

Materiały magnetyczne

Modelowanie i zastosowania

Monografie – Politechnika Lubelska



Politechnika Lubelska
Wydział Elektrotechniki i Informatyki
ul. Nadbystrzycka 38A
20-618 Lublin

Andrzej Wac-Włodarczyk

Materiały magnetyczne

Modelowanie i zastosowania



Politechnika Lubelska
Lublin 2012

Recenzenci:

prof. dr hab. inż. Stanisław Mitkowski

prof. dr hab. inż. Marian Soiński

Publikacja wydana za zgodą Rektora Politechniki Lubelskiej

© Copyright by Politechnika Lubelska 2012

ISBN: 978-83-62596-79-9

Wydawca: Politechnika Lubelska

ul. Nadbystrzycka 38D, 20-618 Lublin

Realizacja: Biblioteka Politechniki Lubelskiej

Ośrodek ds. Wydawnictw i Biblioteki Cyfrowej

ul. Nadbystrzycka 36A, 20-618 Lublin

tel. (81) 538-46-59, email: wydawca@pollub.pl

www.biblioteka.pollub.pl

Druk: TOP Agencja Reklamowa Agnieszka Łuczak

www.agencjatorp.pl

Elektroniczna wersja książki dostępna w Bibliotece Cyfrowej PL www.bc.pollub.pl

Nakład: 100 egz.

SPIS TREŚCI

WYKAZ WAŻNIEJSZYCH OZNACZEŃ SYMBOLI I SKRÓTÓW	7
PRZEDMOWA	13
1. WPROWADZENIE DO TEORII I ZASTOSOWAŃ MATERIAŁÓW MAGNETYCZNYCH.....	15
2. NOWOCZESNE MATERIAŁY MAGNETYCZNIE MIĘKKIE	25
2.1. Podstawowe właściwości i parametry materiałów rdzeniowych oraz ich klasyfikacja.....	25
2.2. Amorficzne materiały magnetyczne.....	37
2.3. Właściwości materiałów nanokrystalicznych	45
2.4. Ferryty	49
2.5. Podsumowanie.....	52
3. MODELE STRUKTUR MAGNETYCZNYCH	55
3.1. Modelowanie obwodu magnetycznego	55
3.2. Modele pętli histerezy	60
3.3. Model Jilesa-Athertona	67
3.4. Model Preisacha	72
3.4.1. Analityczne postaci funkcji wagi	83
3.4.2. Symulacja histerezy i charakterystyki rozgałęzionej.....	90
3.4.3. Wyniki modelowania obwodu	96
3.5. Podsumowanie.....	104
4. MODELOWANIE MAGNETYCZNYCH PRZETWORNIKÓW CZĘSTOTLIWOŚCI	107
4.1. Wprowadzenie w teorię magnetycznych mnożników częstotliwości	107
4.2. Uogólniony analityczny model pracy magnetycznego mnożnika częstotliwości..	112
4.2.1. Rozwiązanie równania metodą bilansu harmoniczných.....	120
4.2.2. Charakterystyki napięciowe – interpretacja wyników	124
4.3. Komputerowa symulacja pracy mnożników	134
4.3.1. Charakterystyka użytych pakietów	134
4.3.2. Symulacja za pomocą języka PCNAP	135
4.3.3. Symulacja z użyciem pakietu PSPICE v.6.0	138
4.4. Podsumowanie.....	150
5. WPŁYW PARAMETRÓW RDZENI DŁAWIKÓW NA ICH ZDOLNOŚCI PRZECIWZABURZENIOWE.....	155
5.1. Uwarunkowania historyczne i prawne	155
5.2. Środowisko elektromagnetyczne i rozwój badań kompatybilnościowych	159
5.3. Klasyfikacja zaburzeń elektromagnetycznych i metody ich badań	163
5.4. Modelowanie dławików przeciwzaburzeniowych	171
5.4.1. Model dławika zaburzeń symetrycznych.....	173
5.4.2. Model dławika zaburzeń asymetrycznych	189

5.5. Weryfikacja pomiarowa modelowanej tłumienności wtrąceniowej	193
5.6. Wpływ parametrów dławika na jego pracę	196
5.7. Pomiary rzeczywistych tłumienności wtrąceniowych dławików w układach zasilania	201
5.8. Kryterium przydatności materiałów magnetycznych na rdzenie dławików przeciwzaburzeniowych	206
5.9. Podsumowanie.....	210
LITERATURA	213
SKOROWIDZ	243

WYKAZ WAŻNIEJSZYCH OZNACZEŃ SYMBOLI

I SKRÓTÓW

$\Re$	– jednowymiarowa przestrzeń zbioru liczb rzeczywistych
Θ	– przepływ magnetyczny (Rys. 4.2); kąt (podrozdz. 4.2)
Φ	– strumień magnetyczny
Ψ	– strumień magnetyczny skojarzony
α, β	– współrzędne płaszczyzny Preisacha (rozdz. 3)
α, β	– współczynnik aproksymacji krzywej magnesowania rdzenia m.m.cz. (rozdz. 4)
α_x, β_x	– współczynniki aproksymacji charakterystyki magnesowania dławika (rozdz. 4)
γ	– kąt przesunięcia fazowego dziewiątej (piątej, trzeciej) harmonicznej indukcji w stanie obciążenia dziewięciokrotnika częstotliwości (m.5.cz., m.3.cz.)
$\gamma_{\alpha, \beta}$	– elementarny operator histerezowy
$\delta_1, \delta_\alpha, \delta_\beta$	– współczynniki funkcji wagi
ε	– przenikalność elektryczna
ε_0	– przenikalność elektryczna próżni równa $8,854 \cdot 10^{-12}$ F/m
ε_r	– względna przenikalność elektryczna
η	– współczynnik aproksymacji nieliniowej konduktancji odwzorowującej straty rdzeniowe transformatora m.m.cz.
λ	– współczynnik magnetostrykcji
μ	– magnetyczna przenikalność bezwzględna materiału
μ_i	– względna przenikalność początkowa
μ_0	– przenikalność magnetyczna próżni równa $4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m
μ_p	– składowa przejściowa przenikalności magnetycznej
μ_w	– względna przenikalność magnetyczna
$\underline{\mu}_{\text{mag}}$	– względna, zespolona przenikalność magnetyczna
μ'_{mag}	– część rzeczywista względnej przenikalności zespolonej
μ''_{mag}	– część urojona względnej przenikalności zespolonej
$\mu(\alpha, \beta)$	– funkcja wagi modelu Preisacha
ρ	– rezystywność materiału

$\sigma_\alpha, \sigma_\beta$	– współczynniki funkcji wagi
τ_1	– współczynnik tłumienia (rozdz. 3)
τ_μ	– współczynnik funkcji wagi
χ	– podatność magnetyczna
ω	– pulsacja
$\mathbf{B}$	– wektor indukcji magnetycznej
B_r	– indukcja remanencji, remanencja
B_s	– indukcja nasycenia
$\hat{B}$	– wartość maksymalna indukcji magnetycznej
$\hat{B}_1, \hat{B}_3, \hat{B}_9$	– amplitudy odpowiednio pierwszej, trzeciej i dziewiątej harmonicznych indukcji magnetycznej
$B_1, B_{II}, \dots, B_{IX}$	– wartości chwilowe indukcji magnetycznych w kolejnych rdzeniach m.m.cz.
$B_0(t)$	– wartość chwilowa dziewiątej (piątej, trzeciej) harmonicznej indukcji w m.9.cz. (m.5.cz., m.3.cz.)
$\dot{B}_1, \dot{B}_{VII}$	– pochodne pierwszych harmonicznych indukcji odpowiednio I i VII rdzenia
$\sum B$	– suma wartości chwilowych indukcji magnetycznych wszystkich rdzeni m.m.cz.
$\sum \dot{B}, \sum \ddot{B}$	– suma odpowiednio pierwszych i drugich pochodnych indukcji magnetycznych wszystkich rdzeni m.m.cz.
C_0	– pojemność odbiornika (rozdz. 4)
C_1, C_2	– współczynniki aproksymacji krzywej magnesowania funkcją sinusa hiperbolicznego (rozdz. 4)
C_m	– pasożytnicza pojemność elektryczna międzyprzewodowa cewki dławika
C_w	– pasożytnicza pojemność międzywarstwowa cewki dławika
	– znak zgodności europejskiej <i>Communaute Europeen</i>
CENELEC	– Europejski Komitet Normalizacji Elektrotechnicznej (<i>European Committee for Electrotechnical Standardization</i>)
CISPR	– Międzynarodowy Specjalny Komitet ds. Zakłóceń Radiowych (<i>Comitet International Special de Perturbations Radioelectrique</i>)
$\mathbf{E}$	– wektor natężenia pola elektrycznego

E	– wartość skuteczna pierwszej harmonicznej fazowego napięcia zasilającego m.m.cz.
E_0	– wartość skuteczna m-tej harmonicznej napięcia wyjściowego na jednym z transformatorów magnetycznego m-krotnika częstotliwości
E_m	– amplituda siły elektromotorycznej
EMC	– kompatybilność elektromagnetyczna (<i>electromagnetic compatibility</i>)
G_0	– konduktancja odbiornika (rozdz. 4)
GTEM	– ekranowana komora typu GTEM (<i>Gigahertz Transverse Electromagnetic</i> – asymetryczna szerokopasmowa komora TEM)
H	– wektor natężenia pola magnetycznego
H_C	– natężenie koercji (koercja)
IEC	– <i>International Electrotechnical Commission</i>
JCC	– Połączony Komitet Koordynacyjny do spraw Odbioru Radiowego (<i>Joint Coordination Committee on Radio Reception</i>)
L	– indukcyjność
L_0	– indukcyjność odbiornika (rozdz. 4)
L_d	– indukcyjność uzwojenia magnesującego dławika (rozdz. 3)
LISN	– sieć sztuczna (<i>Line Impedance Stabilization Network</i>)
M	– wektor indukowanego momentu magnetycznego (namagnesowania, magnetyzacji)
M_s	– magnetyzacja nasycenia
N	– liczba zwojów
N_1, N_2, N_3	– liczba zwojów w uzwojeniach pierwotnych m.m.cz.
N_w	– liczba zwojów uzwojenia wtórnego pojedynczego transformatora m.m.cz.
N_x	– liczba zwojów uzwojenia dławika (rozdz. 4)
OATS	– otwarty poligon pomiarowy (<i>Open Area Test Site</i>)
P	– płaszczyzna Preisacha
R_k	– rezystancja uzwojenia magnesującego dławika (rozdz. 3)
R_μ	– reluktancja
S	– pole powierzchni przekroju poprzecznego rdzenia (transformatora mnożnika – rozdz. 4)

S_x	– pole powierzchni przekroju poprzecznego rdzenia dławika (rozdz. 4)
SSN	– algorytm sztucznych sieci neuronowych
T	– temperatura
T_C	– temperatura Curie
TEM	– ekranowana komora typu TEM (<i>Transverse Electromagnetic</i> – komora z poprzecznym polem elektromagnetycznym)
U_1	– wartość skuteczna napięcia pierwotnego mnożnika częstotliwości
U_3	– wartość skuteczna napięcia wyjściowego potrajacza
U_9	– wartość skuteczna napięcia wyjściowego dziewięciokrotnika
U'_{Odb}	– napięcie zaburzeń na odbiorniku w układzie bez dławika
U''_{Odb}	– napięcie zaburzeń na odbiorniku w układzie z dławikiem
Z_D	– impedancja dławika
$\underline{Z}_D$	– zespolona impedancja dławika
Z_{Odb}	– impedancja odbiornika
Z_z	– impedancja obwodu od strony źródła zaburzeń (sieci energetycznej, zasilacza)
a	– współczynnik aproksymacji liniowej $\hat{B}_3 = a\hat{B}_1$ (rozdz. 4)
a	– tłumienność wtrąceniowa (rozdz. 5)
b	– wartość chwilowa indukcji magnetycznej (rozdz. 3)
d	– grubość blachy lub taśmy
$e(t)$	– wartość chwilowa siły elektromotorycznej
e	– wartość chwilowa siły elektromotorycznej
$\sqrt{2}e_0$	– wartość chwilowa dziewiątej (piątej, trzeciej) harmonicznej napięcia wyjściowego na jednym z transformatorów m.9.cz. (m.5.cz., m.3.cz.)
$\sqrt{2}\dot{e}_0, \sqrt{2}\ddot{e}_0$	– odpowiednio pierwsza i druga pochodna dziewiątej (piątej, trzeciej) harmonicznej napięcia wyjściowego na jednym z transformatorów m.9.cz. (m.5.cz., m.3.cz.)
f	– częstotliwość
g	– współczynnik aproksymacji nieliniowej konduktancji odwzorowującej straty rdzeniowe transformatora m.m.cz.
h	– wartość chwilowa natężenia pola magnetycznego (rozdz. 3)
$i(t)$	– wartość chwilowa natężenia prądu

i_a, i_b, i_c	– wartości chwilowe prądów zasilających m.m.cz.
i_0	– wartość chwilowa prądu w obwodzie wtórnym m.m.cz.
$i_{C_0}, i_{G_0}, i_{L_0}, i_0, i_x$	– wartości chwilowe prądów odbiornika (rozdz. 4)
l	– średnia długość obwodu magnetycznego każdego z transformatorów m.m.cz.
l_x	– średnia długość obwodu magnetycznego dławika (rozdz. 4)
$\mathbf{m}_v$	– wektor momentu magnetycznego w jednostce objętości
m.m.cz.	– magnetyczny mnożnik częstotliwości
m.3.cz.	– magnetyczny potrajacz częstotliwości
m.5.cz.	– magnetyczny pięciokrotnik częstotliwości
m.9.cz.	– magnetyczny dziewięciokrotnik częstotliwości
p	– stratność
p_a	– stratność anomalna (dodatkowa)
p_h	– stratność histerezowa
p_w	– stratność wiropądowa
t	– czas
$u(t)$	– wartość chwilowa napięcia
w_a	– współczynnik strat anomalnych

PRZEDMOWA

Tematyka monografii obejmuje bardzo aktualne i dynamicznie rozwijające się w dziedzinie nauk technicznych i dyscyplinie elektrotechniki zagadnienia dotyczące materiałów magnetycznych oraz ich modelowania i zastosowań w elementach tworzących obwody magnetyczne. Zajmują one niezwykle ważną pozycję w wielu dziedzinach życia, decydujących o istnieniu współczesnej cywilizacji i jej dalszym rozwoju. Świadczy o tym chociażby ich sprzedaż na świecie porównywalna z zapotrzebowaniem na materiały i przyrządy półprzewodnikowe, które jak słusznie się uważa, zrewolucjonizowały postęp techniczny. Elementy magnetyczne stanowią ważny obszar energoelektroniki, czego dowodzą liczne publikacje i konferencje naukowo-techniczne. Obserwuje się dynamiczny ilościowy wzrost referatów z sukcesywnie rosnącej liczby ośrodków naukowo-badawczych zajmujących się tą tematyką. Trudno byłoby wskazać obszar ludzkiej aktywności technicznej, w której materiały magnetyczne nie znalazły zastosowania. Z badawczego punktu widzenia posiadają one właściwości nieliniowe – w związku z czym, mimo możliwości użycia wspomaganego komputerowo projektowania i optymalizacji konstrukcji urządzeń elektrycznych modelowanie tych materiałów jest trudne i pracochłonne.

Ze względów natury poznawczej, jak również potencjału możliwości praktycznego zastosowania układów zawierających elementy magnetyczne, istnieje ciągła potrzeba aktualizowania i doskonalenia metodyki ich analizy, co było również wyzwaniem i celem autora niniejszej monografii.

W czterech głównych rozdziałach książki zawarto wybrane zagadnienia dotyczące teorii, obliczania oraz konstrukcji i modelowania obwodów magnetycznych, z uwzględnieniem przede wszystkim metod obwodowych. Po zamieszczonym wykazie ważniejszych skrótów i oznaczeń stosowanych w monografii, krótkim wstępie i wprowadzeniu w tematykę, w rozdziale drugim przedstawiono podstawowe właściwości i parametry materiałów rdzeniowych oraz ich klasyfikację i tendencje rozwoju współczesnych materiałów magnetycznie miękkich. Kolejna część pracy dotyczy różnych modeli struktur magnetycznych odwzorowujących pętlę histerezy magnetycznej. W sposób szczególny uwzględniono symulację obwodu magnetycznego z użyciem modelu Preisacha i zaimplementowanych algorytmów sztucznych sieci neuronowych. Oryginalny fragment monografii stanowi też rozdział czwarty poświęcony magnetycznym przetwornikom częstotliwości z ich uogólnionym analitycznym modelem pracy oraz symulacją numeryczną. Ostatnia z głównych części książki odnosi się do kompatybilności elektromagnetycznej. Ta bardzo aktualna i rozwijająca się tematyka przedstawiona jest na przykładzie opracowanego kryterium przydatności materiałów magnetycznych na rdzenie dławików przeciwzaburzeniowych.

Scharakteryzowane tutaj skrótowo rozdziały stanowią obszerne fragmenty zmodyfikowanych, rozwiniętych i uogólnionych wcześniejszych prac powstałych przy udziale lub współudziale autora [45–54], [56], [58–59], [64], [82–83], [85–87], [89–90], [97–98], [146], [149–152], [154–162], [166], [178–184], [186], [256], [262], [269–275], [277–284], [286–312], [314–321], [323–330], [334–337]. Każdy rozdział zawiera krótko sformułowane podsumowanie i dyskusję uzyskanych wyników, a końcowe strony książki wykaz cytowanej literatury oraz skorowidz częściej występujących w niej lub charakterystycznych dla zawartych treści – terminów.

Monografia obejmuje fragment wyników wieloletnich badań prowadzonych w Instytucie Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii (IPEiE) Politechniki Lubelskiej. Znaczna ich część realizowana była we współpracy Instytutu i autora z ośrodkami naukowo-badawczymi w kraju i za granicą, między innymi podczas stażu naukowego w laboratoriach: Istituto Elettrotecnico Nazionale Galileo Ferraris w Turynie oraz Uniwersytetu Walijskiego – Wolfson Centre for Magnetism Technology w Cardiff. Niektóre z nich zostały opatentowane [91], [248], [285] i znalazły zastosowanie w praktyce przemysłowej. Działalność ta jest również wynikiem realizacji wielu prac badawczych autora, finansowanych ze środków krajowych [39], [191–194], [215–217], [276], [313], [331], [354] i europejskich [167–168], [212–214], [333], przeznaczonych na rozwój nauki. W trakcie wymienionych badań w Instytucie powstały dwie jednostki organizacyjne – Laboratorium Kompatybilności Elektromagnetycznej oraz Laboratorium Badań i Aplikacji Materiałów Magnetycznych.

W tym miejscu autor książki wyraża swoje podziękowanie, głównie Współpracownikom Instytutu, a w szczególności Zakładu Elektrotechniki Teoretycznej, którzy aktywnie uczestniczyli i przyczynili się do osiągniętych wyników badań nad prezentowanymi zagadnieniami.

Wyrazy wdzięczności kieruję również ku recenzentom książki, Panom: prof. dr. hab. inż. Stanisławowi Mitkowskiemu oraz prof. dr. hab. inż. Marianowi Soińskiemu za wnikliwe i cenne uwagi oraz sugestie przekazane w trakcie opiniowania książki.

Monografia jest przeznaczona dla inżynierów konstruktorów aparatów i urządzeń elektrycznych oraz studentów i doktorantów wyższych uczelni technicznych o profilu elektrycznym.

