Rys. 28. Charakterystyki zależności drugiej harmonicznej sensora transduktorowego z rdzeniem ze stopu Metglas 2826 MB3 w funkcji wartości indukcji pola mierzonego a) oś X, b) oś Y



a)



b)

Rys. 29. Charakterystyki zależności drugiej harmonicznej sensora transduktorowego z rdzeniem ze stopu Metglas 2714A w funkcji wartości indukcji pola mierzonego a) oś X, b) oś Y [111]

Dla badanych sensorów wyznaczono wartość czułości i średniego odchylenia od linii prostej. Wartości te były wyznaczone za pomocą regresji liniowej.

$$y = Ax + B \quad (26)$$

Czułość określono jako wartość współczynnika nachylenia A prostej do osi X , a średnie odchylenie od linii prostej wyznaczono na podstawie równania:

$$E_{sr} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{|y_i - Ax_i|}{y_i} \quad (27)$$

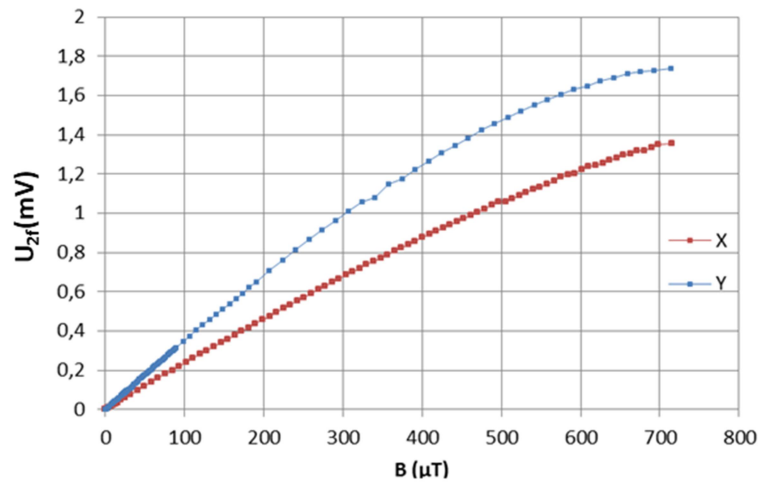
W przypadku sensorów wykonanych w technologii dwumilimetrowej najlepszą liniowość charakterystyki uzyskano dla amplitudy 0,42A. W tabeli 4 przedstawiono wartości czułości i odchylenia od linii prostej.

Tab. 4. Wartości czułości i średniego odchylenia względnego od linii prostej dla amplitudy starowania I=0,42A dla rdzenia wykonanego ze stopu 2826 MB3 i 2714A

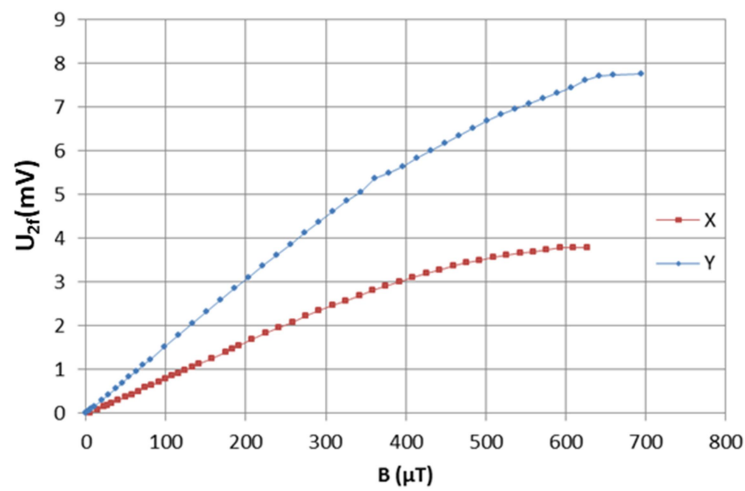
		Czułość	Średnie odchylenie względne od linii prostej
Stop 2826 MB3	Oś X	$1,2 \mu V / \mu T$	2,0%
	Oś Y	$1,6 \mu V / \mu T$	0,4%
Stop 2714A	Oś X	$1,2 \mu V / \mu T$	0,8%
	Oś Y	$1,4 \mu V / \mu T$	1,0%

Oba stopy wykazują istotne różnice czułości dla kierunku X i Y, przekraczające 25%. Należy zwrócić uwagę, że gałęzie rdzenia w jednym kierunku były wytrawione z obszarów w pobliżu krawędzi taśmy (równoległe do tych krawędzi) natomiast w kierunku prostopadłym z środkowej części taśmy, prostopadle do krawędzi taśmy. Taśma wykazuje anizotropię właściwości magnetycznych, którą jest spowodowana naprężeniami własnymi powstałymi w wyniku różnic w szybkości oddawania ciepła przez taśmę podczas procesu jej wytwarzania. Dzięki modelowaniu charakterystyk sensorów transduktorowych można z dużym prawdopodobieństwem utożsamić oś X z osią łatwego magnesowania i oś Y z osią trudnego magnesowania.

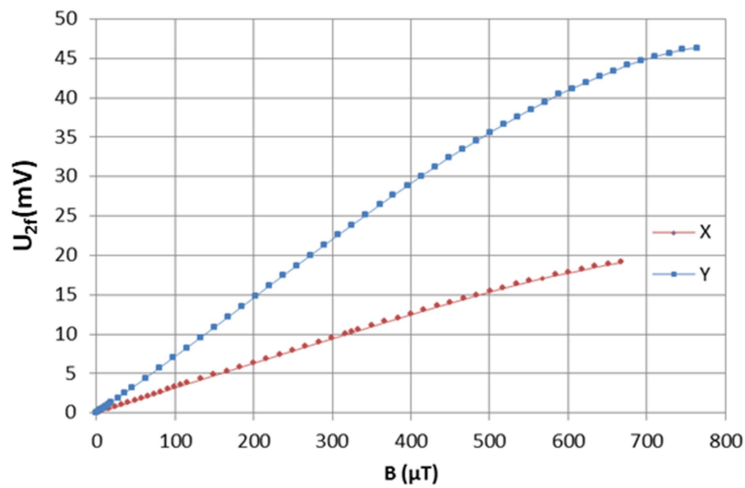
Sensory o grubości jednego milimetra zostały wykonane z rdzeniami z trzech stopów: stop Metglas 2826MB, Metglas 2705M i Metglas 2605CO. Pomiar przeprowadzono dla amplitudy natężenia pola magnesującego większej od wartości pola nasycenia rdzenia. Zwiększono również częstotliwość przebiegu magnesującego do wartości 20kHz. Wyniki pomiarów przedstawiono na rysunku 30.



a)



b)



c)

Rys. 30. Charakterystyki wartości drugiej harmonicznej sensorów transduktorowych w kierunkach łatwego magnesowania X i trudnego magnesowania Y w funkcji wartości indukcji pola mierzonego a) stop Metglas 2826MB, b) stop Metglas 2705M c) stop Metglas 2605CO

Tab. 5. Wartości czułości i średniego odchylenia względnego od linii prostej dla amplitudy sterowania $I=2A$ dla rdzenia wykonanego ze stopu 2826MB

		Czułość	Średnie odchylenie względne od linii prostej
Stop 2826 MB3	Oś X	$3,2 \mu V / \mu T$	3,3%
	Oś Y	$2,2 \mu V / \mu T$	1,6%
Stop 2705 M	Oś X	$8,0 \mu V / \mu T$	3,8%
	Oś Y	$14,7 \mu V / \mu T$	1,9%
Stop 2605 CO	Oś X	$31,3 \mu V / \mu T$	0,5%
	Oś Y	$73,4 \mu V / \mu T$	0,3%

Przeprowadzone pomiary wykazały różnice w charakterystykach sensorów w zależności od materiału rdzenia i konstrukcji czujnika. Sensory wykonane na płytkach o grubości 1 mm wykazują wyższą czułość i większy zakres pomiarowy. Jest to spowodowane większą liczbą uzwojeń i większym udziałem rdzenia magnetycznego w powierzchni przekroju cewki. Umożliwia to uzyskanie wyższych wartości pola magnesującego oraz wartości drugiej harmonicznej w napięciu zaindukowanym w uzwojeniach pomiarowych.

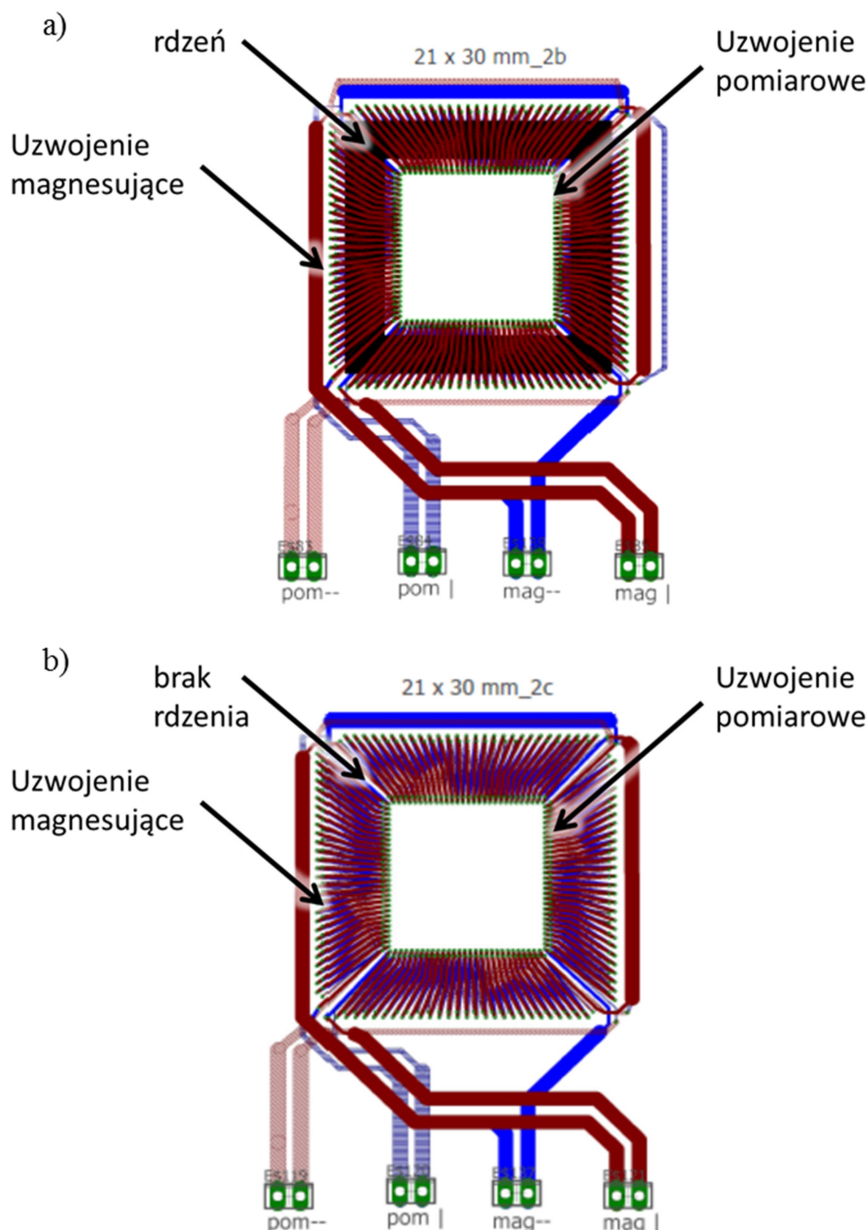
Porównanie parametrów sensorów przedstawionych w tabelach 4 i 5 z tabelą 3 zawierającą zestawienie parametrów magnetycznych stopów rdzeni wskazuje na niewielki wpływ na charakterystykę wartości natężenia pola koercji, jak i indukcji nasycenia. Rdzenie o mniejszej przenikalności, co może wydawać się zaskakujące pozwalają na uzyskanie niższej czułości. Odwrotna zależność pomiędzy przenikalnością, a czułością wskazuje na istotny wpływ odmagnesowania rdzenia, co zostanie szczegółowo omówione w rozdziale 5.

Wyniki pomiarów wskazują na potrzebę modelowania charakterystyk sensorów transduktorowych w celu doboru parametrów materiału rdzenia, jego wymiarów oraz geometrii sensora.

3.5. Opracowany układ do pomiaru pętli histerezy rdzenia ramkowego

W celu pomiaru charakterystyki magnesowania rdzenia ramkowego wykonane zostały układy z siedmiowarstwowych płytek PCB. W środkowej warstwie umieszczony został rdzeń

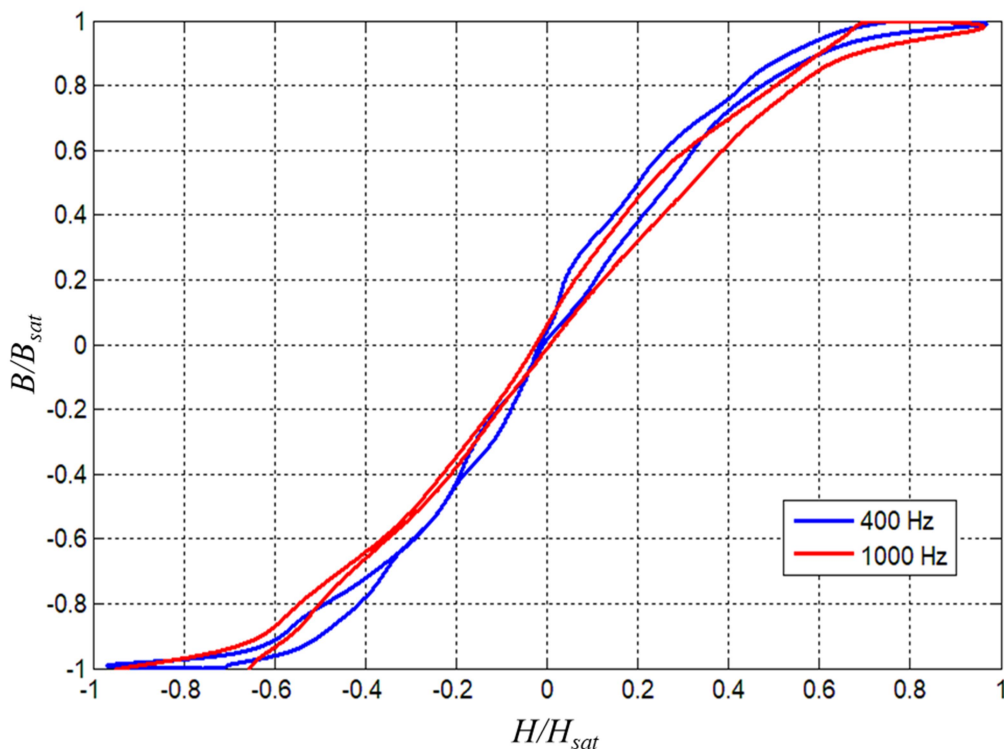
ramkowy o wymiarach 21x30 mm. Dzięki łączeniu odpowiednich warstw uzyskano uzwojenia magnesujące i pomiarowe, co przedstawiono na rysunku 33 [112]. Ze względu na małą grubość rdzenia w stosunku do grubości warstwy większą część pola przekroju stanowi laminat i żywica. Z tego względu równocześnie przeprowadzano pomiar na płytce z rdzeniem i identycznej płytce pozbawionej rdzenia. Umożliwiło to późniejszą kompensację wpływu przenikalności magnetycznej laminatu i żywicy.



Rys. 31. Schemat budowy układu do pomiaru charakterystyki rdzenia ramkowego. a) układ z rdzeniem; b) układ bez rdzenia

3.6. Wyniki pomiarów pętli histerezy rdzenia ramkowego

Pomiary pętli histerezy rdzenia ramkowego przeprowadzono dla częstotliwości f prądu zasilania równej odpowiednio: 400 Hz, 600 Hz, 800 Hz i 1000 Hz. Ponieważ sygnał pomiarowy jest zależny od szybkości zmiany pola magnetycznego, to dla wyższych częstotliwości prądu zasilania uzyskano wyższą amplitudę sygnału. Z tego względu wykres przedstawiono w jednostkach znormalizowanych względem wartości indukcji i natężenia pola nasycenia materiału. Ze względu na duże podobieństwo uzyskanych wyników przedstawiono jedynie skrajne wartości dla 400Hz i 1000Hz wyniki pomiarów przedstawiono na rysunku 34.



Rys. 32. Pętla histerezy dla rdzenia ramkowego dla różnych wartości częstotliwości

Przeprowadzone pomiary potwierdziły pomijalną wartość strat dynamicznych. Jak przedstawia rysunek 32 różnice pomiędzy poszczególnymi pętlami są niewielkie, a wartość natężenia pola koercji nie ma tendencji wzrostowej w funkcji częstotliwości pola magnesującego.

3.7. Podsumowanie analizy wyników badań

Przedstawione wyniki badań potwierdzają potrzebę modelowania charakterystyk magnesowania sensorów z rdzeniami z magnetyków amorficznych. Wskazane zależności pomiędzy

parametrami charakterystyki magnesowania rdzenia, a parametrami użytkowymi sensora są trudne do ilościowego opisanie za pomocą jedynie metod eksperymentalnych.

Poprzez zaprojektowanie, przygotowanie rdzeni oraz wykonanie sensorów we współpracy z Instytutem Tele- i Radiotechnicznym (ITR), autor potwierdził potencjał techniczny miniaturowych dwuosiowych sensorów transduktorowych z rdzeniami wykonanymi z magnetyków amorficznych. Przeprowadzone prace zostały opisane w licznych publikacjach [110, 113, 109, 111, 112].

4. Opracowany model charakterystyk magnesowania rdzeni magnetycznych sensorów transduktorowych

Opracowany model pętli histerezy jest oparty o założenia modelu Preisacha, który umożliwia modelowanie charakterystyk magnesowania rdzeni o zróżnicowanym kształcie i materiale, więc również cienkich rdzeni wykonanych z pojedynczej warstwy taśmy amorficznej [114]. Opracowany model histerezy jest modelem wektorowym, co umożliwia modelowanie niesymetrycznych pętli histerezy, z uwzględnieniem zarówno zmiany wartości pola magnesującego, jak i jego kierunku. Model uwzględnia anizotropie rdzenia, co jest istotne w przypadku taśm amorficznych o dużej wartości anizotropii. W modelu zastosowano nowatorską metodę autora uwzględnienia mechanizmu obrotów domen w procesie magnesowania. Wprowadzono również niestosowane dotychczas w modelach opartych na koncepcji Preisacha połączenie rozkładu Cauchego i rozkładu logarytmicznie normalnego. Opracowany rozkład jest związany z materiałem rdzenia, a nie jego kształtem, co pozwala na symulację charakterystyk magnesowania rdzeni wykorzystywanych w różnego typu urządzeniach. Wskazano na potencjał do identyfikacji ilościowych zależności poszczególnych parametrów modelu z parametrami fizycznymi materiału. Opracowany model dynamiczny pozwala na uwzględnienie wpływu strat wynikających z indukcji prądów wirowych w materiale rdzenia podczas zmiany wartości indukcji magnetycznej dla szerokiego zakresu częstotliwości, jak i skokowej zmiany wartości indukcji.

4.1. Wymagania dla modelu charakterystyk magnesowania rdzeni sensorów transduktorowych

Podstawowym celem opracowanego modelu jest modelowanie charakterystyk magnesowania taśm amorficznych zastosowanych w miniaturowych dwuosiowych sensorach transduktorowych. Opracowany model musi spełniać przedstawione poniżej wymagania.

- adekwatność do kształtu rdzenia, który ze względu na grubość taśmy około $25\mu\text{m}$ może być uznany za dwuwymiarowy.
- powiązanie z parametrami materiału, umożliwiające odtworzenie charakterystyki rdzenia wykonanego z pojedynczej warstwy taśmy na podstawie wyników z próbki zwijanej.
- model powinien umożliwiać modelowanie magnesowania asymetrycznymi przebiegami o zróżnicowanych amplitudach i kształcie, co wynika z zasady działania sensora transduktorowego. Dlatego powinien uwzględniać wszystkie właściwości pętli hister-

rezy magnetycznej, takie jak kongruencja, wymazywanie poprzednich wartości mmagnetyzacji, czy krzywa bezhisterezowa.

- model powinien uwzględniać straty częstotliwościowe w rdzeniu, nie tylko w odniesieniu do sygnałów sinusoidalnych lub sygnałów o stałej pochodnej indukcji po czasie, lecz dla dowolnego przebiegu magnesującego.
- stopy amorficzne zastosowane w miniaturowych, dwuosiowych sensorach transduktorowych wykazują istotną anizotropię właściwości magnetycznych, więc powinno być to uwzględnione w modelu.
- w dwuosiowym sensorze transduktorowym występują nie tylko zmiany wartości wektora magnetyzacji, ale także jego kierunku. Dlatego konieczne jest, aby opracowany model był modelem wektorowym (dwuwymiarowym), uwzględniającym anizotropię rdzenia. Z tego względu istotna jest zdolność modelowania zarówno mechanizmu przesunięć ścian domenowych, jak i obrotów domen, który dominuje przy zmianie kierunku wektora pola magnetycznego.

4.2. Model statyczny

Przyjmuje się, że dla bardzo wolnych zmian natężenia pola magnesującego zjawiska związane z indukowaniem prądów wirowych w rdzeniu są pomijalnie małe. Model, który opisuje wpływ bardzo wolnych zmian pola magnetycznego na wartość indukcji magnetycznej przyjęto nazywać quasistatycznym lub statycznym [115]. W niniejszej pracy, jak i większości istniejących modeli histerezy magnetycznej model statyczny stanowi podstawę i szczególnie przypadek uogólnionego modelu dla szerokiego zakresu częstotliwości [116].

Opracowany model statyczny histerezy magnetycznej uwzględnia specyficzne cechy fizyczne rdzeni magnetycznych, które można podzielić na: rozkład pola przemagnesowania, przestrzenny rozkład magnetyzacji w magnetyku opisany za pomocą superpozycji płaszczyzn Preisacha, anizotropię właściwości magnetycznych oraz mechanizmy magnesowania.

4.2.1. Opracowany rozkład pola przemagnesowania

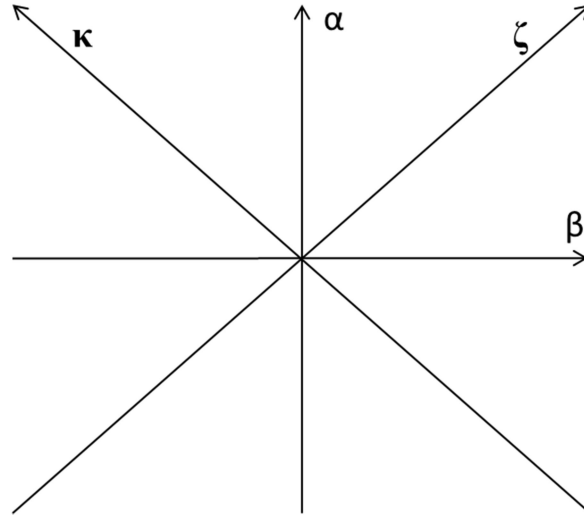
Rozkład pola przemagnesowania na płaszczyźnie Preisacha można pojmować, jako histogram elementów, które ulegają przemagnesowaniu dla danej wartości natężenia pola magnesującego. Histogram jest zależny od dwóch zmiennych, ponieważ opisuje wartość pola przemagnesowania dla pola rosnącego i malejącego. W oryginalnym modelu Preisacha to właśnie ten histogram definiował kształt pętli histerezy. Histogram można odtworzyć na podstawie po-

miarów pętli histerezy dla przebiegu o malejącej amplitudzie. Uzyskany w ten sposób diagram jest określany jako diagram First Order Reversal Curve (FORC) [117]. Jest on obliczany, jako pochodna z pętli histerezy po dwóch zmiennych: pola rosnącego i malejącego.

Do przybliżenia rzeczywistego rozkładu stosuje się najczęściej dwuwymiarowy rozkład normalny [118] oraz rozkład Cauchego. Rozkład Cauchego umożliwia lepsze modelowanie kształtu pętli histerezy magnetycznej [97], jednak nie był do tej pory stosowany w modelu dwuwymiarowym uwzględniającym przesunięcia ścian domenowych i obroty domen. Rozkład Cauchego jest stosowany również przy opisie układów rezonansowych i spektrum absorpcji promieniowania [119, 120].

Zmiany magnetyzacji materiału są efektem działania co najmniej dwóch czynników. Pierwszy z nich to pole przemagnesowania, które odpowiada za straty energii na zmianę kierunku wektora magnetyzacji pojedynczego obszaru o jednakowych parametrach na płaszczyźnie Preisacha. Obszar ten w dalszej części pracy będzie nazywany histeronem. Drugi z nich to oddziaływanie pomiędzy histeronami. Istnienie tych dwóch mechanizmów potwierdza badanie przeprowadzone na fizycznym modelu materiału złożonego z matrycy jednakowych monokryształów YIG, które stanowią pojedyncze domeny [121]. Na przykładzie uproszczonego modelu jest możliwe zmierzenie oddzielnie siły oddziaływań pomiędzy domenami oraz pola przemagnesowania pojedynczych domen [121].

W przypadku rzeczywistego materiału, efekty działania obu opisanych wcześniej mechanizmów nakładają się, więc określenie wpływu każdego z nich z osobna jest trudne. Jednak wpływ obu zjawisk można uwzględnić dzięki ich superpozycji na płaszczyźnie Preisacha. W takim przypadku jedna z osi będzie przedstawiać natężenie pola przemagnesowania, które można utożsamiać z natężeniem pola koercji pojedynczego histeronu, a druga za oddziaływanie pomiędzy histeronami. Należy pamiętać, że pole przemagnesowania oraz oddziaływanie pomiędzy histeronami będą miały wpływ na każdą zmianę magnetyzacji niezależnie od tego, czy pole magnetyczne jest rosnące, czy malejące. Z tego powodu osie κ – opisująca natężenie pola koercji histeronów oraz ζ – opisująca siłę oddziaływań pomiędzy histeronami, na których opisany jest rozkład muszą być obrócone o kąt 45 stopni względem osi α i β , które odnoszą się do rosnącego i malejącego pola magnetycznego, jak pokazano to na rysunku 33.



Rys. 33. Wzajemne położenie osi opisujących rosnące i malejące natężenie pola magnesy-
jącego oraz natężenie pola koercji i siłę oddziaływań na płaszczyźnie Preisacha

Relacja pomiędzy kierunkami wektorów α i β , a osiami pomocniczymi będzie opisana zależ-
nością:

$$\zeta = \frac{\alpha + \beta}{\sqrt{2}}, \kappa = \frac{\alpha - \beta}{\sqrt{2}} \quad (28)$$

Zastosowanie osi pomocniczych jest zgodne z metodologią przyjętą przez L. Dupre [108],
ponieważ wyznaczony w przytoczonej pracy rozkład (25) jest opisany na osiach $\alpha = \beta$, dzie-
ki zastosowaniu delty Kroneckera w pierwszym wyrazie i na osi $\alpha = -\beta$, gdyż dwuwymia-
rowy rozkład Cauchego jest przesunięty o wektor $[1.3/\phi + l_4(T_x), -(1.3/\phi + l_4(T_x))]$ w
stosunku do środka układu współrzędnych. Równanie w układzie osi ζ i κ ma postać:

$$p(\zeta, \kappa) = \delta(\kappa) \left(\frac{5.531 \times 10^{-3}}{1 + (\zeta/l_1(T_x))^2} + \frac{1}{l_2(T_x)} \right) + \frac{1}{l_3(T_x) \left(1 + \left(\frac{\zeta}{l_5(T_x)} \right)^2 \right) \left(1 + \left(\frac{\kappa - (1.3/\phi + l_4(T_x))}{l_5(T_x)} \right)^2 \right)} \quad (29)$$

Po zamianie osi, do pierwszego wyrazu, zależnego od ζ można przypisać mechanizm odwracalnego
magnesowania, a do drugiego wyrazu z mechanizm magnetyzacji nieodwracalnej.
Środek rozkładu leżeć będzie na osi κ i będzie on związany z punktem największej przenikal-
ności magnetycznej.