1. WPROWADZENIE DO TEORII I ZASTOSOWAŃ MATERIAŁÓW MAGNETYCZNYCH

Sięgając w stronę historii pierwszym poznanym materiałem magnetycznym była ruda żelaza – magnetyt o symbolu chemicznym Fe_3O_4 . Wprawdzie z zapisów greckiego filozofa Talesa wynika, że minerał ten był znany w starożytnej Europie, a jego nazwa wywodzi się od nazwy greckiej prowincji Magnezji, to jednak odkrycie magnetytu, jak również obserwacje jego wówczas dziwnych i niezrozumiałych zachowań należy przypisać Chińczykom już 4 000 lat p.n.e. O tym, że magnetyt wpływa na żelazo i udziela mu właściwości magnetycznych, wzmiankował już Sokrates. Ten najwcześniej znany materiał magnetyczny stosowano w XI w. w Chinach, a od XII w. przez żeglarzy europejskich w nawigacji do konstrukcji kompasu. Wiele stuleci później angielski fizyk i lekarz William Gilbert (1544–1603) opublikował w 1600 r. w dziele „De Magnete” [133] wyniki pierwszych gruntowniejszych badań zjawisk elektrycznych i magnetycznych. Doszedł do przekonania, że Ziemia jest olbrzymim magnesem i dopiero wówczas uświadomiono sobie działanie kompasu jako efekt oddziaływań magnetycznych. Pierwsze relacje o kompasie w literaturze europejskiej pochodzą z początku XIII w., a ich autorstwo przypisuje się Anglikowi Aleksandrowi Neckmanowi. Tak więc odkrycie zjawiska magnetyzmu można uważać za jedno z najwcześniejszych osiągnięć naukowych ludzkości.

Współczesna wiedza o magnetyzmie datuje się dopiero od początku XIX w., kiedy to dokonano znaczących odkryć w tej dziedzinie. W 1820 r. duński fizyk Hans Christian Oersted zaobserwował oddziaływanie prądu elektrycznego płynącego przez przewód, na igłę magnetyczną umieszczoną w jego pobliżu. André Marie Ampère (1775–1836), fizyk i matematyk francuski w latach 1820–1823 bazując na tym odkryciu, sformułował prawo określające siły magnetyczne między prądami elektrycznymi. Zbadał elektrodynamiczne oddziaływanie obwodów elektrycznych i doszedł do bardzo śmiałego w owych czasach wniosku, że właściwości magnetyczne rud żelaznych i stali są wynikiem prądów molekularnych wewnątrz materii. Z kolei w 1831 r. genialny fizyk i chemik angielski, samouk Michael Faraday odkrył zjawisko indukcji magnetycznej, wprowadzając jednocześnie pojęcie natężenia pola magnetycznego jako odrębnej wielkości fizycznej. Wiedziony intuicją badacza, oczekującego występowania symetrii w zjawiskach fizycznych, przewidział również istnienie efektu odwrotnego do zaobserwowanego przez Ampère'a. Zauważył mianowicie wpływ pola magnetycznego na prąd elektryczny, dzięki czemu stało się możliwe wytwarzanie energii elektrycznej za pomocą prądnic. W 1873 r. szkocki fizyk James Clark Maxwell ogłosił swój „Traktat o elektryczności i magnetyzmie”, w którym rozwinął teorię fal elektromagnetycznych, formułując zapis matematyczny zwany równaniami Maxwella opisującymi to, co było już znane od strony jako-

ściowej. Poprawność tego zapisu została potwierdzona eksperymentalnie przez fizyka niemieckiego Heinricha Hertza. W ten sposób wykryto związek między elektrycznością a magnetyzmem przez co stworzono teorię elektromagnetyzmu, dającą początek gwałtownego rozwoju nowoczesnej nauki i techniki.

Jak powszechnie wiadomo wszystkie znane pierwiastki, związki chemiczne i materiały mogą zostać sklasyfikowane na podstawie ich właściwości magnetycznych. Co więcej, każdy pierwiastek chemiczny wykazuje jeden z czterech podstawowych typów magnetyzmu: diamagnetyzm, paramagnetyzm, ferromagnetyzm lub ferrimagnetyzm. Największe znaczenie praktyczne mają ferromagnetyki. Wśród nich wyróżnia się materiały magnetycznie twarde, używane jako magnesy trwałe, miękkie oraz półtwarde – wykorzystywane w analogowych i cyfrowych magnetycznych nośnikach danych.

Wyeksploatowane w niniejszej pracy magnetyki miękkie stosuje się przede wszystkim w maszynach elektrycznych do transformacji energii elektrycznej (transformatory, przekształtniki), jej generacji (generatory, alternatory i prądnice) oraz zamiany w energię mechaniczną (silniki elektryczne). Znajdują one również szerokie zastosowanie do ekranowania magnetycznego i w różnego rodzaju czujnikach. Najczęściej są to stopy Fe i Si (stosunkowo tanie blachy lub taśmy elektrotechniczne), stopy Fe i Ni (o dużej wartości przenikalności początkowej), stopy Fe i Co (o znacznej wartości maksymalnej przenikalności magnetycznej lub indukcji nasycenia) oraz ferryty (z dużą wartością rezystywności). Wykonywane są zazwyczaj w postaci blach ale również jako cienkie warstwy, włókna, druty, taśmy, odlewy czy wypraski.

Pożądanymi cechami dobrego materiału magnetycznie miękkiego są:

- duża przenikalność magnetyczna, pozwalająca uzyskać znaczące wartości indukcji magnetycznej przy użyciu małego prądu magnesowania i związana z tym duża wartość remanencji, ułatwiająca odczytywanie stanu (kierunku polaryzacji) namagnesowania;
- odpowiednio mała wartość pola koercji gwarantująca względnie łatwe przemagnesowanie;
- jak najmniejsza stratność, umożliwiającą wysokosprawne przetwarzanie energii;
- duża wartość indukcji nasycenia, pozwalająca na uzyskanie jak największej siły mechanicznej np. w silnikach (proporcjonalnej do kwadratu indukcji);
- duża rezystywność w celu zmniejszenia strat mocy powodowanych prądami wirowymi;
- odpowiednie właściwości mechaniczne (w zależności od zastosowania);
- duża stabilność parametrów przy zmiennej temperaturze i odporność na zewnętrzne warunki np. korozję;
- łatwość kształtowania gotowych wyrobów;
- niska cena.

Jakkolwiek urządzenia stosowane w elektroenergetyce charakteryzują się relatywnie dużą sprawnością, to jednak całkowite straty energii systemu elektroenergetycznego są bardzo duże, a to prowadzi do szybkiego ubytku zasobów energii pierwotnej i wysokich kosztów energii elektrycznej. Podczas magnesowania blachy elektrotechnicznej, część energii ulega rozproszeniu w postaci ciepła. Dlatego też tak ważnym jest ciągle doskonalenie właściwości materiałów magnetycznych, a szczególnie obniżania ich stratności. Nic dziwnego, że w ciągu ostatnich kilkudziesięciu lat badania naukowe nad stałą elektrotechniczną skoncentrowały się na udoskonaleniu urządzeń o większych mocach, co stwarza potencjalnie większe korzyści ekonomiczne. Urządzenia takie jak transformatory mocy są zasilane w sposób ciągły w dzień i w nocy i bez względu na to, czy są obciążone czy nie, występujące w nich straty rdzeniowe w takim samym stopniu obciążają źródło zasilające. Magnetyczne straty mocy w miękkich materiałach magnetycznych stanowią ponad 5% wytwarzanej energii [177], [211]. Bardzo istotne są zatem badania nad otrzymywaniem i właściwościami nowych rodzajów niskostratnych magnetyków. Przykładami takich materiałów są prezentowane w pracy ferromagnetyki amorficzne uzyskiwane poprzez gwałtowne schłodzenie ciekłego stopu metalu, charakteryzujące się nieuporządkowaną strukturą atomów oraz materiały nanokrystaliczne. Ich zastosowanie szczególnie w układach o podwyższonej częstotliwości działania pozwalają na znaczne obniżenie strat energii w rdzeniu oraz zmniejszenie gabarytów transformatorów i dławików. W ostatnich latach światowa, roczna produkcja materiałów magnetycznie miękkich wynosi ponad 6 mln ton o wartości przekraczającej 50 mld Euro. Jednocześnie są one jedynie częścią systemów, których szacowana wartość jest stukrotnie wyższa [211]. Występujące w materiałach magnetycznych straty energii można zredukować poprzez ulepszenie ich podstawowych właściwości magnetycznych jak również przez poprawę ich wykorzystania w urządzeniach elektrycznych. Należy sądzić, że problematyka tych zagadnień zarówno w rozważaniach teoretycznych jak i badaniach laboratoryjnych prowadzących do wdrożeń na skalę przemysłową będzie jeszcze przez wiele lat aktualna.

Tak więc, warunkiem obniżenia strat energii w magnetowodach urządzeń elektromagnetycznych jest poznanie zjawisk zachodzących w materiałach rdzeniowych oraz umiejętność modelowania obwodów zawierających elementy magnetyczne. Ich silnie nieliniowe właściwości zdecydowanie utrudniają i komplikują możliwości określania przebiegu odpowiedzi układu na zadane wymuszenie. Z drugiej strony właśnie to modelowanie jest kluczowym procesem przy projektowaniu urządzeń z elementami magnetycznymi. Znajomość parametrów pracy urządzenia w warunkach znamionowych, zdolność symulowania zewnętrznych zaburzeń do sieci oraz określania reakcji na nie stała się jakościowym kryterium dla konstruowanego produktu. Możliwość trafnego prognozowania wartości odpowiedzi układu na czynniki wymuszające, zakłócające, czy procesy przeciążeniowe pozwala na minimalizację kosztów już na etapie fazy

projektowania. Minimalizacja błędu podnosi ocenę wiarygodności procesu i niezadko w sposób bezpośredni wpływa na obszar decyzyjny w sferach zarządzania produkcją czy eksploatacją. Przez szereg lat w zagadnieniach tych wystarczającym była znajomość i uwzględnienie charakterystyki magnesowania, albo granicznej pętli histerezy magnetycznej materiału. W dobie minimalizacji strat oraz zgodności z elektromagnetycznymi normami kompatybilnościowymi, istotnym jest precyzyjne określenie charakterystyki dynamicznej. A zatem niezmiernie ważnym staje się umiejętność konstruowania środowiska pomiarowo-symulacyjnego do badania zmian przebiegu pętli histerezy magnetycznej przy różnych charakterach wymuszenia oraz dla zadanych geometrii magnetowodów. Istnieje wiele metod analiz dynamicznych ferromagnetyków bazujących na teoriach mechaniki kwantowej i fizyki stochastycznej np. model Curie-Weissa czy model Isinga [20], [29], [36], [140], [164], [172], [189], [233], [236], [355]. Dzięki rozwojowi technik numerycznych modele te, a szczególnie najczęściej stosowane i rozwijane obecnie w obliczeniach obwodowych lub polowych modele Preisacha [4–5], [10], [16], [41], [43], [66], [77], [96], [147–148], [230], [266–268] oraz Jilesa-Athertona [7], [10], [79], [93], [96], [253], zaczęto implementować w różnych systemach symulacji komputerowych. Kluczowym zagadnieniem w analizie klasycznego modelu Preisacha jest dobór i aproksymacja analitycznej postaci nieliniowej funkcji wielu zmiennych zwanej funkcją wagi lub funkcją Preisacha. Dogodnym narzędziem do jej aproksymacji okazał się być algorytm sztucznych sieci neuronowych [27], [73], [141], [144], [197–198], [260], [351]. Ważnym fragmentem wszelkich analiz teoretycznych jest weryfikacja otrzymanych wyników poprzez stworzenie rzeczywistego obiektu badań i porównanie wartości obliczonych z pomierzonymi na modelu fizycznym i określeniem błędu modelowania. W niniejszej pracy analizowanym obiektem z elementem ferromagnetycznym był dławik z rdzeniem zwijanym. Przeprowadzone oszacowania błędu pozwalają na stwierdzenie praktycznej użyteczności zastosowanego modelu i obliczeń ale stopień skomplikowania procedury wymaga dalszych badań nad ciągłym doskonaleniem oraz upraszczaniem opisu i analizowania tych trudnych nieliniowych zagadnień.

Siłą sprawczą wszelkich badań struktur magnetycznych jest ich finalne zastosowanie w konkretnych rozwiązaniach technicznych. Przykłady aplikacyjne przedstawione w książce dotyczą magnetycznych przetworników częstotliwości oraz dławików przeciwzaburzeniowych dostosowanych do unormowań kompatybilności elektromagnetycznej.

Szybki wzrost zapotrzebowania na energię elektryczną wiążący się z racjonalnym jej wykorzystaniem powoduje coraz większe zainteresowanie źródłami podwyższonej częstotliwości. Stanowią one jedną z ważnych dziedzin energoelektroniki. Zasilanie indukcyjnych układów grzejnych oraz szybkoobrotowych zespołów napędowych wymaga zastosowania źródeł energii elektrycznej o częstotliwościach od sieciowej (50 Hz) do kilkunastu megaherców i mocach od

10 W do 1 MW [235]. W ostatnich dekadach na przełomie XX i XXI w. opracowano i wprowadzono na rynek tranzystory mocy IGBT, MOSFET i SIT. Ich wysokie parametry napięciowo-prądowe oraz dynamiczne spowodowały przełom w technice przekształtnikowej wyższych częstotliwości. Istniejąca więc do niedawna luka w zakresie generacji napięć w przedziale częstotliwości kilkadziesiąt kiloherców oraz mocy kilkudziesiąt i więcej kilowatów [8], [23], [113], [115–117] została w pewnym sensie wypełniona. Nie jest to jednak powód do rezygnacji z poszukiwań innych, alternatywnych rozwiązań. Jednym z nich jest zaproponowany tutaj, hybrydowy układ przetwarzania częstotliwości, utworzony przez kaskadowe połączenie jego dwóch podstawowych stopni. Pierwszy, stanowi półprzewodnikowa przetwornica częstotliwości, a drugi, magnetyczny mnożnik częstotliwości (m.m.cz.). Ideę układu przedstawiono po raz pierwszy w Japonii w 1983 r. [17], [249]. Półprzewodnikowy falownik z wyjściem trójfazowym przetwarza częstotliwość sieciową napięcia wejściowego do wartości od kilku do 10 kHz. Następnie napięciem tym zasilany jest m.m.cz., który raz jeszcze zwielokrotnia częstotliwość od 3 do 9 razy w zależności od rodzaju użytego przetwornika magnetycznego. Wybór tego ostatniego determinuje zazwyczaj jednofazowy charakter odbiornika, a w przypadku potrajacza częstotliwości również możliwość zasilania odbiornika trójfazowego.

Proponowany układ, poprzez zastosowanie m.m.cz., eliminuje konieczność stosowania specjalnego transformatora dopasowującego do impedancji wzbudników indukcyjnych [13–15], które stanowią największy zespół odbiorników energii elektrycznej o podwyższonej częstotliwości i służą do nagrzewania metali przy hartowaniu, lutowaniu, topieniu czy innej obróbce plastycznej. Ze względów merytorycznych autor książki skoncentrował się i przedstawił w niej swoje analizy dotyczące jedynie drugiego tj. magnetycznego przekształtnika częstotliwości.

Przy jego konstruowaniu i podczas eksploatacji ujawniły się nowe problemy, które nie występowały w rozwiązaniach konwencjonalnych. Zachodzi mianowicie konieczność wyboru i zastosowania odpowiedniego materiału na rdzeń przetwornika przystosowanego do pracy w reżimie podwyższonej częstotliwości. Do niedawna, nie było to możliwe. Dynamiczny rozwój technologii materiałów magnetycznych znowu uplasował magnetyczne mnożniki w klasie nowoczesnych przekształtników. Dzięki temu i z racji ich licznych zalet jak: prostota budowy, pewność ruchu, symetryzacja obciążeń jednofazowych oraz relatywnie niskie koszty inwestycyjne i eksploatacyjne, obserwuje się ich przewagę nad innymi układami w wielu zastosowaniach.

Poruszane w niniejszej pracy problemy są aktualne nie tylko obecnie, ale nabierają szczególnego znaczenia w przyszłości. Rywalizacja i wyścig ku lepszym parametrom między przodującymi teraz materiałami półprzewodnikowymi a magnetycznymi trwa. Zdaniem autora, nawet w obliczu przegranej dla materiałów magnetycznych, warto poświęcić miejsce tej klasie przetworników, chociażby przez wzgląd, że są one klasyfikowane jako specjalne, bardziej skomplikowane

transformatory [80]. Prace naukowe w zakresie teorii transformatorów są publikowane od wielu lat, nadal znajdują i będą znajdowały uzasadnienie swej aktualności [351–352]. Tak więc w opinii autora stworzenie podstaw teoretycznych prezentowanego układu i poznawczy charakter niniejszej pracy mają swoje uzasadnienie i wychodzą naprzeciw oczekiwaniom w przyszłości aplikacjom.

Problematyką magnetycznych mnożników częstotliwości zajmują się ośrodki naukowe Japonii, Kanady, Niemiec, Stanów Zjednoczonych, krajów byłego Związku Radzieckiego. W Polsce badania w tej dziedzinie prowadzone są od wielu lat, między innymi w Politechnice Lubelskiej, gdzie stanowią trwałe, wieloletni temat prac prowadzonych w Instytucie Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii.

Treść czwartego rozdziału książki, w odróżnieniu od cytowanych wcześniej publikacji [17], [249] naukowców japońskich, jest nie tylko próbą przedstawienia koncepcji hybrydowego układu przetwarzania częstotliwości i wyników badań laboratoryjnych jego modelu fizycznego, ale również opracowania teorii tych układów, szczególnie drugiego stopnia kaskady, nie analizowanego do tej pory w warunkach pracy przy podwyższonej częstotliwości.

Dotychczasowe publikacje koncentrowały się przede wszystkim na opisie badań doświadczalnych oraz w mniejszym stopniu wycinkowych rozważań teoretycznych w odniesieniu do konkretnych mnożników, tj. potrajaczy [11–12], [57], [60], [69–70], [82–83], [92], [185], [202–203], [227], [232], [246–247], [261], [287], [289], [338] rzadziej pięciokrotników [65], [84] czy dziewięciokrotników [87], [89–90], [324], [326] częstotliwości. Istniała luka w opracowaniu spójnej teorii tych urządzeń.

Uogólniony model matematyczny skonstruowany i rozwiązany przez autora książki stanowi kompleksowe, analityczne ujęcie zagadnienia w szerokim zakresie niespotykanym zarówno w krajowej jak i światowej literaturze przedmiotu. Wyprowadzone równanie napięciowe charakteryzuje się uniwersalnością zastosowania. Odnosi się bowiem do potrajaczy, pięciokrotników i dziewięciokrotników częstotliwości, a zatem do całej klasy reprezentatywnych przedstawicieli tych przetworników. Wystarczy określić wartości zdefiniowanych współczynników równania, aby uwzględnić konkretne urządzenie z jego parametrami konstrukcyjnymi, materiałowymi i geometrycznymi. Stworzony model matematyczny pozwala na symulację różnych rodzajów obciążenia, w tym także odbornika nieliniowego oraz ciekawego przypadku obciążenia pojemnościowego z możliwością określenia niestabilnych obszarów pracy. Uwzględnia różne amplitudy i częstotliwości sinusoidalnego napięcia zasilającego mnożnik a także straty w jego rdzeniu. Założenia upraszczające stosowane w tej pracy są mniej rygorystyczne niż w cytowanych wyżej publikacjach, natomiast sam model uwzględnia więcej parametrów analizowanych mnożników oraz bardziej naturalne i skomplikowane warunki ich pracy. Proces konstruowania modelu matematycznego dla tak bardzo nieliniowych, pracujących przy indukcji nasycenia, rdzeniach i rozbudowanych układów jest bardzo czasochłonny.

Rozwój metod numerycznych i zdolności obliczeniowych komputerów sprawił, iż zastosowano również symulację numeryczną pracy układu z uwzględnieniem niesinusoidalnego kształtu napięcia generowanego przez falownik i zasilającego mnożnik magnetyczny. Zaletą metod symulacyjnych w stosunku do analitycznych jest dalsze ograniczenie liczby założeń upraszczających.

Wraz z rozwojem cywilizacji wzrasta liczba urządzeń i systemów emitujących energię elektryczną oraz liczba obiektów podatnych jej oddziaływaniom. Zadania stawiane systemom elektrycznym służącym do generowania, przesyłania, magazynowania i przetwarzania energii elektrycznej oraz informacji, stają się coraz bardziej złożone. W efekcie, współczesne społeczeństwa uzależniły się w takim stopniu od funkcjonowania tych obiektów, że warunkują one nie tylko ich rozwój, ale również bezpieczeństwo i egzystencję. Sytuacja ta, z jednej strony dowodzi rozwoju gospodarczego i podniesienia standardu życia, z drugiej strony uzmysławia, że ciągły przyrost liczby urządzeń generujących pola elektromagnetyczne wprowadza destrukcyjne oddziaływania elektromagnetyczne [1], [9], [25], [31], [34], [125], [128], [142], [174], [225], [343–344].

Szybkiej rozbudowie obiektów infrastruktury energetycznej, telekomunikacyjnej, radiowo-telewizyjnej i komputerowej wiążących się ze wzrostem tzw. oddziaływań niebezpiecznych i zakłócających, towarzyszy ciągły rozwój badań, mających na celu wyznaczenie czynników, decydujących o niekorzystnym oddziaływaniu na otoczenie oraz opracowań urządzeń ochronnych przed ich szkodliwymi oddziaływaniami.

Poprawne działanie obiektów elektrycznych, a w szczególności elektronicznych, zależy w dużym stopniu od ich odporności na zaburzenia elektromagnetyczne. Powoduje to wzrastające zainteresowanie problematyką harmonijnej pracy urządzeń i systemów. Wzrost liczby i formy zagrożeń elektromagnetycznych oraz zwiększenie wymagań odnośnie do jakości, energooszczędności i niezawodności eksploatacyjnej urządzeń elektrycznych stały się podstawą do powstania dziedziny techniki nazwanej kompatybilnością elektromagnetyczną (EMC) [25], [125], [134], [142], [340–344].

W ostatnich latach wymagania kompatybilności elektromagnetycznej stały się wyznacznikiem jakości produktów wszystkich gałęzi przemysłu związanych z szeroko pojętą elektrotechniką. Na konkurencyjność wyrobów wpływa, zatem już nie tylko sam poziom techniki, lecz również stopień spełnienia wymogów EMC. Fakt ten został doceniony przez Komisję Europejską, która w 1989 r. uchwaliła pierwszą dyrektywę dotyczącą kompatybilności, a w 2004 r. kolejną. Dyrektywa EMC obowiązuje w krajach Unii Europejskiej [25], [38], [63], [125], [142], a przestrzeganie jej zaleceń jest bezwzględnie obowiązkowe. Oznacza to m.in., że produkt nieposiadający znaku CE potwierdzającego również spełnienie wymogów EMC, nie może być wprowadzony na rynek w krajach Unii.

Od momentu, akcesji Polski do Wspólnoty Europejskiej, polski rynek stał się automatycznie integralną częścią rynku europejskiego, a zatem wszystkie urządzenia wprowadzane do obrotu handlowego w kraju, również muszą posiadać znak CE [63], [125], [142], [174], [225], [259], [343]. To stwierdzenie właściwie nie wymaga komentarzy, przedstawia natomiast rolę i znaczenie kompatybilności elektromagnetycznej, jako jednego z najważniejszych elementów niezbędnego dostosowania się naszego przemysłu elektronicznego, teleinformatycznego i energetycznego do wymagań ogólnoeuropejskich.

Konsekwencją powyższych faktów jest również włączenie się polskich uczelni technicznych w problematykę ochrony środowiska [129], odzwierciedlone przez realizację prac badawczych i prowadzenie zajęć dydaktycznych z tej tematyki. Dla Wydziału Elektrotechniki i Informatyki Politechniki Lubelskiej zaangażowanie to pozwoliło na uruchomienie nowej specjalizacji kształcenia na studiach inżynierskich [88], [313].

Doświadczenia autora oraz współpracowników Instytutu w zakresie kompatybilności elektromagnetycznej urządzeń elektrycznych, zdobywane w trakcie kilkunastoletnich prób przeprowadzanych na obiektach rzeczywistych oraz w symulacjach, doprowadziły do powstania Laboratorium Kompatybilności Elektromagnetycznej gdzie zbudowano i przebadano między innymi opisany w pracy dławik przeciwwzburzeniowy.

Charakterystyki czasowe i rozkłady energii zaburzeń elektromagnetycznych są zależne od struktury fizycznej i parametrów obiektu w zakresie małych, średnich i wielkich częstotliwości [31], [340]. Generowane zakłócenia mogą migrować w otaczającym środowisku elektromagnetycznym wskutek promieniowania elektromagnetycznego, poprzez przewodzenie oraz sprzężenia indukcyjne i pojemnościowe. Pokonywanie problemów związanych z zapewnieniem kompatybilności elektromagnetycznej można rozwiązać, stosując odpowiednie środki. W zakresie ochrony przed emisją pól elektromagnetycznych, elektrycznych i magnetycznych dominującą rolę pełnią ekrany, natomiast przed zaburzeniami przewodzonymi – układy filtrujące. Skuteczność działania filtrów i ekranów zależy m.in. od własności częstotliwościowych montowanych elementów, ich konfiguracji i jakości połączeń [25], [31], [125], [128], [154], [158], [162], [223–224], [307–309], [311], [340–345].

Obecny rynek oferuje wiele urządzeń ograniczających przewozone zaburzenia elektromagnetyczne. Poczynając od filtrów złożonych z elementów biernych – typu pojedyncza indukcyjność, pojedyncza pojemność, filtrów bezstratnych (filtry LC) i stratnych, aż po filtry aktywne [31], [101–112], [125]. Ich bardzo rozległe zastosowania niekiedy nie wnoszą dużej skuteczności tłumienia niepożądanych sygnałów, a często ze względów ekonomicznych i dużej złożoności nie są w ogóle uwzględniane w projektowaniu oraz konstruowaniu urządzeń i systemów elektrycznych.

Ponadto istniejące rozwiązania nie zawsze spełniają w zadowalającym stopniu zwiększone wymagania odnoszące się do parametrów filtrów w określonym paśmie częstotliwości i mocy. Fakt ten potęguje postępująca miniaturyzacja układów i urządzeń elektronicznych oraz wymagania zapewnienia dużych sprawności filtrów. W takich właśnie przypadkach nieodzownym staje się projektowanie układu filtrującego o parametrach odpowiednich do danego zastosowania.

Wybór właściwej konfiguracji układu filtrującego, który minimalizuje do wymaganego poziomu oddziaływania zaburzeń elektromagnetycznych jest kluczowym działaniem zapewniającym odpowiedni poziom kompatybilności elektromagnetycznej obiektu. Wybierając układ filtrujący, należy się kierować wieloma uwarunkowaniami technicznymi, a niekiedy i ekonomicznymi [25], [125]. Ponieważ w procesie eliminacji sygnałów niepożądanych, a właściwie w procesie obniżania ich poziomu, jedną z kluczowych ról odgrywają elementy indukcyjne, ważne jest określenie ich parametrów wpływających na skuteczność ograniczania zaburzeń.

Klasyczne rozwiązania dławików przeciwzaburzeniowych bazują głównie na ferrytowych materiałach rdzeniowych modelowanych szeregowym połączeniem elementów RL [25], [31], [102–109], [111–112], [173], [223], [226]. Taka reprezentacja umożliwia projektowanie prostych aplikacji, np. koralika ferrytowego, przy czym dla częstotliwości powyżej kilkudziesięciu megaherców widoczne są znaczne różnice pomiędzy rzeczywistymi i wyznaczonymi analitycznie wartościami tłumienia. Pojawienie się nowoczesnych materiałów rdzeniowych [106], [110], [112] wprowadziło nowe wyzwania. Tak więc, należało wykazać skuteczność dotychczasowego modelu RL dla materiału innego niż ferryt. Ponadto należało zbadać realne wartości uzyskiwanych skuteczności tłumienia zaburzeń przez dławiki, zawierające rdzenie wykonane z nowoczesnych materiałów magnetycznych.

Sytuacja ta stała się inspiracją do zaproponowania własnego modelu dławika przeciwzaburzeniowego, przeprowadzenia weryfikacji pomiarowej dla różnych materiałów rdzeniowych oraz opracowania kryterium ich doboru w tym zastosowaniu.

2. NOWOCZESNE MATERIAŁY MAGNETYCZNIE MIĘKKIE

2.1. Podstawowe właściwości i parametry materiałów rdzeniowych oraz ich klasyfikacja

Charakterystyka określonego materiału ferromagnetycznego stanowi wielowymiarowy obiekt analizy, który zależy od wielu zmiennych wejściowych, jak również zakłócających.

Budowa atomu, jego położenie przestrzenne w stosunku do innych atomów, w szczególności struktura sieci krystalograficznej, znacząco wpływają na wartość parametrów charakteryzujących właściwości magnetyczne. Wzajemne oddziaływanie naładowanych cząstek można rozpatrywać jako wypadkowy efekt spinowego i orbitalnego momentu magnetycznego w przestrzeni zewnętrznego pola magnetycznego $\mathbf{H}$ oraz wektora indukowanego momentu magnetycznego – zwanego też wektorem namagnesowania lub magnetyzacji $\mathbf{M}$ (2.1) [221]

$$\mathbf{M} = \mu_0 \cdot \chi \cdot \mathbf{H} \quad (2.1)$$

gdzie:

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m – przenikalność magnetyczna próżni;

χ – podatność magnetyczna o wadze współczynnika proporcjonalności.

W literaturze technicznej częściej niż podatność magnetyczną stosuje się pojęcie względnej przenikalności magnetycznej związanej zależnością (2.2)

$$\mu_w = \chi + 1 \quad (2.2)$$

Popularną i bardzo charakterystyczną wielkością pola magnetycznego jest indukcja magnetyczna $\mathbf{B}$, wyrażona zależnością (2.3)

$$\mathbf{B} = \mu \cdot \mathbf{H} \quad (2.3)$$

gdzie:

μ – przenikalność bezwzględna materiału;

$$\mu_w = \mu / \mu_0 \quad (2.4)$$

Stosuje się również pojęcie względnej przenikalności początkowej μ_i zdefiniowanej zależnością (2.5)

$$\mu_i = \frac{1}{\mu_0} \lim_{H \rightarrow 0} \frac{B}{H} \quad (2.5)$$

Relację między wektorami indukcji magnetycznej $\mathbf{B}$, która jest wielkością mierzoną w trakcie badania materiału, a namagnesowaniem $\mathbf{M}$ będącym cechą wewnętrzną samego materiału wyraża zależność (2.6)

$$\mathbf{M} = \mathbf{B} - \mu_0 \mathbf{H} = \mu_0 (\mu_w - 1) \mathbf{H} \quad (2.6)$$

Namagnesowanie zatem, jest liczbową wartością indukcji pomniejszoną o indukcję w otaczającej przestrzeni.

Zarówno wartość przenikalności względnej jak i podatności magnetycznej świadczą o zdolności danego ośrodka do gromadzenia pola magnetycznego. Są to zatem wielkości fizyczne o dużym znaczeniu praktycznym, które stanowią kryterium podziału ciał na diamagnetyczne, paramagnetyczne i ferromagnetyczne. Do materiałów diamagnetycznych zalicza się bizmut, rtęć, ołów, miedź, złoto, srebro a także wodę charakteryzujące się ujemną wartością podatności z przedziału $-(10^{-3} \div 10^{-6})$ lub wartością względną przenikalności magnetycznej $\mu_w < 1$. Diamagnetyki osłabiają więc pole magnetyczne, ale jest to efekt indukowany tzn. powstający w następstwie umieszczenia tego typu materiału w zewnętrznym polu magnetycznym. Orientacja momentów magnetycznych jego atomów jest przeciwna do zwrotu zewnętrznego pola magnetycznego. Podatność magnetyczna większości diamagnetyków, jak np. gazów szlachetnych, licznych związków organicznych, niektórych metali (złoto, srebro, cynk, miedź, rtęć) i półprzewodników, nie zależy od temperatury. W przypadku paramagnetyków, którymi są m.in. aluminium, magnez, platyna, pallad, sód, cez, potas, powietrze następuje niewielkie uporządkowanie momentów magnetycznych. W zewnętrznym polu magnetycznym, atomy ustawiają się tak, że ich pole własne opisywane wektorem namagnesowania dodaje się do indukcji magnetycznej wymuszonej z zewnątrz. Ich podatność magnetyczna jest z tego samego przedziału licbowego co dla diamagnetyków, ale o wartościach dodatnich i dla większości z nich odwrotnie proporcjonalna do temperatury, zaś przenikalność $\mu_w > 1$. Graniczna wartość $\mu_w = 1$ charakteryzuje dokładnie właściwości magnetyczne próżni fizycznej. I wreszcie ferromagnetyki, których nazwa wywodzi się od głównego ich składnika jakim jest żelazo (ferrum) o niezwykle dużych wartościach podatności rzędu $10^3 \div 10^6$, a nawet większych. Najczęściej spotykanymi przedstawicielami ciał ferromagnetycznych są oprócz wspomnianego żelaza, nikiel i kobalt oraz ich stopy. Pierwiastki te dzięki uporządkowanej strukturze elementarnych momentów magnetycznych wykazują szczególne właściwości magnetyczne i posiadają ogromny zakres zastosowań praktycznych. Istnieje też klasa ceramicznych materiałów magnetycznych tzw. ferrimagnetyków, posiadających spontaniczne antyrównoległe uporządkowanie nie kompensujących się wzajemnie do zera elementarnych momentów magnetycznych zwanych ferrytami. Powyżej tzw. temperatury Néela zdolność ta zanika.

Makroskopowe właściwości ferromagnetyków można wyspecyfikować przypisując im [221]:

- wspomnianą już dużą wartość względną przenikalności magnetycznej;
- nieliniową zależność indukcji magnetycznej lub namagnesowania od natężenia pola magnetycznego;
- niejednoznaczność zależności $B(H)$, opisywaną tzw. pętlą histerezy o nieskończenie wielu kształtach (Rys. 2.3 oraz rozdz. 3.2);

- istnienie możliwości trwałego namagnesowania;
- występowanie magnetostrykcji oraz anizotropii;
- utratę właściwości ferromagnetycznych powyżej tzw. temperatury Curie.

Teorie objaśniające te właściwości są osobną dziedziną wiedzy fizycznej, metalurgicznej i technologicznej, gdyż na parametry konkretnych materiałów ferromagnetycznych składa się wiele czynników, zależnych między innymi od składu chemicznego, sposobu wytwarzania i obróbki oraz od zewnętrznych warunków fizycznych – w szczególności od temperatury. Zgodnie z teorią Weissa o podstawowych właściwościach tych materiałów decyduje istnienie obszarów, w których momenty magnetyczne atomów są do siebie równoległe i skierowane wzdłuż jednego z sześciu kierunków najłatwiejszego magnesowania. Obszary te, zwane domenami, nawet przy braku zewnętrznego pola są maksymalnie namagnesowane, jednakże ich nieuporządkowanie powoduje, że wypadkowe pole magnetyczne jest równe zero. Dopiero w zewnętrznym polu magnetycznym wektory namagnesowania poszczególnych domen ustawiają się w kierunku zbliżonym do kierunku tego pola. Zwiększanie wartości jego natężenia można prześledzić analizując bardzo nieliniową tzw. charakterystykę magnesowania (rozdz. 3.1).

Ferromagnetyki poddane działaniu zewnętrznego pola magnetycznego ulegają deformacji na skutek wewnętrznych naprężeń w strukturze kryształu lub domenach magnetycznych. Zjawisko to zwane magnetostrykcją zostało po raz pierwszy zaobserwowane przez Joule'a w 1842 r. Jest ono odwracalne tzn. wywieranie naprężeń ściskających lub rozciągających na kryształ powoduje jego namagnesowanie. Zależność matematyczną między względną zmianą rozmiarów liniowych ciała a indukcją pola magnetycznego opisuje wzór (2.7), w którym k_1 oznacza współczynnik proporcjonalności magnetostrykcji liniowej

$$\lambda = \frac{\Delta l}{l} = k_1 B^2 \quad (2.7)$$

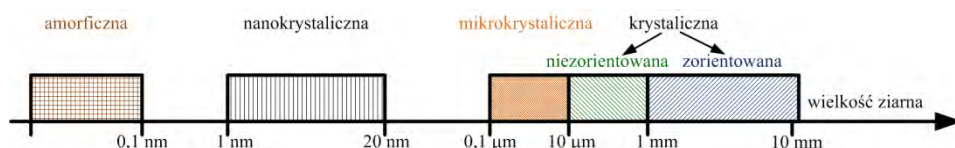
Współczynnik magnetostrykcji λ podawany jest zazwyczaj dla stanu nasycenia magnetycznego, może być dodatni (magnetostrykcja dodatnia) lub ujemny (magnetostrykcja ujemna) i zawiera się w granicach $10^{-5} \div 10^{-6}$. Ta niewielka wartość jest wystarczająca jednak aby ją mierzyć i stosować w praktyce inżynierskiej np. w generatorach ultradźwięków, czujnikach ciśnienia, naprężeń mechanicznych lub do pomiaru drogi. Po raz pierwszy wykorzystana została w czasie II wojny światowej do echolokacji. Od 1980 r. materiały magnetostrykcyjne są w powszechnym użyciu.

Ważnym parametrem określającym właściwości magnetyczne ciał jest temperatura Curie T_C po przekroczeniu której, ferromagnetyki na skutek zmiany fazy ciała stałego gwałtownie tracą swoje właściwości magnetyczne i stają się paramagnetykami. Powyżej temperatury Curie drgania cieplne sieci krystalicznej niszczą ustawienia dipoli magnetycznych, ponieważ one również podlegają tym

drzgam. Podobne zjawisko zachodzi w ferrytach czyli materiałach ferrimagnetycznych powyżej tzw. temperatury Néela.

Właściwości magnetyczne pojedynczego monokryształu żelaza, głównego ferromagnetyka zależą od kierunku magnesowania. Tak, więc środowisko jest typowo anizotropowe. Spośród różnych możliwych kierunków do zdefiniowania anizotropii wybiera się trzy [221], [240] z których pierwszy odpowiada najkorzystniejszemu przebiegowi procesu magnesowania, czyli charakteryzuje się największą wartością przenikalności magnetycznej i najmniejszą powierzchnią pętli histerezy. Ta ostatnia właściwość oznacza minimum energii potrzebnej do namagnesowania. Drugi kierunek odpowiada najmniej korzystnemu przebiegowi magnesowania, wybór zaś trzeciego ma mniejsze znaczenie i często wynika z określonych prawidłowości w budowie kryształu. W odniesieniu do żelaza (Rys. 3.1), najkorzystniejszy kierunek pokrywa się z krawędziami kryształu (wg wskaźników Millera [001]), a najmniej korzystny odpowiada kierunkowi poprowadzonemu przez płaszczyznę przestrzennej przekątnej kryształu [111]. Anizotropia pojedynczych kryształów ma wpływ na właściwości magnetyczne struktur polikrystalicznych, jakimi są rzeczywiste ferromagnetyki. Z tego powodu praktycznie wszystkie materiały magnetyczne wykazują anizotropię. W wielu przypadkach stosuje się proces obróbki termomagnetycznej (wyżarzanie i poddawanie działaniu pola magnetycznego) oraz mechanicznej (walcowanie) w celu wzmocnienia efektu anizotropii, ponieważ jest to korzystne np. dla zmniejszenia strat wiropądowych w blachach transformatorowych znanych również pod nazwą taśm o ziarnie zorientowanym [113].

Tak więc, właściwości magnetyczne ferromagnetyków w dużym stopniu zależą od naprężeń wywołanych obróbką plastyczną, cieplną i magnetostrykcją oraz składu domieszek i wymiarów materiału.