Oś ζ związana jest z krzywą bezhisterezową. Pętla histerezy magnetycznej jest symetryczna względem osi $H = 0$, dlatego środek rozkładu powinien leżeć na osi κ . Rozkład na osi ζ można opisać za pomocą nieprzesuniętego rozkładu Cauchego. Oś ζ odzwierciedla oddziaływanie pomiędzy histeronami, które skutkuje tym, że dla zerowej wartości pola zewnętrznego i magnetyzacji lokalnie wartości wektora magnetyzacji oddziaływującego na poszczególne histerony mogą być różne od zera [122]. Zastosowanie takiego rozkładu uzasadniają również badania rozkładu pola magnetycznego mierzonego podczas badań geologicznych skał [123].

Oś κ odzwierciedla zjawisko histerezy, które jest związane z polem przemagnesowania histeronów. Otrzymany rozkład na osi κ jest wynikiem różnic w wartości natężenia pola koercji poszczególnych histeronów. W modelach stosuje się często rozkład normalny [108]. Autor pracy zastosował rozkład lognormalny ze względu, na fakt, że wartość natężenia pola koercji nie może być ujemna. Jest to bardziej uzasadnione, niż odcięcie lewostronnego ogona rozkładu Cauchego, stosowane u L. Dupre [108].

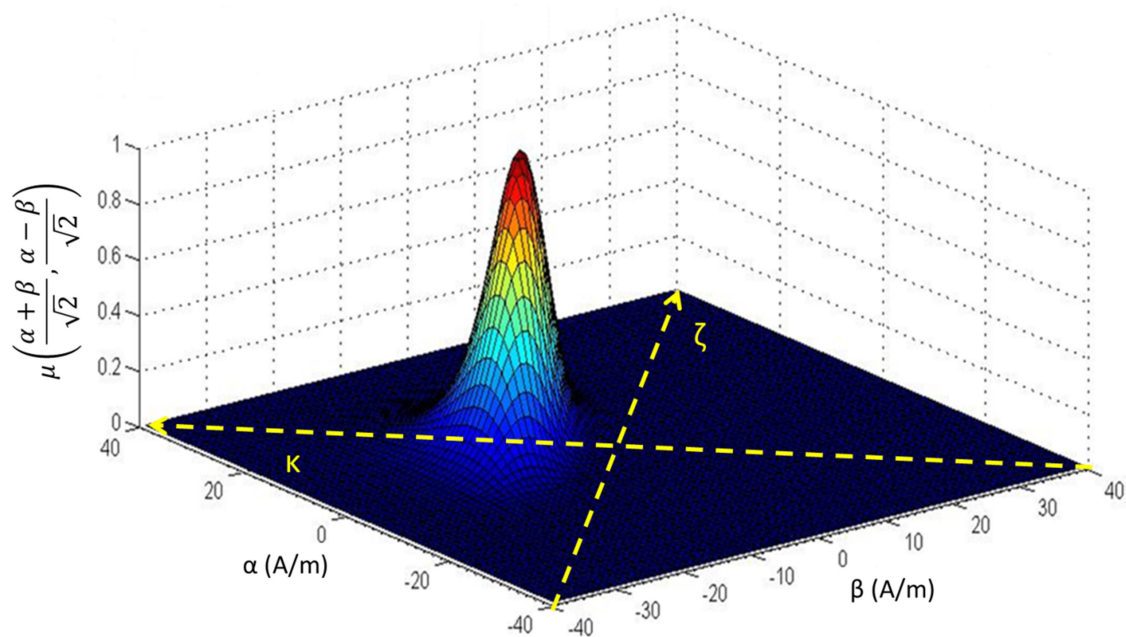
Połączenie rozkładów lognormalnego i rozkładu Cauchego nie było do tej pory stosowane, ma jednak potwierdzenie w eksperymentach [121]. Opisany rozkład przedstawiony jest na rysunku 34.

Zależność opisująca rozkład na płaszczyźnie Preisacha opisany na osiach κ i ζ ma postać:

$$\mu(\zeta, \kappa) = \frac{A \exp\left(-\frac{(\ln \kappa - \ln \kappa_0)^2}{2\sigma_\kappa^2}\right)}{\kappa \sigma_\zeta \sigma_\kappa \sqrt{2\pi} \left(1 + \left(\frac{2\zeta}{\gamma_\zeta}\right)^2\right)} \quad (30)$$

gdzie A - współczynnik skalujący, κ_0 - mediana natężenia pola koercji, γ_ζ - szerokość półkownika siły oddziaływań, σ_κ - odchylenie standardowe natężenia pola koercji.

Powyższe parametry mogą być powiązane analogicznie do równania 24 z teksturą sieci krystalograficznej i średnicą ziarna. Wymaga to jednak dodatkowych badań struktury materiału, co wykracza poza zakres niniejszej pracy.



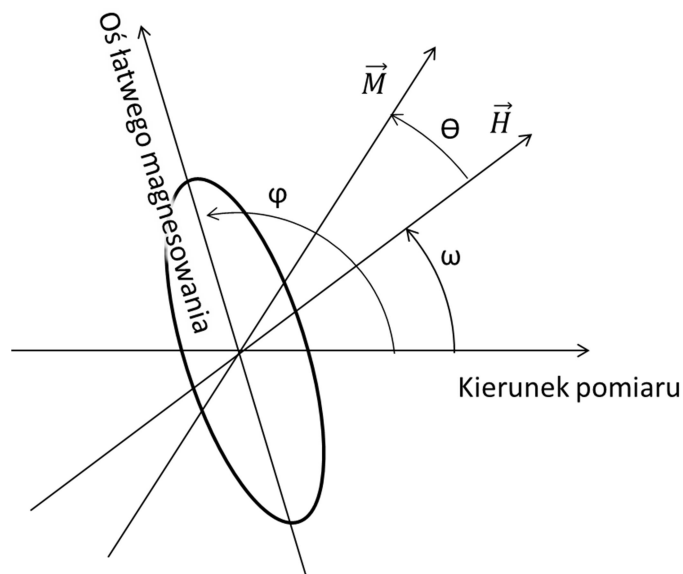
Rys. 34. Rozkład wartości pola przemagnesowania hysteronów na płaszczyźnie Preisacha opisany w układzie osi α i β .

4.2.2. Zastosowana superpozycja płaszczyzn Preisacha

Płaszczyzna Preisacha opisuje stan namagnesowania materiału w jednym kierunku, przy założeniu, że dopuszczalne są jedynie dwie przeciwstawne orientacje domen dla danego kierunku. W modelu wektorowym mechanizm magnesowania pozostanie taki sam, jak w modelu skalarnym, ale składowa pola magnetycznego równoległa do danej płaszczyzny będzie się zmieniać w zależności od kąta pomiędzy daną płaszczyzną, a wektorem zewnętrznego pola magnetycznego.

W opracowanym modelu wektor pola magnetycznego H jest obliczany dla kierunku pomiaru. Zazwyczaj kierunek pomiaru pokrywa się z kierunkiem działania pola H i wtedy kąt $\omega = 0$. Kąt pomiędzy kierunkiem działania pola magnetycznego H , a daną płaszczyzną Preisacha jest oznaczony jako θ , w przypadku gdy $\omega = 0$, będzie to również kąt pomiędzy kierunkiem pomiaru a płaszczyzną Preisacha. Kąt pomiędzy płaszczyzną łatwego magnesowania, a kierunkiem pomiaru jest oznaczony jako φ , co przedstawiono na rysunku 35. Dla rdzeni

zwijanych z taśm $\varphi = 0$. Jednak w przypadku rdzeni ramkowych występuje złożenie dwóch wzajemnie prostopadłych kierunków magnesowania w odniesieniu do kierunku pomiaru.



Rys. 35. Oznaczenia kątów w opracowanym modelu. M – wektor magnetyzacji wewnętrznej, H – wektor zewnętrznego pola magnetycznego, φ – kąt pomiędzy osią łatwego magnesowania, a kierunkiem pomiaru, Θ – kąt pomiędzy wektorem magnetyzacji wewnętrznej, a wektorem zewnętrznego pola magnetycznego, ω – kąt pomiędzy kierunkiem pomiaru, a wektorem zewnętrznego pola magnetycznego.

Magnetyzacja wypadkowa dana jest zależnością [103]:

$$M(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} m(\theta + \omega) \cos(\theta + \omega) d\theta \quad (31)$$

gdzie m – magnetyzacja kątowa.

Dla uproszczenia w dalszych rozważaniach będzie przyjęte, że kierunek pomiaru pokrywa się z kierunkiem magnesowania, czyli $\omega = 0$.

Pojedyncza płaszczyzna Preisacha obrazuje histerony dla dwóch przeciwstawnych kierunków. Omówiony w rozdziale 4.2.4 mechanizm magnesowania poprzez przesuwanie ścian domenowych powoduje zmianę udziału pomiędzy przeciwstawnymi kierunkami na każdej z płaszczyzn Preisacha. Jednak mechanizm ten nie daje możliwości zmiany liczby histeronów na danej płaszczyźnie. Nie jest to zgodne z rzeczywistym procesem magnesowania, który umożliwia obrót wszystkich histeronów w kierunku zewnętrznego pola magnetycznego. Przy zastosowaniu jedynie mechanizmu przesunięć ścian domenowych nie byłoby możliwe prze-

magnesowanie poprzez działanie prostopadłego pola magnetycznego, ze względu na zerową wartość składowej równoległej do danej płaszczyzny. Powoduje to konieczność wprowadzenia dodatkowego mechanizmu magnesowania, który umożliwiłby zmianę kierunku namagnesowania, a nie jedynie jego zwrotu. Drugi mechanizm magnesowania może być utożsamiany z obrotami domen. Zależy on od wartości składowej prostopadłej pola magnetycznego [103].

Podsumowując, w procesie zmiany magnetyzacji biorą udział dwa mechanizmy magnesowania. Pierwszy mechanizm nie zmienia kierunku magnetyzacji, ale zwrot dla powierzchni reprezentującej dany kąt magnetyzacji. Można go utożsamiać z przesuwaniem ścian domenowych. Drugim mechanizmem magnesowania są obroty domen. Wartość magnetyzacji dla danego kąta będzie całką iloczynu rozkładu pola przemagnesowania histeronów dla danego kierunku oraz dwóch operatorów przesunięć ścian domenowych i obrotów domen, dana zależnością [124]:

$$m(\theta) = \iint_{\alpha \geq \beta} \mu \left(\frac{\alpha + \beta}{\sqrt{2}}, \frac{\alpha - \beta}{a_\varphi \sqrt{2}} \right) \gamma_{\alpha\beta}(\theta) \chi_{\alpha\beta}(\theta) d\alpha d\beta \quad (32)$$

gdzie

$\gamma_{\alpha\beta}(\theta)$ – operator przesunięć ścian domenowych,

$\chi_{\alpha\beta}(\theta)$ – operator obrotów ścian domenowych,

a_φ – współczynnik anizotropii.

4.2.3. Anizotropia rdzenia

Właściwość anizotropii można scharakteryzować, jako różnicę w energii potrzebnej do przemagnesowania materiału dla różnych kierunków magnesowania. W modelu założono osiową anizotropię, którą określa współczynnik a_φ . Przyjęto, że w osi łatwego magnesowania wartość współczynnika anizotropii jest maksymalna, a w osi trudnego magnesowania minimalna. Dlatego współczynnik anizotropii będzie określony zależnością:

$$a_\varphi = \frac{E_{min}}{E_{max}} \quad (33)$$

gdzie E_{min} – minimalna energia konieczna do przemagnesowania, E_{max} – maksymalna energia konieczna do przemagnesowania.

Anizotropia będzie miała wpływ na wartość natężenia pola koercji każdego histeronu. Odzwierciedla to tendencje do spontanicznego magnesowania się materiału w kierunku osi łatwego magnesowania, dla której wartość natężenia pola koercji jest największa.

Dla anizotropii jednoosiowej współczynnik a_φ dany jest zależnością [103]:

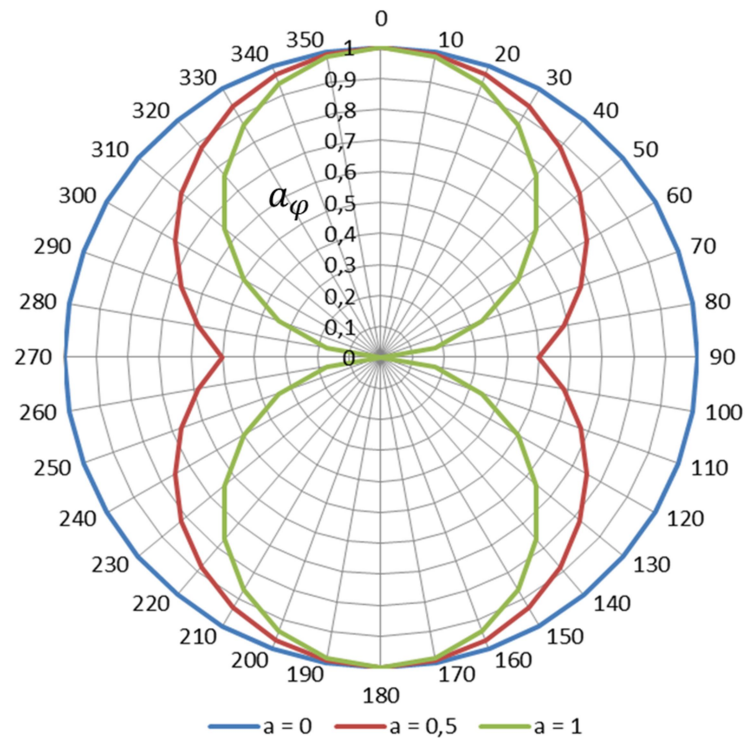
$$a_\varphi = 1 - a + a|\cos \phi| \quad (34)$$

gdzie a – stała anizotropii.

Wartość wzajemnych oddziaływań nie ulegnie zmianie, dlatego przeskalowana zostanie jedynie oś κ . Dla materiału anizotropowego rozkład pola przemagnesowania jest opisany zależnością:

$$\mu'(\zeta, \kappa) = \mu\left(\zeta, \frac{\kappa}{a_\varphi}\right) \quad (35)$$

Przykładowy wykres zależności współczynnika anizotropii od kąta, dla różnych wartości stałej anizotropii jest przedstawiony na rysunku 36.



Rys. 36. Zależność wartości współczynnika anizotropii a_φ w funkcji kąta φ dla różnych wartości stałej anizotropii a

4.2.4. Mechanizm przesuwania ścian domenowych

Oryginalny model Preisacha określał, które histerony uległy przemagnesowaniu w kierunku dodatnim, (wartość ich pola przemagnesowania w tym kierunku była niższa niż aktualna wartość pola magnetycznego H), a które uległy przemagnesowaniu w kierunku ujemnym, (ich wartość pola przemagnesowania w kierunku ujemnym była większa niż aktualna wartość H). Ten proces zakłada tylko możliwość istnienia jednego kierunku namagnesowania ze zwrotem dodatnim albo ujemnym. Można ten mechanizm utożsamiać z procesem przesuwania ścian domenowych, gdyż ściany domenowe oddzielają obszary o kątach wektora magnetyzacji zbliżonej do 180° .

W procesie przesuwania ścian domenowych istotna jest składowa równoległa wektora natężenia pola magnesującego $H_{||}$:

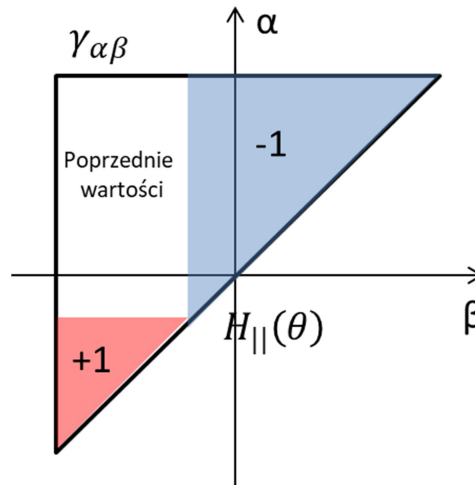
$$H_{||}(H, \theta) = |\vec{H}| \cdot \cos\theta \quad (36)$$

Definicja operatora przesunięć ścian domenowych ma postać funkcji, która jest zależna jedynie od aktualnej wartości natężenia pola magnesującego.

W oryginalnym modelu Preisacha występuje zależność nie tylko od wartości aktualnej, ale od kierunku zmiany, co utrudnia implementację modelu. W opracowanym modelu zastosowano zmodyfikowaną wersję operatora [124]:

$$\gamma_{\alpha\beta}(\theta) = \begin{cases} +1 & : H_{||}(\theta) > \alpha \\ \text{poprzednie wartości} & : \beta < H_{||}(\theta) < \alpha \\ -1 & : H_{||}(\theta) < \beta \end{cases} \quad (37)$$

Operator $\gamma_{\alpha\beta}$ przesunięć ścian domenowych jest przedstawiony na rysunku 37:



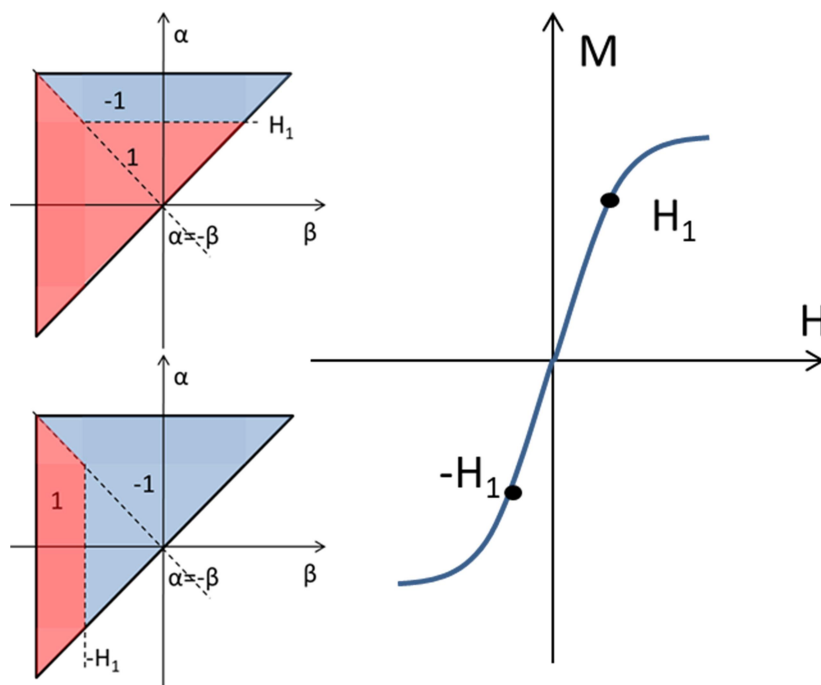
Rys. 37. Operator przesunięć ścian domenowych $\gamma_{\alpha\beta}$ opisany zależnością (38) jest zależny od wartości składowej pola zewnętrznego równoległej do danej płaszczyzny Preisacha $H_{||}(\theta)$

4.2.5. Mechanizm obrotów domen

W mechanizmie obrotów domen dla danego kąta nie jest istotne, jaki będzie zwrot domeny. Z tego powodu operator obrotów przyjmuje dwie wartości 0, gdy domena nie jest równoległa do danej płaszczyzny Preisacha i 1, gdy jest równoległa do danej płaszczyzny Preisacha. Mechanizm obrotów domen jest odwracalny, co wskazuje że stan magnetyzacji materiału dla danej efektywnej wartości natężenia pola magnesującego powinien być jednakowy w przypadku krzywej bezhisterezowej i mechanizmu obrotu domen. Według J. Pearsona krzywą bezhisterezową można utożsamiać z krzywą rewersyjną [125].

Krzywą bezhisterezową można wyznaczyć poprzez magnesowanie przebiegiem gasnącym ze składową stałą [126]. Na rysunku 38 można zauważyć, że konfiguracja obszarów namagnesowanych ma postać trójkąta położonego symetrycznie względem osi $\beta=-\alpha$. Obszar ten jest namagnesowany dodatnio lub ujemnie w zależności od tego, po której stronie osi H znaj-

duże się punkt. Suma obszarów poza trójkątem jest równa zero, tak jak w przypadku materiału rozmagnesowanego.



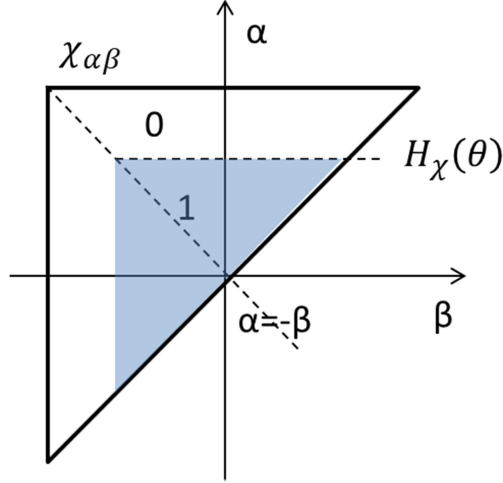
Rys. 38. Krzywa bezhisterezowa przedstawiona na Płaszczyźnie Preisacha i w układzie H i M

Jak przedstawiono na rysunku 38, wartość namagnesowania jest proporcjonalna do obszaru pomiędzy wartościami $-H_1$ i H_1 , czyli $H_1 < \alpha \wedge -H_1 < \beta$, suma obszarów poza wyznaczonym kwadratem jest równa zero.

Powyższe rozważania skłaniają do wniosku, że mechanizm obrotów domen, wraz z mechanizmem przesunięć ścian domenowych powinien być zgodny z wynikami uzyskanymi dla krzywej rewersyjnej. Ponieważ suma obszaru poza $-H_1$ i H_1 , czyli $H_1 < \alpha \wedge -H_1 < \beta$ jest równa zero, dlatego nie będzie stanowiło różnicy, gdy cały ten obszar zostanie przyrównany do zera. Z kolei, jeśli wewnętrzny obszar pomnoży się przez wartość operatora przesunięć ścian domenowych, otrzymamy wartość -1 lub 1, tak jak ma to miejsce dla krzywej rewersyjnej. Podsumowując mechanizm obrotów domen można zapisać za pomocą kuli Czebyszewa [127]:

$$\chi_{\alpha\beta} = \max\{|\alpha|, |\beta|\} < H_{\chi}(\theta) \quad (38)$$

Mechanizm obrotów domen został przedstawiony na rysunku 39.



Rys. 39. Mechanizm obrotów domen opisany zależnością (39) zależy od wartości pola obrotów $H_\chi(\theta)$, która jest opisana zależnością (40)

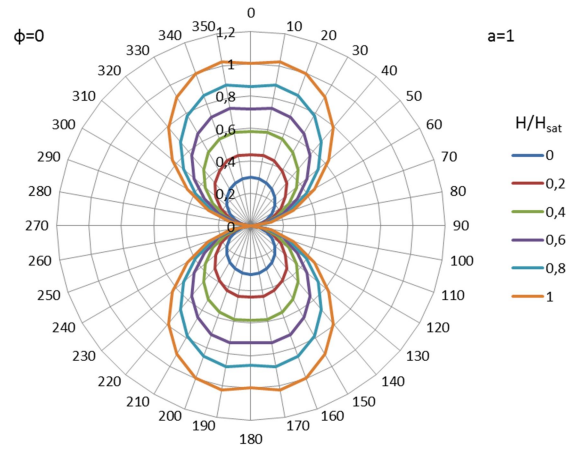
Mechanizm obrotów domen jest trzecim w kolejności mechanizmem, jaki występuje w materiale w trakcie magnesowania od stanu rozmagnesowania do nasycenia. W zależności od materiału graniczna wartość pola magnesującego H , dla której ten mechanizm zaczyna występować zmienia się. Dla rozmagnesowanego rdzenia wykonanego z materiału izotropowego wszystkie kierunki orientacji domen są jednakowo prawdopodobne. Dlatego należy przyjąć, że połowa histeronów dla płaszczyzny Preisacha w danym kierunku jest obrócona w kierunku dodatnim, a połowa w ujemnym. Dla przyjętego rozkładu logarytmicznie normalnego, dla osi κ , pole obszaru od zera do wartości mediany κ_0 wynosić będzie 0,5. W przypadku materiału anizotropowego będzie to wartość $\kappa_0 a_\varphi(\theta)$. Wartość pola obrotów domen $H_\chi(\theta)$ jest związana z liczbą histeronów o kierunku magnetyzacji równoległym do danej płaszczyzny Preisacha, albo przeciwnym.

Wartość natężenia pola obrotów domen dla kąta θ określa zależność [124]:

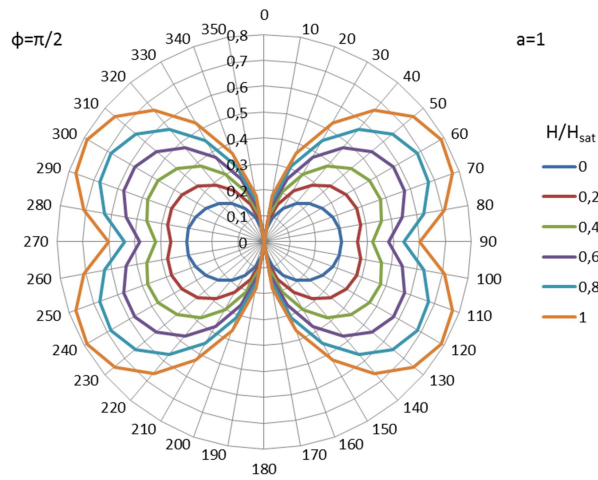
$$H_\chi(H, \theta) = \left(\kappa_0 - |H| \frac{\kappa_0}{H_{sat}} \cdot |\sin \theta| + |H| \frac{(H_{sat} - \kappa_0)}{H_{sat}} \cdot |\cos \theta| \right) a_\varphi \quad (39)$$

gdzie H_{sat} – natężenie pola magnetycznego nasycenia dla materiału.