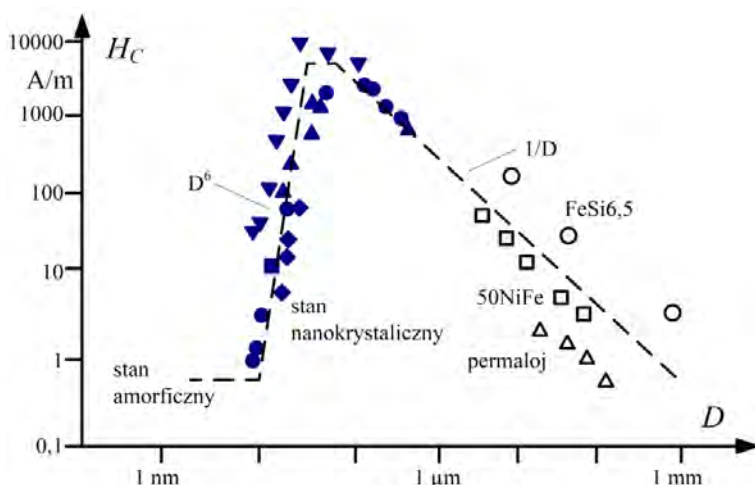


Rys. 2.1. Rozmiary uporządkowania i odpowiadające im rodzaje struktur materiałów magnetycznych [240], [241], [337]

Inżynieria materiałowa oprócz wstępnego kryterium podziału ciał stałych na bezpostaciowe (amorficzne) i krystaliczne w zależności od obszarów uporządkowania atomów tzw. ziaren, wyróżnia wśród tych ostatnich ciała o strukturze nanokrystalicznej i mikrokryształicznej (Rys. 2.1). Osiągnięcia ostatnich kilkunastu lat spowodowały dynamiczne udoskonalenie nowych technik wytwarzania i modyfikowanie tych struktur [113], [122], [176], [201], [231], [240], [243]. Grubości produkowanych taśm i blach na rdzenie magnetyczne z materia-

łów amorficznych i nanokrystalicznych zawierają się w przedziale 10÷50 µm, ze stopów Ni-Fe 50÷200 µm, zaś blachy elektrotechnicznej 200÷500 µm.

W przypadku gdy, proces krystalizacji lub rekrytalizacji powoduje jednakowe zorientowanie wszystkich ziaren mamy do czynienia z tzw. teksturą, która wykazuje oczywiście silną anizotropię. Rekrytalizacja, czyli samoistna odbudowa sieci krystalicznej zniszczonej lub uszkodzonej w wyniku obróbki plastycznej na zimno polega na wygrzaniu materiału powyżej temperatury 1 000°C [240]. Rzeczywiste kryształy metali i innych ciał o strukturze krystalicznej posiadają wiele wad w geometrii sieci przestrzennej. Defekty te mają wpływ na zmiany właściwości magnetycznych i innych, materiałów. W konwencjonalnych stopach magnetycznie miękkich, zmniejszenie średnicy ziarna prowadzi do wzrostu natężenia koercji, a tym samym do podwyższenia strat histerezowych.



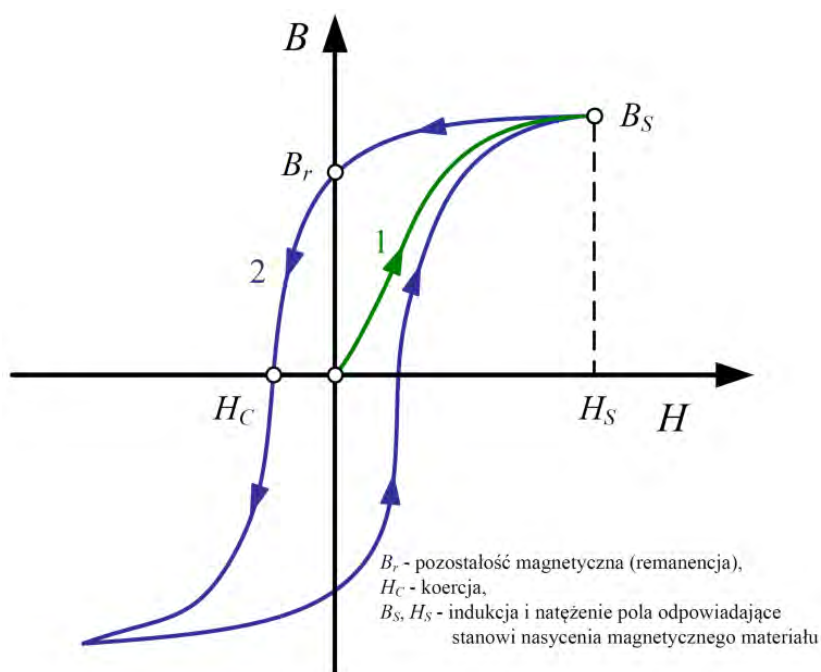
Rys. 2.2. Zależność natężenia koercji od średnicy ziarna stopów magnetycznie miękkich

Z przeglądu literatury [74], [205], [240–241] i przedstawionego na jej podstawie wykresu $H_C=f(D)$ wynika, że korelacja między rozmiarami ziarna, a natężeniem koercji zmienia swój charakter i dla rozmiaru $D < 100$ nm obowiązuje zależność analityczna $H_C=f(D^6)$, podczas gdy dla zakresu uporządkowania krystalicznego $H_C=f(D^{-1})$. Jak widać, w przedziale 10÷20 nm rozdrobnienie struktury krystalicznej powoduje wyraźny spadek wartości H_C , co czyni materiał bardzo atrakcyjnym w urządzeniach techniki impulsowej i wysokoczęstotliwościowych układach wykorzystujących dynamiczne zmiany w obwodzie elektrycznym.

Ze względu na właściwości użytkowe wprowadzono klasyfikację magnetów na materiały magnetycznie miękkie i materiały magnetycznie twarde, których namagnesowanie jest trwałe i nie wymaga w przeciwieństwie do miękkich ciągłego działania zewnętrznego pola magnesującego. Dlatego też umowna gru-

pa materiałów zwanych magnetycznie miękkimi, dla których wartość natężenia koercji H_C jest poniżej 1 000 A/m znajduje zastosowanie przede wszystkim w magnetowodach aparatów, maszyn i urządzeń, służąc do ukierunkowania i koncentracji strumienia magnetycznego.

Ferromagnetyki oraz ferrimagnetyki wykazują zjawisko histerezy, które wyraża się odwracalnymi zmianami indukcji magnetycznej w następstwie zmian natężenia zewnętrznego pola magnetycznego. Przedstawia się je w postaci wykresu – pętli histerezy. Przykład przebiegu takiej pętli, obejmujący pełny cykl przemagnesowywania materiału pokazany jest na Rys. 2.3. Samo zjawisko odkrył, opisał i nazwał w 1890 r. szkocki fizyk i inżynier James Alfred Ewing.



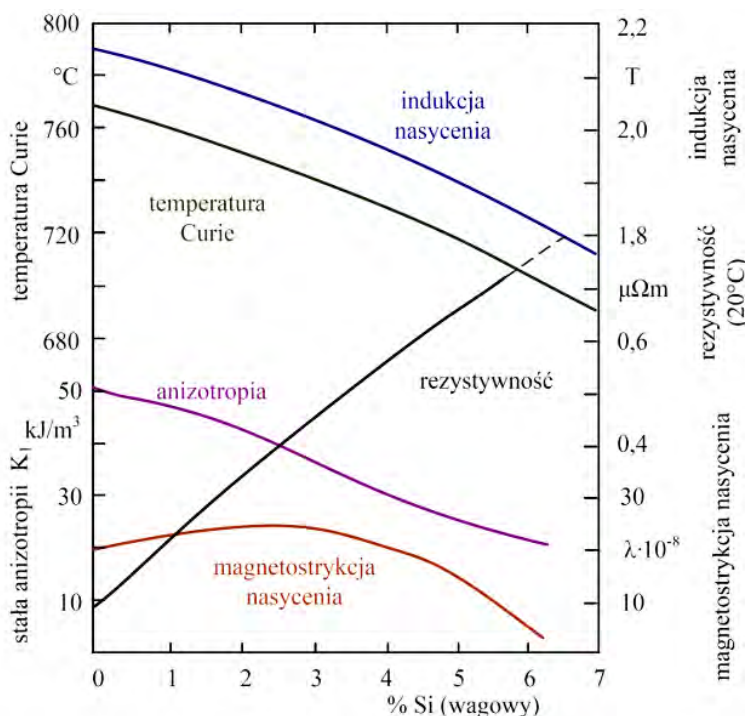
Rys. 2.3. Pętla histerezy materiału magnetycznego

W praktyce – w zależności od rodzaju materiału magnetycznego – najczęściej korzysta się tylko z jednego spośród dwóch charakterystycznych fragmentów pętli histerezy, wyznaczanych na próbkach materiału. W przypadku materiału magnetycznie miękkiego jest to fragment 1 pętli, zwany charakterystyką pierwotnego magnesowania, w przypadku materiału magnetycznie twardego – fragment 2, nazywany charakterystyką od magnesowania (Rys. 2.3). Pętla histerezy materiału magnetycznie miękkiego z uwagi na niewielkie wartości koercji H_C jest bardzo wąska w porównaniu z pętlą materiału magnetycznie twardego.

Wśród wspomnianych już taśm i blach elektrotechnicznych wyróżnia się taśmy niskokrzemowe i wysokokrzemowe, przyjmując jako kryterium graniczne między nimi zawartość krzemu 1,5% [240]. Z opracowań literaturowych [187], [240] wynika, że nie należy spodziewać się nowych jakościowo cienkich taśm polikrystalicznych, tj. o grubościach 0,05 lub 0,10 mm. Ograniczenie zainteresowania cienkimi blachami elektrotechnicznymi wynika w głównej mierze z rozwoju nowych materiałów o strukturze mikrokrystalicznej, amorficznej i nanokrystalicznej. Równocześnie, opracowywane są jednak nowe technologie mające na celu poprawę właściwości klasycznych miękkich materiałów magnetycznych, czyli blach elektrotechnicznych. Rezultatem tych badań są materiały o wysokiej zawartości krzemu – blachy elektrotechniczne 6,5% Si-Fe.

Na podstawie analizy przedstawionej na Rys. 2.4 [187], [240] zależności, za wyróżniające należy uznać dwie zawartości krzemu w stopie:

- 3% Si, dla której następuje dość korzystny kompromis pomiędzy ograniczeniem indukcji nasycenia oraz wzrostem rezystywności, (co oznacza zmniejszenie strat na przemagnesowanie ferromagnetyka);
- 6,5% Si, dla której to wartości zaletą jest dalszy wzrost rezystywności oraz niemal zerowa magnetostrykcja (materiał pożądany w zastosowaniach przy podwyższonych częstotliwościach).



Rys. 2.4. Właściwości stopu żelazo-krzem w zależności od procentowej zawartości Si

Indukcja nasycenia w stopie 6,5% Si-Fe jest mniejsza nie tylko ze względu na wzrost wagowy udziału krzemu w stopie, ale także ze względu na bardziej rozdrobnioną strukturę krystaliczną, w której nie jest możliwe jednolite uporządkowanie ziaren. Do klasycznych taśm zorientowanych (anizotropowych) zalicza się natomiast stopy ok. 3,2% Si-Fe o rozmiarach ziaren od 1 do 10 mm i więcej, dla których możliwe jest uzyskanie tzw. struktury Gossa – tj. uporządkowanego ułożenia krystalitów poprzez walcowanie na zimno [240]. Blachy niezorientowane (izotropowe) o zawartości 1–2,3% Si charakteryzują się pośrednimi wielkościami ziaren. Z tego względu ich indukcje nasycenia przyjmują wartości pośrednie w stosunku do otrzymywanych dla taśm mikrokrystalicznych (1,6 T) i blach zorientowanych (ok. 2 T).

Rzeczony rozwój techniki produkcji materiałów polikrystalicznych (składających się z ziaren) Si-Fe przebiegał etapami. Za najważniejszy z nich należy uznać opóźnienie w latach 40-tych ubiegłego wieku – produkcji blach zorientowanych o strukturze Gossa. Elektrotechniczna blacha stalowa jest materiałem dominującym na rynku miękkich materiałów magnetycznych i jest wielce prawdopodobne, że tendencja taka utrzyma się w ciągu najbliższych lat [211].

Obecnie, elektrotechniczne blachy stalowe są produkowane w formie arkuszy o przytaczanej już grubości 0,2 do 0,5 mm, a nawet od 0,15 do 0,65 mm. Ze względów ekonomicznych, w tanich silnikach stosuje się niskogatunkową stal węglową. Transformatory mocy wymagają zastosowania materiałów o małej stratności, dlatego też jak już wspomniano od 1940 r. znaczący postęp był skierowany na produkcję blachy stalowej teksturowanej. Charakteryzuje się ona małą stratnością, gdy jest magnesowana w kierunku, w którym jest walcowana.

Znaczącym osiągnięciem w dziedzinie klasycznych, krystalicznych materiałów magnetycznie miękkich było wyprodukowanie w połowie lat pięćdziesiątych cienkich warstw permalojów [71], [123]. Stopy te dzielą się w zależności od zawartości niklu na cztery podstawowe grupy: (72–83)% Ni, (54–68)% Ni, (45–50)% Ni, (35–40)% Ni. Cienkie warstwy permalojowe stanowią ciekawą ofertę aplikacyjną, lecz podstawową ich wadą jest duża podatność na naprężenia mechaniczne, a także wysoka cena. Przez wiele lat krystaliczne Ni-Fe używane były niemal powszechnie we wszystkich urządzeniach pracujących w podwyższonych częstotliwościach (blachy transformatorowe cienkie 0,05÷0,20 mm posiadały zbyt duże straty histerezy). W stosowanych obecnie ekranach magnetycznych wykorzystuje się z reguły stopy permalojowe, charakteryzujące się dużą początkową przenikalnością magnetyczną, (Rys. 2.13) wpływającą istotnie na skuteczność ekranowania. Istotną wadą stopów żelazo-niklowych jest wspomniana już silna zależność ich właściwości magnetycznych od odkształceń mechanicznych. Zmusza to, po wykonaniu ekranu o wymaganym kształcie, do kłopotliwej jego obróbki termicznej celem przywrócenia pierwotnych cech. Dlatego również ekrany magnetyczne z taśmy permalojowej zostają powoli wypierane przez ekrany z taśmy amorficznej lub taśmy krystalicznej [240].

W latach 70. ubiegłego stulecia rozpoczęto wytwarzanie blach Hi-B o ulepszonej strukturze domenowej. Stało się to możliwe wskutek zwiększenia czystości stopu oraz specjalnej ceramicznej warstwy izolacyjnej, indukującej naprężenia rozciągające w powierzchniowej warstwie blachy (o mniejszym poziomie energii niezbędnej do przemagnesowania). Pojawiły się teksturowane blachy żelazowo-krzemowe charakteryzujące się dużą przenikalnością magnetyczną i małą stratnością, które znajdują obecnie szerokie zastosowanie. W dwóch ostatnich dekadach XX w. kontynuowano prace nad poprawą struktury domenowej taśm poprzez indukowanie naprężeń cieplnych lub mechanicznych [187], [240]. Nowe możliwości produkcji i zastosowań przemysłowych krystalicznych stopów Si-Fe pojawiły się wraz z rozwojem chemicznych technik nakrzeszania. Najbardziej efektywną technologią produkcji cienkich blach jest opracowany w Japonii proces nakrzeszania chemicznego CVD (ang. *Chemical Vapor Deposition* – chemiczne naparowanie próżniowe). Proces technologiczny przebiega w trzech etapach, a czas nakrzeszania, niezbędny do uzyskania równomiernego rozkładu atomów krzemu w blasze, wynosi nawet kilkanaście godzin [187].

Materiał mikrokryształiczny 6,5% Si-Fe charakteryzuje się zwiększoną w stosunku do stopu 3% Si-Fe rezystywnością (zmniejszona stratność) i niemal „zerową” magnetostrykcją. Posiada jednocześnie mniejszą indukcję nasycenia, spowodowaną zwiększoną zawartością krzemu i brakiem możliwości jednolitego uporządkowania ziaren w bardzo rozdrobnionej strukturze krystalicznej. Ze względu na bliską zeru magnetostrykcję, stopy mikrokryształiczne mogą być użyte do produkcji rdzeni „przyjaznych środowisku” transformatorów, które charakteryzują się obniżonym poziomem hałasu [187], [240].

Tab. 2.1. Podstawowe właściwości blach 6,5% Si-Fe oraz 3% Si-Fe [187], [240]

Materiał	Grubość mm	Rezystywność $\mu\Omega\text{m}$	Indukcja T	Stratność p W/kg			Przenikalność μ_{max}	Magnetostrykcja $\lambda_{10/400} \times 10^{-6}$
				$p_{1.0/50}$	$p_{1.0/1k}$	$p_{0.1/10k}$		
Blacha 6,5% Si-Fe	0,05	0,82	1,28	0,69	18,8	5,2	16	0,1
	0,10		1,29	0,51	18,7	8,3	23	
	0,20		1,29	0,44	26,6	15,7	32	
	0,30		1,30	0,49	39,6	20,8	28	
Blacha zorientowana 3% Si-Fe	0,05	0,48	1,79	0,80	18,5	7,1	24	-0,8
	0,10		1,85	0,72	23,5	18,0		
	0,23		1,92	0,29	35,0	30,0		
	0,35		1,93	0,40	55,0	47,0		

Głównym parametrem materiałów ferromagnetycznych określającym ich przydatność w zastosowaniach elektrotechnicznych jest stratność p . Wielkość tę definiuje się jako całkowitą moc czynną absorbowaną przez magnetyk umieszczony w przemiennym polu magnetycznym, odniesioną do jednostki masy materiału. Energia z nią związana wydatkowana jest na przemagnesowanie i wydzielana się w magnetyku w postaci ciepła. Jej składowymi są: quasi-statyczna strat-

ność p_h wywołana histerezą magnetyczną tzw. stratność histerezowa oraz stratność dynamiczna pochodząca od prądów wirowych. Ta ostatnia zawiera w sobie klasyczną stratność wioprądową p_w oraz składową p_a powodowaną opóźnieniem magnetycznym tzw. stratność anomalną lub dodatkową.

$$p = p_h + p_w + p_a \quad (2.8)$$

Takie ścisłe rozdzielenia stratności nie jest praktycznie możliwe i stanowi tylko pewną idealizację. Prądy wirowe bowiem, zmieniając rozkład indukcji w materiale rdzenia, wpływają pośrednio na straty histerezowe. Zjawisko histerezy również nie pozostaje bez wpływu na straty wioprądowe, gdyż straty te są m. in. funkcją dynamicznej przenikalności magnetycznej materiału, która zmienia się wzdłuż pętli histerezy i zależy od jej kształtu [35], [330].

Według aktualnego stanu wiedzy wartość energii traconej na przemagnesowanie zależy przede wszystkim od gęstości γ , grubości d blachy lub taśmy i rezystywności ρ materiału rdzeniowego oraz częstotliwości f i amplitudy indukcji magnetycznej $\hat{B}$. Straty histerezowe zdeterminowane są składem chemicznym, strukturą i stanem naprężeń występujących w materiale. Wartość tych strat wyznacza pole powierzchni statycznej pętli histerezy. Rosną one wraz ze wzrostem częstotliwości ze względu na sumowanie się strat z każdego cyklu przemagnesowania. Przybliżoną wartość stratności histerezowych p_h można określić korzystając ze znanych empirycznych wzorów Steinmetza (2.9) i Richtera (2.10) lub na podstawie zależności (2.11) [139], [330] stosując jednostki miar układu SI,

$$p_h = \sigma_h \cdot f \cdot \hat{B}^\eta \quad \text{W/kg} \quad (2.9)$$

$$p_h = \sigma_R \cdot f \cdot \hat{B}^2 \quad \text{W/kg} \quad (2.10)$$

$$p_h = \frac{4}{\gamma} H_c \cdot f \cdot \hat{B} \quad \text{W/kg} \quad (2.11)$$

gdzie:

- σ_h, σ_R – współczynniki zależne od materiału rdzenia, podawane przez wytwórcę;
- η – stała Steinmetza o wartości $1,5 \div 2,6$ zależna głównie od wartości indukcji $\hat{B}$ i rodzaju materiału [229];
- f – częstotliwość Hz;
- $\hat{B}$ – wartość maksymalna indukcji magnetycznej T;
- H_c – statyczna wartość koercji A/m;
- γ – masa właściwa materiału kg/m³.