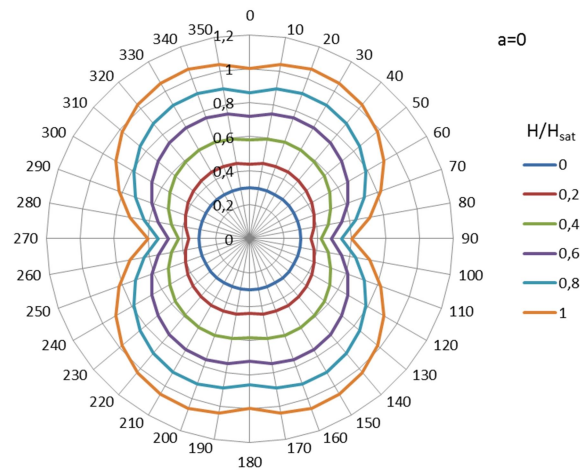
Dla $|\cos \theta| < |\sin \theta|$, oraz dla osi trudnego magnesowania, przewagę w procesie magnesowania mają obroty domen. Dla $\cos \theta > \sin \theta$ oraz osi łatwego magnesowania przewagę ma proces przesunięć ścian domenowych. Proces przesunięć ścian domenowych zachodzi dla wartości bezwzględnej pola mniejszej niż mediana natężenia pola koercji dla danej płaszczyzny Preisacha. Wykres funkcji pola obrotów domen $H_\chi(H, \theta)$ dla różnych wartości kąta ϕ i wartości anizotropii a przedstawiono na rysunku 40.



a)



b)



c)

Rys. 40. Wartości pola obrotów domen $H_{\chi}(\theta)$ w funkcji kąta θ dla mediany natężenia pola koercji $\kappa_0 = 0,3H_{sat}$; a) dla kąta nachylenia osi łatwego magnesowania $\varphi = 0$ i współczynnika anizotropii $a = 1$, b) dla kąta $\varphi = \frac{\pi}{2}$ i $a = 1$, c) dla kąta i $a = 0$

4.2.6. Równanie modelu statycznego pętli histerezy magnetycznej

Wstawiając zależność (32) do zależności (31) otrzymuje się równanie modelu statycznego:

$$M = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{\beta}^{\infty} \mu \left(\frac{\alpha+\beta}{\sqrt{2}}, \frac{\alpha-\beta}{a_{\varphi}\sqrt{2}} \right) \cdot \cos \theta \cdot \gamma_{\alpha\beta}(\theta) \cdot \chi_{\alpha\beta}(\theta) d\alpha d\beta d\theta \quad (40)$$

Dla uproszczenia dalszych rozważań zostaną wprowadzone dwie funkcje pomocnicze, $v(\alpha, \beta, \theta)$ i $\lambda(\alpha, \beta, \theta)$:

$$v(\alpha, \beta, \theta) = \mu \left(\frac{\alpha+\beta}{\sqrt{2}}, \frac{\alpha-\beta}{a_{\varphi}\sqrt{2}} \right) \cdot \cos \theta \quad (41)$$

$$\lambda(\alpha, \beta, \theta) = \gamma_{\alpha\beta}(\theta) \cdot \chi_{\alpha\beta}(\theta) \quad (42)$$

Równanie (40) można więc zapisać w postaci [124]:

$$M = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{\beta}^{\infty} v(\alpha, \beta, \theta) \cdot \lambda(\alpha, \beta, \theta) d\alpha d\beta d\theta \quad (43)$$

Ponieważ przyjęto, że powyżej wartości pola nasycenia nie następuje dalszy wzrost magnetyzacji, to nieskończone granice całki można ograniczyć do wartości pola nasycenia H_{sat} . Na potrzeby obliczeń obie współrzędne płaszczyzny Preisacha należy dyskretyzować w n_{α} punktach, z krokiem danym zależnością:

$$\Delta\alpha = \Delta\beta = \frac{2H_{sat}}{n_{\alpha}} \quad (44)$$

Otrzymując dyskretne wartości współrzędnych $\alpha_{i_{\alpha}}$ i $\beta_{i_{\beta}}$:

$$\alpha_{i_{\alpha}} = -H_{sat} + \left(i_{\alpha} - \frac{1}{2}\right) \Delta\alpha \quad (45)$$

$$\beta_{i_{\beta}} = -H_{sat} + \left(i_{\beta} - \frac{1}{2}\right) \Delta\beta \quad (46)$$

Podobnie należy dyskretyzować kąt θ w n_{θ} punktach z krokiem:

$$\Delta\theta = \frac{2\pi}{n_{\theta}} \quad (47)$$

Otrzymując dyskretną wartość kąta:

$$\theta_{i_\theta} = \left(i_\theta - \frac{1}{2}\right) \Delta\theta \quad (48)$$

Dyskretyzacja funkcji podcałkowej została przeprowadzona przez wprowadzenie trójwymiarowych tablic danych (tensorów) N i L .

$$N: n_{i_\alpha, i_\beta, i_\theta} = v\left(\alpha_{i_\alpha}, \beta_{i_\beta}, \theta_{i_\theta}\right) \quad (49)$$

$$L: l_{i_\alpha, i_\beta, i_\theta} = \lambda\left(\alpha_{i_\alpha}, \beta_{i_\beta}, \theta_{i_\theta}\right) \quad (50)$$

Zdiskretyzowane równanie (43) będzie miało postać:

$$\hat{M} = \frac{1}{2\pi} \sum_{i_\theta=1}^{n_\theta} \sum_{i_\beta=1}^{n_\beta} \sum_{i_\alpha=1}^{n_\alpha} [N \circ L]_{i_\alpha, i_\beta, i_\theta} \Delta\alpha \Delta\beta \Delta\theta \quad (51)$$

gdzie symbol \circ oznacza iloczyn Hadamarda [128]. Ponieważ rozkład na osi κ jest lewostronnie ograniczony, więc dla $\kappa < 0$ wartość rozkładu $\mu = 0$, co umożliwia zapis równania (51) w postaci:

$$\hat{M} = \frac{1}{2\pi} \sum_{i_\theta=1}^{n_\theta} \sum_{i_\beta=1}^{n_\beta} \sum_{i_\alpha=1}^{n_\alpha} [N \circ L]_{i_\alpha, i_\beta, i_\theta} \Delta\alpha \Delta\beta \Delta\theta \quad (52)$$

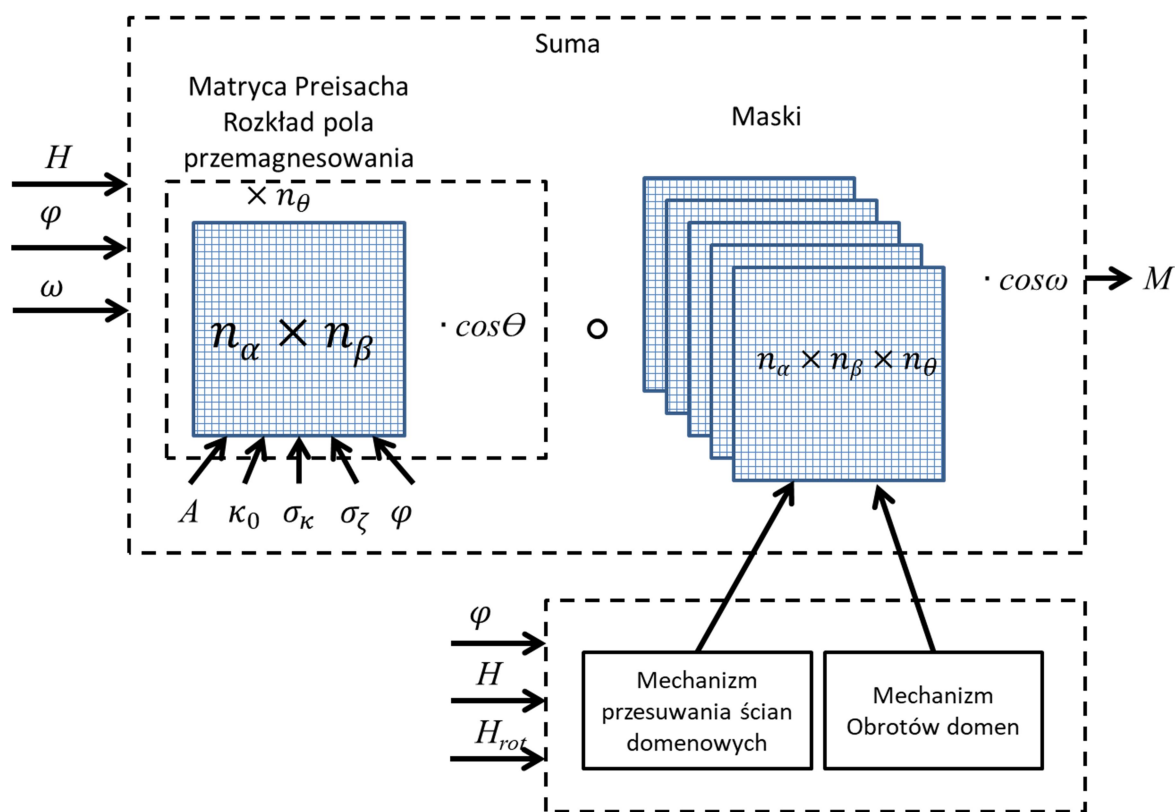
Pozwala to na zastosowanie konwencji sumacyjnej Einsteina [129], dzięki której równanie (52) można zapisać w uproszczonej formie:

$$\hat{M} = \frac{4H_{sat}}{n_\alpha^2 n_\theta} n_{i_\alpha, i_\beta, i_\theta} \cdot l_{i_\alpha, i_\beta, i_\theta} \quad (53)$$

4.2.7. Schemat modelu statycznego

Opracowany model statyczny, którego schemat przedstawiono na rysunku Rys. 41 składa się z dwóch głównych modułów: modułu rozkładu i modułu masek magnetyzacji. Pierwszy z nich odpowiada za wyznaczenie rozkładu pola przemagnesowania dla wszystkich kątów,

zgodnie z przyjętą rozdzielczością kątową. Zadaniem drugiego jest wyznaczenie masek, które reprezentują operatory przesunięć ścian domenowych i obrotów ścian domenowych dla poszczególnych kątów. Wyjściami obu funkcji są matryce trójwymiarowe. Suma projekcji ich iloczynu skalarnego na przyjęty kierunek magnetyzacji określa wartość magnetyzacji materiału. Schemat blokowy metody wyznaczania magnetyzacji M w rdzeniu podano na rysunku 41.



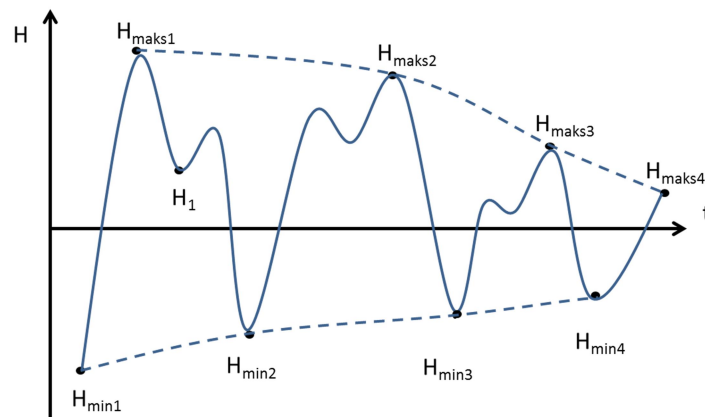
Rys. 41. Schemat blokowy wyznaczania magnetyzacji M materiału w modelu statycznym

4.2.8. Analiza możliwości odtworzenia szczególnych właściwości pętli histerezy magnetycznej z wykorzystaniem opracowanego modelu

Model histerezy magnetycznej powinien umożliwiać zapisywanie i wymazywanie poprzednich stanów magnetyzacji oraz wykazywać kongruencję [130].

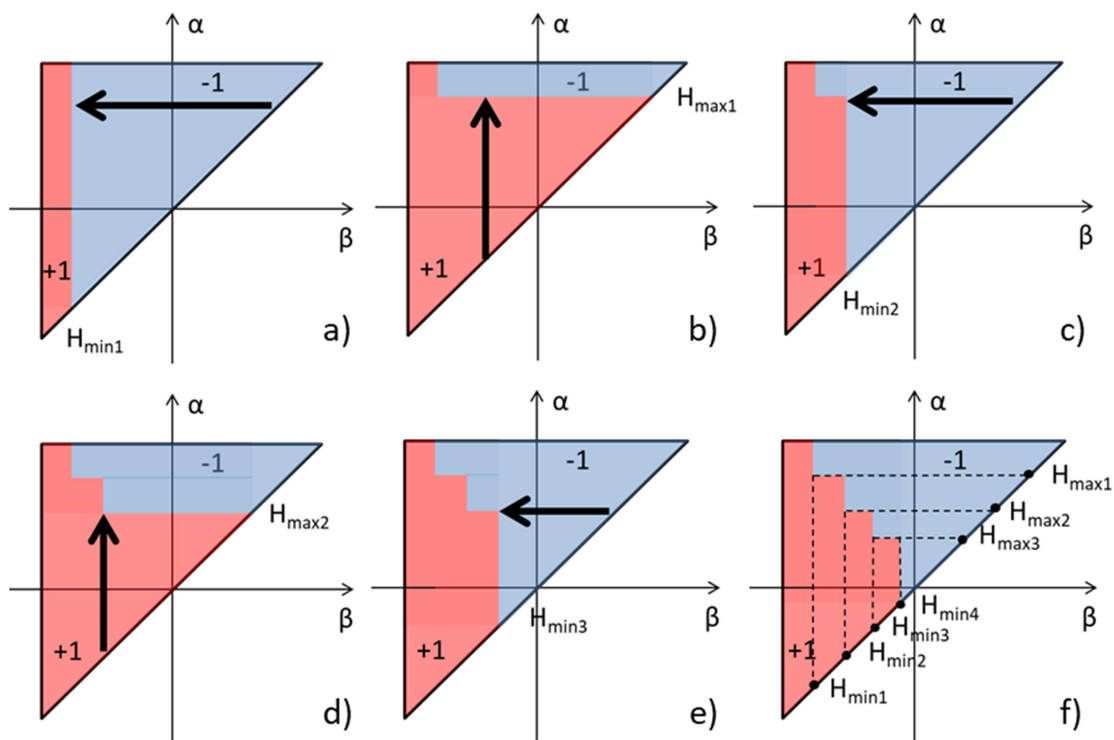
Materiały magnetyczne mają zdolność do zachowywania swojego stanu uporządkowania domenowego, które było wynikiem działania zewnętrznego pola magnetycznego. Jest to zjawisko wykorzystywane do zapisu informacji na taśmach magnetycznych [131]. Właściwość wymazywania polega na usuwaniu pamięci o poprzednich zmianach wartości pola magnetycznego, jeśli zawierały się one w przedziale pomiędzy maksimum, a minimum. Dlatego

wartości maksimum i minimum są wystarczające dla opisu historii materiału. Przykładowo wartość H_1 (podana na rysunku 42) została wymazana, ponieważ zawiera się w przedziale pomiędzy następnym minimum $H_{\min 2}$, a poprzedzającym maksimum $H_{\max 1}$. Gdyby punkt $H_{\min 2}$ był większy od H_1 , wtedy H_1 zostałby zapisany, jako ostatnie minimum. W rezultacie po rozmagnesowaniu przebiegiem gasnącym, materiał zachowuje informacje o wszystkich poprzednich ekstremach. Jest to stan zasadniczo różny od rozmagnesowania uzyskanego poprzez ogrzanie powyżej temperatury Curie.



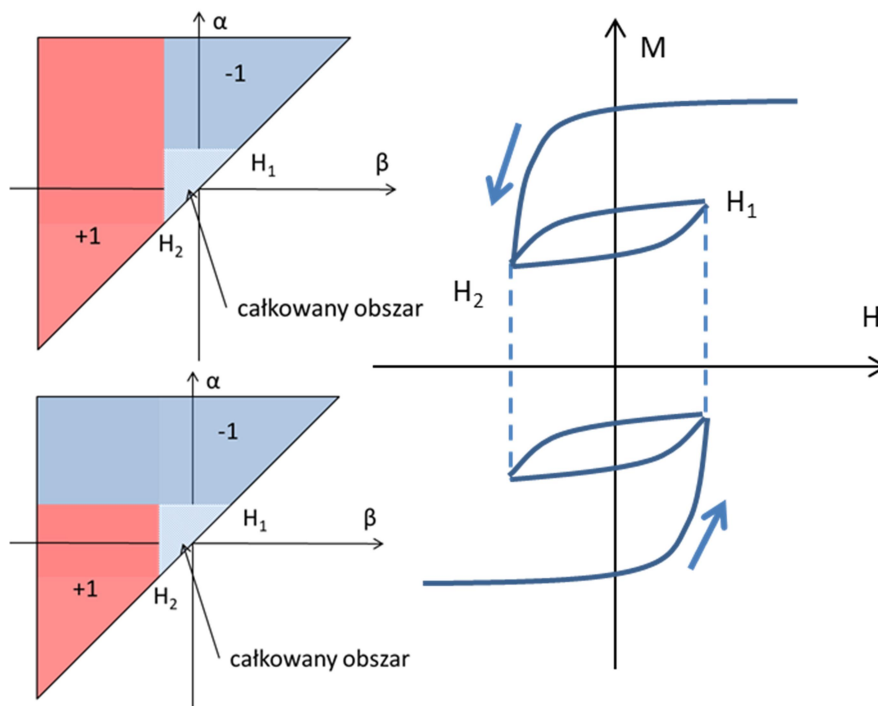
Rys. 42. Schemat mechanizmu zapisywania i wymazywania wartości historycznych

Mechanizm zapisywania i wymazywania wynika bezpośrednio z zależności opisującej operator przesuwania ścian domenowych dany zależnością 37. Można go również przedstawić za pomocą płaszczyzny Preisacha. Jak pokazano na rysunku 43, dopóki nie nastąpi wymazanie poprzednich wartości, będą one wpływać na proces magniesowania. Na rysunku widać wpływ kolejnych wartości zewnętrznego pola magnetycznego na magnetyzację materiału: a) pole magnetyczne maleje do wartości $H_{\min 1}$ b) pole magnetyczne rośnie do wartości $H_{\max 1}$ c) pole magnetyczne maleje do wartości $H_{\min 2}$ d) pole magnetyczne rośnie do wartości $H_{\max 2}$ e) pole magnetyczne maleje do wartości $H_{\min 3}$ f) zapisana historia przebiegu magniesowania.



Rys. 43. Mechanizm zapisywania i wymazywania wartości przedstawiony na płaszczyźnie Preisacha przedstawiony dla ekstremalnych wartości pola magnetycznego przedstawionych na rysunku 42

Pętle histerezy dla mniejszej amplitudy pola magnesującego wykazują kongruencje, czyli wzajemne podobieństwo. Dla tych samych wartości pola magnetycznego i zmian w tym samym zakresie, ale różnej wartości magnetyzacji, mała pętla histerezy ma ten sam kształt. Jest ona jednak przesunięta o wartość magnetyzacji początkowej. Pętla rozpoczynająca się od nasycenia ujemnego jest podobna do tej rozpoczynającej się od nasycenia dodatniego. Różnią się o wartość początkową, ale są wynikiem całkowania tego samego obszaru płaszczyzny Preisacha, co przedstawiono na rysunku 44.



Rys. 44. Schemat mechanizmu kongruencji i jego przedstawienie na płaszczyźnie Preisacha.

4.2.9. Zgodność opracowanego modelu z modelami Preisacha i Stonera-Wohlfarta

Opracowany w pracy model jest zgodny z oryginalnym modelem Preisacha, który stanowi jego szczególny przypadek dla liczby płaszczyzn zredukowanych do jednej. W takim przypadku występują jedynie przesunięcia ścian domenowych typowe dla klasycznego modelu Preisacha. Jak wykazano w rozdziale 2.3.3 model Preisacha jest zgodny z modelem Jilesa-Athertona i Isinga, więc i przedstawiony model jest z nimi zgodny. Poniżej przeanalizowana zostanie zgodność modelu z modelem Stonera-Wohlfarta.

Gdy rozkład pola przemagnesowania histeronów zostanie zredukowany do pojedynczego punktu na płaszczyźnie Preisacha, przemagnesowanie nastąpi, gdy spełniony będzie warunek:

$$|\vec{H}| \cdot \cos\theta = \kappa_0 a_\varphi \quad (54)$$

W takim przypadku dla $a = 1$ i osi łatwego magnesowania otrzymujemy:

$$|\vec{H}| \cdot \cos\theta = \kappa_0(1 - 1 + 1|\cos\phi|) = \kappa_0|\cos\phi| \quad (55)$$

$$|\vec{H}| = \kappa_0 \frac{|\cos\phi|}{\cos\theta} \quad (56)$$

Natomiast dla osi trudnego magnesowania:

$$|\vec{H}| \cdot \cos\theta = \kappa_0 \left(1 - 1 + 1 \left| \cos \left(\phi + \frac{\pi}{2} \right) \right| \right) = \kappa_0 |\sin\phi| \quad (57)$$

$$|\vec{H}| = \kappa_0 \frac{|\sin\phi|}{\cos\theta} \quad (58)$$

Równocześnie dla operatora obrotów domen zmiana kierunku nastąpi, gdy:

$$\left(\kappa_0 - |H| \frac{\kappa_0}{H_{sat}} \cdot |\sin\theta| + |H| \frac{(H_{sat} - \kappa_0)}{H_{sat}} \cdot |\cos\theta| \right) a_\varphi = \kappa_0 a_\varphi \quad (59)$$

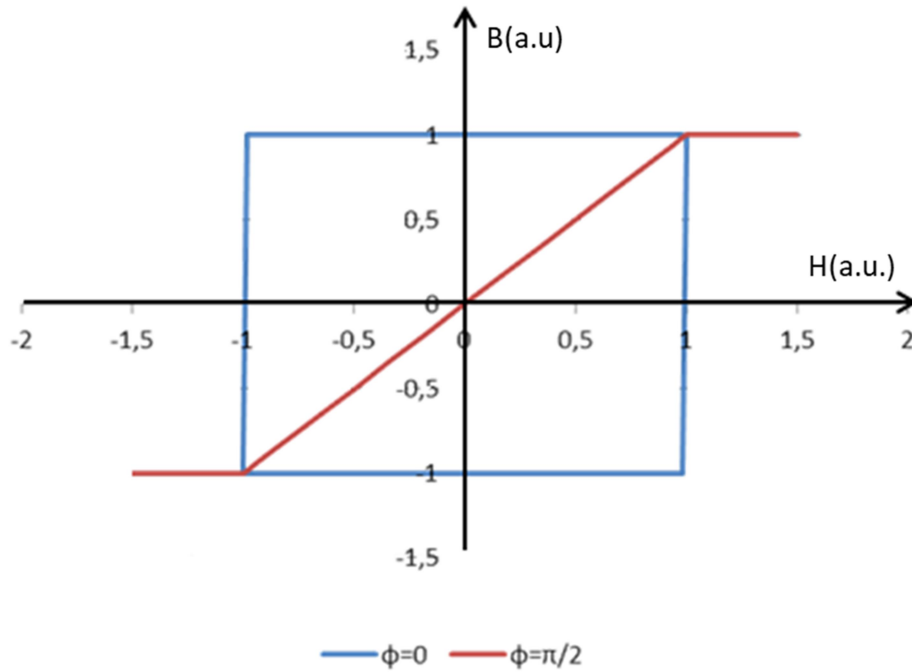
Po przekształceniu można uzyskać postać równań:

$$(H_{sat} - \kappa_0)|\cos\theta| = \kappa_0|\sin\theta| \quad (60)$$

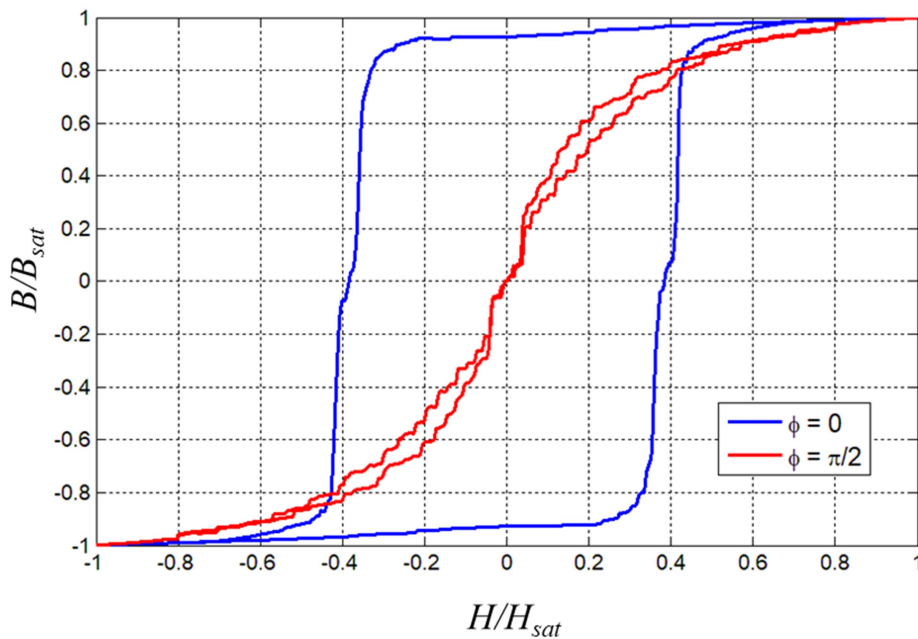
$$|\tan\theta| = \frac{H_{sat}}{\kappa_0} - 1 \quad (61)$$

Oznacza to, że dla pojedynczego histeronu, dla którego $H_{sat} = \kappa_0$ przemagnesowanie nastąpi dla kąta $\theta = 0$ i jest to niezależne od wartości zewnętrznego pola magnetycznego, ani wartości anizotropii. Jest to spójne z założeniami początkowymi, gdyż pojedynczy histeron obróci się zawsze zgodnie z kierunkiem pola magnetycznego.

Powyższe zależności prezentuje wykres przedstawiony na rysunku 45. Można go porównać z rysunkiem 46 przedstawiającym wyniki uzyskane dla opracowanego modelu, w odniesieniu do pojedynczego histeronu. Różnice uzyskanych wartości wynikają z ograniczeń zastosowania matrycy o skończonej rozdzielczości.



Rys. 45. Wykres zależności dla krzywej łatwego magnesowania (kąt $\phi = 0$) i trudnego magnesowania (kąt $\phi = \frac{\pi}{2}$) wyznaczony na podstawie równań 60 i 61

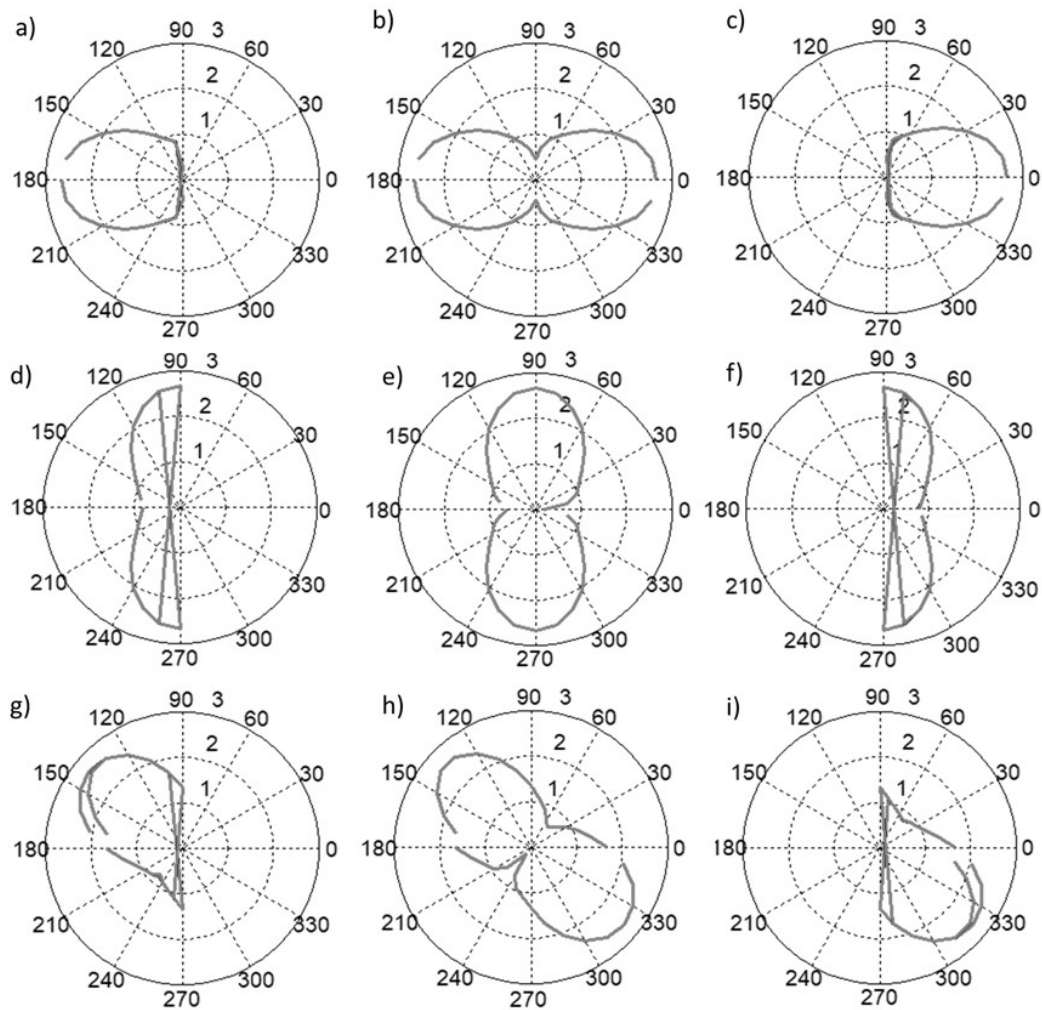


Rys. 46. Wykres zależności dla krzywej łatwego magnesowania (kąt $\phi = 0$) i trudnego magnesowania (kąt $\phi = \frac{\pi}{2}$) wyznaczony na podstawie opracowanego modelu

4.2.10. Modelowanie rozkładu kątownego magnetyzacji

Opracowany model umożliwia wyznaczenie nie tylko wypadkowej wartości magnetyzacji, (którą można zaobserwować poprzez zmiany indukcji magnetycznej rdzenia, przekładającej się na wartość napięcia na uzwojeniach pomiarowych), ale również kątownego rozkładu magnetyzacji.