Składową stratności wioprądowej przy założeniu sinusoidalnego kształtu indukcji oraz stałej przenikalności magnetycznej, izotropowej i jednorodnej w całej objętości ferromagnetyka, oblicza się ze wzoru (jednostki układu SI) wynikającego z klasycznej elektrodynamiki [177], [228], [251–252], [339]

$$p_w = \frac{(\pi \cdot d \cdot f \cdot \hat{B})^2}{6\rho \cdot \gamma} \quad \text{W/kg} \quad (2.12)$$

d – grubość blachy lub taśmy m;

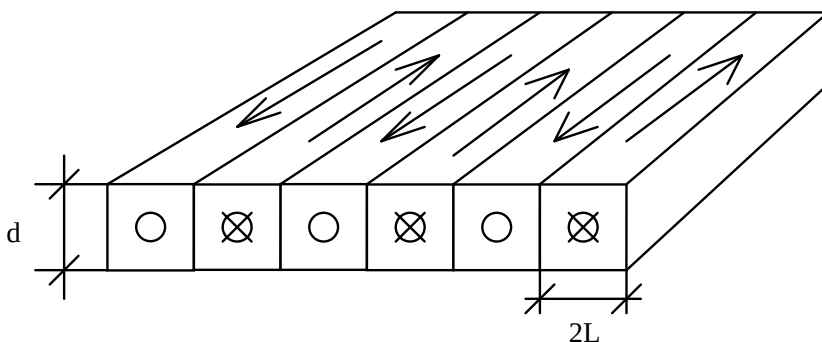
ρ – rezystywność materiału Ωm .

W sferze materiałowej straty wiroprowodowe w swej części klasycznej zależne są jak widać przede wszystkim od rezystywności, którą można zwiększać głównie poprzez wzrost zawartości krzemu, oraz od grubości materiału magnetycznego.

Nowsze badania wykazały jednak, że ze wzrostem częstotliwości przemagnesowania, straty na prądy wirowe zwiększają się w znacznie mniejszym stopniu niż to wynika z dotychczasowych danych i wzoru (2.12). Proporcje między udziałami poszczególnych składowych p_h i p_w są następujące [240]:

- ok. 20% i 80% dla zorientowanych blach elektrotechnicznych;
- ok. 40% i 60% dla niezorientowanych blach elektrotechnicznych;
- po ok. 50% dla taśm szkieł metalicznych.

Drugi składnik strat wiroprowodowych, straty anomalne (dodatkowe) związany jest ze strukturą domenową materiału magnetycznego. Pod pojęciem stratności dodatkowej p_a rozumie się różnicę stratności zmierzonej w rzeczywistym układzie pomiarowym i obliczonej z klasycznych równań elektrodynamiki. Straty te są wprost proporcjonalne do wielkości energii pochłanianej przez ruch ścian międzydomenowych w procesie magnesowania. Wartość tej energii wzrasta ze wzrostem ilości wad strukturalnych stanowiących bariery w ruchu ścian, ze wzrostem udziału domen 90° , a także ze wzrostem szerokości domen 180° . Fizyczne podstawy strat dodatkowych zostały opracowane przez Panczakiewicza [35], Williamsa, Shockleya i Kittela [218], [251] oraz Pry i Beana [62], [119], [218], [228], [251], [353] przy uproszczonym założeniu występowania w ferromagnetyku jedynie 180 stopniowych ścian Blocha (Rys. 2.5).



Rys. 2.5. Model wielodomenny o ścianach Blocha prostopadłych do powierzchni materiału (ang. *bar-like domain model*)

gdzie:

$2L$ – szerokość domeny;

d – grubość taśmy.

$$p_a = 1,628 \cdot \left(\frac{2L}{d} - 1 \right) \cdot p_w \quad (2.13)$$

Stratność dodatkową określa się również stosunkiem stratności wiropądowych do stratności wiropądowych klasycznych tzw. współczynnikiem strat anomalnych w_a (ang. *loss anomaly factor*) [62], [175], [207], [251].

$$w_a = \frac{p_w + p_a}{p_w} = 1,628 \cdot \frac{2L}{d} \quad (2.14)$$

Sharp i Overshott [35], [251] wykazali zmiany szerokości domeny danego materiału w zależności od częstotliwości i indukcji. Im częstotliwość przemagnesowania jest większa, tym szerokość domeny $2L$ staje się coraz mniejsza i straty zwiększają się wraz z częstotliwością w mniejszym stopniu niż to wynika z rozważań klasycznych. Wartość liczbowa współczynnika w_a w zakresie częstotliwości $5 \div 200$ Hz dla nowoczesnych blach o zorientowanym ziarnie waha się w granicach $2 \div 3$ [207], [251], zaś dla magnetyków amorficznych $10 \div 300$ [37], [165], [207]. Zgodnie z teorią Sharpa i Overshotta współczynnik w_a maleje ze wzrostem częstotliwości (do wartości $1 \div 2$ przy kilkudziesięciu kilohercach), jak również ze wzrostem szerokości taśmy [175]. Prowadzone są również prace [306], [351], [352] nad określeniem stałego współczynnika przeliczającego wyznaczone straty histerezo-prądowe przy zmianie częstotliwości.

Jednym z wiodących europejskich ośrodków badań właściwości i zastosowań miękkich materiałów magnetycznych jest Wolfson Centre for Magnetic Technology w Cardiff. Prowadzono tam szeroko zakrojone eksperymenty nad określeniem sposobu zmniejszenia strat m.in. poprzez zastosowanie wspomnianej już obróbki termicznej w polu magnetycznym. Uzyskano materiał z magnetycznym uporządkowaniem jego cząstek wytwarzając w nim anizotropię magnetyczną. Skutkowało to obniżeniem strat mocy o 5% [211] i otrzymaniem materiału, który poddaje się łatwiej magnesowaniu. W innym badaniu wykazano, że blachy elektrotechniczne pokryte w procesie ich produkcji niemagnetyczną powłoką, posiadają podobnie jak po obróbce cieplnej ulepszoną jakość materiału, dzięki wytworzeniu w nim korzystnych naprężeń mechanicznych. Testy nad wpływem powłoki zapoczątkowały dalsze prace mające na celu scharakteryzowanie i określenie wielkości niekorzystnego oddziaływania naprężeń mechanicznych na właściwości wielu materiałów magnetycznych. Jest to bardzo ważny czynnik, zwłaszcza przy projektowaniu maszyn, ponieważ w trakcie montażu materiał podlega różnym naprężeniom. Badania nad naprężeniami liniowymi, zginającymi i złożonymi potwierdziły ich szkodliwy wpływ na wiele właściwości magnetycznych o dużym znaczeniu dla pracy urządzeń elektromagnetycznych. Inne

eksperymenty podobne do wspomnianych już technik CVD stosowanych w Japonii, polegające na dyfuzji aluminium i krzemu w powierzchnię blachy elektrotechnicznej miały na celu zmiany jej rezystywności i zredukowania strat. Technika ta, oparta na chemicznej dyfuzji próżniowej, została wprowadzona na rynek. Stwierdzono, że wpływa ona korzystnie na właściwości materiałów podczas procesu magnesowania prowadzonego w sposób złożony, tak jak to występuje w nowoczesnych systemach elektronicznych. Korzyści wynikające z tego faktu znajdują zastosowanie w systemach napędowych nowej generacji, w których rdzeń magnetyczny ulega magnesowaniu również w sposób złożony, co zwykle znacząco zwiększa jego stratność. Kolejnym sposobem ograniczania strat mocy w gotowych rdzeniach transformatorów jest metoda obróbki powierzchniowej, określana jako rozdrabnianie ziaren struktury krystalicznej materiału. Blachy elektrotechniczne o zorientowanym ziarnie mają dzięki budowie krystalicznej doskonałe właściwości magnetyczne w wybranych kierunkach. Odbywa się to kosztem dużych rozmiarów ziaren, a tym samym domen magnetycznych i stąd występują w nich relatywnie wysokie straty mocy. Staranna obróbka powierzchniowa blachy elektrotechnicznej prowadzi do zwężenia domen magnetycznych. Udowodniono [211], że można uzyskać doskonałe właściwości magnetyczne, poddając obróbce powierzchniowej jedynie krytyczne obszary rdzenia. Domeny można obserwować na powierzchni materiału magnetycznego wykorzystując metody magnetooptyczne, można analizować ich strukturę i ruch podczas procesu magnesowania, co prowadzi do lepszego zrozumienia zjawisk decydujących o właściwościach magnetycznych materiału oraz do wyjaśnienia wpływu naprężeń mechanicznych. Badania te stały się pomocne do analizy udziału strat od prądów wirowych i strat histerezowych w ogólnym bilansie strat energii w rdzeniu oraz pozwoliły sformułować zalecenia dotyczące doboru wielkości ziaren, grubości i składu chemicznego blachy oraz parametrów obróbki termomagnetycznej w celu optymalizacji właściwości magnetycznych.

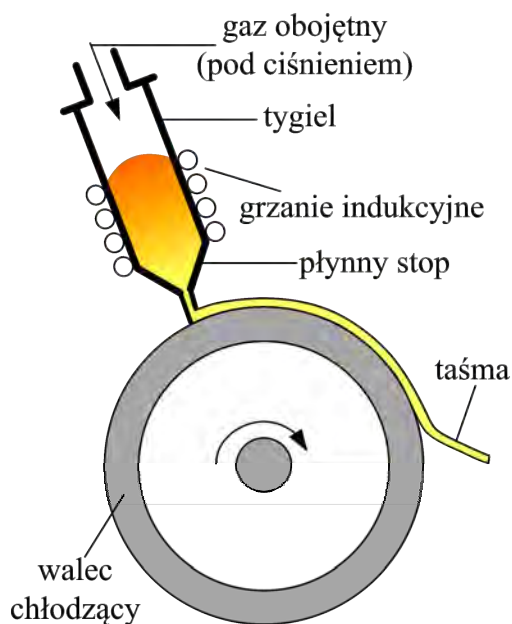
Reasumując powyższe rozważania, można stwierdzić, iż doskonalenie właściwości materiałów rdzeniowych związane jest przede wszystkim z optymalizacją ich składu chemicznego i grubości samych blach, oraz struktury domenowej materiału.

2.2. Amorficzne materiały magnetyczne

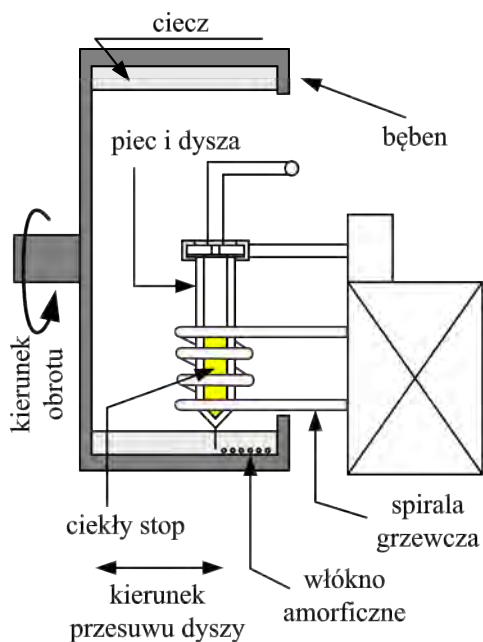
Szklą metaliczne zwane też magnetykami amorficznymi lub w skrócie amorfikami należą do najbardziej spektakularnych odkryć ostatniego ćwierćwiecza ubiegłego wieku w dziedzinie magnetyzmu. Pierwsze badania nad tymi materiałami rozpoczęto po 1950 r., ale dynamiczny rozwój nastąpił dopiero w połowie lat siedemdziesiątych, kiedy amerykańska firma Allied Chemical Co. przeniesiona później do specjalnie powołanej wytwórni Allied Signal rozpoczęła rynekową produkcję taśm magnetyków amorficznych pod nazwą Metglas. Na liście producentów obok wymienionego pioniera w tej dziedzinie znalazły się również

niemiecka firma Vacuumschmelze GmbH oraz japońskie koncerny – Nippon Amorphous Metals Co., Nippon Steel Co. oraz wielka firma Hitachi.

Wiele właściwości szkieł metalicznych wynika z najczęściej stosowanej, relatywnie prostej metody ich produkcji opartej na technice szybkiego chłodzenia (ang. *rapid quenching*). Roztopiony stop pierwiastków metalicznych i tzw. metaloidów dostarczany jest z pieca do zasilacza metalu ciekłego. Stop powinien jak najkrócej znajdować się w temperaturze umożliwiającej zarodkowanie czyli wzrost faz krystalicznych. Tak więc, szybko zostaje wypychany w atmosferze gazu obojętnego przez szczelinę głowicy odlewniczej. Wydostająca się stabilna struga stopu trafia na zewnętrzną powierzchnię wirującego, chłodzonego wodą walca miedzianego (Rys. 2.6). Materiałem wyjściowym jednoetapowego procesu produkcyjnego jest cienka ($10 \div 50 \mu\text{m}$, a nawet $200 \mu\text{m}$) zwijana w rolki taśma o długości nawet do tysiąca metrów. Oprócz taśm wytwarzane są folie, włókna oraz druty (Rys. 2.7) o maksymalnej średnicy do $250 \mu\text{m}$ i długości $500 \div 600 \text{ m}$. Nieco innymi technikami uzyskuje się pręty o średnicy do 12 mm czy masywne wyroby wykonane metodą prasowania proszków amorficznych. Wskutek bardzo szybkiego chłodzenia ($10^5 \div 10^6 \text{ K/s}$) materiał posiada zamrożoną strukturę ciekłego metalu, który nie zdążył skryształizować. Stan szklisty metalu jest termodynamicznie niestabilny, jednak w zdecydowanej większości przypadków w temperaturze otoczenia nie zachodzą zjawiska dyfuzji i samodyfuzji nawet w bardzo długich czasach. Brak porządku strukturalnego typowy dla materiałów amorficznych oznacza nieobecność anizotropii magnetokrystalicznej i w efekcie bardzo małą koercję, co jest cechą materiału bardzo miękkiego magnetycznie. W amorfikach nie występują granice ziaren, dyslokacje i inne niejednorodności oraz defekty typowe dla ciał krystalicznych. Dają one typowe rozmyte obrazy w rentgenowskich badaniach dyfrakcyjnych, oraz wykazują brak kontrastu na mikrografiach komputerowych. Ważną, dodatnią cechą taśm amorficznych na rynku zastosowań jest także duża rezystywność elektryczna. Materiał ten wykazuje stratność równą zaledwie 25% stratności najlepszej blachy elektrotechnicznej teksturowanej i stanowi główne wyzwanie dla projektantów zamierzających wykorzystać go efektywnie w transformatorach. Przytoczony wyżej opis najbardziej rozpowszechnionej metody produkcji szkieł metalicznych składa się tylko z jednego etapu technologicznego, co jest wyraźną zaletą na tle wieloetapowej produkcji materiałów krystalicznych. Inne walory metody to duża szybkość produkowania, małe zużycie energii oraz stosunkowo niski koszt inwestycyjny [179].



Rys. 2.6. Schemat urządzenia laboratoryjnego do wytwarzania taśm szkieł metalicznych [42], [110–112], [240]



Rys. 2.7. Schemat urządzenia do produkcji włókien amorficznych [242]

Stopy amorficzne odznaczają się unikalnymi właściwościami fizycznymi. Należy do nich wyjątkowa wytrzymałość na rozciąganie z granicą plastyczności $1,5 \div 3,6$ GPa i stosunkiem granicy plastyczności do modułu Younga ok. 1:50, co jest wartością $2 \div 20$ razy większą w stosunku do metali zwykłych i zbliżoną do wartości teoretycznej [179]. Twardość szkieł metalicznych jest również duża ($4,5 \div 10,8$ GPa), a odporność na ścieranie większa niż dla materiału Sendust. Amorfiki zachowują przy tym elastyczność zarówno przy rozciąganiu jak i przeginananiu, aż do granicy plastyczności. Niektóre szkła metaliczne są wyjątkowo odporne na korozję (np. Fe-Cr-P-B), nie ustępując najlepszym stalom nierdzewnym.

Do innych cech szkieł metalicznych należy występowanie przewodnictwa elektronowego charakterystycznego dla metali oraz wspomniana już duża wartość rezystywności. Jest ona $2 \div 4$ razy większa niż dla materiałów krystalicznych, co okazuje się szczególnie pożądane ze względu na znacznie mniejsze straty spowodowane prądami wirowymi. Wyróżnia je również relatywnie duża wartość poprzecznego napięcia Halla [179], [181]. Właściwości magnetyczne materiałów używanych na rdzenie maszyn i urządzeń elektryczno-elektronicznych zależą od ich struktury.

Tab. 2.2. Porównanie wpływu anizotropii i niejednorodności strukturalnych na podatność magnesowania różnych materiałów magnetycznych [181]

Cechy materiału	Metale krystaliczne	Ferryty	Metale amorficzne
Anizotropia			
magnetokrystaliczna	++	++	-
magnetoelektryczna	+	+	+
indukowana	+	+	++
Niejednorodności			
granice ziarna	++	++	-
pory	-	++	-
defekty siatki	+	+	?
Powierzchnia			
szorstkość	+	-	+

W Tab. 2.2 przedstawiono porównanie anizotropii magnetycznej i niejednorodności strukturalnej oraz ich wpływ na magnesowanie materiałów krystalicznych, ferrytów i amorfików, uzasadniając unikalność tych ostatnich [240]. Najmniejsze wartości koercji produkowanych amorfików ok. 0,3 A/m występują w materiałach Vitrovac 6025 o zaokrąglonej pętli histerezy [181].