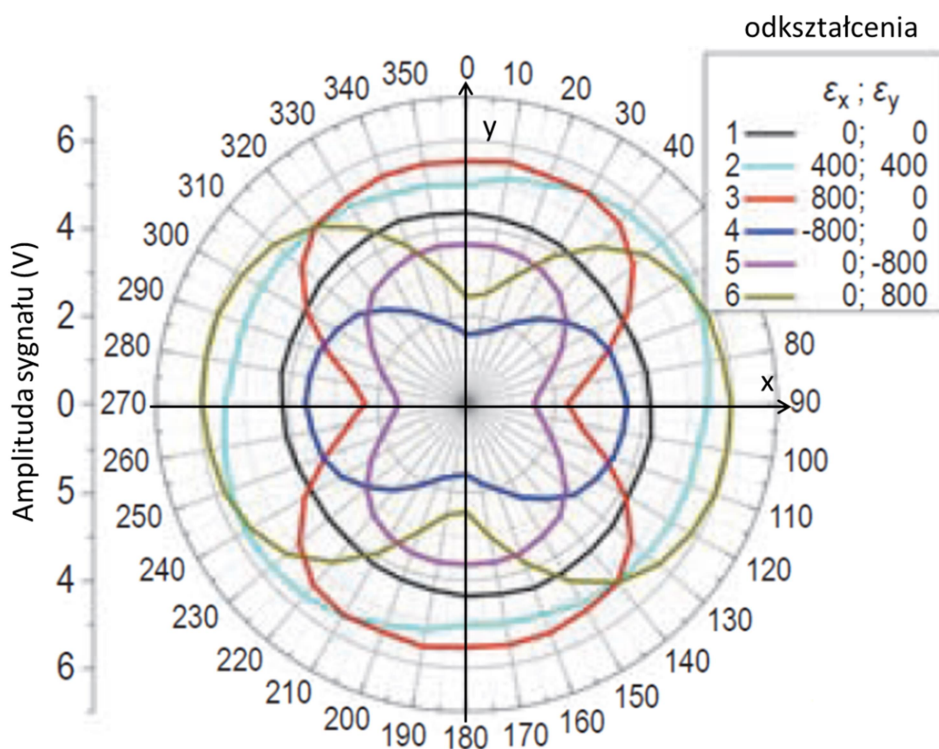
Na rysunku 49 przedstawiono rozkład kątowny magnetyzacji materiału anizotropowego: dla kierunku magnesowania zgodnego z osią łatwego magnesowania: a) $B = -B_{sat}$; b) $B = 0$; c) $B = B_{sat}$; dla kierunku magnesowania zgodnego z osią trudnego magnesowania: d) $B = -B_{sat}$; e) $B = 0$; f) $B = B_{sat}$; dla kąta 45 stopni w stosunku do osi łatwego magnesowania: g) $B = -B_{sat}$; h) $B = 0$ i) $B = B_{sat}$.



Rys. 47. Rozkład kątowny magnetyzacji dla głównej pętli histerezy dla materiału anizotropowego [103]

Warto zwrócić uwagę na fakt, że rozkład magnetyzacji odzwierciedla anizotropię materiału. Powoduje to powstanie silnej składowej prostopadłej magnetyzacji do kierunku zewnętrznego pola magnetycznego w przypadku, gdy kierunek osi łatwego magnesowania nie jest zgodny z kierunkiem magnesowania.

Przedstawione wyniki można porównać z pomiarami naprężeń za pomocą pomiaru amplitudy szumu Barkhausena. Metoda ta pozwala na pomiar wartości i kierunku naprężeń wewnętrznych, które wpływają na anizotropie właściwości magnetycznych materiału. Na rysunku 48 można zaobserwować analogiczny kształt otrzymanych wykresów. Pomimo, że przedstawione są na nim wartości naprężeń, to zostały one zmierzone pośrednio poprzez pomiar właściwości magnetycznych. Wskazuje to na możliwość wykorzystania modelu do analizy zmian anizotropii materiału. W odróżnieniu od metody przedstawionej przez B. Augustyniaka [132] model mógłby umożliwić analizę rozkładu naprężeń dla wartości magnetyzacji remanencji pozostałej po jednokrotnym namagnesowaniu obiektu.



Rys. 48. Rozkłady kątowe amplitudy szumu Barkhausena zmierzonych za pomocą sondy wykorzystującej efekt Barkhausena dla zadanych odkształceń w osiach x i y [132]

4.2.11. Parametry modelu statycznego

Model statyczny jest opisany sześcioma parametrami, zebranych w tabeli 6. W szczególnym przypadku materiału magnetycznie izotropowego model opisany jest jedynie pięcioma parametrami. Jeśli nie jest znany kierunek osi łatwego magnesowania, można zastosować dodatkowy parametr: kąt między osią łatwego magnesowania a kierunkiem pola magnesującego H . Tak niewielka liczba parametrów ogranicza ilość możliwych rozwiązań i sprawia, że model jest jednoznaczny.

Tab. 6. Parametry opracowanego modelu statycznego

Parametr	Oznaczenie	Jednostka	Zakres
Współczynnik skalujący	A	$\frac{TA}{m}$	$(0, B_{sat}H_{sat})$
Mediana natężenia pola koercji	κ_0	$\frac{A}{m}$	$\sim H_c$
Odchylenie standardowe natężenia pola koercji	σ_κ	$\frac{A}{m}$	$\sim \frac{H_{sat} - H_c}{3}$
Szerokość połówkowa siły Oddziaływań	γ_ζ	$\frac{A}{m}$	$\sim \frac{H_{sat} - H_c}{3}$
Współczynnik anizotropii	a	-	$\langle 0, 1 \rangle$
Nachylenie osi łatwego magnesowania	φ	rad	$\langle 0, 2\pi \rangle$

4.2.12. Metoda doboru parametrów modelu

W procesie doboru parametrów modelu zastosowano optymalizację metodą Nelder-Meada zaimplementowaną w środowisku Matlab [133]. Zastosowana metoda jest metodą heurystyczną, która pozwala na znalezienie poszukiwanego ekstremum, w tym wypadku minimum funkcji celu nieliniowej wielowymiarowej funkcji. Metoda bazuje na zastosowaniu tak zwanego simplexu, który składa się z $n + 1$ punktów w przestrzeni n wymiarowej parametrów funkcji. Dla każdego punktu simplexu wylicza się wartości funkcji celu, a następnie przekształca je w poszukiwaniu minimum. Stosuje się cztery rodzaje przekształceń: odbicie maksimum simplexu względem środka symetrii simplexu, ekspansję odbitego punktu, kontrakcję

maksimum względem środka symetrii oraz redukcję całego simpleksu. Procedura odbywa się do osiągnięcia minimalnej wartości funkcji celu.

W procesie doboru parametrów modelu zastosowano funkcję celu opisaną zależnością 62, która była połączeniem błędu kwadratowego oraz współczynnika determinacji Pearsona. Dzięki temu funkcja celu faworyzowała nie tylko rozwiązania o najmniejszym błędzie w stosunku do danych pomiarowych, ale również najlepiej odzwierciedlające kształt pętli histerezy. Zastosowana funkcja umożliwiła szybsze osiągnięcie zgodności modelu z danymi pomiarowymi.

$$F = \frac{\sum_{i=1}^n (B_{mod}(H_i) - B_{pom}(H_i))^2}{n \cdot R^2(B_{mod}(H), B_{pom}(H))} \quad (62)$$

gdzie:

$B_{mod}(H_i)$ – i-ta wartość indukcji dla i-tej wartości pola magnetycznego wyliczona za pomocą modelu,

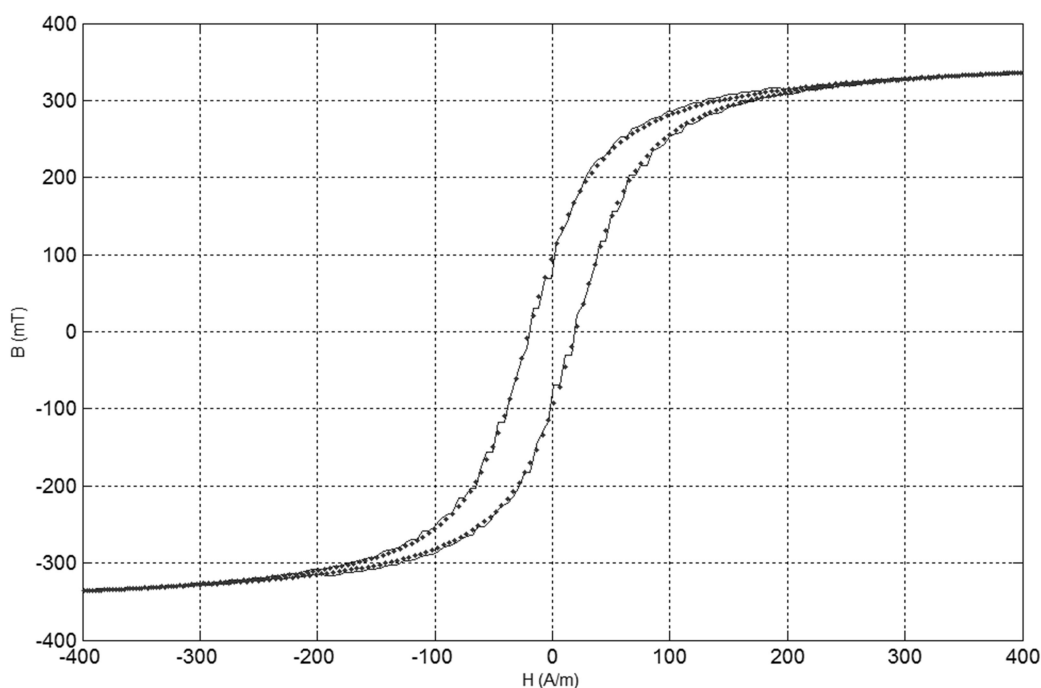
$B_{pom}(H_i)$ – i-ta zmierzona wartość indukcji dla i-tej wartości pola magnetycznego,

$R^2(B_{mod}(H), B_{pom}(H))$ – współczynnik determinacji Pearsona wyliczony dla modelu.

4.2.13. Wyniki modelowania pętli histerezy dla modelu statycznego

Opracowany model jest opisany sześcioma parametrami. W przypadku materiału izotropowego parametr $a_\varphi = 0$, a parametr nachylenia osi łatwego magnesowania nie ma zastosowania. Pomimo, że model jest opracowany dla materiału dwuwymiarowego, to ze względu na fakt, że obroty domen i przesunięcia ścian domenowych odbywają się w jednej płaszczyźnie, to do jego opisu można użyć również do rdzeni objętościowych, co zostało przedstawione w pracy [134]. Aby w pierwszej kolejności zweryfikować model dla czterech parametrów zostały przeprowadzone badania dla izotropowego ferrytu manganowo-cynkowego. Przeprowadzono pomiary próbki toroidalnej o średnicy wewnętrznej 20 mm, średnicy zewnętrznej 30 mm, i szerokości 4 mm. Pomiarów dokonano za pomocą histerezografu.

Doboru parametrów modelu dokonano stosując metodę opisaną w rozdziale 4.2.12. Wyniki modelowania przedstawiono na rysunku 49, natomiast uzyskane parametry zebrano w tabeli 7. Uzyskano zgodność modelu z wynikami eksperymentalnymi współczynnika determinacji Pearsona na poziomie $R^2=0,999$.



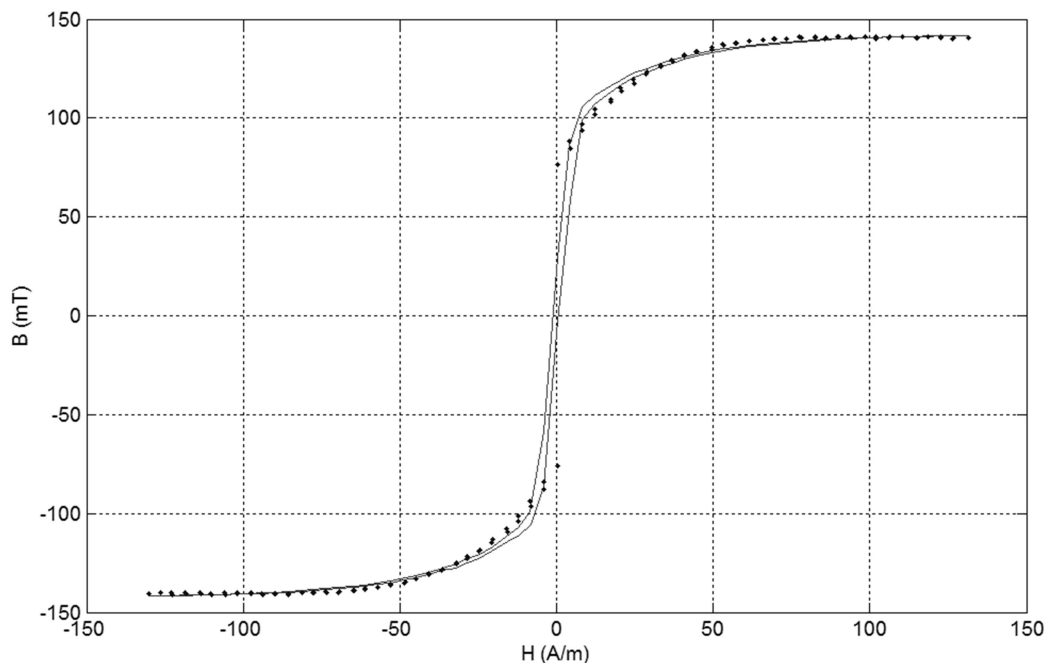
Rys. 49. Wyniki modelowania pętli histerezy dla materiału izotropowego – ferrytu manganowo cynkowego, punkty – wyniki pomiarowe, linia ciągła – wyniki modelowania

Tab. 7. Parametry modelu dla ferrytu manganowo cynkowego

Parametr	Oznaczenie	Jednostka	Wartość
Współczynnik skalujący	A	$\frac{TA}{m}$	347
Mediana natężenia pola koercji	κ_0	$\frac{A}{m}$	22,22
Odchylenie standardowe natężenia pola koercji	σ_κ	$\frac{A}{m}$	35,47
Szerokość połówkowa siły oddziaływań	γ_ζ	$\frac{A}{m}$	1,24
Współczynnik anizotropii	a	-	0
Nachylenie osi łatwego magnesowania	φ	rad	-

W dalszej kolejności przeprowadzono weryfikację modelu dla rdzenia zwijanego z taśmy amorficznej Metglas 2826MB. Badany rdzeń miał wymiary średnicy wewnętrznej 20 mm , zewnętrznej 30 mm i szerokości 10 mm. Pomiary zostały przeprowadzone przy pomocy histerezografu. Wyniki modelowania przedstawiono na rysunku 50, natomiast parametry modelu podano w tabeli 8.

Uzyskano zgodność modelu na poziomie $R^2=0,997$. Uzyskanie gorszego rezultatu wynika z ograniczonej rozdzielczości modelu, która uniemożliwia modelowanie stromego zbocza pętli histerezy. Uzyskanie większej rozdzielczości jest utrudnione ze względu na maksymalną wielkość macierzy wynikającą z ograniczonej pamięci systemu.



Rys. 50. Wyniki modelowania pętli histerezy dla rdzenia wykonanego ze zwijanej taśmy amorficznej Metglas 2826MB, punkty – wyniki pomiarowe, linia ciągła – wyniki modelowania

Tab. 8 Parametry modelu dla taśmy amorficznej Metglas 2826MB

Parametr	Oznaczenie	Jednostka	Wartość
Współczynnik skalujący	A	$\frac{TA}{m}$	138
Mediana natężenia pola koercji	κ_0	$\frac{A}{m}$	0,38
Odchylenie standardowe natężenia pola koercji	σ_κ	$\frac{A}{m}$	0,016
Szerokość połówkowa siły oddziaływań	γ_ζ	$\frac{A}{m}$	0,045
Stała anizotropii	a	-	0,84
Nachylenie osi łatwego magnesowania	φ	rad	0

4.3. Model dynamiczny

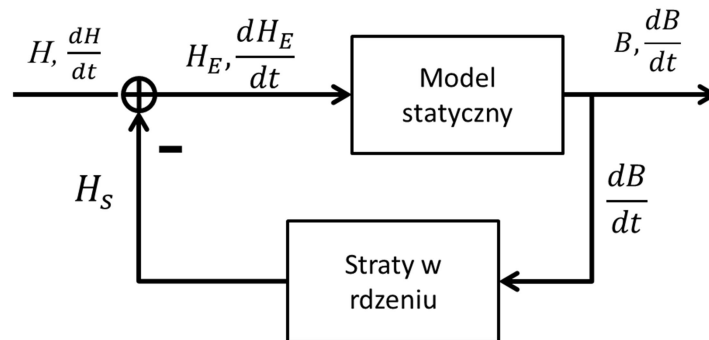
Model dynamiczny jest uogólnionym przypadkiem modelu statycznego. Sposób obliczania wartości magnetyzacji pozostaje niezmienny jak dla modelu statycznego, jednak wpływ strat uwzględniony jest za pomocą dodatkowej składowej natężenia pola magnesującego opisującej działanie przeciwnie do zewnętrznego pola magnetycznego.

4.3.1. Opis koncepcji pola efektywnego

Zgodnie z prawem Faradaya zmiana strumienia pola magnetycznego powoduje powstanie siły elektromotorycznej indukcji [135]. Wynika z tego, że każda zmiana wartości indukcji magnetycznej spowoduje powstanie różnicy potencjałów i przepływ prądu w przekroju prostopadłym do kierunku zmiany magnetyzacji. Z kolei przepływ prądu spowoduje powstanie pola magnetycznego strat H_S skierowanego przeciwnie do przyczyny jego powstania [136]. Wartość pola strat zależy od prędkości zmian pola, dlatego dla modelu statycznego straty dynamiczne nie występują. Pole, które oddziałuje na rdzeń jest pomniejszone o wartość pola H_S opisującego straty. Mechanizm ma formę sprzężenia zwrotnego przedstawionego na rysunku 51. Na rdzeń działa więc pole efektywne o natężeniu H_E [114]:

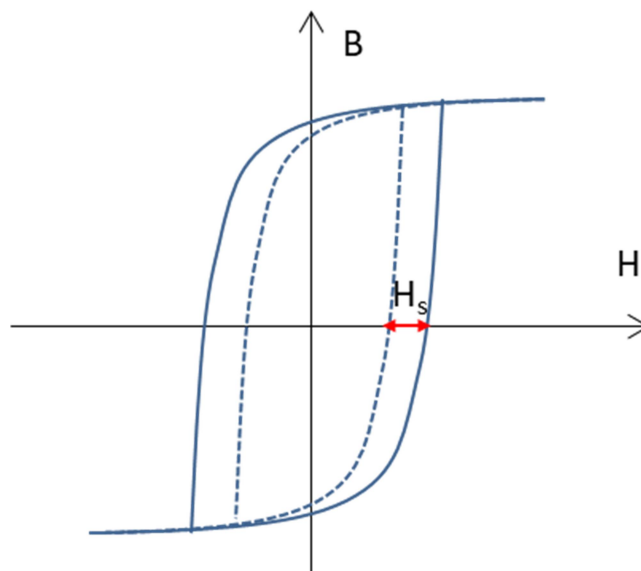
$$H_E = H - H_S \left(\frac{dB}{dt} \right) \quad (63)$$

Należy zwrócić uwagę, że wartość $\frac{dB}{dt}$ zależy nie tylko od zmiany wartości zewnętrznego pola magnetycznego w czasie $\frac{dH}{dt}$, ale również od pierwotnej wartości natężenia pola magnetycznego H , co wynika z nieliniowości funkcji $B(H)$ [97].



Rys. 51. Schemat modelu dynamicznego wyznaczania pola H_E uwzględniającego straty magnesowania dynamicznego w magnetyku

Powstanie pola magnetycznego strat H_S powoduje pomniejszenie efektywnej wartości natężenia pola magnetycznego H_E , w rezultacie dla uzyskania tej samej wartości indukcji magnetycznej w rdzeniu potrzeba większej wartości natężenia pola zewnętrznego. Wpływ tego zjawiska na kształt pętli histerezy przedawniono na rysunku 52 (opracowanie własne).



Rys. 52. Rysunek przedstawiający wpływ indukowanego pola strat H_S na kształt pętli histerezy dynamicznej. Linia przerywaną przedstawiono pętlę histerezy statycznej, a linią ciągłą pętlę histerezy dynamicznej

4.3.2. Analiza mechanizmów strat dynamicznych

Dynamiczne straty mocy w rdzeniu można podzielić na straty spowodowane indukowaniem prądów wirowych oraz straty, których przyczyną są zjawiska związane z przemieszczaniem się ścian domenowych. Ponieważ indukowanie pola strat jest związane z powstawaniem prądów wirowych w rdzeniu, to jest ono zależne od wartości rezystywności materiału σ . Z tego powodu do produkcji rdzeni przystosowanych do pracy w zakresie wysokich częstotliwościami stosuje się ferryty, które charakteryzują się wysoką rezystywnością. Przyjmuje się, że wartość natężenia pola magnetycznego strat od prądów wirowych H_w , o które należy pomniejszyć wartość natężenia pole magnesującego H jest dany zależnością [137]:

$$H_w = \frac{\sigma d^2}{12} \frac{dB}{dt} \quad (64)$$

gdzie: σ - przewodność elektryczna, natomiast d – grubość rdzenia.

Ponieważ wartość tych strat jest związana z grubością rdzenia, dlatego przy budowie rdzeni transformatorów używa się pakietów blach odizolowanych od siebie. W przypadku rdzeni ramkowych stosowanych przez autora do budowy sensorów transduktorowych, wpływ typu strat od prądów wirowych jest pomijalny. Jeśli przyjąć, że grubość taśmy z magnetyka amorficznego wynosi $30\mu\text{m}$, to przy rezystywności taśmy równej $13,8\text{ m}\Omega\text{m}$ wartość pola H_{ed} wyniesie $0,095\frac{\text{A}}{\text{m}}$ dla zmiany indukcji $1760\frac{\text{T}}{\text{s}}$ (przybliżenie dla częstotliwości 1kHz , przy założeniu, że indukcja nasycenia wynosi $B_{sat} = 880\text{ mT}$).

Straty dodatkowe wynikają z przemieszczania się ścian domenowych. Sposób oszacowania wpływu ruchu ścian domenowych na pole strat jest złożony. W literaturze przyjmuje się, że wartość pola strat dodatkowych H_d można wyliczyć z zależności [138]:

$$H_d = \sqrt{\sigma G V_0 S_r \frac{dM}{dt}} \quad (65)$$

gdzie: $G = 0,1356$ jest stałą geometryczną związaną z indukowaniem prądów wirowych, S_r – pole przekroju rdzenia, natomiast V_0 - średnie pole magnetyczne przemieszczenia ściany domenowej dane zależnością:

$$V_0 \sim \frac{2H_c}{N_0} \quad (66)$$

w której: H_c - wartość natężenia pola koercji, N_0 - średnia liczba ścian domenowych uczestniczących w procesie przemagnesowania. Średnią liczbę ścian domenowych można wyrazić zależnością:

$$N_0 \sim \frac{S_r}{D^2} \quad (67)$$

W której D - średnica ziarna.

Podstawiając (68) i (69) do (67) otrzymuje się (70):

$$H_d = D \sqrt{2\sigma G H_c \frac{dM}{dt}} \quad (68)$$

Ponieważ przenikalność magnetyczna stopów amorficznych $\mu \gg 1$, więc można przyjąć, że:

$$H_d = D \sqrt{2\sigma G H_c \frac{dB}{dt}} \quad (69)$$

Jak wynika z powyższej zależności, wartość pola strat dodatkowych nie zależy od geometrii rdzenia, ale od struktury materiału. Przyjmuje się, że średnica ziarna w materiałach nanokryształicznych wynosi poniżej 100 nm . W takim przypadku wartość pola strat jest pomijalna i dla natężenia pola koercji $H_c = 0,55 \frac{\text{A}}{\text{m}}$ wynosi około $H_d = 1,35 \cdot 10^{-6} \frac{\text{A}}{\text{m}}$. W przypadku materiałów amorficznych struktura krystaliczna nie występuje, więc wartość strat związanych z przemieszczaniem się ścian domenowych powinna być jeszcze mniejsza. Podsumowując wartość strat dana jest zależnością:

$$H_S = k_w \frac{dB}{dt} + k_d \sqrt{\frac{dB}{dt}} \quad (70)$$

gdzie: $k_w = \frac{\sigma d^2}{12}$, $k_d = D \sqrt{2\sigma G H_c}$.

4.3.3. Uwzględnienie wpływu reaktancji rdzenia

Straty energii w rdzeniu nie są jedynym zjawiskiem, jakie należy uwzględnić w modelu dynamicznym. Cewka indukcyjna magazynuje energię elektryczną, dlatego wartość napięcia $\varepsilon(t)$ na cewce jest zmienna w czasie i wynosi [139]:

$$\varepsilon(t) = \varepsilon(t_0) e^{\left(-\frac{R(t-t_0)}{L}\right)} \quad (71)$$

gdzie $\varepsilon(t_0)$ – wartość początkowa napięcia na cewce,

R – rezystancja uzwojeń cewki,

L_I – indukcyjność cewki.

Ponieważ siła elektromotoryczna jest zależna od zmiany strumienia indukcji magnetycznej:

$$\varepsilon(t) = \frac{d\phi}{dt} = S \frac{dB}{dt} \quad (72)$$

gdzie ϕ – strumień indukcji magnetycznej, S – pole powierzchni przekroju cewki.

Całkując obie strony równania w granicach od t_0 do t , podstawiając zależność na $\varepsilon(t)$ (71) oraz wprowadzając stałą czasową $\tau = \frac{Ll}{R}$ otrzymuje się:

$$\mathbf{B}(t) = \frac{1}{s} \int_{t_0}^t \varepsilon(t_0) e^{\left(-\frac{t'-t_0}{\tau}\right)} dt \quad (73)$$

Ponieważ $\varepsilon(t_0)$ jest stała i $B(t) = \mu_0 \mu H$, to:

$$\mu_0 \mu H(t) = \mu_0 \mu H(t_0) \int_{t_0}^t e^{\left(-\frac{t'-t_0}{\tau}\right)} dt \quad (74)$$

W rezultacie:

$$\mathbf{H}(t) = \mathbf{H}(t_0) \int_{t_0}^t e^{\left(-\frac{t'-t_0}{\tau}\right)} dt \quad (75)$$

Po scałkowaniu równania otrzymujemy:

$$H(t) = H(t_0) - H(t_0) e^{\left(-\frac{t'-t_0}{\tau}\right)} \quad (76)$$

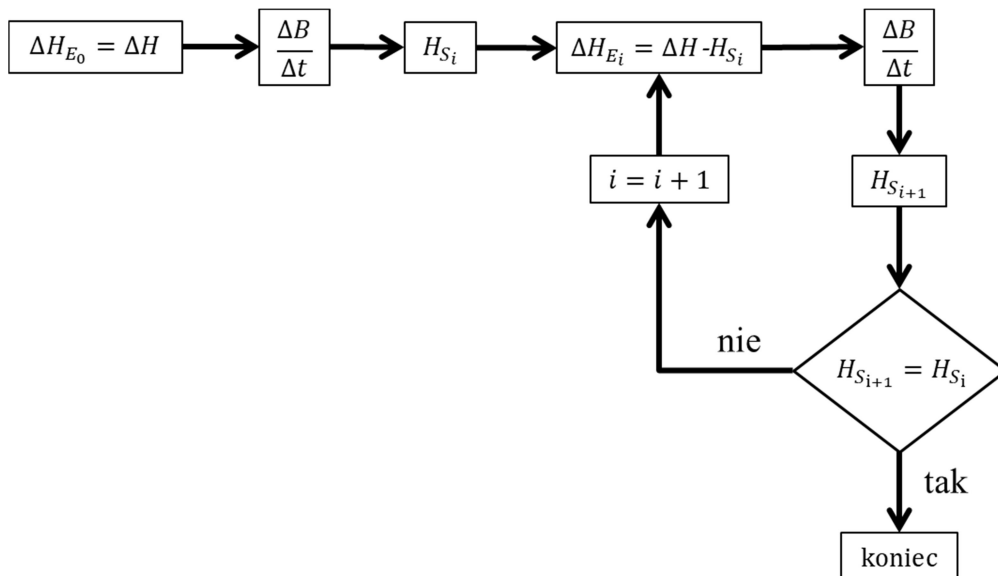
Przy obliczeniu wartości magnetyzacji, oraz wartości pochodnej indukcji magnetycznej po czasie $\frac{dB}{dt}$ należy uwzględnić powyższą zależność (76).