Tab. 2.3. Podstawowe właściwości niektórych produkowanych taśm szkieł metalicznych w temperaturze pokojowej [42], [181], [254]

Odnośniki: 1) przenikalność w stanie po odlaniu, 2) przy $B=0,4$ T, 3) przy $B=0,7$ T, 4) wartość ustalona przez rodzaj obróbki cieplnej, 5) przy $f=50$ Hz, 6) maksymalny przyrost indukcji $\Delta B_{\max}$ (płaska pętla), 7) maksymalna przenikalność impulsowa

Firma	Symbol katalogowy materiału	Baza	B_s T	H_c A/m	B_i T	$\mu_{\max} 10^3$	$\lambda_s \times 10^{-6}$	T_c °C	$T_{\text{kryształizacji}}$ °C	$T_{\text{pracy ciągłej}}$ °C	ρ_{Fe} W/kg (60 Hz; 1,4 T)	ρ_{Fe} W/kg (20 kHz; 0,2 T)
Meglas Allied Co.	2605S-2	Fe	1,56	2,4	1,3	600	27	415	550	150	0,2	-
	2605SC	Fe	1,61	3,2	1,42	300	30	370	480	125	0,3	41,0
	2605S-3	Fe	1,58	8,0	0,4	-	27	405	515	150	1,2	9,5
	2605S-5A	Fe	1,41	1,0	1,1	35	20	358	535	150	0,1	8,0
	2605CO	Fe	1,80	4,0	1,6	400	35	415	430	125	0,5	-
	2605SM	Fe	1,25	0,8	0,83	100	19	310	520	150	0,2	10,0
	2705M	Co	0,7	0,8 ¹⁾	-	600		360	520	80	-	-
	2714A	Co	0,55	0,3	0,54	1 000	1	205	550	80	0,05 ²⁾	3,0
	2826MB	Ni, Fe	0,88	0,4	0,63	800	9	353	410	125	0,06 ³⁾	38,0
	2705MIN	Co	1,2	-	-	-	1	407	560	-	-	-
Vitrovac Vacuumschmelze	7505Z	Fe	1,5	4,0	1,2 ÷ 1,33 ⁴⁾	100 ⁵⁾	30	420	500	120	-	10,0
	4040Z	Fe, Ni	0,8	10,0	0,64 ÷ 0,72 ⁴⁾	250 ⁵⁾	8	260	450	120	-	6,0
	6025Z	Co	0,55	0,4	0,38 ÷ 0,4 ⁴⁾	400 ÷ 600 ⁵⁾	0,3	250	500	80 ÷ 100 ⁴⁾	-	4,0

	6030F	Co	0,8	-	0,7 ⁽⁶⁾	4÷8 ⁽⁷⁾	0,3	350	450	90÷120 ⁽⁴⁾	-	2,8
IIM PW	AFB	Fe	1,45	4,0	'	90	36±2	410 ±5	503 ±5	120	-	-
	AMM	Co	0,8	1,6	'	90	0±1	420 ±5	480 ±5	80	-	-

Tab. 2.4. Porównanie właściwości fizycznych materiału amorficznego Metglas 2605S2 stosowanego na rdzenie transformatorów i blachy krzemowej zorientowanej [181], [237]

Właściwości	Taśma amorficzna		Blacha krzemowa
	po schłodzeniu	po wygrzaniu	
Indukcja nasycenia T	1,52	1,56	1,97
Koercja A/m	13,5	2,4	24
Remanencja T	0,4	1,3	1,45
Indukcja przy 80 A/m T	0,5	1,5	1,6
Temperatura Curie °C	415		730
Magnetostrykcja nasycenia	$27 \cdot 10^{-6}$		$1 \cdot 10^{-6}$
Gęstość kg/m ³	7 180		7 650
Temperatura krystalizacji °C	550		-
Zakres stałych temperatur pracy °C	-50 do 150		-
Rezystywność μΩm	1,3		0,5
Stratność W/kg (B=1,45 T)		0,2	0,9

Właściwości materiałów amorficznych zależą od składu chemicznego stopu tj. rodzaju pierwiastka metalicznego, np. Fe, Ni, Co, Cr, Al, Zr względnie metalu szlachetnego Au, Pt, Pd jak również metaloidu, najczęściej B, C, Si, G, P, Nb. Im większa jest zawartość metaloidów tym łatwiej można uzyskać stan szklisty materiału. Jej optymalna wartość waha się w granicach 15÷25%. Z drugiej jednak strony o zastosowaniu taśm amorficznych na rdzenie transformatorów mocy przesądzają przede wszystkim ich dobre właściwości magnetyczne, a te są głównie wynikiem obecności pierwiastków ferromagnetycznych. Dotychczasowe opinie produkcyjne wykazały, że dla małych częstotliwości kompozycje Fe-B-Si są pod tym względem najlepsze. Spośród nich najbardziej znany jest materiał Metglas 2605S-2 ($\text{Fe}_{78}\text{B}_{13}\text{Si}_9$). W Tab. 2.4 przedstawiono porównanie jego wybranych właściwości na tle najczęściej stosowanej blachy krzemowej. Przytoczone wartości parametrów świadczą, że pod względem natężenia koercji, rezystywności, współczynnika prostokątności, a szczególnie pod względem stratności, Metglas przewyższa tradycyjną blachę elektrotechniczną. Słabymi cechami Metglasu w zastosowaniach energetycznych są: mała indukcja nasycenia i duży współczynnik magnetostrykcji. Indukcja robocza transformatora o rdzeniu amorficznym nie przekracza 1,3÷1,45 T. Duża czułość materiału rdzenia na odkształcenia mechaniczne stanowi problem, który jednak rozwiązuje się technologicznie poprzez odpowiednią obróbkę termomagnetyczną. Stosuje się mianowicie wyżarzanie w temperaturze 350÷400°C przy zastosowaniu stałego pola magnetycznego o natężeniu 800÷1 500 A/m [179]. Z drugiej strony właściwości magnetostrykcyjne większości szkieł metalicznych przy współczynniku sprzę-

zenia magnetomechanicznego dochodzącym do wartości 0,96 [237] czynią z nich niedościgniony materiał na przetworniki siły, ciśnienia i położenia.

Jednak są też szkła metaliczne, w których głównym składnikiem jest kobalt i niewielki dodatek żelaza (typowy skład Co-Fe-Si-B), które wykazują niezmiernie małą, praktycznie zerową magnetostrykcję. Stanowią przez to dobrą alternatywę dla permalojów w zastosowaniach, w których jest wymagana możliwie największa przenikalność magnetyczna i w których materiał jest narażony na odkształcenia mechaniczne. Tak, więc stop amorficzny na bazie Co – mimo swej dużej ceny jest wykorzystywany w telekomunikacji, w urządzeniach impulsowych oraz w ekranowaniu magnetycznym i elektromagnetycznym.

W pewnym czasie na rynku zachodnim pojawiły się ulepszone materiały krystaliczne, takie jak Tran-Cor H1 (ulepszony 3-procentowy Si-Fe), materiały krystaliczne poddawane obróbce powierzchniowej, np. za pomocą lasera, oraz materiały półkrystaliczne (6,5-procentowy Si-Fe) otrzymywane przez gwałtowne schładzanie. Porównanie tych materiałów w zakresie częstotliwości sieciowych (straty mocy, moc magnesująca) ze szkłem metalicznym 2605S-2 wykazało [68] jego zdecydowaną przewagę w przedziale stosowanych indukcji.

Również przy większych częstotliwościach stopy amorficzne na bazie kobaltu, niklu i molibdenu wykazują bardzo dobre właściwości [179], [181], np. prostokątną pętlę histerezy i małą stratność, co w połączeniu z dużą rezystywnością oraz małą grubością materiału ($10 \div 50 \mu\text{m}$) czyni je atrakcyjnym materiałem na rdzenie transformatorów i dławików nasycanych dużych częstotliwości.

Pośród wielu zastosowań podzespołów rdzeniowych z magnetyków amorficznych na czołowe miejsce wysuwają się zasilacze impulsowe stosowane coraz powszechniej w sprzęcie audio-tele-video oraz w technice komputerowej i automatyce. Główną przewagą zasilaczy impulsowych nad tradycyjnymi jest ich znacznie wyższa sprawność sięgająca $80 \div 95\%$ wobec $40 \div 50\%$ dla konwencjonalnych zasilaczy ze stabilizacją o działaniu ciągłym. Zaletą ta jest wynikiem użycia bezstykowych łączników elektronicznych. Ponadto praca dużej części elementów zasilacza przy znacznie podwyższonej częstotliwości, zwykle wyższej od 20 kHz, umożliwia istotne zmniejszenie gabarytów i masy, czemu sprzyja dodatkowo eliminacja transformatora sieciowego. W skład zasilaczy impulsowych wchodzi wiele różnorodnych elementów indukcyjnych, w których materiały amorficzne mogą skutecznie eliminować stosowane dotąd stale krzemowe, ferryty i permaloje. W układach zasilaczy impulsowych zwanych też przełączalnymi występują: transformatory sterujące, transformatory zasilające małej częstotliwości, transformatory impulsowe, transformatory mocy dużej częstotliwości, dławiki, regulatory transduktorowe, wzmacniacze magnetyczne, modulatory impulsowe i przełączniki magnetyczne. Podstawowymi wymaganiami wobec materiałów stosowanych we wszystkich tych elementach są: duża wartość indukcji nasycenia, małe straty oraz wysoka temperatura Curie i związana z nią temperatura pracy ciągłej tych materiałów. Funkcje spełniane przez poszczegól-

ne podzespoły z rdzeniami do zasilaczy impulsowych narzucają zróżnicowane wymagania wobec kształtu pętli histerezy materiału rdzeniowego. W transformatorach sieciowych wymagana jest pętla o zaokrąglonym kształcie. Dla przetworników o przepływie bezpośrednim konieczne jest wzbudzenie unipolarne z dużą wartością przyrostu indukcji, co może być realizowane w przypadku płaskiej pętli histerezy. Również dla przetworników przeciwsobnych, gdzie występuje wzbudzenie bipolarne, płaska pętla histerezy jest korzystna [181].

Wyjątkowo płaską pętlę histerezy posiadają stopy amorficzne na bazie żelaza i niklu, na przykład Vitrovac 4040F (Vacuumschmelze). Dla maksymalnego przyrostu indukcji $B=0,7$ T uzyskuje się stałą maksymalną przenikalność impulsową równą 6 500 w czasie trwania impulsu 10 μ s. Przy grubości taśmy 0,03 mm, indukcji 0,2 T i częstotliwości 20 kHz straty wynoszą 6 W/kg [181]. Podobne właściwości posiada stop na bazie niklu i żelaza Metglas 2826MB poddany wyżarzaniu w polu poprzecznym. Ciągłe temperatury pracy obu wymienionych stopów są zbliżone i wynoszą odpowiednio 120 oraz 125°C.

Stopy amorficzne o płaskiej pętli histerezy nadają się do zastosowań w zasilaczach impulsowych pracujących z częstotliwością do 100 kHz. Na rdzenie elementów wzmacniaczy magnetycznych i regulatorów transduktorowych wymagany jest materiał o prostokątnej pętli histerezy, małych wartościach koercji i stratności w zakresie częstotliwości rzędu kiloherców. W rodzinie materiałów amorficznych najbardziej przydatne do tych zastosowań wydają się być szkła metaliczne na bazie kobaltu o zerowej magnetostrykcji. Do tej klasy należą materiały Metglas 2714A oraz Vitrovac 6025Z (Rys. 2.12). Charakterystyki magnesowania tych stopów można kształtować w szerokich granicach poprzez obróbkę termomagnetyczną. Prostokątną pętlę histerezy ($B_r/B_s=0,8\div0,9$; Rys. 2.3) uzyskuje się wyżarzając stop w podłużnym polu magnetycznym, uzyskując dzięki temu bardzo małe wartości koercji statycznej $H_c\sim0,3$ A/m i stratności 3,5 W/kg (dla taśmy o grubości 0,03 mm przy częstotliwości 20 kHz oraz indukcji 0,2 T). Równocześnie stopy te mają bardzo duże wartości względnej przenikalności magnetycznej ok. 300 000 przy $H=0,4$ A/m i $f=50$ Hz (Vitrovac 6025Z) oraz przenikalności maksymalnej $\mu_{\max}=600\ 000$ (Vitrovac 6025Z) do 1 000 000 (Metglas 2714A wyżarzany w polu stałym) [181]. Właściwości podobne do przedstawionych wyżej nie mogą być uzyskane w przypadku stopów krystalicznych ani z płaską, ani z prostokątną pętlą histerezy.

Do pracy przy częstotliwości od 100 kHz do kilku megaherców udało się wyprodukować szkła metaliczne o wystarczająco dużej indukcji nasycenia ok. 0,8 T i przenikalności efektywnej większej niż przenikalność supermaloju, nadające się na głowice magnetofonów i magnetowidów.

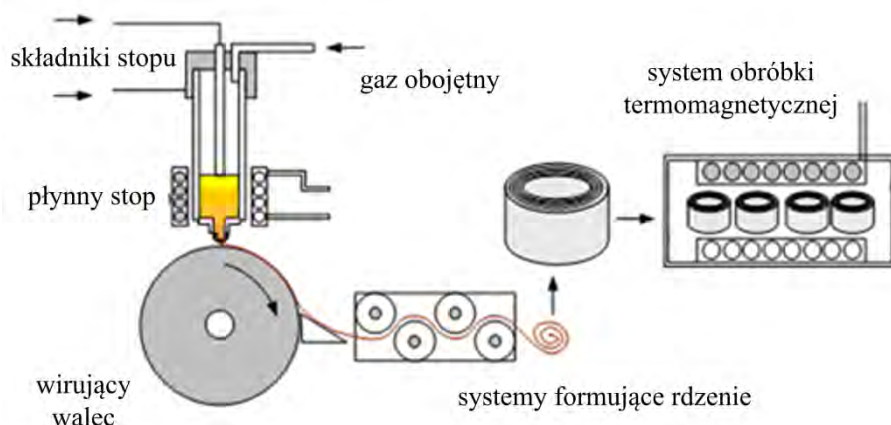
Istnieją trzy główne zakresy częstotliwości, w których stosuje się amorfiki jako miękkie materiały magnetyczne: zastosowania mocy w zakresie 50÷400 Hz, w zakresie 1÷100 kHz oraz dla częstotliwości ponad 100 kHz. Dotyczy to zwłaszcza transformatorów rozdzielczych ze względu na ich powszech-

ność, a zatem spodziewane największe oszczędności energii. Oprócz materiałów amorficznych – w tych zakresach częstotliwości – zastosowanie znajdują ciągle: stal krzemowa o dużej indukcji nasycenia, przede wszystkim dla urządzeń energetycznych, permaloy lub supermaloy, sendust i ferryty dla urządzeń średniej i dużej częstotliwości oraz coraz częściej materiały nanokrystaliczne.

2.3. Właściwości materiałów nanokrystalicznych

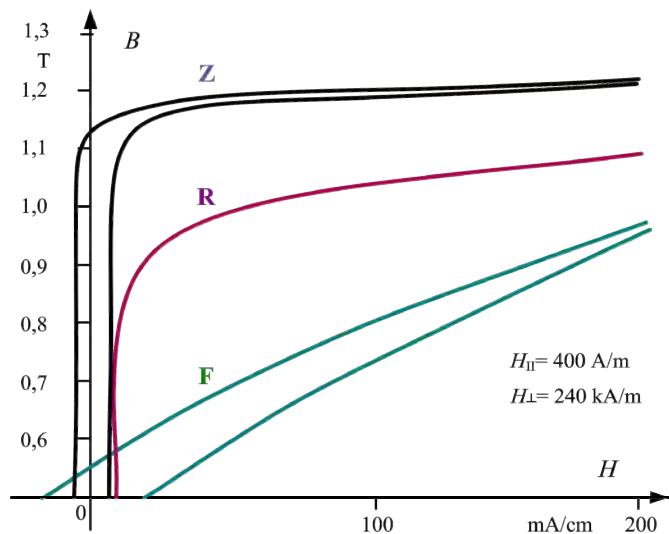
Stopy nanokrystaliczne, są kolejną historycznie propozycją materiałów magnetycznie miękkich po amorfikach i znajdują coraz większe zainteresowanie oraz zastosowanie przemysłowe. Wprawdzie ideę kontrolowanego tworzenia cząstek o nanometrycznych rozmiarach poprzez łączenie pojedynczych atomów przedstawił już w 1959 r. Richard Feynman, późniejszy laureat nagrody Nobla, jednak dopiero w 1988 r. Y. Yoshizawa wraz ze współpracownikami z laboratorium japońskiego koncernu Hitachi Metals wykazali [136], że magnetyczne szkła metaliczne można wykorzystać jako materiał wyjściowy dla magnetyków nanokrystalicznych. Definicja nanomateriału bazuje na kryterium geometrycznym i ocenie najmniejszego elementu mikrostruktury. Terminem tym określa się materiały zawierające cząstki lub ziarna o średniej wielkości poniżej 100 nm.

Znane są różne metody ich wytwarzania, wśród których można wymienić: syntezę mechaniczną stopów (ang. *mechanical alloying*), przeróbkę plastyczną przy bardzo dużych odkształceniach, osadzanie warstwy z fazy gazowej albo osadzanie warstw metodą plazmową. Jednak zdecydowanie najczęściej są one uzyskiwane poprzez kontrolowaną krystalizację szkieł metalicznych [240] o składzie Fe-M-B, gdzie metaloidem M mogą być: Nb, Cu, Si, Zr, Hf. Taśmy te produkuje się dwuetapowo (Rys. 2.8) – poprzez gwałtowne schładzanie stopu podobnie jak szkła metaliczne, a następnie obróbkę termomagnetyczną (wyżarzanie w temperaturze 770÷870 K).



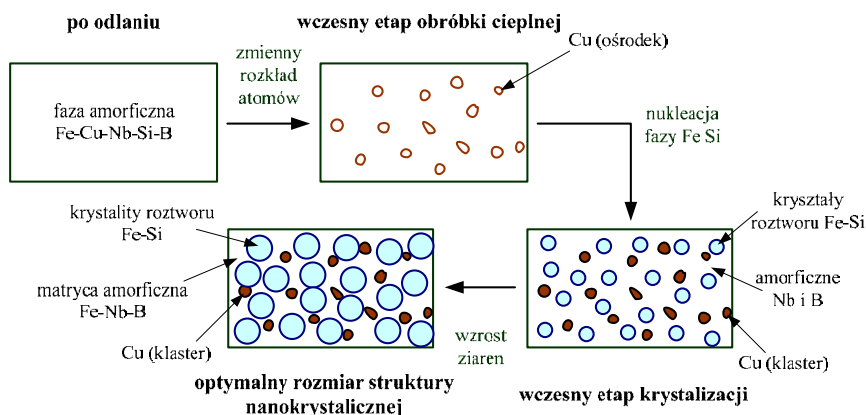
Rys. 2.8. Schematyczny szkic systemu technologii wytwarzania taśm nanokrystalicznych [105], [110]

W drugiej fazie produkcji zachodzi kontrolowany proces krystalizacji drobnokrystalicznej. Umożliwia on uzyskiwanie różnych właściwości materiału, którego strukturę stanowi ok. 70÷80% materiału nanokrystalicznego i ok. 30÷20% amorficznego. Rozmiary ziaren osiągają ok. 10÷20 nm. Nadzwyczajnie drobna struktura krystaliczna przyczynia się do uzyskiwania dobrych właściwości magnetycznych szczególnie przy dynamicznych zmianach pola magnetycznego. Wyżarzanie odbywa się w obecności pola magnetycznego (podłużnego lub poprzecznego), co umożliwia otrzymanie materiału o trzech różnych typach histerezy magnetycznych: R – okrągłej, Z – prostokątnej oraz F – płaskiej (Rys. 2.9). Tak, więc istnieje możliwość formowania różnych rodzajów pętli przemagnesowania dla stopu jednego rodzaju. Oprócz taśm produkowane są również proszkowe materiały nanokrystaliczne poprzez mielenie szkieł metalicznych formowanych następnie w nanokompozyty ferromagnetyczne o dowolnych kształtach i wymiarach [186].



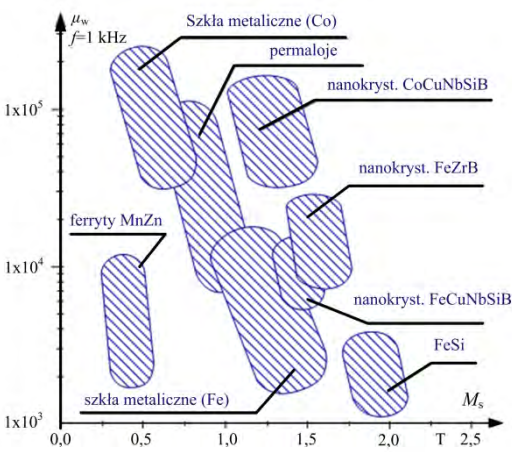
Rys. 2.9. Różne typy histerezy magnetycznej stopu nanokrystalicznego ($f=0,1$ Hz), zależnej od rodzaju obróbki cieplnej i kierunku przyłożonego pola magnetycznego; Z – pętla prostokątna przy obróbce cieplnej w polu mag. podłużnym, R – pętla okrągła przy obróbce cieplnej bez pola mag., F – krzywa płaska przy obróbce cieplnej w polu mag. poprzecznym [74], [122], [201], [240–241]

Obecnie najbardziej znanym ferromagnetykiem nanokrystalicznym jest stop $\text{Fe}_{73,5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13,5}\text{B}_9$ o nazwie handlowej Finemet, produkowany przez Hitachi Metals oraz Vitroperm (Rys. 2.12 i Rys. 2.13) na licencji tego japońskiego koncernu przez niemiecką firmę Vacuumschmelze. Od 1999 r. produkowany jest przez firmę Magnetec inny znany magnetyk nanokrystaliczny na bazie Fe, Zr, Nb, Cu pod nazwą Nanoperm [105], [110], [112].