4.3.4. Opracowana metoda obliczania wartości pola efektywnego

Na rysunku 51 przedstawiony jest schemat działania dynamicznego modelu histerezy. Złożoność modelu sprawia, że określenie transmitancji Laplace'a układu ze sprzężeniem zwrotnym jest trudne. Z tego powodu opracowano metodę iteracyjną, która pozwala przybliżyć wartość efektywną pola magnetycznego. Model jest zdyskretyzowany do wartości minimalnej zmiany $\Delta\alpha = \Delta\beta = \Delta H = const$, która wynika z założonej rozdzielczości modelu. Zależność (70) można zapisać w postaci:

$$H_S = k_W \frac{\Delta B(H_E, \frac{\Delta H_E}{\Delta t})}{\Delta t} + k_D \sqrt{\frac{\Delta B(H_E, \frac{\Delta H_E}{\Delta t})}{\Delta t}} \quad (77)$$

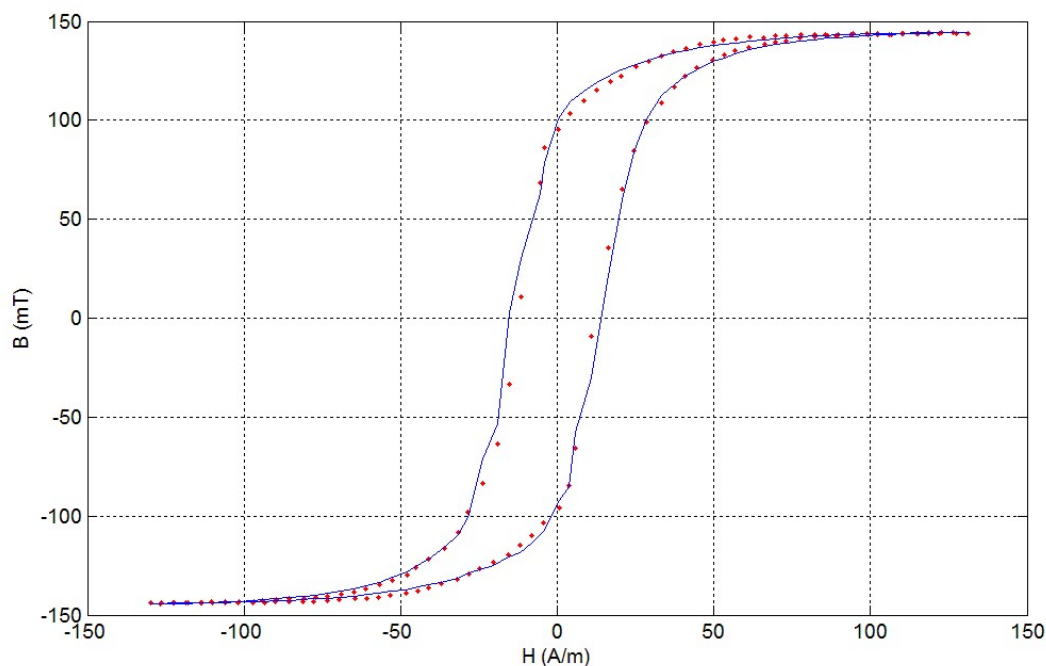
Ponieważ zgodnie z zależnością 63 ΔH_E jest zależne od H_S , z tego równania można wyliczyć rzeczywistą wartość H_S . Do wyliczenia aktualnej wartości H_S konieczna jest znajomość H_E . Jest to najłatwiejsze dla stanu statycznego, gdy natężenie pola H_E jest równe natężeniu pola magnesującego H . W przypadku modelowania pętli histerezy dynamicznej można przyjąć, że stanem statycznym jest stan głębokiego nasycenia, gdy pomimo wzrostu wartości natężenia pola magnesującego nie zmienia się magnetyzacja rdzenia. Przebieg procedury obliczania wartości pola H_E został przedstawiony na rysunku 53. Dzięki ograniczonej rozdzielczości modelu dokładność porównywania kolejnych obliczonych wartości pola strat $H_{S_{i+1}} = H_{S_i}$ odbywa się z ograniczoną dokładnością, co zmniejsza liczbę koniecznych kroków algorytmu.



Rys. 53. Schemat procesu iteracyjnego obliczania wartości pola efektywnego H_E

4.3.5. Wyniki modelowania pętli histerezy dla modelu dynamicznego

Aby zweryfikować model dynamiczny przeprowadzono pomiary pętli histerezy zwijanego rdzenia z taśmy amorficznej firmy METGLAS o oznaczeniu 2605SA1, oraz o wymiarach: średnicy wewnętrznej $D_w = 20$ mm, średnicy zewnętrznej $D_z = 30$ mm i szerokości $D_s = 8$ mm. Pomiary przeprowadzono dla sinusoidalnego pola magnesującego o częstotliwości $f = 780$ Hz i amplitudy przebiegu magnesującego równej 140 A/m. Wyniki modelowania przedstawiono na rysunku 54. Stosując parametry rozkładu dla modelu statycznego dobrano parametry modelu dynamicznego stosując metodę opisaną w rozdziale 4.2.12. Parametry przedstawiono w tabeli 9. Uzyskano wysoką zgodność modelu potwierdzoną wartością współczynnika determinacji Pearsona $R^2=0,998$.



Rys. 54. Wyniki modelowania pętli histerezy dla częstotliwości 780Hz. Linia ciągła - model, punkty – wyniki pomiarów

Tab. 9. Parametry modelu dynamicznego dla częstotliwości 780Hz

Parametr	Zależność	Jednostka	Wartość
k_w	$k_w = \frac{\sigma d^2}{12}$	-	$8 \cdot 10^{-4}$
k_d	$k_d = D\sqrt{2\sigma GH_c}$	-	$1 \cdot 10^{-6}$
$\tau = \frac{L}{R}$	-	s	$7,4 \cdot 10^{-2}$

Po wyznaczeniu parametrów dla danej rezystywności ρ i natężenia pola koercji H_c otrzymano wartość efektywnej grubości rdzenia równej $d = 0,11 \text{ mm}$. Zmierzona grubość rzeczywista rdzenia zwijanego wynosiła $d_r = 2,60 \text{ mm}$. Różnica w obliczonej efektywnej grubości rdzenia wynika z niedokładnego przylegania warstw taśmy. Wielkość ziarna wyznaczona w modelu wyniosła $D = 74 \text{ nm}$, co odpowiada wartościom typowym dla materiału amorficznego. Wartości wyznaczone z modelu są zgodne z parametrami fizycznymi rdzenia.

4.4. Podsumowanie opracowanego modelu charakterystyk magnesowania

Opracowany model charakterystyk magnesowania anizotropowych rdzeni amorficznych spełnia zakładane wymagania:

- Model charakterystyk magnesowania został oparty na modelu Preisacha, który jest adekwatny dla rdzeni o małej grubości, zbliżonych do kształtu dwuwymiarowego.
- Parametry modelu są skorelowane z parametrami fizycznymi materiału. Do opisu rozkładu przemagnesowania po raz pierwszy zastosowano połączenie rozkładu Cauchego i logarytmicznie normalnego. Parametry rozkładu są charakterystyczne dla danego materiału i określają go w sposób jednoznaczny. Model odzwierciedla rzeczywiste procesy magnesowania zachodzące w materiale.
- Model umożliwia odwzorowanie właściwości pętli histerezy takich, jak wymazywanie, kongruencja, czy krzywa bezhisterezowa. Dzięki temu umożliwia on odtwarzanie przebiegów magnesujących o dowolnym kształcie.
- Model dynamiczny uwzględnia straty w rdzeniu spowodowane każdą zmianą indukcji w rdzeniu, co umożliwia modelowanie przebiegów o różnej częstotliwości, nie tylko sinusoidalnych i o stałej wartości pochodnej indukcji po czasie, ale dla dowolnego przebiegu magnesującego.

- Opracowany model wektorowy uwzględnia anizotropię osiową rdzenia, która jest charakterystyczna dla taśm amorficznych.
- Model wektorowy umożliwia modelowanie kierunku i modułu wektora magnetyzacji rdzenia w zależności od wektora zewnętrznego pola magnetycznego, co jest istotne w przypadku sensorów dwuosiowych.

5. Optymalizacja kształtu rdzeni ramkowych metodą momentów magnetycznych

W przypadku czujników transduktorowych o zamkniętym rdzeniu, odmagnesowanie dla pola magnetycznego zaindukowanego przez uzwojenie magnesujące można uznać za pomijalne. Dlatego nie ma potrzeby uwzględniania go w modelu charakterystyk magnesowania rdzenia. Istotne odmagnesowanie występuje jednak dla pola mierzonego. Należy uwzględnić jego wpływ na czułość sensora. Zwłaszcza dla rdzenia wykonanego z pojedynczej warstwy taśmy ma ono kluczowe znaczenie. Z tego powodu konieczne jest określenie wpływu odmagnesowania rdzenia, który następnie byłby uwzględniony w modelu czujnika.

W przypadku elementów trójwymiarowych możliwe jest zastosowanie metody elementów skończonych. W pracy modelowane są rdzenie wykonane z pojedynczej warstwy taśmy amorficznej. Zastosowanie metody elementów skończonych złożonych z równobocznych brył powodowałoby konieczność zastosowania elementów o boku nie większym niż grubość taśmy, czyli 20 μ m. [140] Tak gęsta siatka byłaby nieefektywna obliczeniowo. Zastosowanie metody momentów magnetycznych pozwala na modelowanie obiektu dwuwymiarowego.

5.1. Metoda momentów magnetycznych

W metodzie momentów magnetycznych zakłada się, że moment magnetycznych i -tego elementu może być przypisany do granicy z innymi elementami namagnesowanego obiektu. Momenty magnetyczne od pozostałych elementów mają zwrot przeciwny do zewnętrznego pola magnetycznego powodując odmagnesowanie obiektu [141]. Dla cienkiego pręta można to opisać następującym równaniem:

$$M_k + (\mu - 1) \cdot \sum_{i=0}^n H_d(i, k) = (\mu - 1) \cdot H_{ext} \quad (78)$$

Gdzie μ - względna przenikalność magnetyczna materiału, $H_d(i, k)$ - demagnetyzacja od i -tej granicy, oddziaływująca na k -ty element.

Wynika stąd, że magnetyzacja M_k k -tego elementu cienkiego pręta dana jest zależnością [142]:

$$M_k = (\mu - 1) \cdot (H - \sum_{i=0}^n H_d(i, k)) \quad (79)$$

Powierzchniowa magnetyzacja dla i -tej granicy wynosi w takim przypadku [143]:

$$\sigma_i = \Delta M \cdot \vec{n} \cdot \Delta L \quad (80)$$

gdzie ΔM - zmiana magnetyzacji przypisana do granicy element, ΔL - długość elementu, \vec{n} - wersor. Moment magnetyczny przypisany do i -tej granicy można obliczyć z zależności:

$$m_i = \sigma_i \cdot s \quad (81)$$

gdzie s – pole granicy i -tego elementu. Pole demagnetyzacji od i -tego momentu działające na k -ty element może być wyrażone zależnością:

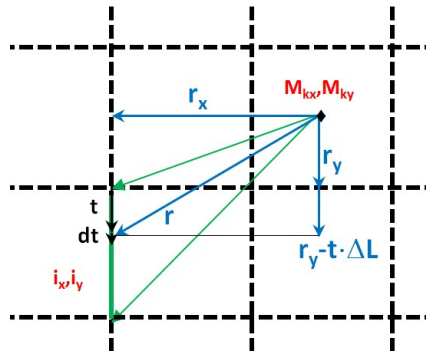
$$H_d(r_x) = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{3 \cdot r_x (m_x r_x)}{r_x^5} - \frac{m_x}{r_x^3} \right) = \frac{m_i}{2\pi |r_x|^3} \quad (82)$$

W której r_x - jest odległością pomiędzy środkiem masy k -tego element i i -tej granicy. Po przekształceniu otrzymuje się [140]:

$$H_d(i, k) = \frac{(M_i - M_{i+1}) \cdot \Delta L \cdot s \cdot \text{sign}(i - k + \frac{1}{2})}{2\pi \left| \Delta L \cdot \left(i - k + \frac{1}{2} \right) \right|^3} \quad (83)$$

Na podstawie zależności (81) i (86) można wyznaczyć układ k równań liniowych, których rozwiązanie pozwoli na obliczenie rozkładu magnetyzacji dla cienkiego pręta.

Powyższa metoda może zostać uogólniona dla cienkiej warstwy o określonej grubości [140], której geometria została przedstawiona na rysunku 55 [144].



Rys. 55. Geometria obiektu o określonej grubości opisana za pomocą siatki w kształcie kwadratów

W przypadku obiektów, których grubość jest określona i znacznie mniejsza od pozostałych wymiarów, magnetyzacja elementu (k_x, k_y) może być opisana przez dwa wektory magnetyzacji M_{kx}, M_{ky} . Magnetyzacja elementu jest wynikiem interakcji z demagnetyzacją od poszczególnych granic. Układ równań opisujący wartość pola demagnetyzacji dla różnych przypadków interakcji jest przedstawiony w tabeli 10.

Tab. 10. Zestaw równań opisujących wartość odmagnesowania od poszczególnych składowych [143]

demagnetyzacja H_d spowodowana przez horyzontalną granicę działającą na moment M_{kx}
$r_x = \left(i_x - k_x + \frac{1}{2}\right) \cdot \Delta L$ $r_y = \left(i_y - k_y + \frac{1}{2}\right) \cdot \Delta L - t \cdot \Delta L$ $c_{xx}(i_x, i_y, k_x, k_y, \Delta L) = \text{sign}\left(i_x - k_x + \frac{1}{2}\right) \cdot \int_0^1 \left(\frac{2 \cdot r_x^2 - r_y^2}{(r_x^2 + r_y^2)^{\frac{5}{2}}} \right) \cdot dt$ $H_{dxx}(i_x, i_y, k_x, k_y) = (M_x(i_x, i_y) - M_x(i_x + 1, i_y)) \cdot c \cdot c_{xx}(i_x, i_y, k_x, k_y, \Delta L)$
demagnetyzacja H_d spowodowana przez horyzontalną granicę działającą na moment M_{ky}
$r_x = \left(i_x - k_x + \frac{1}{2}\right) \cdot \Delta L - t \cdot \Delta L$ $r_y = \left(i_y - k_y + \frac{1}{2}\right) \cdot \Delta L$ $c_{xy}(i_x, i_y, k_x, k_y, \Delta L) = \text{sign}\left(i_y - k_y + \frac{1}{2}\right) \cdot \int_0^1 \left(\frac{3 \cdot r_x r_y}{(r_x^2 + r_y^2)^{\frac{5}{2}}} \right) \cdot dt$ $H_{dxy}(i_x, i_y, k_x, k_y) = (M_y(i_x, i_y) - M_y(i_x, i_y + 1)) \cdot c \cdot c_{xy}(i_x, i_y, k_x, k_y, \Delta L)$
demagnetyzacja H_d spowodowana przez wertykalną granicę działającą na moment M_{kx}
$r_x = \left(i_x - k_x + \frac{1}{2}\right) \cdot \Delta L$ $r_y = \left(i_y - k_y + \frac{1}{2}\right) \cdot \Delta L - t \cdot \Delta L$ $c_{yx}(i_x, i_y, k_x, k_y, \Delta L) = \text{sign}\left(i_x - k_x + \frac{1}{2}\right) \cdot \int_0^1 \left(\frac{3 \cdot r_x r_y}{(r_x^2 + r_y^2)^{\frac{5}{2}}} \right) \cdot dt$ $H_{dyx}(i_x, i_y, k_x, k_y) = (M_x(i_x, i_y) - M_x(i_x + 1, i_y)) \cdot c \cdot c_{yx}(i_x, i_y, k_x, k_y, \Delta L)$
demagnetyzacja H_d spowodowana przez wertykalną granicę działającą na moment M_{ky}
$r_x = \left(i_x - k_x + \frac{1}{2}\right) \cdot \Delta L - t \cdot \Delta L$ $r_y = \left(i_y - k_y + \frac{1}{2}\right) \cdot \Delta L$ $c_{yy}(i_x, i_y, k_x, k_y, \Delta L) = \text{sign}\left(i_y - k_y + \frac{1}{2}\right) \cdot \int_0^1 \left(\frac{2 \cdot r_y^2 - r_x^2}{(r_x^2 + r_y^2)^{\frac{5}{2}}} \right) \cdot dt$ $H_{dyy}(i_x, i_y, k_x, k_y) = (M_y(i_x, i_y) - M_y(i_x, i_y + 1)) \cdot c \cdot c_{yy}(i_x, i_y, k_x, k_y, \Delta L)$

We wszystkich przedstawionych przypadkach podanych w tablicy Tab. 10, parametr c jest dany zależnością:

$$c = \frac{g \cdot \Delta L^2}{4\pi} \quad (84)$$

gdzie g – grubość warstwy, L – długość elementu.

Ostatecznie układ równań liniowych określających składowe x i y magnetyzacji M_k jest określony zależnościami [142]:

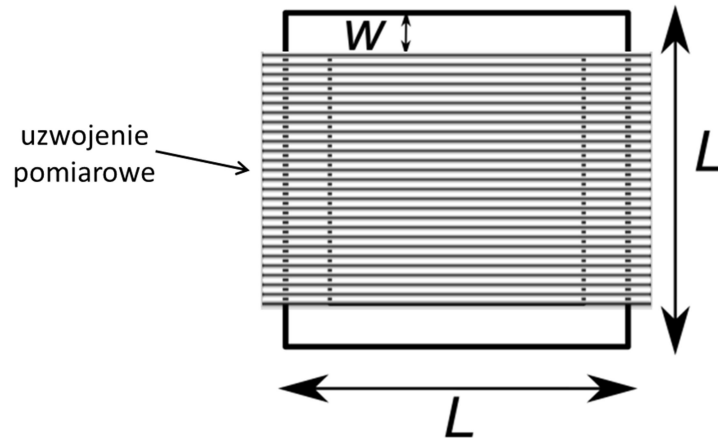
$$\begin{aligned} M_x(k_x, k_y) + \sum_{iy=1}^N \sum_{ix=}^M [(\mu(k_x, k_y) - 1) \cdot dH_{xx}(i_x, i_y, k_x, k_y)] + \\ + \sum_{ix=1}^n \sum_{iy=}^n [(\mu(k_x, k_y) - 1) \cdot dH_{xy}(i_x, i_y, k_x, k_y)] = (\mu(k_x, k_y) - 1) \cdot H_x \end{aligned} \quad (85)$$

$$\begin{aligned} M_y(k_x, k_y) + \sum_{ix=1}^N \sum_{iy=0}^M [(\mu(k_x, k_y) - 1) \cdot dH_{yy}(i_x, i_y, k_x, k_y)] + \\ \sum_{iy=1}^n \sum_{ix=0}^n [(\mu(k_x, k_y) - 1) \cdot dH_{yx}(i_x, i_y, k_x, k_y)] = (\mu(k_x, k_y) - 1) \cdot H_y \end{aligned} \quad (86)$$

Należy podkreślić, że dla siatki prostokątnej o wymiarach $N \times M$, można zapisać układ $2NM$ równań liniowych. Ten układ równań może być rozwiązany za pomocą metody najmniejszych kwadratów lub metodą gradientu sprzężonego [142]

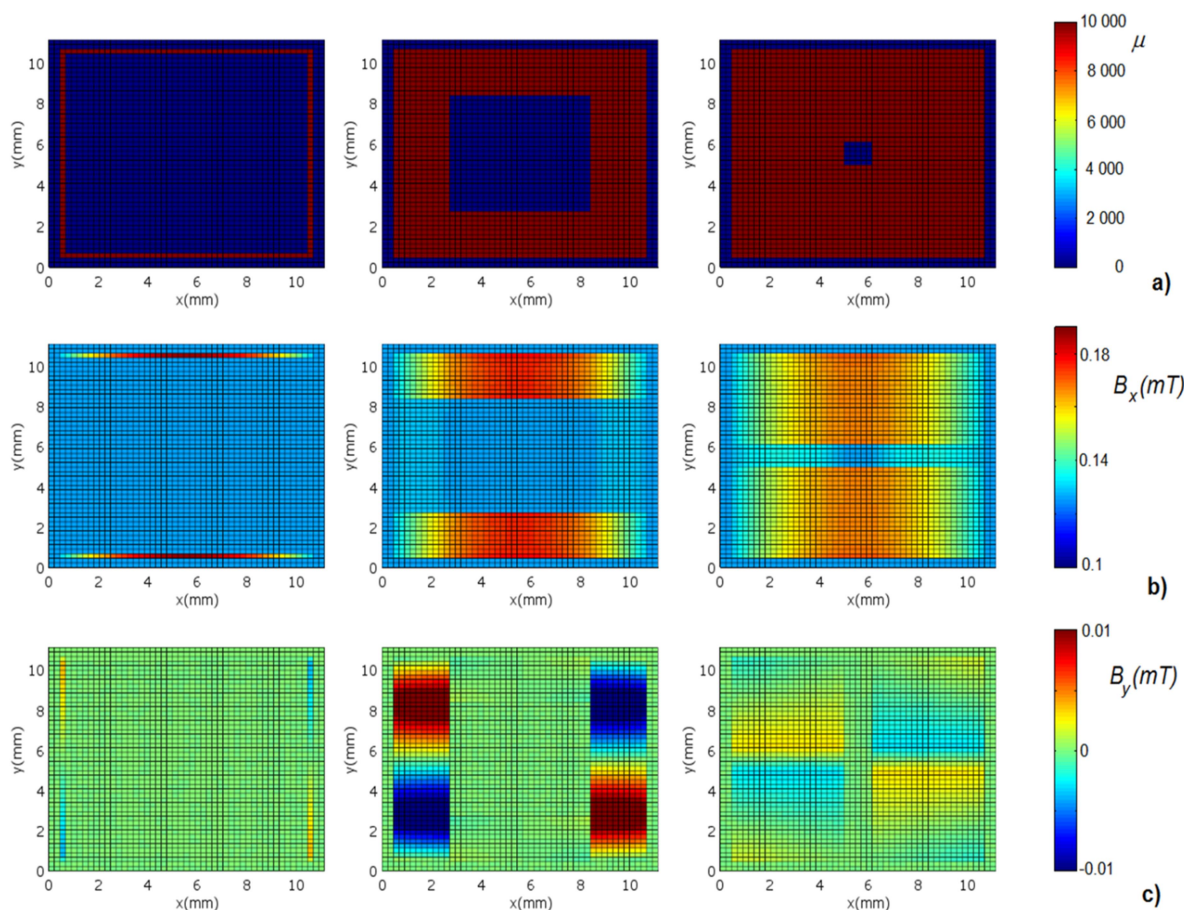
5.2. Modelowanie rozkład indukcji magnetycznej w rdzeniu ramkowym z magnetyka amorficznego

Przy zastosowaniu metody opisanej w rozdziale 5.1 wyznaczono rozkłady indukcji magnetycznej w rdzeniu, którego technologię wytwarzania przedstawiono w rozdziale 3.1 [144]. Rozważono zależności stosunku szerokości gałęzi ramki do jej długości zgodnie z rysunkiem 56. Założono, że uzwojenie pomiarowe jest nawinięte w konfiguracji Vacquiera na szerokości otworu rdzenia. Jest to konfiguracja odpowiadająca kształtowi opracowanych sensorów transduktorowych. Parametrem, który podlegał optymalizacji był stosunek szerokości rdzenia do jego wymiaru zewnętrznego $2w/L$.



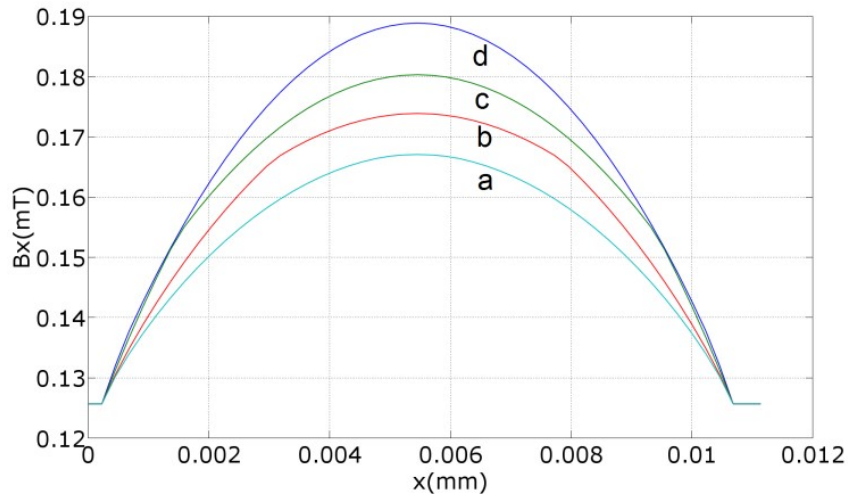
Rys. 56. Parametry geometryczne rdzenia ramkowego podlegające optymalizacji i zakładana geometria uzwojenia pomiarowego

Na rysunku 57 zostały przedstawione wyniki modelowania rozkładu indukcji magnetycznej dla różnych szerokości rdzenia ramkowego w , dla pola magnetycznego równego 100A/m oraz przenikalności względnej μ równej 10000 .

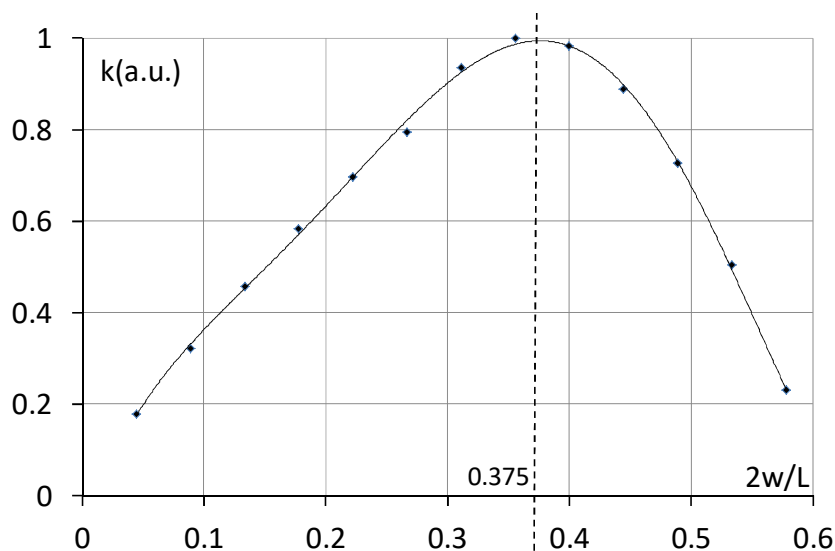


Rys. 57. Wyniki modelowania rozkładu indukcji magnetycznej w rdzeniach ramkowych o grubości $30\mu\text{m}$ z zastosowaniem jednolitej siatki kwadratowej: a) rozkład przenikalności b) rozkład indukcji dla kierunku x, c) rozkład indukcji dla kierunku y [144]

Rozkład indukcji magnetycznej w rdzeniu nie jest jednorodny. Jak to jest widoczne na rysunku 58 jej wartość zmienia się wraz z odległością od krawędzi rdzenia osiągając maksimum w środku boku rdzenia. Dla działania czujnika kluczowa jest maksymalna wartość indukcji spowodowanej zewnętrznym polem. Uzasadnia to zastosowanie przewężeń w sensorach transduktorowych. Można uznać, że wartość maksymalna indukcji będzie decydować o czułości sensora. Na rysunku 59 przedstawiono wartości indukcji maksymalnej w rdzeniu dla różnych wartości parametru $2w/L$. Najwyższą wartość indukcji magnetycznej uzyskano dla wartości $2w/L=0,375$ [117].



Rys. 58. Wartości indukcji magnetycznej w przekroju rdzenia dla różnych stosunków $2w/L$ [144]



Rys. 59. Wyniki optymalizacji parametru $2w/L$ w rdzeniu ramkowym [144]

Maksymalna wartość indukcji magnetycznej dla rdzenia o najmniejszej wartości od magnesowania wynosi zaledwie $B_r = 0,21\text{mT}$. Dla natężenia zewnętrznego pola magnetycznego równego $H = 100\text{A/m}$ i przenikalności rdzenia $\mu = 10000$ przy braku od magnesowania powinna wynosić $B_t = 1,256\text{T}$, jak wynika z zależności:

$$B_t = \mu_0 \mu H \tag{87}$$

Na podstawie wartości indukcji dla rdzenia toroidalnego, bez odmagnesowania można obliczyć współczynnik odmagnesowania d_m :

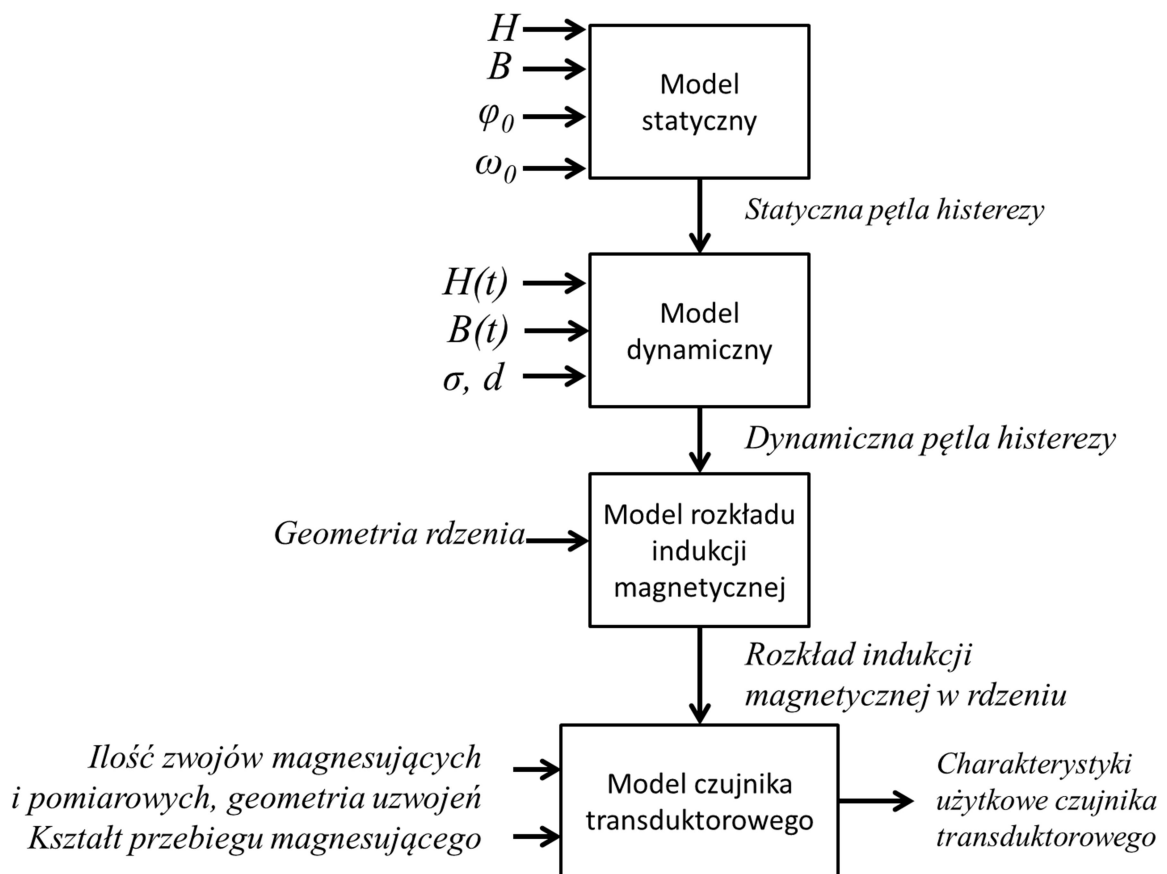
$$d_m = \frac{B_r}{B_t} = 0,00016 \quad (88)$$

Oznacza to, że współczynnik odmagnesowania d_m jest czynnikiem, który najmocniej wpływa na czułość sensora transduktorowego z rdzeniem ramkowym.

Wyznaczona wartość stosunku szerokości rdzenia do długości boku ($2w/L$) przy której odmagnesowanie rdzenia jest najmniejsze wynosi $2w/L = 0,375$. Jest to istotny parametr, który może być wykorzystany przy wytwarzaniu miniaturowych dwuosiowych sensorów transduktorowych.

6. Opracowany model charakterystyk użytkowych sensora transduktorowego

Model charakterystyk użytkowych sensora transduktorowego składa się z czterech elementów: modelu statycznego, który został zoptymalizowany na podstawie pomiarów pętli quasi-statycznej rdzenia zwijanego z taśmy, modelu dynamicznego dla wyższych częstotliwości, modelu rozkładu pola w rdzeniu oraz modelu czujnika transduktorowego. Schemat blokowy modelu przedstawiono na rysunku 60. Model statyczny pętli histerezy magnetycznej, model dynamiczny dla wyższych częstotliwości oraz model rozkładu pola magnetycznego w rdzeniu zostały przedstawione odpowiednio w rozdziałach 4.2, 4.3 i 5, stanowiąc ważny element opracowanego modelu charakterystyk użytkowych sensora transduktorowego.



Rys. 60. Schemat blokowy procesu modelowania charakterystyk użytkowych sensora transduktorowego

6.1. Obliczenia wartości pola w rdzeniu sensora i napięcia zaindukowanego w uzwojeniach

Aby obliczyć wartość pola magnesującego H_L generowanego przez uzwojenia magnesujące, działającego na rdzeń można wyznaczyć z zależności [145]:

$$H_L = \frac{nI}{l} \quad (89)$$

gdzie: n - liczba zwojów uzwojenia magnesującego, l - długość drogi magnetycznej w obwodzie rdzenia, zaś I - prąd w uzwojeniu magnesującym.

Jednak należy uwzględnić fakt, że magnetyk w postaci taśmy amorficznej stanowi jedynie niewielką część pola przekroju cewki. Dysponując wynikami pomiaru pętli histerezy z próbki zwijanej, gdzie wpływ przenikalności elementów niemagnetycznych w przekroju cewki jest pomijalny można oszacować ilość strumienia magnetycznego w czujniku, który przebiega poza rdzeniem. Charakterystyka $B(H)$ otrzymana z rdzenia zamkniętego w płytce laminatu będzie zawierać składnik liniowy.

Zawartość składowej liniowej wskazuje na ilość strumienia, który nie wpływa na magnetyzację rdzenia. W związku z tym idzie nie ma znaczenia dla pomiaru pola magnetycznego. Ta część strumienia stanowi jedynie stratę i należy to zjawisko ograniczać.

Wartość napięcia $U(t)$ zaindukowanego w uzwojeniach zależy od ilości zwojów i powierzchni przekroju cewki S oraz zmiany indukcji w czasie i dana jest zależnością:

$$U(t) = -nS \frac{dB(t)}{dt} \quad (90)$$

Jednak, jak wspomniano wcześniej efektywna wartość napięcia zaindukowanego w rdzeniu jest dana zależnością:

$$U_r(t) = -nS_r \frac{dM(t)}{dt} \quad (91)$$

gdzie S_r - powierzchnia przekroju rdzenia.

6.2. Obliczanie wartości pola zmierzonego

Jak opisano w rozdziale 2.2.5, amplituda impulsu zaindukowanego w uzwojeniach pomiarowych jest proporcjonalna do wartości mierzonego, zewnętrznego pola magnetycznego. Większość stosowanych metod analizy sygnału z sensorów transduktorowych opiera się założeniu, że amplituda impulsu wzbudzonego w momencie przemagnesowania rdzenia jest proporcjonalna do wartości drugiej harmonicznej sygnału na uzwojeniach pomiarowych. Jednak jest to przybliżenie. Kształt impulsów można opisać jedynie dzięki złożeniu wielu harmonicznych.

W pracy zaproponowano metodę największej wiarygodności [146], która bazuje na pomiarze amplitudy impulsu. Metoda wykorzystuje opracowany w pracy model charakterystyk pomiarowych sensora transduktorowego jako wzorzec. Każdy impuls powstały na uzwojeniach pomiarowych porównywany jest z impulsem wzorcowym zasymulowanym na podstawie modelu dla warunków odniesienia. Alternatywnym rozwiązaniem jest zastosowanie jako wzorca sygnału uśrednionego, jednak szum, niestabilność sygnału magnesującego oraz trudny do całkowitej eliminacji wpływ pola zewnętrznego sprawiają, że wzorzec sygnału może ulegać zmianom, co wpłycie będzie na wynik pomiaru. Największą dokładność pomiaru można osiągnąć odtwarzając za pomocą modelu sensora zewnętrznego pola magnetycznego dla każdego impulsu na podstawie wcześniej wyznaczonych parametrów modelu pętli histerezy. Jest to jednak trudne do osiągnięcia ze względu na złożoność obliczeniową opracowanego modelu. W celu ograniczenia czasu obliczeń zostało zaproponowane zastosowanie metody największej wiarygodności, przy zastosowaniu symulacji sygnału wzorcowego za pomocą modelu dla jednej wartości zewnętrznego pola magnetycznego.

W modelu charakterystyk użytkowych sensora transduktorowego zastosowano dwie metody demodulacji sygnału pomiarowego. Wybrano metodę detekcji koherentnej, gdyż umożliwia selektywny pomiar amplitudy drugiej harmonicznej sygnału i jest odporna na wpływ pozostałych częstotliwości. Dzięki opracowaniu modelu charakterystyk magnesowania rdzenia sensorów transduktorowych możliwe było wykorzystanie metody największej wiarygodności, która wymaga zastosowania zamodelowanego wzorca sygnału. Metoda ta nie była do tej pory stosowana do demodulacji sygnału z sensorów transduktorowych. Umożliwia ona efektywną eliminację szumów w sygnale. Metoda największej wiarygodności zwiększa zdolność do pomiaru szybkich zmian mierzonego pola magnetycznego. Do uzyskania wiarygodnej informacji o wartości pola mierzonego wystarczy tylko połowa okresu drugiej harmonicznej sygnału, co nie jest osiągalne w innych metodach.

6.2.1. Demodulacja amplitudowa AM

Do demodulacji sygnału AM stosuje się najczęściej metodę detekcji koherentnej.

Sygnał zmodulowany ma postać iloczynu funkcji [147]:

$$s(t) = m(t)A_c \cos(2\pi f_c t) \quad (92)$$

Gdzie $m(t)$ - funkcja modulująca, A_c - amplituda sygnału nośnego, f_c - częstotliwość sygnału nośnego w tym wypadku druga harmoniczna sygnału. Po pomnożeniu sygnału zmodulowanego i funkcji cosinus o częstotliwości równej częstotliwości nośnej i zgodnej fazie otrzymujemy:

$$s(t)\hat{c}(t) = m(t)A_c \cos(2\pi f_c t) A_r \cos(2\pi f_c t) \quad (93)$$

Korzystając z zależności trygonometrycznej:

$$\cos \alpha \cos \beta = \frac{1}{2} (\cos(\alpha - \beta) + \cos(\alpha + \beta)) \quad (94)$$

Otrzymuje się:

$$s(t)\hat{c}(t) = \frac{A_c A_r}{2} m(t) (1 + \cos(2\pi 2f_c t)) \quad (95)$$

Po filtracji dolnoprzepustowej otrzymuje się:

$$f(s(t)\hat{c}(t)) = \frac{A_c A_r}{2} m(t) \quad (96)$$

Otrzymany sygnał jest wprost proporcjonalny do wartości drugiej harmonicznej sygnału. Przedstawiona metoda jest powszechnie stosowana do obliczania wartości amplitudy składowych harmonicznych sygnału. Można ją zaimplementować zarówno cyfrowo, jak i sprzętowo, za pomocą analogowych układów elektronicznych. Umożliwia to łatwą implementację w postaci zintegrowanego układu wykonanego w technologii grubowarstwowej wraz z sensorem.

6.2.2. Metoda największej wiarygodności

W przypadku sensora transduktorowego założyć można, że wartość zewnętrznego pola magnetycznego nie zmienia się w czasie trwania jednego okresu sygnału sterującego. Szumy obserwowane w sygnale są efektem szumów aparatury pomiarowej, a nie zmianami zewnętrznego pola. Jak wskazują badania szumy Barkhausena propagują się w całym rdzeniu [148]. Z tego względu szum w równoległych gałęziach rdzenia jest silnie skorelowany przeciwnie. Powoduje to, że w uzwojeniach pomiarowych duża część szumu pochodzenia magnetycznego ulega eliminacji. Dzięki temu można założyć, że szum w uzwojeniach jest wynikiem zewnętrznych zakłóceń lub że jest to szum termiczny i ma rozkład normalny oraz, że informacja o zewnętrznym polu magnetycznym zawarta jest jedynie w amplitudzie sygnału wzorcowego. Można zapisać, że N próbek sygnału mierzonego $x(n)$, składa się z sygnału wzorcowego $s(n)$ o stałej amplitudzie A i szumu $\xi(n)$ [149]:

$$x(n) = As(n) + \xi(n), n = 0, \dots, N - 1. \quad (97)$$

Próbki sygnału tworzą wektor $\mathbf{x} = [x(0), \dots, x(N - 1)]^T$, a próbki wzorca wektor $\mathbf{s} = [s(0), \dots, s(N - 1)]^T$. Jeżeli przyjmujemy, że $\xi(n) \rightarrow \mathcal{N}(0, \sigma^2)$, to $x(n) \rightarrow \mathcal{N}(As(n), \sigma^2)$ to gęstość rozkładu prawdopodobieństwa wynosi dla danej amplitudy A [149]:

$$p(\mathbf{x}|A) = \prod_{n=0}^{N-1} p(x(n)|A) = \prod_{n=0}^{N-1} \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x(n)-As(n))^2}{2\sigma^2}\right), \quad (98)$$

Logarytmiczna funkcja wiarygodności jest więc równa:

$$L(\mathbf{x}|A) = \ln p(\mathbf{x}|A) = -\frac{N}{\sigma\sqrt{2\pi}} - \frac{1}{2\sigma^2} \sum_{n=0}^{N-1} (x(n) - As(n))^2, \quad (99)$$

A jej pochodna po A dana jest zależnością [149]:

$$\frac{\partial L}{\partial A} = \frac{1}{\sigma^2} (\mathbf{x}^T \mathbf{s} - A \mathbf{s}^T \mathbf{s}). \quad (100)$$

Estymator największej wiarygodności amplitudy maksymalizuje logarytmiczną funkcję wiarygodności $L(\boldsymbol{x}|A)$, czyli zeruje jej pochodną, więc estymator amplitudy wynosi:

$$\hat{A} = \frac{\boldsymbol{x}^T \boldsymbol{s}}{\boldsymbol{s}^T \boldsymbol{s}}. \quad (101)$$

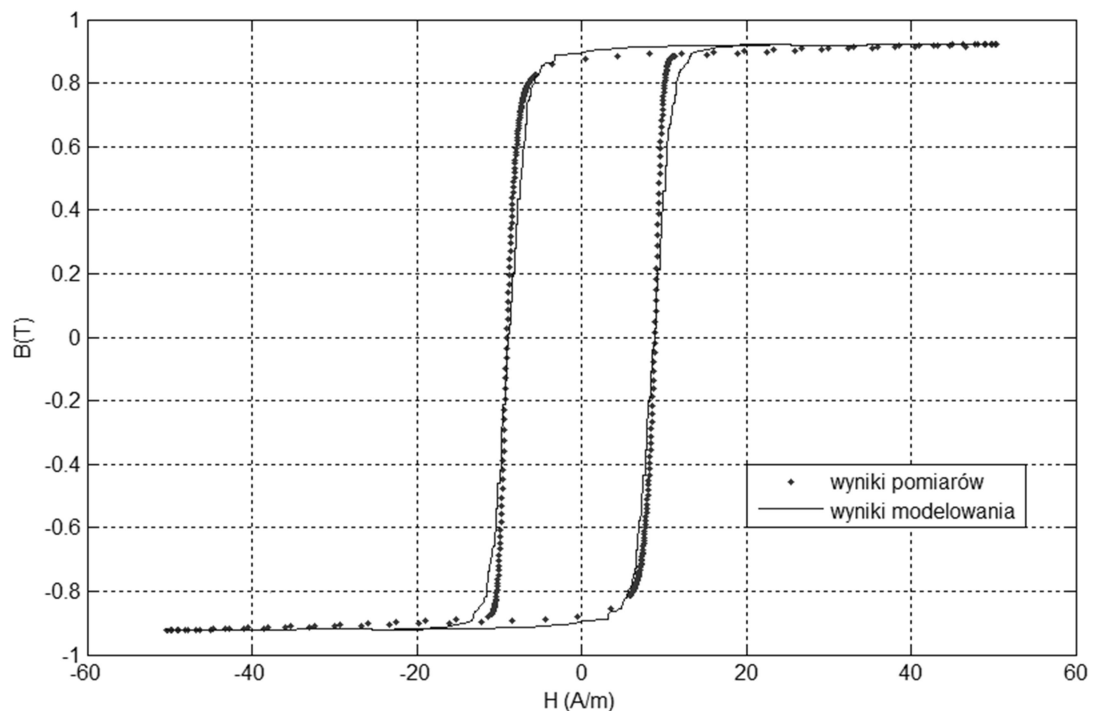
Zastosowana metoda jest stosunkowo łatwa w aplikacji, gdy dany jest sygnał wzorcowy długości przynajmniej jednego okresu sygnału magnesującego. Metoda wymaga zastosowania układów mikroprocesorowych z pamięcią. W dalszej części pracy zostaną przedstawione wyniki zastosowania tej metody.

7. Modelowanie charakterystyki pomiarowej na przykładzie sensora z rdzeniem Metglas 2605 CO

Przeprowadzono próbę symulacji właściwości metrologicznych sensora transduktorowego. W pierwszej kolejności dobrano parametry modelu statycznego dla rdzenia zwijanego, następnie dobrano parametry modelu dynamicznego dla rdzenia ramkowego, co pozwoliło na symulację przebiegów napięciowych dla parametrów sensora transduktorowego. Porównano również wpływ zastosowanej metody demodulacji sygnału napięciowego sensora na parametry metrologiczne opracowanego sensora transduktorowego.

7.1. Dobór parametrów modelu statycznego

Optymalizację parametrów modelu statycznego dla stopu Metglas 2605 CO przeprowadzono dla próbki zwijanej. Doboru parametrów modelu dokonano stosując metodę opisaną w rozdziale 4.2.12. Wyniki modelowania są przedstawione na rysunku 61, zaś parametry modelu zebrano w tabeli 11.



Rys. 61. Wyniki modelowania pętli histerezy quasistatycznej dla próbki zwijanej ze stopu 2605CO, punkty – wyniki pomiarów, linia ciągła – wyniki modelowania

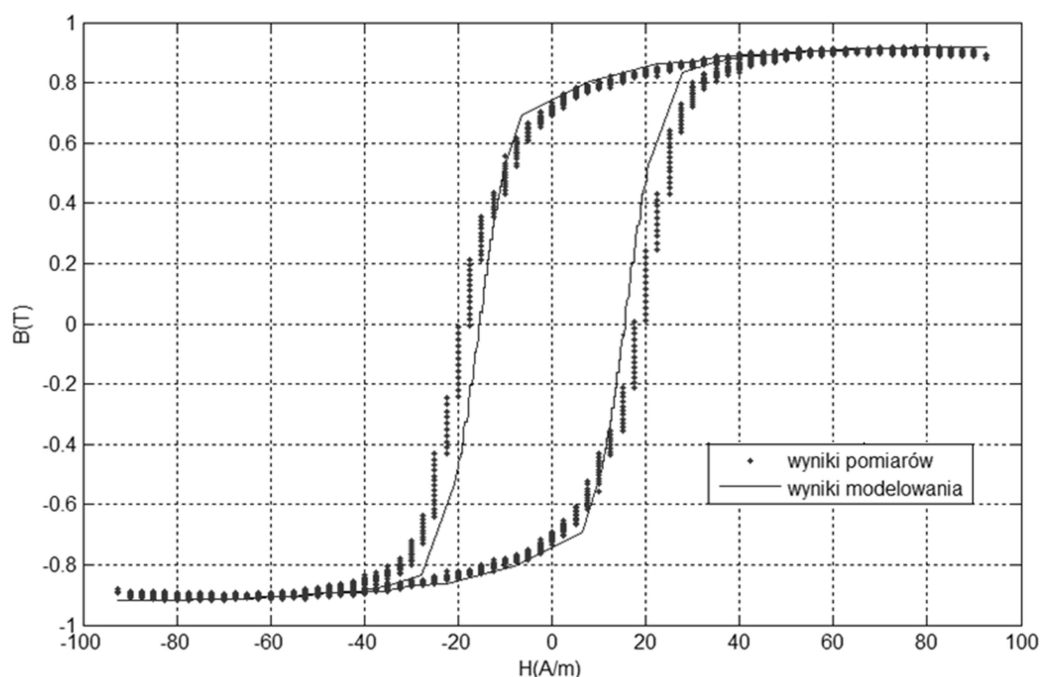
Tab. 11. Parametry modelu uzyskane dla stopu 2605 CO

Parametr	Oznaczenie	Jednostka	Zakres
Współczynnik skalujący	A	$\frac{TA}{m}$	8,67
Mediana natężenia pola koercji	κ_0	$\frac{A}{m}$	3,22
Odchylenie standardowe natężenia pola koercji	σ_κ	$\frac{A}{m}$	5,14
Szerokość połówkowa siły oddziaływań	γ_ζ	$\frac{A}{m}$	0,18
Współczynnik anizotropii	a	-	0,53
Nachylenie osi łatwego magnesowania	φ_0	-	0

7.2. Dobór parametrów modelu dynamicznego

W celu doboru parametrów modelu dynamicznego przeprowadzono pomiary rdzenia ramkowego wykonanego z pojedynczej warstwy taśmy. Ponieważ dwa boki rdzenia są równoległe do osi łatwego magnesowania, a dwa do osi trudnego magnesowania, przyjęto obrót osi łatwego magnesowania o kąt 45° w stosunku do pola magnesującego. Parametry modelu dynamicznego dobrano dla wcześniej zoptymalizowanych parametrów modelu statycznego uwzględniając obrót osi łatwego magnesowania.

Ponieważ w trakcie pomiaru uzwojenie pomiarowe było nawinięte wokół wszystkich gałęzi rdzenia, więc przyjęto, że pomiar indukcji odbywał się w kierunku zgodnym z kierunkiem magnesowania. Następnie zoptymalizowano parametry strat dla pomiarów wykonanych dla rdzenia ramkowego przy częstotliwości $20kHz$. W przypadku pojedynczej warstwy taśmy wpływ reaktancji rdzenia został pominięty. Tab. 12.



Rys. 62. Wyniki modelowania pętli histerezy dynamicznej dla próbki ramkowej ze stopu 2605 CO. Linia ciągła - model, punkty – wyniki pomiarów

Tab. 12 Parametry modelu dynamicznego dla próbki ramkowej ze stopu 2605 CO

Parametr	Wzór	Jednostka	Wartość
k_w	$k_w = \frac{\sigma d^2}{12}$	-	$8 \cdot 10^{-5}$
k_d	$k_d = D\sqrt{2\sigma GH_c}$	-	$1 \cdot 10^{-6}$

7.3. Modelowanie wartości pola magnesującego i sygnałów napięciowych indukowanych na uzwojeniach pomiarowych

Badany czujnik zawierał dwadzieścia cztery uzwojenia magnesujące $n = 24$. Droga magnetyczna w rdzeniu wynosiła $l = 28\text{mm}$. Czujnik był sterowany prądem o amplitudzie $I = 0,5\text{A}$. Wobec tego amplituda przebiegu magnesującego wynosiła:

$$H_L = \frac{24 \cdot 0,5}{0,028} = 428 \frac{A}{m} \quad (102)$$

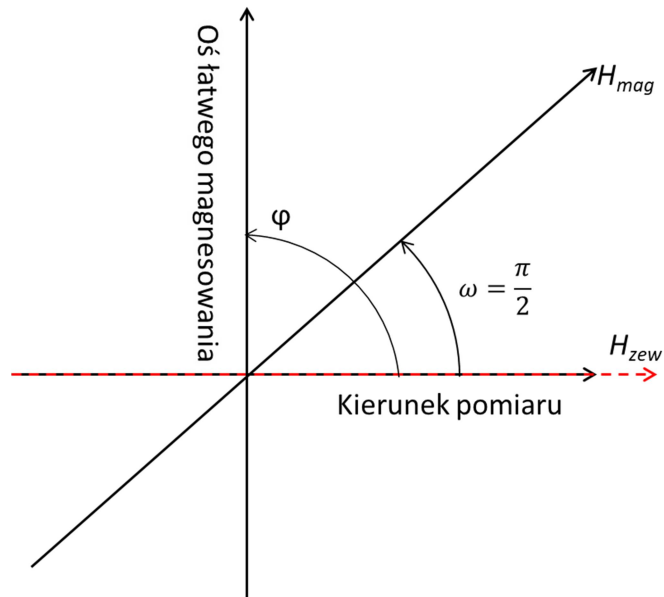
Wartość ta została dobrana, by doprowadzić rdzeń do nasycenia. Była to wartość dobrana orientacyjnie. Wskazuje to na istotne różnice w wartości indukcji rdzenia, gdyż uzwojony rdzeń ramkowy osiągał nasycenie przy amplitudzie zewnętrznego pola magnetycznego równej $H = 190 \text{ A/m}$, co można zaobserwować na rysunku 62. Dokładne wyznaczenie wartości indukcji w rdzeniu indukowanej przez uzwojenie magnesujące wymagałby porównania otrzymanych pętli histerezy. Nie jest to jednak możliwe ze względu na połączenie uzwojeń pomiarowych w układzie Vacquiera. Różnice w wartości indukcji magnetycznej mogą wynikać z konstrukcji czujnika, a zwłaszcza rozmieszczenia uzwojeń magnesujących, których układ jest w dużej mierze wymuszony ograniczeniami technicznymi. Może to mieć wpływ na wartość i rozkład indukowanego pola magnetycznego oraz wartość odmagnesowania.

Wartość napięcia zaindukowanego w uzwojeniach pomiarowych należy obliczyć zgodnie z zależnością (92) Pole przekroju rdzenia wynosi $S_r = 3 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2$. Na każde uzwojenie pomiarowe przypada po 20 zwojów, dlatego sygnał wyjściowy z czujnika wynosi:

$$\varepsilon_r = 60 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2 \cdot \frac{dM}{dt} \quad (103)$$

Jednak przypadku sygnału pomiarowego nieoptymalna geometria układu uzwojeń może powodować obniżenie wartości sygnału pomiarowego.