Rys. 2.10. Ilustracja różnych faz krystalizacji stopu Fe-Cu-Nb-Si-B [74], [241]

Nadzwyczajnie drobna struktura krystaliczna, dwufazowość i brak tekstury kryształów (Rys. 2.10) pozwalają na otrzymanie materiału charakteryzującego się niezwykle małą anizotropią wypadkową, rzędu co najwyżej kilkudziesięciu dziesiątych na metr sześcienny [240]. Kształtowanie właściwości magnetycznych tych materiałów przebiega w sposób zupełnie odmienny niż w materiałach klasycznych tzn. miękkość magnetyczna nanokrystalików rośnie wraz ze zmniejszaniem się rozmiarów ziarna. Skutkuje to niewielkimi wartościami natężenia koercji (Rys. 2.2) i stratności nanokrystalików oraz dużą wartością początkowej przenikalności magnetycznej, co jest szczególnie istotne przy dynamicznych zmianach pola magnetycznego. Trzeba jednak zaznaczyć, że poprawa właściwości magnetycznych przez zmniejszanie średnicy kryształów jest w praktyce ograniczona. Powodem tego są niejednorodności materiałowe, które mogą być przyczyną istnienia oddziaływań magnetosprężystych (spowodowanych wewnętrznymi naprężeniami) oraz chropowatości powierzchni. Dzięki dużej zawartości krzemu w fazie Fe-Si oraz odpowiedniej temperaturze wyżarzania, cechą wyróżniającą magnetycznie miękkie ferromagnetyki nanokrystaliczne jest ich mała magnetostrykcja. Wśród stosowanych obecnie niemagnetostrykcyjnych materiałów magnetycznych, takich jak np. permaloje (stopy Fe-Co-Ni) czy też szkła metaliczne zawierające poza żelazem również kobalt, właśnie nanokrystaliki charakteryzują się największymi wartościami indukcji. Taśmy nanokrystaliczne mają wiele cech stopów amorficznych, np. małą grubość taśmy, małą stratność, mały współczynnik temperaturowy, dużą przenikalność magnetyczną i dobrą stabilność temperaturową (Rys. 2.11, Rys. 2.12, Rys. 2.13, Tab. 2.5). Wspomniana wcześniej obróbka termomagnetyczna materiału, powoduje niestety, że staje się on bardzo kruchy. Aby zapewnić poprawną pracę, rdzenie nanokrystaliczne wykonuje się zwykle jako toroidalne i zamyka się je w hermetycznej obudowie np. z tworzywa sztucznego (Rys. 5.27), chroniąc w ten sposób przed uszkodzeniami mechanicznymi.



Rys. 2.11. Porównanie obszarów określających względną przenikalność magnetyczną w funkcji magnetyzacji nasycenia dla różnych materiałów magnetycznie miękkich [137]

Tab. 2.5. Porównanie wybranych właściwości różnych materiałów magnetycznych [74], [106], [135], [205], [234], [239–241], [243], [337], p dla 20 kHz, 0,2 T

Materiał	μ_w	T_C °C	ρ $\mu\Omega\text{m}$	d μm	p W/kg	B_s T	λ $\times 10^{-6}$	$T_{\text{max. pracy}}$ °C
Ni ₆₀ Fe ₄₀ krystaliczny	40 000	500	0,48	50	45	1,2	10	130
Ni ₈₀ Fe ₂₀ krystaliczny	100 000	400	0,55	30	14	0,8	1	130
Fe _{93,5} Si _{6,5} mikrokrystaliczny	16 000	700	0,82	50	40	1,3	0,1	130
Fe ₇₆ (SiB) ₂₄ amorficzny	300 000	415	1,3	25	18	1,5	25	150
Co ₆₈ Fe ₄ (MoSiB) ₂₈ amorficzny (VITROVAC)	2 100 5 000	365	1,35	25	5	0,82	0,2	90
Co ₈₀ (SiB) ₂₀ amorficzny	2 000		1,2	25	6,5	1,0	0,2	120
MnZn ferryt	600	220	10 ²	-	17	0,5	21	100
NiZn ferryt KITAGAWA	800 1 100	130	10 ⁷	-	-	0,38	-	95
3E7 Ferryt (PHILIPS)	15 000	130	10 ⁵	-	-	0,38	-	95
NANOPERM nanokrystaliczny	100 000	600	1,15	20	4	1,2	0,1	120
(Fe _{73,5} Cu ₁ Nb ₃)(Si _{15,5} B ₇) nano – VITROPERM 500F	18 000 80 000	600	1,15	20	4	1,2	<0,5	120
(FeCuNb) _{77,5} (SiB) _{22,5} nanokrystaliczny	100 000	600	1,15	17	3	1,7	0,1	150
	100 000	600	1,15	20	4	1,2	0,1	150

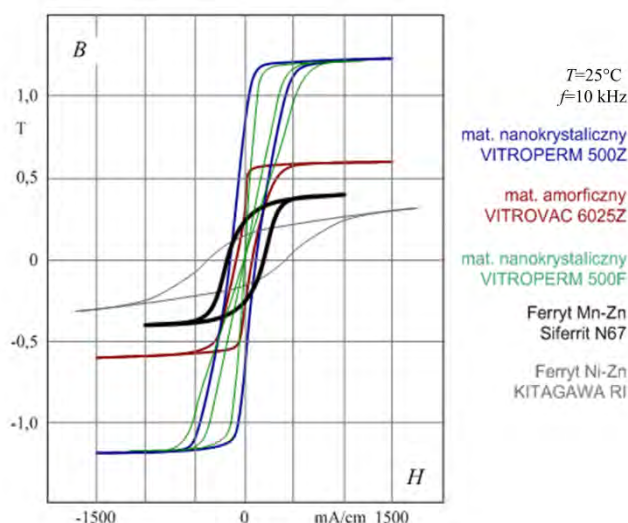
Tak więc reasumując, z powodów niskiej stratności, niemal zerowej magnetostrykcji oraz relatywnie wysokiej indukcji nasycenia materiały nanokrystaliczne są szczególnie atrakcyjne w urządzeniach techniki impulsowej i w układach wysokoczęstotliwościowych. Ich zastosowanie prowadzi do miniaturyzacji ma-

gnetowodów np. w dławikach przeciwzaburzeniowych, rdzeniach transformatorów impulsowych, wyłącznikach różnicowoprądowych itp. Stanowią doskonały materiał do tych zastosowań, w których magnetostrykcja jest szczególnie niepożądana, np. w indukcyjnych głowicach urządzeń audiowizualnych (w urządzeniach cyfrowych są zwykle stosowane głowice bazujące na zjawisku magnetorezystancyjnym). Z dużym powodzeniem są stosowane w bezszumowych urządzeniach w zakresie częstotliwości do 100 kHz, a w dławikach nawet do 30 MHz. Ze względów ekonomicznych ważną zaletą magnetyków nanokrystalicznych jest to, że nie zawierają one kobaltu, metalu kilkasetkrotnie droższego od żelaza będącego z reguły w składzie konwencjonalnych materiałów niemagnetostrykcyjnych.

2.4. Ferryty

Ferryty to otrzymywane drogą spiekania z proszków materiały ceramiczne, które wykazują właściwości ferrimagnetyczne. Są tlenkami o ogólnych wzorach związków typu: XO , Y_2O_3 , XY_2O_4 w których X i Y reprezentują jony metali: Mg, Zn, Cu, Ni, Fe, Co, Mn, Sr, Ba. Charakteryzuje je silna anizotropowość oraz naprężenia wewnętrzne wpływające na znaczne straty histerezy. Zazwyczaj są bardzo twarde i kruche. O właściwościach magnetycznych ferrytów decydują głównie skład chemicznego spieku oraz technologia ich produkcji [103], [106], [109].

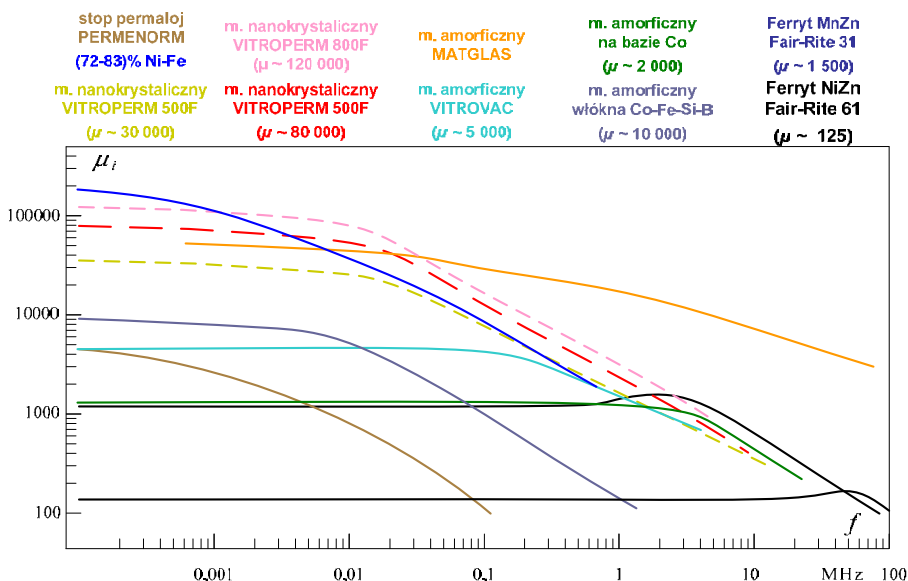
Jako materiały magnetyczne są relatywnie tanie, posiadają dużą rezystywność ($1 \div 10^8 \Omega m$), a zatem bardzo słabo przewodzą prąd elektryczny, co jest ich zaletą i wpływa na małe straty wiropądowe.



Rys. 2.12. Histerezy magnetyczne wybranych magnetyków miękkich [102–103], [110]

Na Rys. 2.12 przedstawiono pętle histerezy dwóch wybranych typowych Ni-Zn oraz Mn-Zn ferrytów. Wadą tych materiałów jest stosunkowo mała wartość indukcji nasycenia [103], [106], [109], [123], [238].

Względna przenikalność początkowa ferrytów waha się w bardzo szerokich granicach $\mu_i \approx 10 \div 18\,000$ [102–103], [106–108], [111]. Natomiast przy słabych polach magnetycznych można stwierdzić jej stabilność w dużym zakresie częstotliwości (Rys. 2.13).



Rys. 2.13. Przenikalność magnetyczna początkowa w funkcji częstotliwości dla wybranych materiałów magnetycznych [74], [102–112], [206], [240], [244]

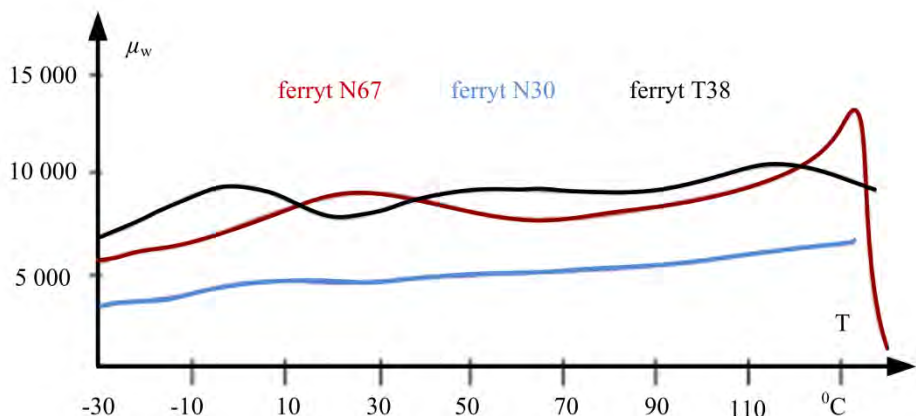
Tab. 2.6. Wybrane właściwości fizyczne klasycznych ferrytów miękkich [102–104], [106], [123]

Material (producent)	MnZn	J Magnetics	75 Fair-Rite Products	NiZn KITAGAWA	3E8 Ferroxcube	
Magnet. przenikalność początkowa	-	3 500	5 000	5 000	800—1 100	18 000
Temp. Curie °C	220	125	>140	130–200	>100	
Rezystywność μΩm	10 ⁶	10 ⁶	30 000	10 ⁶	10 ⁵	
Stratność (20 kHz, 0,2 T) W/kg	17	-	-	-	<10	
Indukcja nasycenia T	0,5	0,43	0,43	0,3	0,1	
Max. temp. pracy °C	100	100	80	90	80	

Obserwuje się [104] większą niż dla materiałów metalicznych zależność przenikalności przy podmagnesowaniu polem stałym. Ze wzrostem amplitudy pola przemiennego przenikalność ferrytów rośnie tym silniej im większą ma ona wartość. Maksymalna częstotliwość określająca zakres stabilnych wartości względnej przenikalności magnetycznej początkowej jest określona przez zjawie-

sko rezonansu własnego domen ferrytu, po przekroczeniu którego materiał traci swoje parametry magnetyczne.

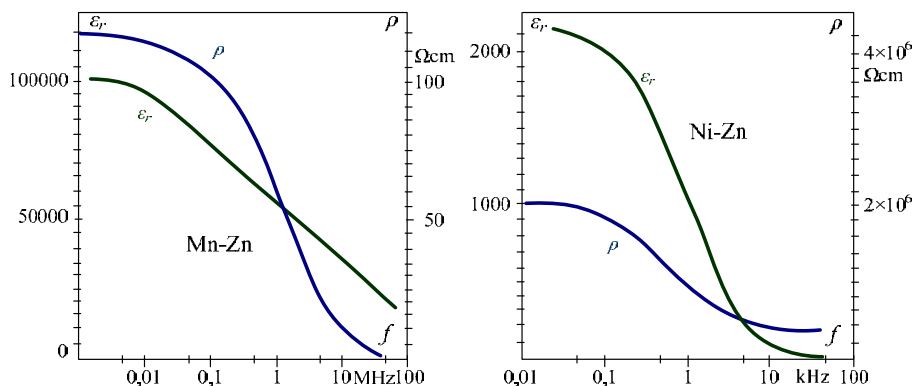
Wadą ferrytów jest nieliniowy wzrost względnej przenikalności magnetycznej wraz ze zmianą temperatury [103], [106], [240] (Rys. 2.14). Wartość ich temperatury Curie, zawiera się zwykle w przedziale $100\div 200^{\circ}\text{C}$, ale może też osiągnąć 400°C [123].



Rys. 2.14. Zmiany przenikalności magnetycznej względnej w zależności od temperatury [110], [240]

Zazwyczaj stosuje się dwa rodzaje wspomnianych już miękkich magnetycznych ferrytów: manganowo-cynkowe o względnej przenikalności początkowej $\mu_i=300\div 18\ 000$, indukcji nasycenia $B_s=0,3\div 0,5\ \text{T}$ i natężeniu koercji $H_C=0,1\div 1,0\ \text{A/cm}$ oraz niklowo-cynkowe o $\mu_i=10\div 1\ 000$, $B_s=0,17\div 0,3\ \text{T}$ i $H_C=1,2\div 12\ \text{A/cm}$ [102–104], [106]. Ferryty niklowo-cynkowe charakteryzują się mniejszą przenikalnością, lecz mogą pracować w zakresie do setek megaherców. W zastosowaniach dławików przeciwzaburzeniowych w przedziale częstotliwości mniejszych, do kilku megaherców lepsze są ferryty manganowo-cynkowe, które posiadają też większą stabilność termiczną.

Ferryty jako materiały półprzewodnikowe cechuje bardzo wysoka rezystywność, malejąca wykładniczo w funkcji temperatury [103–104], [106], [238]. Ponieważ materiały ferrytowe posiadają elektrycznie niejednorodną ziarnistą strukturę, właściwości elektryczne ziaren i warstw je oddzielających wykazują znaczne zróżnicowanie. Dlatego też występuje silna zależność zarówno rezystywności jak i przenikalności elektrycznej ferrytów od częstotliwości, co ilustruje Rys. 2.15.



Rys. 2.15. Wpływ częstotliwości na przenikalność elektryczną oraz rezystywność typowych ferrytów Mn-Zn oraz Ni-Zn [104]

Względna przenikalność elektryczna ϵ_r w zakresie częstotliwości akustycznych wynosi dla ferrytów Mn-Zn od kilkunastu tysięcy do kilkuset tysięcy, a dla ferrytów Ni-Zn zawiera się w przedziale od kilkuset do kilku tysięcy, po czym dla częstotliwości pojedynczych gigaherców niezależnie od rodzaju ferrytu maleje do wartości $\epsilon_r \approx 10$ [103–104]. Występujące jednocześnie duże wartości względnej przenikalności magnetycznej μ_w i elektrycznej ϵ_r powodują znaczne skrócenie w materiale ferrytowym długości fali elektromagnetycznej, co w przypadku jej współmierności z wymiarami rdzenia wywołuje zjawisko tzw. rezonansu wymiarowego, objawiającego się m.in. wzrostem strat rdzeniowych uniemożliwiających niekiedy jego stosowanie [238]. Z drugiej strony jednak, dzięki generalnie małym stratom w rdzeniach można uzyskać dużą dobroć cewek indukcyjnych stosowanych w dławikach przeciwzaburzeniowych, która przy częstotliwości ok. 1 MHz może osiągnąć wartość powyżej kilku tysięcy. Jest to jedna z głównych zalet ferrytów w tych zastosowaniach.

Poza opisanymi wyżej klasami materiałów, istnieje wiele innych, a wśród nich nowoczesne magnetyki twarde oraz najbardziej dziś fascynujące zarówno fizyków, jak i technologów, magnetyczne struktury wielowarstwowe, dzięki którym odkryto wiele nowych zjawisk fizycznych np. tzw. gigantyczny efekt magnetorezystancyjny. Dają one duże nadzieje na to, że uda się skonstruować nowe generacje urządzeń m.in. do zapamiętywania informacji cyfrowej o ogromnych gęstościach zapisu.

2.5. Podsumowanie

Dla scharakteryzowania właściwości materiałów magnetycznych stosowanych na rdzenie różnorodnych elementów w urządzeniach, aparatach i maszynach elektrycznych oraz w układach elektronicznych i energoelektronicznych istnieje potrzeba zdefiniowania i określenia wartości wielu parametrów. Ich liczbę po-

większa fakt silnej nieliniowości między wielkościami charakteryzującymi te materiały. Znajomość parametrów pozwala projektantom urządzeń przewidzieć dokładniej jak zachowa się materiał i pomóc im projektować bardziej sprawne energetycznie i tańsze produkty końcowe, także poprzez optymalizację wykorzystania materiałów magnetycznych. Jedną z podstawowych wielkości określających ich jakość jest stratność. Coraz częściej zauważany jest związek pomiędzy strukturą domenową materiałów magnetycznych oraz właśnie ich stratnością. Występujące w materiałach rdzeniowych straty energii można zredukować zarówno poprzez ulepszenie ich podstawowych właściwości magnetycznych jak również przez poprawę ich wykorzystania w urządzeniach elektrycznych.

W ostatnich latach obserwuje się gwałtowny rozwój badań materiałów magnetycznie miękkich i oprócz ciągłego doskonalenia właściwości tradycyjnych blach elektrotechnicznych i ferrytów pojawiają się nowe materiały uzyskiwane na drodze odmiennych technologii produkcji oraz o niespotykanych dotąd parametrach i zastosowaniach. Kluczowym zagadnieniem współczesnej inżynierii materiałowej stały się szkła metaliczne oraz nanomateriały i nanotechnologie.

Straty energii elektrycznej w rdzeniach transformatorów budowanych z taśm amorficznych wynoszą zaledwie ok. 25% strat w rdzeniach z materiału konwencjonalnego. Uwzględniając ten fakt, wymiana wszystkich rdzeni w transformatorach rozdzielczych w Stanach Zjednoczonych pozwoliłaby zaoszczędzić 23 mld kWh (lub 1,2 mld dolarów) [136], co wystarcza do zasilania w ciągu roku kilkusetmilionowego miasta.