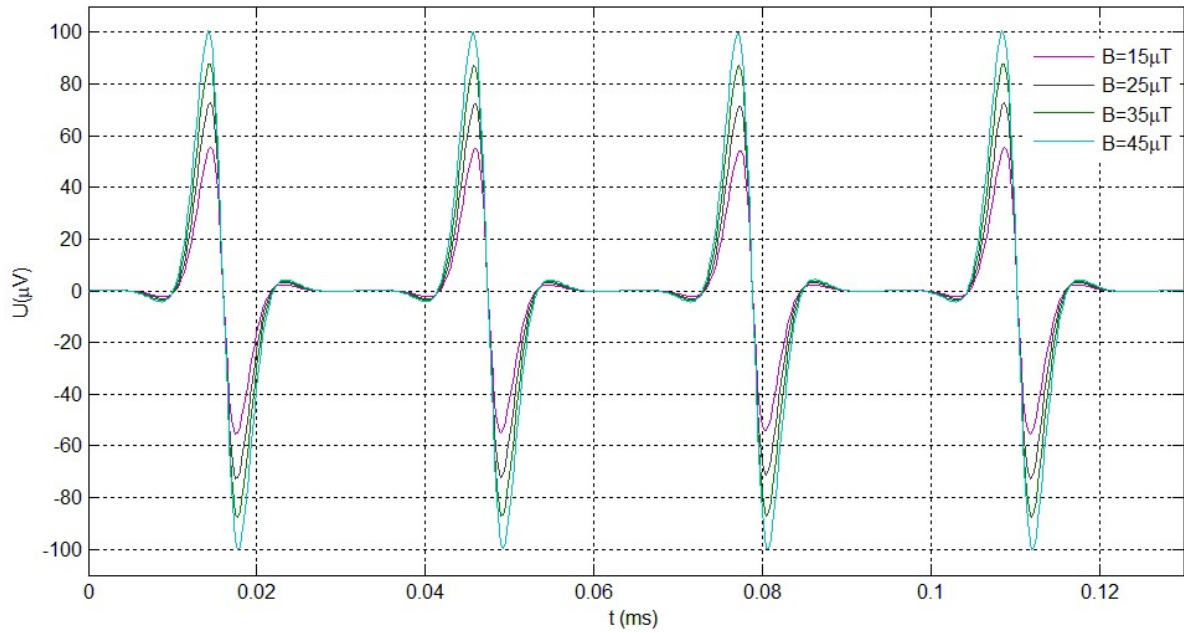
W rozdziale 7.2 przyjęto, że kierunek magnesowania jest zgodny z kierunkiem pomiaru indukcji w rdzeniu i są one obrócone o kąt $\omega = \frac{\pi}{4}$ w stosunku do pola osi łatwego magnesowania. W przypadku działania sensora transduktorowego należy dodatkowo uwzględnić kierunek działania zewnętrznego pola magnetycznego, co przedstawiono na rysunku 63.



Rys. 63. Zależności kątowe pomiędzy kierunkiem pomiaru, osią łatwego magnesowania, kierunkiem magnesowania H_{mag} , a kierunkiem działania pola zewnętrznego H_{zew}

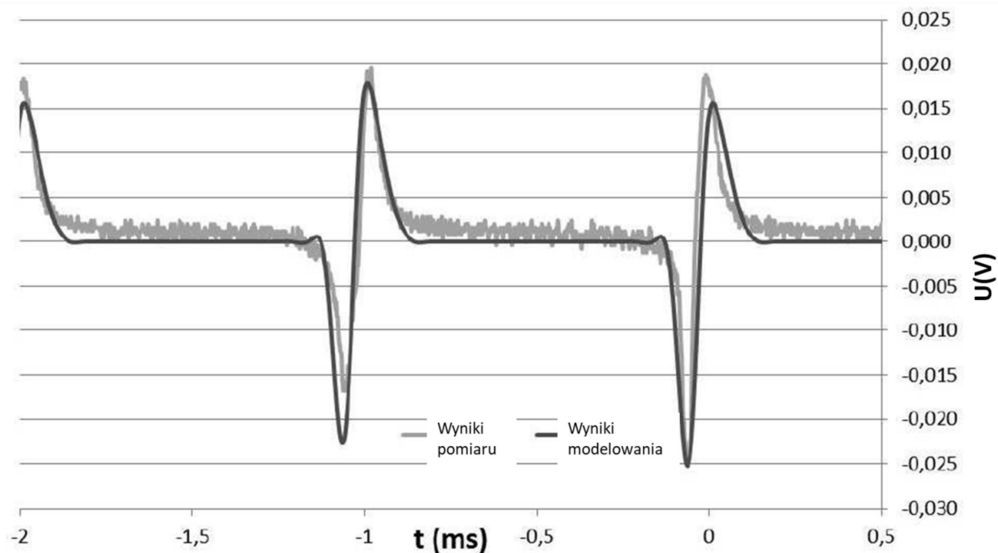
W sensorze kierunek pomiaru będzie zawsze zgodny z kierunkiem zewnętrznego pola magnetycznego. Kąt φ pomiędzy kierunkiem pomiaru, a kierunkiem osi łatwego magnesowania będzie wynosił w zależności od gałęzi rdzenia odpowiednio $\varphi = 0$ dla kierunku łatwego magnesowania i $\varphi = \frac{\pi}{2}$ dla kierunku trudnego magnesowania.

Przeprowadzono symulacje przebiegów napięciowych dla parametrów obliczonych w tym rozdziale. Na rysunku 64 znajdują się wyniki modelowania przebiegów napięciowych sensora transduktorowego wykonanego ze stopu Metglas 2605 CO dla kierunku $\varphi = 0$.



Rys. 64. Wyniki modelowania sygnałów na uzwojeniach pomiarowych sensora z rdzeniem ze stopu Metglas 2605 CO dla różnych wartości zewnętrznego pola magnetycznego

W pracy [114] porównano przebiegi napięciowe z uzwojeń pomiarowych rzeczywistego sensora transduktorowego wykonanego na płytce o grubości 1mm, opisanego w rozdziale 3.2 z wynikami modelowania. Wyniki zostały przedstawione na rysunku 65.

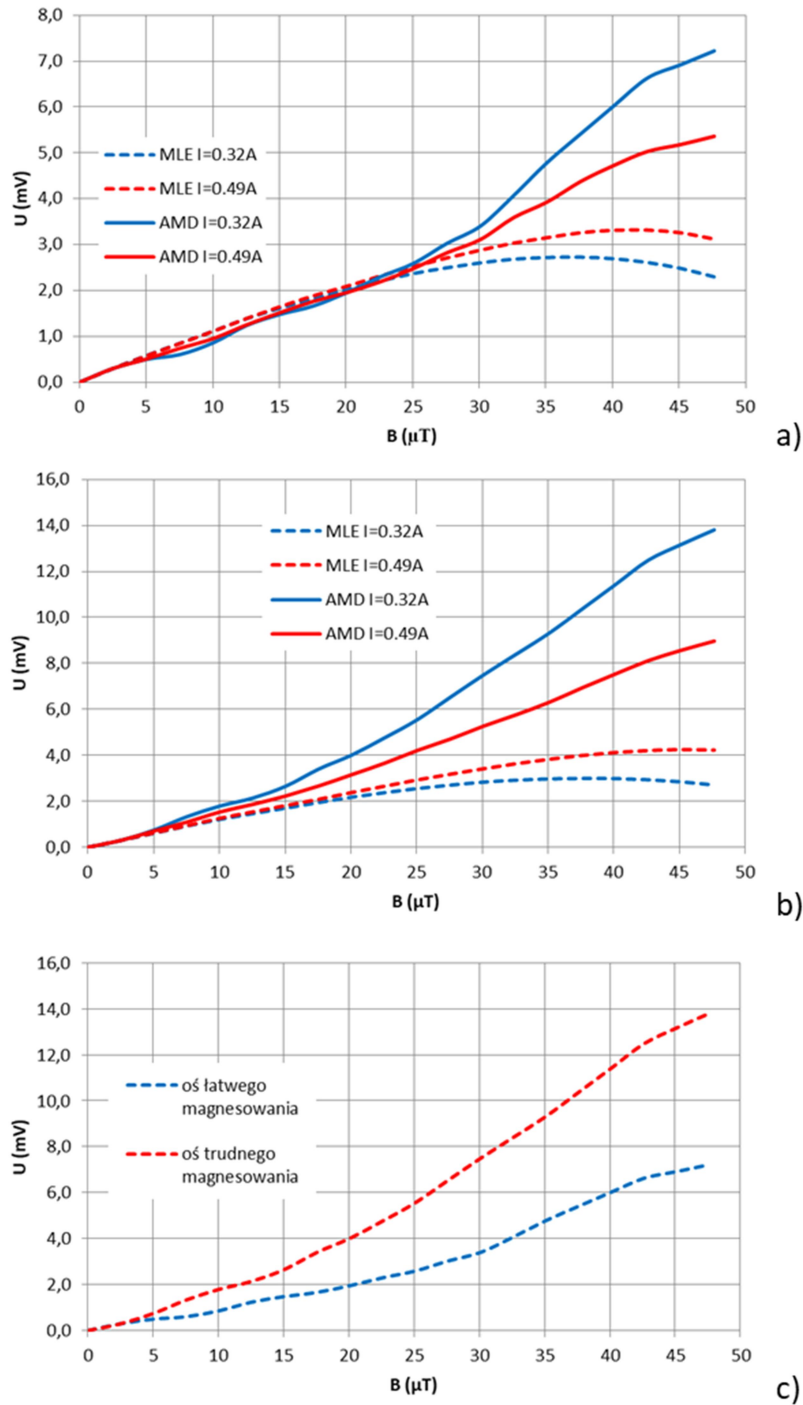


Rys. 65 Wyniki modelowania sygnałów na uzwojeniach pomiarowych sensora z rdzeniem ze stopu Metglas 2605SA1 [114]

Różnice pomiędzy przebiegiem zmierzonym, a wynikami modelowania wynikają w dużej mierze zakłóceń zewnętrznych i niestabilności układu zasilającego, których nie można modelować. Należy podkreślić, że udało się uzyskać zadowalającą zgodność modelu z wynikami pomiaru pomimo wpływu szeregu parametrów związanych z materiałem rdzenia, jego kształtem, jak również z budową sensora i układem pomiarowym. Takich rezultatów nie udało się do tej pory osiągnąć.

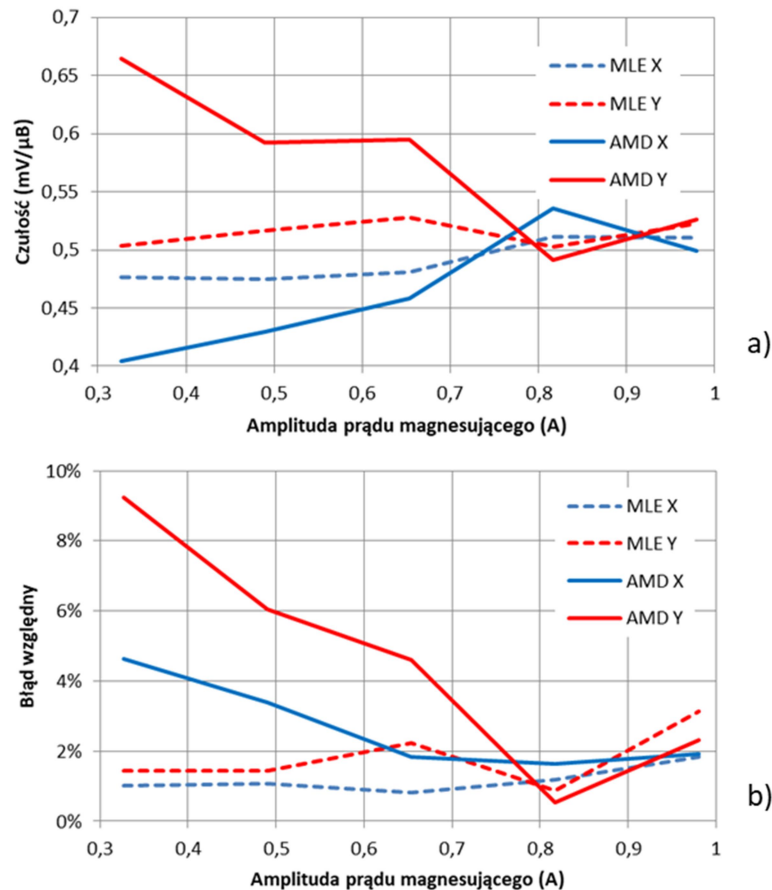
7.4. Wyniki modelowania sygnałów pomiarowych

Przeprowadzono symulacje dla metody największej wiarygodności (MLE) oraz metody demodulacji amplitudowej (AMD) dla indukcji zewnętrznego pola magnetycznego w zakresie pomiarowym sensora przedstawionego na rysunku 66. Wyniki nie uwzględniają wartości odmagnesowania, jednak różnice pomiędzy symulacją, a eksperymentalnym pomiarem są mniejsze, niż by to wynikało z wyliczonej wartości odmagnesowania. Może to wynikać z faktu, że wartość odmagnesowania została obliczona dla przypadku statycznego, a pomiar był przeprowadzony dla częstotliwości 20kHz. Powoduje to zmianę przenikalności materiału oraz zmianę rozkładu magnetyzacji w rdzeniu ze względu na występowanie efektu naskórkowego. Przedstawione wyniki wskazują na zbliżoną czułość dla metody MLE i AMD. Charakterystyki otrzymane za pomocą MLE cechują się lepszą liniowością. Zestawienie charakterystyk dla kierunku łatwego magnesowania i trudnego magnesowania wskazuje na większą czułość dla pierwszego z nich. Można zauważyć, że dla wyższej wartości prądu magnesującego różnice pomiędzy wynikami dla różnych metod demodulacji są mniejsze. Wynika to z stosunkowo niewielkiego zakresu pomiarowego, w którym zmiana amplitudy drugiej harmonicznej jest liniowa w funkcji zewnętrznego pola magnetycznego. Gdy wartość stałego pola magnetycznego zbliża się do wartości amplitudy sygnału magnesującego, wtedy następuje zniekształcenie charakterystyki.



Rys. 66. Charakterystyka pomiarowa sensora z rdzeniem ze stopu Metglas 2605 CO, dla metody największej wiarygodności (MLE) i demodulacji amplitudowej (AMD) dla różnych wartości amplitudy prądu magnesującego. a) dla kierunku łatwego magnesowania, b) dla kierunku trudnego magnesowania c) porównanie charakterystyk dla kierunku łatwego magnesowania i trudnego magnesowania dla amplitudy prądu magnesującego $I=0,32A$.

Następnie przeprowadzono symulacje wpływu amplitudy prądu magnesującego na właściwości użytkowe sensora. Obliczono czułość dla każdego kierunku magnesowania oraz błąd względny wyniki przedstawiono na rysunku 67.

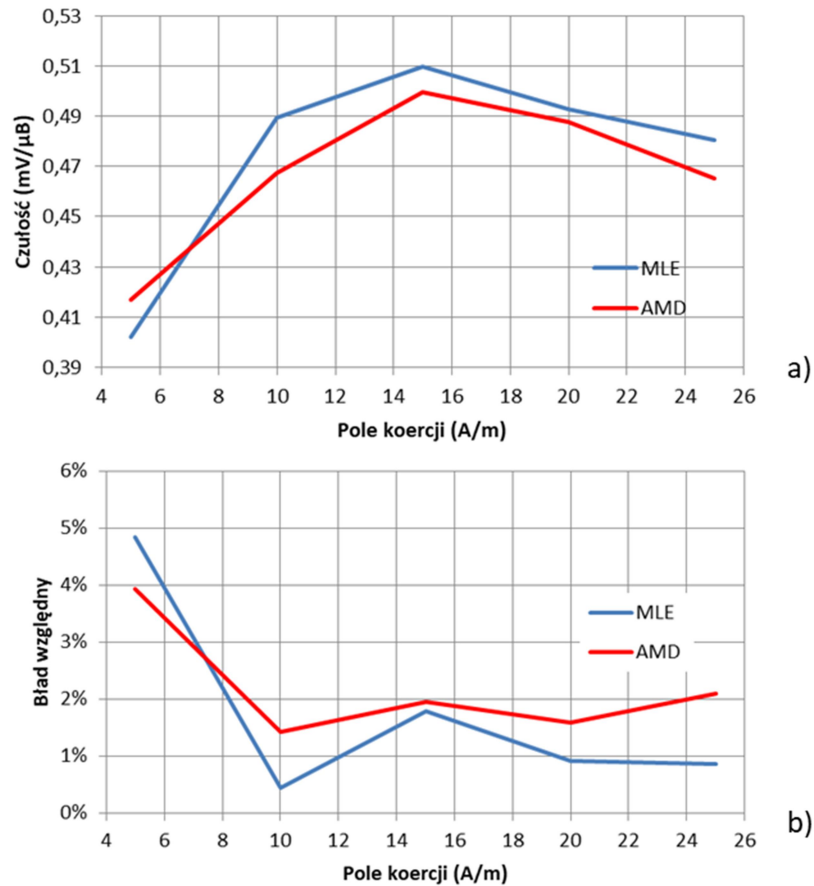


Rys. 67. Wykresy parametrów pomiarowych sensora z rdzeniem ze stopu Metglas 2605 CO, dla metody największej wiarygodności (MLE) i demodulacji amplitudowej (AMD), dla kierunku łatwego magnesowania (X) i trudnego magnesowania (Y) w zależności od wartości amplitudy prądu magnesującego; a) czułości b) odchyłki względnej od liniowości.

Obliczone wartości wskazują, że uwzględniając oba kierunki magnesowania i zastosowane metody demodulacji najkorzystniejsze parametry uzyskuje się dla amplitudy sygnału prądu magnesującego równej 0,78 A.

Następnie przeprowadzono analizę najkorzystniejszych parametrów materiału rdzenia. Założono, że do budowy sensora dwuosiowego najlepszy będzie materiał izotropowy. Przeprowadzono symulacje charakterystyk pomiarowych dla różnych wartości natężenia pola koercji

rdzenia dla amplitudy prądu magnesującego równej 420 A/m wyniki przedstawiono na rysunku 68.



Rys. 68. Zależności parametrów pomiarowych sensora transduktorowego wyznaczone za pomocą opracowanego modelu dla metody największej wiarygodności (MLE) i demodulacji amplitudowej (AMD) w zależności od wartości natężenia pola koercji H_c rdzenia a) czułości b) odchyłki względnej od linii prostej

Symulacje przeprowadzone dla różnych wartości natężenia pola koercji rdzenia wskazują, że najbardziej optymalna wartość natężenia pola koercji H_c wynosi 12 A/m.

W kolejnym etapie przeprowadzono symulacje dla różnych wartości odchylenia standardowego natężenia pola koercji σ_k , które przedstawiono w tabeli 13. Jest to parametr związany z szybkością narastania wartości indukcji magnetycznej, więc jest on skorelowany mocno z przenikalnością rdzenia.

Tab. 13 Zależności parametrów pomiarowych sensora transduktorowego od wartości parametru odchylenia standardowego natężenia pola koercji rdzenia σ_K wyznaczone za pomocą opracowanego modelu

Odchylenie standardowe natężenia pola koercji (A/m)	MLE		AMD	
	Czułość(mV/ μ B)	Błąd względny	Czułość(mV/ μ B)	Błąd względny
0,2	0,4744	1,10%	0,4309	3,23%
0,4	0,4751	1,08%	0,4291	3,41%
0,6	0,4756	1,05%	0,4291	3,44%
0,8	0,4762	1,03%	0,4297	3,42%
1	0,4767	1,01%	0,4306	3,39%
1,2	0,4771	0,99%	0,4315	3,34%
2	0,4779	0,95%	0,4334	3,25%
2,8	0,4756	1,05%	0,4291	3,44%
3,6	0,4762	1,03%	0,4297	3,42%
4,4	0,4767	1,01%	0,4306	3,39%

Przeprowadzone symulacje wpływu parametru odchylenia standardowego natężenia pola koercji rdzenia σ_K wskazują, że maksymalną czułość i minimalny błąd względny uzyskuje się dla wartości $\sigma_K = 2 \text{ A/m}$. Można dzięki temu wyliczyć szerokość połowy rozkładu pola przemagnesowania równą $3 \cdot \sigma_K = 6 \text{ A/m}$. Odpowiada to połowie wartości zmiany natężenia pola magnetycznego koniecznego do pełnego przemagnesowania materiału. Dzięki temu można określić, że wartość natężenia pola magnesującego nasycenia będzie równa:

$$H_{sat} = H_c + 3 \cdot \sigma_K = 18 \text{ A/m} \quad (104)$$

Przeprowadzone symulacje wskazują na zalety zastosowania modelu, który umożliwia przeprowadzenie symulacji właściwości użytkowych sensora jedynie na podstawie eksperymentalnie wyznaczonych pętli histerezy, które często są dostępne u producenta materiału. Pomiaru pętli histerezy można dokonać na uniwersalnej aparaturze – histerezografie. Jest to znacznie szybsze i tańsze rozwiązanie niż budowa czujników testowych. Jak wskazano w rozdziale 4.2.1 parametry modelu mogą być powiązane z parametrami fizycznymi materiału, średnicą ziarna materiału, oraz strukturą co jednak wymaga dodatkowych badań.

8. Podsumowanie pracy i wnioski końcowe

W pracy przedstawiono rozwiązanie problemu badawczego w zakresie opracowania modelu charakterystyk magnesowania rdzeni magnetycznych, który pozwalałby na modelowanie charakterystyk pomiarowych sensorów transduktorowych zbudowanych dla danego materiału rdzenia.

Opisane w literaturze modele charakterystyk magnesowania, przedstawione w rozdziale 2.3 skupiają się na wybranych aspektach procesu magnesowania i zostały opracowane do modelowania określonych typów materiałów. Autor wskazał podobieństwa i różnice pomiędzy modelami magnesowania, wybierając najkorzystniejszy model z punktu widzenia zastosowania do modelowania charakterystyk magnesowania dwuosiowych sensorów transduktorowych wykonanych z pojedynczej warstwy taśmy amorficznej.

Opracowane zostały miniaturowe, dwuosiowe sensory transduktorowe w których zastosowano zróżnicowane materiały amorficzne. Opracowano technologię wytwarzania rdzeni ramkowych przy zastosowaniu fotolitografii, która nie była wcześniej stosowana do tego celu. Opracowano układy do pomiaru charakterystyk magnesowania rdzeni sensorów w dwóch kierunkach. Do wykonania zarówno sensorów, jak i układów do pomiaru charakterystyk magnesowania zastosowano siedmiowarstwowe laminaty w technologii grubowarstwowej. Do tej pory stosowano jedynie płytki pięciowarstwowe, co ograniczało możliwość budowy sensorów dwuosiowych.

W pracy przedstawiono autorski model charakterystyk magnesowania, który łączy cechy najbardziej rozpowszechnionych modeli magnesowania. Dzięki temu jeden model jest w stanie uwzględnić różne zjawiska zachodzące w materiale, a nie tylko wybrane właściwości, jak to było możliwe wcześniej. Model umożliwia modelowanie charakterystyk materiałów anizotropowych magnesowanych pod różnym kątem nachylenia do osi łatwego magnesowania, również dla przypadku, gdy zewnętrzne pole magnetyczne działa pod kątem różnym od pola magnesującego, jak ma to miejsce w sensorach dwuosiowych, co nie było możliwe w stosowanych dotychczas modelach. Opracowany model umożliwia modelowanie histerezy dynamicznej dla częstotliwości pracy sensorów transduktorowych.

Opracowany model charakterystyk magnesowania rdzeni magnetycznych umożliwia rozwiązanie problemu technicznego, jakim jest model sensora transduktorowego pozwalający na dobór parametrów konstrukcyjnych czujnika, parametrów sygnału sterującego oraz parametrów rdzenia.

Zamodelowano rozkład wartości demagnetyzacji w rdzeniu, co pozwoliło na optymalizację kształtu rdzenia. Wyznaczono optymalną wartość stosunku szerokości rdzenia do długości boku, dla której można uzyskać największą czułość miniaturowego dwuosiowego sensora transduktorowego wynoszącą $2w/l = 0,375$.

Do modelowania charakterystyk magnesowania sensorów transduktorowych zaproponowano dwie metody demodulacji sygnału: detekcję koherentną oraz nowatorską w tego typu zastosowaniach metodę największej wiarygodności, która okazała się korzystniejsza ze względu na mniejsze wartości błędów oraz możliwość pomiaru szybszych zmian wartości pola mierzonego.

W pracy przedstawiono wyniki modelowania opracowanych sensorów transduktorowych. W wyniku modelowania dobrano najlepszą wartość amplitudy prądu sterującego wynoszącą $I = 0,78A$, natężenia pola koercji rdzenia równego $H_c = 12 A/m$ oraz parametru wartości natężenia pola magnetycznego nasycenia dla materiału $H_{sat} = 18 A/m$.

Podsumowując, dzięki przeprowadzonej pracy wybrano najbardziej optymalny kształt rdzenia, najbardziej optymalne parametry kształtu pętli histerezy magnetycznej materiału rdzenia oraz najkorzystniejszą wartość amplitudy sygnału sterującego. Na podstawie efektów pracy i zebranych doświadczeń w zakresie technologii wytwarzania miniaturowych dwuosiowych sensorów transduktorowych oraz metod przetwarzania sygnału mogą zostać opracowane ulepszone sensory transduktorowe możliwe do zastosowania w urządzeniach komercyjnych.

9. Kierunki dalszych prac

W rozdziale 4.2.1 opisano zastosowany rozkład pola przemagnesowania. Przeprowadzone prace wskazują, że parametry rozkładu są zależne od parametrów materiału i że rozkład wyznaczony dla próbki zwijanej jest właściwy również dla próbki jednowarstwowej ramkowej. Wskazuje to na potencjał w zakresie powiązania poszczególnych parametrów rozkładu ze strukturą materiału i jego składem. Wymaga to przeprowadzenia obszernych badań materiałowych rdzeni o różnym składzie stopu i rodzaju struktury. W celu determinacji poszczególnych parametrów modelu należy wykonać badania struktury za pomocą mikroskopu, procesu magnesowania za pomocą efektu Kerra oraz pomiarów pętli histerezy z wykorzystaniem histerezografu.

Algorytm modelu wymaga optymalizacji pod kątem złożoności obliczeniowej, by umożliwić jego łatwiejsze stosowanie. W szczególności należy ograniczyć rozmiary tablic reprezentujących płaszczyzny Presiacha, dzięki którym zapisany jest stan magnetyzacji materiału.

Wykorzystując opracowany proces wytwarzania sensorów transduktorowych oraz opracowany model charakterystyk pomiarowych należy dobrać materiał rdzenia i najkorzystniejsze parametry sensora transduktorowego.

W dalszych pracach model charakterystyk magnesowania rdzeni magnetycznych może być wykorzystany również w procesie optymalizacji elementów indukcyjnych w urządzeniach konwersji mocy i innych.

Bibliografia

- [1] T. J. Peters, „Automobile navigation using a magnetic flux-gate compass.,” *IEEE transactions on vehicular technology*, tom 2, nr 35, pp. 41-47, 1986.
- [2] C. Hava i U. Topal, „Design of ring core fluxgate magnetometer as attitude control sensor for low and high orbit satellites.,” *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, tom 3, nr 28, pp. 1093-1096, 2015.
- [3] J. H. Scott i G. Olson, „A three-component borehole magnetometer probe for mineral investigations and geologic research.,” w *SPWLA 26th Annual Logging Symposium. Society of Petrophysicists and Well-Log Analysts*, Dallas, Texas, 1985.
- [4] J. J. Sammarco, „Mining machine orientation control based on inertial, gravitational, and magnetic sensors.,” *IEEE transactions on industry applications*, tom 5, nr 28, pp. 1126-1130, 1992.
- [5] P. M. Vetoshko, „Flux-gate magnetic field sensor based on yttrium iron garnet films for magnetocardiography investigations.,” *Technical Physics Letters*, tom 8, nr 42, pp. 860-864, 2016.
- [6] T. Izgi, „Crack detection using fluxgate magnetic field sensor.,” *Acta Phys. Polonica A*, Tomy %1 z %22211-213, nr 125, 2014.
- [7] A. E. Prokhorov i O. A. Plekhov, „The application of the fluxgate method for the investigation of fracture under very high cycle fatigue. . Vol. 1785. No. 1. , 2016,” *AIP Conference Proceedings*, 18 Listopad 2016.
- [8] M. Nowicki i R. Szewczyk, „Ferromagnetic objects magnetovision detection system.,” *Materials*, tom 6, nr 12, pp. 5593-5601, 2013.
- [9] L. E. Ahmed i I. Sasada., „Magnetic particle detection in unshielded environment using orthogonal fluxgate gradiometer.,” *Journal of applied physics*, tom 17, nr 117, p. 17C114, 2015.
- [10] J. Salach, L. Hasse, R. Szewczyk, J. Smulko, A. Bienkowski, P. Frydrych i O. Kolano-Burian, „Low current transformer utilizing Co-based amorphous alloys.,” *IEEE Transactions on Magnetics*, tom 4, nr 48, pp. 1493-1496, 2012.
- [11] „<https://www.britannica.com/biography/Shen-Kuo>,” [Online].

- [12] N. Alexander, *De Naturis Rerum*, 1190.
- [13] C. O. Hans, „Electricity and magnetic needles.,” *Philosophy*, tom 4, nr 16, pp. 273-276, 1820.
- [14] J. B. Biot i F. Savart, „Note sur le magnetisme de la pile de Volta.,” *Annales de chimie et de physique*, nr 15, pp. 222-223, 1820.
- [15] J. C. Maxwell, „A dynamical theory of the electromagnetic field.,” *Philosophical transactions of the Royal Society of London*, nr 155, pp. 459-512, 1865.
- [16] H. Barkhausen, „Rauschen der ferromagnetischen materialen.,” *Physische Zeitschrift*, nr 20, pp. 401-403, 1919.
- [17] B. Felix, „Zur theorie des ferromagnetismus.,” *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, tom 3, nr 61, pp. 206-219, 1930.
- [18] W. Heisenberg, „Zur theorie des ferromagnetismus.,” *Zeitschrift für Physik*, tom 9, nr 49, pp. 619-636, 1928.
- [19] L. A. Landau i E. Lifshitz, „On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies.,” *Phys. Z. Sowjetunion*, tom 8, nr 153, pp. 101-114, 1935.
- [20] D. Jiles i D. Atherton, „Ferromagnetic hysteresis.,” *IEEE Transactions on Magnetics*, tom 5, nr 19, pp. 2183-2185, 1983.
- [21] F. Preisach, „Über die magnetische Nachwirkung.,” *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, tom 5, nr 94, pp. 277-302, 1935.
- [22] A. Zhou, S. Basu, G. Friedman i P Finkel, „Hysteresis in kinking nonlinear elastic solids and the Preisach-Mayergoyz model.,” *Physical Review B*, tom 9, nr 82, p. 094105, 2010.
- [23] R. S. Hutton, *Modeling the united states unemployment rate with the Preisach model of hysteresis.*, Blacksburg: Virginia Polytechnic Institute and State University, 2009.
- [24] R. B. Gorbet, D. W. L. Wang i K. A. Morris., „Preisach model identification of a two-wire SMA actuator.,” w *Robotics and Automation, 1998. Proceedings. 1998 IEEE International Conference on*, Leuven, Belgium, 1998.
- [25] P. Fritz, „The fluxgate mechanism, part I: The gating curves of parallel and orthogonal fluxgates.,” *IEEE transactions on magnetics*, tom 2, nr 6, pp. 376-383,

- 1970.
- [26] G. Musmann, Fluxgate Magnetometers for Space Research, Salzgitter: Books on Demand, 2010.
- [27] L. Dok Won, S. Lavankul, E. L. Mazotti i W. D. French, „Fluxgate device with low fluxgate noise.”. USA Patent US20180096784A1, 5 kwiecień 2018.
- [28] E. Pedersen, „Fluxgate magnetometer with rotating core”. USA Patent US20040251897A1, 16 czerwiec 2003.
- [29] Y. Zhang, A. D. Hibbs i R. Earl, „Integrated fluxgate-induction sensor”. USA Patent US7391210B2, 07 wrzesień 2004.
- [30] S. Marshall, „An analytic model for the fluxgate magnetometer,” *IEEE Transactions on Magnetics* , tom 3, nr 3, pp. 459-463, 1967.
- [31] A. L. Geiler, V. G. Harris, C. Vittoria i N. X. Sun, „A quantitative model for the nonlinear response of fluxgate magnetometers.,” *Journal of applied physics*, tom 99, nr 8, 2006.
- [32] P. Lucas, I. Lucas, C. Aroca, P. Sánchez i M. C. Sanchez, „Analytical model for the sensitivity of a toroidal fluxgate sensor.,” *Sensors and Actuators A: Physical*, nr 130, pp. 142-146, 2006.
- [33] J. E. Lenz, „A review of magnetic sensors.,” *Proceedings of the IEEE*, tom 78, nr 6, pp. 973-989, 1990.
- [34] Y. Nishio, F. Tohyama i N. Onishi, „The sensor temperature characteristics of a fluxgate magnetometer by a wide-range temperature test for a Mercury exploration satellite.,” *Measurement Science and Technology*, tom 8, nr 18, p. 2721, 2007.
- [35] W. Magnes, „A sigma–delta fluxgate magnetometer for space applications.,” *Measurement science and Technology* , tom 7, nr 14, p. 1003, 2003.
- [36] C. Gooneratne, B. Li i T. Moellendick, „Downhole applications of magnetic sensors,” *Sensors*, tom 17, nr 10, p. 2384, 2017.
- [37] „https://www.space.dtu.dk/english/research/instruments_systems_methods/3-axis_fluxgate_magnetometer_model_fgm-fge,” [Online].
- [38] S. Marshall, „An analytic model for the fluxgate magnetometer.,” *IEEE Transactions on Magnetics*, tom 3, nr 3, pp. 459-463, 1967.

- [39] S. Baglio, „Coupled RT-fluxgates.,” w *Proceedings of IEEE, Sensors 2004*, Wiedeń, 2004.
- [40] J. Deak, A. H. Miklich, J. Slonczewski i R. H. Koch, „A low-noise single-domain fluxgate sensor,” *Applied physics letters*, tom 69, nr 8, pp. 1157-1159., 1996.
- [41] G. T. Nikolov i V. C. Valchev, „Nanocrystalline magnetic materials versus ferrites in power electronics.,” *Procedia Earth and Planetary Science*, tom 1, nr 1, pp. 1357-1361, 2009.
- [42] R. Boll i H. Hilzinger, „Comparison of amorphous materials, ferrites, and permalloys.,” *IEEE Transactions on Magnetics*, tom 19, nr 5, pp. 1946-1951, 1983.
- [43] C. McLyman, *Transformer and inductor design handbook.*, CRC press, 2016.
- [44] W. Trzebiatowski, *Chemia nieorganiczna*, Warszawa: PWN, 1978.
- [45] Z. Ullah, S. Atiq i S. Naseem, „Influence of Pb doping on structural, electrical and magnetic properties of Sr-hexaferrites,” *Journal of Alloys and Compounds*, nr 555, p. 263–267, 2013.
- [46] J. Guillissenb, P. J. Van i Rysselberghe, „Studies on Zinc and Barium Ferrites,” *The Electrochemical Society*, tom 1, nr 59, p. 95–106, 1931.
- [47] „http://www.akita-pu.ac.jp/system/mise/material_structure/bitoh/images/RQ.jpg,” [Online].
- [48] F. Luborsky, J. Becker i R. McCary, „Magnetic annealing of amorphous alloys.,” *IEEE Transactions on Magnetics*, tom 6, nr 11, pp. 1644-1649, 1975.
- [49] K. I. Arai, M. Yamaguchi, H. Ohzeki i M. Matsumoto, „Application of YIG film to thin film inductors.,” *IEEE transactions on magnetics*, tom 6, nr 27, pp. 5337-5339, 1991.
- [50] H. How, „Development of High-Sensitivity Fluxgate Magnetometer Using Single-Crystal Yttrium-Iron Garnet Thick Film as the Core Material.,” w *ELECTRO MAGNETIC APPLICATIONS INC BOSTON*, Boston, 2001.
- [51] F. J. Lin i S. Zhu, „Thin film magnetic core memory and method of making same.”. USA Patent Patent No. 5,126,971, 30 czerwiec 1992.
- [52] L. Perez, C. Aroca, P. Sánchez, E. López i M. C. Sánchez, „Planar fluxgate sensor with an electrodeposited amorphous core.,” *Sensors and Actuators A:*

- Physical*, tom 109, nr 3, pp. 208-211, 2004.
- [53] S. Kawahito, Y. Sasaki, H. Sato, T. Nakamura i Y. Tadokoro, „A fluxgate magnetic sensor with micro-solenoids and electroplated permalloy cores.,” *Sensors and Actuators A: Physical*, tom 43, nr 1-3, pp. 128-134, 1994.
- [54] C. Kang, G. Liu, J. Yang, L. H. Liu i Y. Xiong, „Electroplating a magnetic core for micro fluxgate sensor.,” *Microsystem Technologies*, tom 3, nr 15, pp. 413-419, 2009.
- [55] P. Wu i C. Ahn, „Design of a low-power micromachined fluxgate sensor using localized core saturation method.,” *IEEE Sensors Journal*, tom 8, nr 3, pp. 308-313, 2008.
- [56] R. Rybalko, J. Haueisen i C. Hofmann, „New type of fluxgate magnetometer for the heart’s magnetic fields detection.,” w *Current Directions in Biomedical Engineering*, 1, 1, 2015, pp. 22-25.
- [57] P. Frydrych i P. Nowak, „Reduction of Eddy Current Losses in Multilayer Amorphous Alloys Cores with the Ribbons Surface Oxidation.,” w *Оксидні матеріали електронної техніки–отримання, властивості, застосування: збірник тез міжнародної науково*, Lwów, 2017.
- [58] L. Hui i S. Liu, „Fabrication of Porous Thin Film Core for Micro-Fluxgate by Using Anodic Aluminum Oxide Templates.,” *Asian Journal of Chemistry*, tom 11, nr 25, p. 5945, 2013.
- [59] B. Andrea, „A 2D micro-fluxgate earth magnetic field measurement systems with fully automated acquisition setup.,” *Measurement*, tom 1, nr 43, pp. 46-53, 2010.
- [60] A. Garcia, C. Morón i M. Mora., „Theoretical calculation for a two-axis magnetometer based on magnetization rotation.,” *Sensors and Actuators A: Physical*, tom 1, nr 81, pp. 204-207, 2000.
- [61] A. Garcia i C. Moron., „Bi-axial magnetometer sensor.,” *IEEE transactions on magnetics*, tom 5, nr 38, pp. 3312-3314, 2002.
- [62] P. Ripka, „Review of fluxgate sensors,” *Sensors and Actuators A: Physical*, tom 33, nr 3, pp. 129-141, 1992.
- [63] D. Gordon i R. E. Brown, „Recent advances in fluxgate magnetometry.,” *IEEE Transactions on Magnetism*, tom 1, nr 8, pp. 76-82, 1972.

- [64] P. Ripka, „Advances in fluxgate sensors.”, *Sensors and Actuators A: Physical*, tom 1, nr 106, pp. 8-14, 2003.
- [65] J. G. Dunne, „Self calibration circuit for determining an accurate zero compensation for a fluxgate compass.”. USA Patent Patent No. 6,282,803., 4 wrzesień 2004.
- [66] „<http://www.coilwindingmachines.eu/>,” [Online].
- [67] D. C. MacGugan, „Bobbin for a magnetic sensor”. USA Patent US4825166A, 25 kwiecień 1989.
- [68] A. Tipek, P. Ripka, T. O’Donnell i J. Kubik, „PCB technology used in fluxgate sensor construction.”, *Sensors and Actuators A: Physica*, tom 2, nr 115, pp. 286-292, 2004.
- [69] J. Kubik, L. Pavel i P. Ripka, „PCB racetrack fluxgate sensor with improved temperature stability.”, *Sensors and Actuators A: Physical*, nr 130, pp. 184-188, 2006.
- [70] D. Niarchos, „Magnetic MEMS: key issues and some applications.”, *Sensors and Actuators A: Physical*, tom 1, nr 109, pp. 166-173, 2003.
- [71] T. M. Liakopoulos, M. Xu i C. H. Ahn, „A micro fluxgate magnetic sensor using micromachined 3-dimensional planar coils.”, w *In Proceedings of the Solid-State Sensor and Actuator Workshop*, Hilton Head Island, USA, 1998.
- [72] E. Weiss, A. Grosz, S. Amrusi i E. Paperno, „Orthogonal fluxgate employing digital selective bandpass sampling,” *IEEE Transactions on Magnetics*, tom 11, nr 48, pp. 4089-4091, 2012.
- [73] H. Hoton i C. Vittoria, „Fluxgate signal detection employing high-order waveform autocorrelation.”. USA Patent Patent 6,633,160., 14 Październik 2003.
- [74] H. Hoton i V. Carmine, „Generation of high-order harmonics in insulator magnetic fluxgate sensor cores.”, *IEEE transactions on magnetics*, tom 4, nr 37, pp. 2448-2450, 2001.
- [75] L. Shibin, L. Zhaoyuan i C. Zhijun, „Study on a Phase-sensitive Detect Circuit Used in Fluxgate,” *Computer Measurement & Control*, nr 10, p. 71, 2009.
- [76] P. Ripka i W. G. Hurley, „Excitation tuning in fluxgate sensors.”, w *Proceedings of the 19th IEEE*, ANCHORAGE, USA, 2002.

- [77] P. Ripka, „Pulse excitation of micro-fluxgate sensors.,” *IEEE Transactions on Magnetics*, tom 4, nr 37, pp. 1998-2000, 2001.
- [78] L. Rayleigh, „XXI. Notes on magnetism - I. On the energy of magnetized iron.,” *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, tom 22, nr 135, pp. 175-183, 1886.
- [79] E. Ising, „"Beitrag zur theorie des ferromagnetismus." 31.1 (1925).;” *Zeitschrift für Physik, A Hadrons and Nuclei*, tom 1, nr 31, pp. 253-258, 1925.
- [80] W. Heisenberg, „Zur theorie des ferromagnetismus.,” *Zeitschrift für Physik*, Tomy %1 z %29-10, nr 49, pp. 619-636, 1928.
- [81] M. E. Fisher, „Magnetism in one-dimensional systems: the Heisenberg model for infinite spin.,” *American Journal of Physics*, tom 5, nr 32, pp. 343-346, 1964.
- [82] U. Nowak, K. D. Usadel i J. Keller, „ Domain state model for exchange bias. I.,” *Physical review B*, tom 1, nr 66, p. 014430, 2002.
- [83] M. Brokate i J. Sprekels, *Hysteresis and phase transitions*, Springer Science & Business Media., 2012.
- [84] V. M. Kersten, „ Versuche über reversible und irreversible Wandverschiebungen zwischen antiparallel magnetisierten Weisschen Bezirken.,” *Physische Zeitung*, nr 39, pp. 860-865, 1938.
- [85] E. C. Stoner i E. P. Wohlfarth, „A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys.,” *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences.*, tom 249, nr 826, pp. 599-642, 1948.
- [86] C. Tannous i J. Gieraltowski, „The Stoner–Wohlfarth model of ferromagnetism,” *European Journal of Physics*, tom 29, nr 3, p. 475–487, 2008.
- [87] D. L. Atherton i J. R. Beattie, „A mean field Stoner-Wohlfarth hysteresis model.,” *IEEE transactions on magnetics*, tom 26, nr 6, pp. 3059-3063, 1990.
- [88] C. Tannous i J. Gieraltowski, „A Stoner–Wohlfarth model redux: Dynamic and statistical properties.,” *Physica B: Condensed Matter*, tom 403, nr 19-20, pp. 3578-3584, 2008.
- [89] D. C. Jiles i D. L. Atherton., „Theory of ferromagnetic hysteresis.,” *Journal of applied physics*, tom 6, nr 55, pp. 2115-2120, 1984.

- [90] R. Szewczyk, „Validation of the anhysteretic magnetization model for soft magnetic materials with perpendicular anisotropy,” *Materials*, tom 7, nr 7, pp. 5109-5116, 2014.
- [91] P. Massimo, V. Basso, G. Bertotti, D. C. Jiles i Y. Bi, „Domain-wall motion in random potential and hysteresis modeling,” *Journal of applied physics*, tom 83, nr 11, pp. 6497-6499, 1998.
- [92] P. Weiss, „L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique.,” *J. Phys. Theor. Appl.*, tom 6, nr 1, pp. 661-690, 1907.
- [93] F. Preisach, „Untersuchungen über den Barkhauseneffekt.,” *Annalen der Physik*, tom 6, nr 395, pp. 737-799., 1929.
- [94] D. H. Everett, „A general approach to hysteresis. Part 4. An alternative formulation of the domain model,” *Transactions of the Faraday Society*, tom 51, pp. 1551-1557, 1955.
- [95] I. D. Mayergoyz i G. Friedman, „Generalized Preisach model of hysteresis,” *IEEE transactions on Magnetics*, tom 24, nr 1, pp. 212-217, 1988.
- [96] P. Frydrych i R. Szewczyk, „Application of Preisach model for modeling ferrite-based cores of sensors,” *J. Electr. Eng*, tom 61, pp. 73-76, 2013.
- [97] P. Frydrych i R. Szewczyk, „Preisach Based Model for Predicting of Functional Characteristic of Fluxgate Sensors and Inductive Components.,” w *In Recent Advances in Automation, Robotics and Measuring Techniques*, Springer, Cham., 2014, pp. 591-596.
- [98] E. Cardelli, E. D. Torre i B. Tellini, „Direct and inverse Preisach modeling of soft materials.,” *IEEE transactions on magnetics*, tom 4, nr 36, pp. 1267-1271, 2000.
- [99] S. Bi, F. Wolf, R. Lerch i A. Sutor, „An inverted preisach model with analytical weight function and its numerical discrete formulation.,” *IEEE Transactions on Magnetics*, tom 11, nr 50, pp. 1-4, 2014.
- [100] I. D. Mayergoyz, „The classical preisach model of hysteresis.,” w *In Mathematical models of hysteresis*, Nowy Jork, Springer, 1991, pp. 1-63.
- [101] G. Bertotti, „Hysteresis properties,” w *Hysteresis in Magnetism*, Academic, 1998, pp. 458-466.
- [102] I. D. Mayergoyz, „Identyfikation problem for the Preisach model.,” w

- Mathematical models of hysteresis and their applications.*, Academic Press, 2003, pp. 20-36.
- [103] P. Frydrych, R. Szewczyk i M. Nowicki, „Anisotropic Vector Preisach Model of Domain Rotation and Domain Wall Movement.” w *Challenges in Automation, Robotics and Measurement Techniques*, Springer, 2016, pp. 827-833.
- [104] A. Sutor, J. Kallwies i R. Lerch, „An efficient vector Preisach hysteresis model based on a novel rotational operator.” *Journal of Applied Physics*, tom 7, nr 111, 2012.
- [105] I. D. Mayergoyz, „Vector Preisach hysteresis models.” *Journal of applied physics*, tom 63, nr 8, pp. 2995-3000, 1988.
- [106] A. Sutor, S. Bi i R. Lerch, „Validation of the rotational vector Preisach model with measurements and simulations of vectorial minor loops.” *Applied Physics A*, tom 112, nr 2, pp. 269-273, 2013.
- [107] A. Sutor, S. J. Rupitsch i R. Lerch, „A Preisach-based hysteresis model for magnetic and ferroelectric hysteresis.” *Applied Physics A*, tom 100, nr 2, pp. 425-430, 2010.
- [108] L. R. Dupre, G. Bán, M. V. Rauch i J. A. Melkebeek, „Relation between the microstructural properties of electrical steels and the Preisach modelling.” *Journal of magnetism and magnetic materials*, tom 1, nr 195, pp. 233-249, 1999.
- [109] P. Frydrych, R. Szewczyk, J. Salach i K. Trzcinka, „Wpływ materiału rdzenia na właściwości funkcjonalne dwuosowego grubowarstwowego czujnika transduktorowego.” *Przegląd Elektrotechniczny*, nr 87, pp. 55-53, 2011.
- [110] P. Frydrych, R. Szewczyk, J. Salach i K. Trzcinka, „Two-axis, miniature fluxgate sensors,” *IEEE Transactions on Magnetics*, tom 48, nr 4, pp. 1485-1488, 2012.
- [111] P. Frydrych, R. Szewczyk, J. Salach i K. Trzcinka, „Dependence of Functional Characteristics of Miniature Two Axis Fluxgate Sensors Made in PCB Technology on Chemical Composition of Amorphous Core,” w *Mechatronics*, Berlin, Springer, 2011, pp. 55-61.
- [112] P. Frydrych, R. Szewczyk, J. Salach i K. Trzcinka, „New Method of Measurements of Magnetic Characteristics in Two Perpendicular Axis of Amorphous Ribbon.” *Solid State Phenomena. Trans Tech Publications.*, tom

- 198, pp. 378-381, 2013.
- [113] P. Frydrych, R. Szewczyk, J. Salach i K. Trzcinka, „Miniaturowe, dwuosiove czujniki pola magnetycznego-z rdzeniami z magnetyków amorficznych,„ *Pomiary Automatyka Robotyka*, nr 15, pp. 766-773, 2011.
- [114] P. Frydrych, R. Szewczyk i J. Salach, „Magnetic Fluxgate Sensor Characteristics Modeling Using Extended Preisach Model,„ *Acta Physica Polonica A*, tom 126, nr 1, pp. 18-19, 2014.
- [115] N. Janssens, „Static models of magnetic hysteresis,„ *IEEE Transactions on Magnetics* , nr 5, p. 1379, 1977.
- [116] L. O. Chua i K. Stromsmoe, „Mathematical model for dynamic hysteresis loops,„ *International Journal of Engineering Science*, tom 9, nr 5, pp. 435-450, 1971.
- [117] A. Stancu, C. Pike, L. Stoleriu, P. Postolache i D. Cimpoesu, „Micromagnetic and Preisach analysis of the first order reversal curves (FORC) diagram,„ *Journal of applied physics*, tom 93, nr 10, pp. 6620-6622, 2003.
- [118]
- [119] A. P. Papoulis, *Random Variables, and Stochastic Processes*, 2nd ed., New York: McGraw-Hill, 1984, p. 104.
- [120] M. R. Spiegel, *Theory and Problems of Probability and Statistics.*, New York: McGraw-Hil, 1992, pp. 114-115.
- [121] G. Vértesy i M. Pardavi-Horváth., „Hysteretic properties of a two dimensional array of small magnetic particles: a test-bed for the Preisach model,„ w *Preisach Memorial Book*, Budapeszt, Akadémiai Kiadó, 2005, pp. 101-116.
- [122] G. Bertotti i I. D. Mayergoyz, w *The Science of Hysteresis: Physical modeling, micromagnetics, and magnetization dynamics. Tom II*, Gulf Professional Publishing, 2006.
- [123] Q. Chen, A. E. Marble, B. G. Colpitts i B. J. Balcom, „The internal magnetic field distribution, and single exponential magnetic resonance free induction decay, in rocks,„ *Journal of Magnetic Resonance*, tom 2, nr 175, pp. 300-30008, 2005.
- [124] P. Frydrych i M. Nowicki, „Two phase magnetic material modelling using two dimensional extended Preisach model,„ *Journal of Electrical Engineering*, tom 69, nr 6, pp. 464-466, 2018.

- [125] J. Pearson, P. T. Squire i D. Atkinson, „Which anhysteretic magnetization curve?,” *IEEE Transactions on Magnetics*, tom 33, nr 5, pp. 3970-3972, 1997.
- [126] M. Nowicki, „Anhysteretic Magnetization Measurement Methods for Soft Magnetic Materials.,” *Materials*, tom 11, nr 10, p. 2021, 2018.
- [127] C. D. Cantrell, *Modern Mathematical Methods for Physicists and Engineers.*, Cambridge: Cambridge University Press, 2000.
- [128] J. Müller, „The Hadamard multiplication theorem and applications in summability theory.,” w *Complex Variables and Elliptic Equations*, Taylor & Francis, 1992, pp. 155-166.
- [129] K. Åhlander, „Einstein summation for multidimensional arrays.,” *Computers and Mathematics with Applications*, tom 44, nr 8-9, pp. 1007-1018, 2002.
- [130] E. D. Torre, „Existence of magnetization-dependent Preisach models,” *IEEE transactions on magnetics* , tom 27, nr 4, pp. 3697-3699, 1991.
- [131] H. N. Bertram, *Theory of magnetic recording.*, Cambridge University Press, 1994.
- [132] L. Piotrowski, M. Chmielewski i B. Augustyniak, „Procedura szybkiego wyznaczenia stanu naprężeń własnych za pomocą sondy z wirującym przemiennym polem magnetycznym – przypadek złączy spawanych ze stali magnetycznie anizotropowej,” *Energetyka*, nr 6, pp. 318-325, 2016.
- [133] J. C. Lagarias, J. A. Reeds, M. H. Wright i P. E. Wright, „Convergence properties of the Nelder--Mead simplex method in low dimensions.,” *SIAM Journal on optimization* , tom 9, nr 1, pp. 112-147, 1998.
- [134] P. Frydrych, R. Szewczyk, M. Nowicki i T. Charubin, „Application of Anisotropic Vector Preisach Model for Bulk Materials.,” *Acta Physica Polonica A.*, tom 4, nr 131, 2017.
- [135] J. Maxwell, *A treatise on electricity and magnetism*, Clarendon press, 1881, p. 178–179.
- [136] R. Stoll, *The analysis of eddy currents.*, Clarendoon Press, 1974.
- [137] G. Bertotti, „Classical losses,” w *Hysteresis in magnetism: for physicists, materials scientists, and engineers*, Academic press, 1998, pp. 399-410.
- [138] G. Bertotti, „Excess losses,” w *Hysteresis in magnetism: for physicists, materials*

- scientists, and engineers*, Academic press, 1998, pp. 411-418.
- [139] P. Horowitz i W. Hill, *The art of electronics.*, Cambridge Univ. Press., 1989.
- [140] R. Szewczyk, „Generalization of magnetostatic method of moments for thin layers with regular rectangular grids,” *Acta Physica Pol. A (w druku)*, 2017.
- [141] R. Szewczyk, „Vectorization of the Software for Modelling the Magnetostatic Properties of Thin Layers Using the Method of Moments,” w *International Conference Automation. Springer, Cham.*, Warszawa, 2017.
- [142] R. Szewczyk, *Magnetostatic Modelling of Thin Layers Using the Method of Moments And Its Implementation in Octave/Matlab*, Springer, 2018, p. 77.
- [143] R. Szewczyk, „Magnetostatic Modelling of Thin Layers Using the Method of Moments And Its Implementation in Octave/Matlab,” w *Magnetostatic Modelling of Thin Layers Using the Method of Moments And Its Implementation in Octave/Matlab*, Springer, 2018, p. 76.
- [144] R. Szewczyk i P. Frydrych, „Optimisation of Frame-Shaped Fluxgate Sensor Core made of Amorphous Alloy Using Generalized Magnetostatic Method of Moments,” *Acta Physica Polonica A*, tom 4, nr 131, pp. 660-662, 2017.
- [145] O. J. i Szabatin J., *Podstawy teorii obwodów*, t. I, Warszawa: Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, 1992.
- [146] F. W. Scholz, „Maximum likelihood estimation,” *Wiley StatsRef: Statistics Reference Online*, 2014.
- [147] C. Campopiano i B. Glazer, „A coherent digital amplitude and phase modulation scheme,” *IRE Transactions on Communications Systems*, tom 10, nr 1, pp. 90-95., 1962.
- [148] M. Butta i M. Janosek, „Orthogonal fluxgate gradiometer with multiple coil pairs,” *IEEE Transactions on Magnetics*, tom 54, nr 1, pp. 1-5, 2018.
- [149] V. Godambe, „An optimum property of regular maximum likelihood estimation,” *The Annals of Mathematical Statistics*, tom 31, nr 4, pp. 1208-1211, 1960.
- [150] G. Bertotti i I. D. Mayergoyz, w *The Science of Hysteresis: Physical modeling, micromagnetics, and magnetization dynamics.*, Gulf Professional Publishing, 2006, pp. 442-448.