Zmniejszenie strat energii jest szczególnie ważne w tradycyjnych zastosowaniach energoelektronicznych ale także dla energetycznych urządzeń pokładowych w pojazdach kosmicznych, samolotach i statkach, czy ruchomym sprzęcie wojskowym. Użycie lepszych materiałów pozwala konstruować lżejsze i mniejsze urządzenia. Ze względu na doskonałe właściwości mechaniczne, magnetyczne szkła metaliczne znajdują szerokie zastosowanie w różnorodnych czujnikach i przetwornikach wielkości nieelektrycznych np. siły, ciśnienia, przyspieszenia itd. Wykorzystuje się w nich zazwyczaj zjawiska magnetosprężyste, przejawiające się we współzależności naprężeń bądź odkształceń mechanicznych materiału i jego właściwości magnetycznych. Dzięki swym doskonałym „miękkim” właściwościom magnetycznym amorfiki znajdują również zastosowanie w konstrukcji czułych magnetometrów – urządzeń do pomiaru natężenia pól magnetycznych i jego fluktuacji. Służą one na przykład do rejestracji niewielkich zmian pola ziemskiego wywołanych obecnością przedmiotów z metali magnetycznych (wykrywacze min).

Nowe stopy metaliczne, będące efektem odkryć poznawczych i postępów technologii metali stanowią tworzywo nieodzowne dla zaawansowanych systemów technicznych ostatnich dziesięcioleci. Jednakże siłą napędową przeobrażeń gospodarczych, społecznych i cywilizacyjnych współczesnego świata są trwające nieprzerwanie od wynalezienia tranzystora i obwodów scalonych w połowie ubie-

głego wieku, postępy w rozwoju zaawansowanych naukowo i technicznie materiałów dla mikroelektroniki, optoelektroniki oraz informatyki. Otrzymywanie tych materiałów stworzyło nowy model przemysłu, w którym wytwarzanie materiału jest połączone z technologią wytwarzania produktu. Odbiega to znacznie od konwencjonalnych technologii metali wywodzących się z metalurgii.

Obecne badania skoncentrowane są na przewidywaniu przyszłych trendów rozwoju materiałów konstrukcyjnych z uwzględnieniem wyzwań jakie stawia współczesny świat w zakresie zrównoważonego gospodarowania zasobami energii. Wykorzystanie nowoczesnych narzędzi analizy numerycznej, takich jak sztuczne sieci neuronowe, z wyrafinowanymi systemami pomiarowymi, w których materiał ulega magnesowaniu w warunkach silnych odkształceń jest przedmiotem badań, które dostarczają zarówno dokładniejszych charakterystyk pracy urządzeń elektromagnetycznych oraz są źródłem danych dla metody elementów skończonych wykorzystywanej przez ich projektantów.

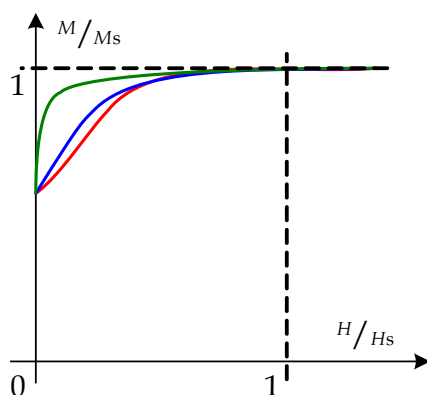
Istnieje pogląd, że badacze, projektanci i użytkownicy stali elektrotechnicznych oraz innych miękkich materiałów magnetycznych, mogą w kilku następnych dekadach odegrać ważną rolę w rozsądnym gospodarowaniu energią i jej stratami, przysparzając znaczących korzyści dla użytkowników materiałów magnetycznych oraz dla całej populacji.

3. MODELE STRUKTUR MAGNETYCZNYCH

Modelowanie właściwości magnetycznych dotyczy głównie opisu matematycznego obwodów magnetycznych, pętli histerezy stosowanych materiałów rdzeniowych oraz występujących w nich strat. Nieliniowość zjawisk magnetycznych, zwłaszcza w szerokim zakresie częstotliwości znacznie utrudnia projektowanie urządzeń zawierających materiały ferromagnetyczne. Powszechnie wiadomo że, charakteryzują się one nie tylko nieliniową krzywą magnesowania, ale również histerezą magnetyczną, której postać nie może być opisana za pomocą funkcji elementarnej. W konsekwencji, wciąż bardzo aktualnymi i aktywnie rozwijanymi są liczne prace na temat prawidłowego modelowania matematycznego właściwości magnetycznych materiałów i zjawisk w nich zachodzących. Stosowane w tym celu modele dają się sklasyfikować w trzech grupach jako: analityczne, dynamiczne i histerezowe. Wśród pierwszych można wyodrębnić model Rayleigh'a [77], który za pomocą dwuczłonowego szeregu potęgowego dobrze odwzorowuje charakterystykę magnesowania w zakresie niewielkich pól magnetycznych (poniżej wartości natężenia koercji H_c -Rys. 2.3, przedział O-A na Rys. 3.2) lub pól charakteryzujących się bardzo dużą częstotliwością przemagnesowania. Innym przykładem analitycznego modelu jest aproksymacja funkcją schodkową lub sklejaną funkcją liniową [240]. Modele dynamiczne jako jedne z pierwszych uwzględniały zjawiska termodynamiczne w procesie magnesowania [32], [96] oraz dzięki tzw. operatorom histerezowym wiązały czas ze stanem namagnesowania materiału. W pracy niniejszej skoncentrowano się na modelach dynamicznych oraz przede wszystkim histerezowych, które uwzględniają w procesie magnesowania mikrostrukturę materiału. Wybór poprawnych założeń matematycznych tych metod zapoczątkowano już w początkach drugiej połowy ubiegłego stulecia [22], [26]. Z uwagi na intensywny rozwój informatyki i metod numerycznych należą one jednak do najczęściej stosowanych i rozwijanych obecnie [16], [40], [96].

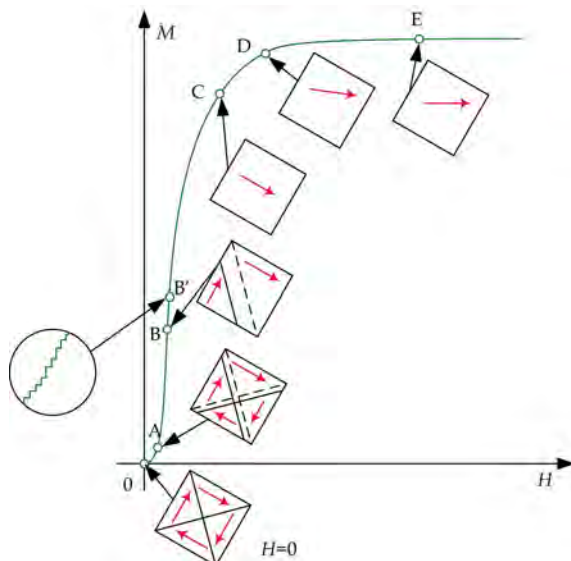
3.1. Modelowanie obwodu magnetycznego

Koncentrując się na opisie właściwości fizycznych oraz ich związku z budową materii przyjęto teorię domen, w zestawieniu z koncepcją trwałości stanów o minimalnej energii wewnętrznej. Analiza wpływu zjawisk występujących w mikrostrukturach, odpowiedzi układów w makrostrukturach oraz związków energetycznych, pozwala na stwierdzenie silnie nieliniowej wartości przenikalności magnetycznej materiałów ferromagnetycznych. Ilustracją tego stanu rzeczy uwzględniającą kierunki działania zewnętrznego pola magnetycznego względem osi krystalograficznych są charakterystyki magnesowania przedstawione na Rys. 3.1.



Rys. 3.1. Charakterystyki magnesowania monokryształu żelaza wzdłuż różnych kierunków osi krystalograficznych [240]: linia zielona dla osi [001], linia niebieska dla osi [011] oraz linia czerwona dla osi [111]

Molekularną czyli domenową budowę obiektów ferromagnetycznych scharakteryzować można jako strukturę polikrystaliczną lub amorficzną z niejednorodnościami, defektami sieci krystalicznej, wtrąceniami innych substancji i różnego rodzaju naprężeniami wewnętrznymi. Wszystkie te elementy znacząco wpływają na właściwości materiału. Mechanizm pierwotnego magnesowania przy powolnych monotonicznych zmianach pola magnetycznego zewnętrznego przedstawiono na Rys. 3.2.



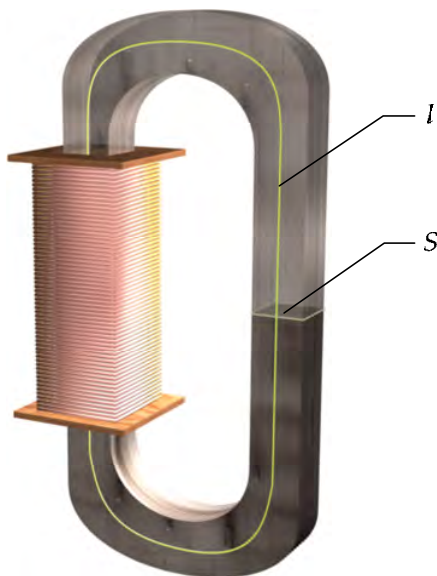
Rys. 3.2. Kształt krzywej magnesowania ferromagnetyka i poglądowe przedstawienie struktury domenowej

W stanie idealnego rozmagnesowania w przestrzeni bez oddziaływającego pola magnetycznego, wektory momentów magnetycznych kompensują się wewnątrz samego obiektu (punkt 0). Po poddaniu ferromagnetyka oddziaływaniu zewnętrznego pola magnetycznego, wewnątrz jego struktury zmianie ulega wartość indukcji. Krzywa magnesowania w początkowym etapie (O-A) obejmującym zakres pola magnetycznego $0 < H < 0,4H_c$ (H_c – natężenie koercji; Rys. 2.3) [240] jest wklęsła i odwracalna. Następnie w miarę wzrostu natężenia pola magnetycznego obserwuje się efekt naruszenia obszarów domen (punkt A), a w konsekwencji przesuwanie ich granic. Występuje nieodwracalne przemieszczanie się ścian rozdzielających domeny, tzw. ścian Blocha. W wyniku tego, po usunięciu obiektu z pola, zachowuje on zmienioną konfigurację domen, pozostając namagnesowanym. Ponowne przywrócenie stanu rozmagnesowania ferromagnetyka, wymaga dostarczenia z zewnątrz niezbędnej do tego celu energii. W najbardziej liniowym, chociaż w istocie odwzorowanym krzywą schodkową, fragmencie (A-C) obejmującym zakresy pól $(0,1-0,4)H_c < H < (1-5)H_c$ następuje skokowa zmiana orientacji spinowych momentów magnetycznych, domeny powiększają swoje powierzchnie, zmniejsza się udział warstw granicznych. Przenikalności magnetyczne osiągają wówczas największe wartości. Zjawisku temu, zwanym w literaturze szumami Barkhausena, towarzyszy dźwięk, słyszalny np. w zbliżonym do obiektu czułym mikrofonie. Następnie stałym przyrostom natężenia pola odpowiadają coraz mniejsze przyrosty (C-D i dalej) magnetyzacji $\mathbf{M}$ lub indukcji $\mathbf{B}$. Rozpoczyna się zjawisko zwane nasyceniem ferromagnetyka. Momenty magnetyczne, a zatem wektory namagnesowania wszystkich domen ustawiają się wzdłuż linii działającego pola magnetycznego. Materiał jest już jednorodnie namagnesowany i w skali makroskopowej jego struktura może być traktowana jako jednodomenowa. W efekcie krzywa magnesowania dąży do asymptoty $B=B_s$, zwanej indukcją nasycenia czyli największą wartością indukcji jaką można uzyskać w ferromagnetyku. Jest to wielkość charakterystyczna danego materiału i jej wartość waha się od 0,4 do 2,5 T przy odpowiadających wartościach natężenia pola magnetycznego od 40 A/m do kilku kiloamperów na metr [221].

Z powyższych rozważań wynika, że wprowadzenie obiektu ferromagnetycznego do przestrzeni działającego pola magnetycznego, powoduje zmiany wartości namagnesowania (indukcji) w zakresie od 0 do M_s (B_s) odzwierciedlającej stan nasycenia. Związek pomiędzy wartością namagnesowania M bądź indukcją magnetyczną B , a wartością działającego pola magnetycznego H uzależniony jest od samych właściwości fizycznych materiału, jak również od strat energii związanych ze zmianami stanu przemagnesowania.

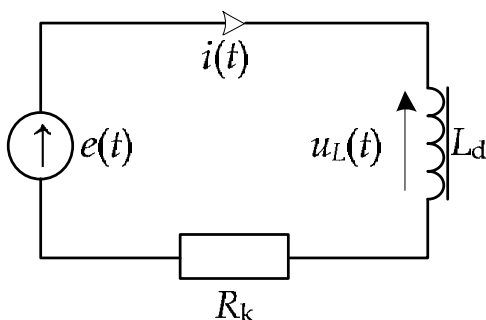
Istotne zagadnienia obliczeniowe modelowania obwodów magnetycznych koncentrują się wokół fragmentu przestrzeni, dla którego występuje największa koncentracja strumienia magnetycznego Φ . W zastosowaniach praktycznych analiza obejmuje szczególne podobszary. Zwykle są to różnego rodzaju elek-

tromagnesy, jarzma, rdzenie transformatorów, pręty stalowe, taśmy w konfiguracji zamkniętego magnetowodu z ewentualnymi elementami szczelinowymi.



Rys. 3.3. Obwód magnetyczny dławika jednofazowego

Na Rys. 3.3 przedstawiono typowy dławik z zamkniętym rdzeniem ferromagnetycznym o średniej długości l oraz powierzchni przekroju poprzecznego S . Widoczne uzwojenie stanowi element wytwarzający pole magnetyczne o rozkładzie natężenia pola magnetycznego $H(x, y, z, t)$. Schemat elektryczny obwodu dławika uwzględniający rezystancję uzwojenia magnesującego R_k oraz jego indukcyjność L_d prezentuje Rys. 3.4.



Rys. 3.4. Schemat obwodu elektrycznego dławika jednofazowego

Zgodnie z II prawem Kirchhoffa, przy założeniu jednowymiarowego rozkładu indukcji magnetycznej w rdzeniu oraz przy pominięciu rozproszenia dla wolnozmiennych wymuszeń, bilans napięć w oczku obwodu elektrycznego i magnetycznego można zapisać w postaci (3.1).

$$\begin{cases} e(t) = R_k \cdot i(t) + u_L(t) \\ N \cdot i(t) = H(t) \cdot l \end{cases} \quad (3.1)$$

Przedstawiany rdzeń dławika zbudowano z taśm zwijanych, które umożliwiły uproszczenie rozważań do analiz jednowymiarowych. Napięcie $u_L(t)$ określono jako zmianę strumienia skojarzonego:

$$u_L(t) = \frac{d\psi}{dt} \quad (3.2)$$

Uwzględniając jego definicję (3.3) otrzymano wyrażenie określające wartość napięcia zaindukowanego w uzwojeniu dławika (3.4).

$$\psi = N \cdot \Phi = N \cdot \int_S B dS \quad (3.3)$$

$$u_L = N \cdot S \cdot \frac{dB}{dt} \quad (3.4)$$

Przyjmując uśrednioną wartość indukcji oraz przenikalności magnetycznej w przekroju poprzecznym rdzenia po przekształceniach [55] otrzymano

$$u_L = N \cdot S \cdot \left[\frac{d\mu(H)}{dH} \cdot H(t) + \mu(H) \right] \cdot \frac{dH(t)}{dt} \quad (3.5)$$

Podstawiając wzór (3.5) do układu równań (3.1) otrzymano wyrażenie (3.6) uwzględniające przenikalność dynamiczną.

$$e(t) = R_k \cdot i(t) + \frac{N^2 \cdot S}{l} \cdot \left[\frac{d\mu(i(t))}{di} \cdot i(t) + \mu(i(t)) \right] \cdot \frac{di(t)}{dt} \quad (3.6)$$

$$e(t) = R_k \cdot i(t) + \frac{N^2 \cdot S}{l} \cdot [\mu_p(i(t)) + \mu(i(t))] \cdot \frac{di(t)}{dt} \quad (3.7)$$

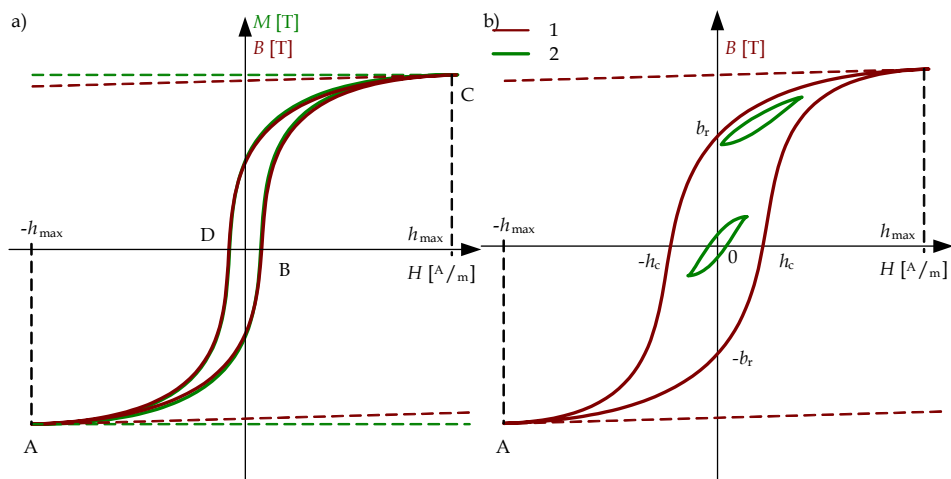
gdzie:

μ_p – składowa przejściowa przenikalności magnetycznej w równaniu (3.7).

Z powyższych zależności wynika, że wartość przenikalności dynamicznej jest uzależniona od zmian natężenia pola magnetycznego, a w konsekwencji od zmian wartości prądu $i(t)$ w rozpatrywanym obwodzie. Dalszą analizę otrzymanego równania stanowiącą ilustrację modelowania obwodu magnetycznego przeprowadzono w rozdz. 3.4.3.

3.2. Modele pętli histerezy

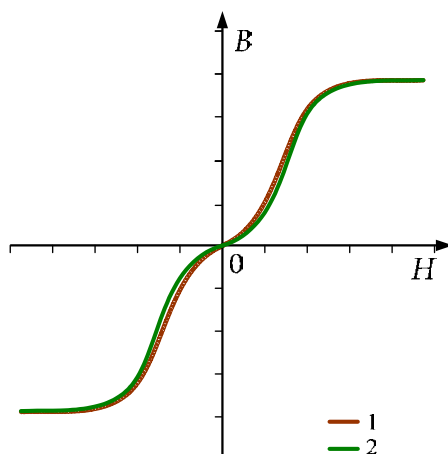
Od początków badań zjawiska magnetyzmu stwierdzono właściwość jego silnej nieliniowości. Obserwacje eksperymentalne, prowadzone w celu określenia relacji przyczynowo-skutkowych dla obwodów z elementami ferromagnetycznymi, sprowadzają się do identyfikacji parametrów modelu matematycznego charakterystyki rozgałęzionej. Jej szczególnym przypadkiem jest zamknięta pętla histerezy magnetycznej. Opis kwantowych zjawisk ferromagnetycznych, stanowiących istotę występowania pętli histerezy, reprezentującej postać charakterystyki rozgałęzionej stratnej jest przedmiotem badań fizyki stochastycznej [76]. W pracy niniejszej przeprowadzono rozważania z ukierunkowaniem na poszukiwanie fundamentalnych charakterystyk, znaczących dla procesów modelowania inżynierskiego.



Rys. 3.5. Pętla histerezy magnetycznej: a) wyznaczona dla zależności magnetyzacji M oraz indukcji magnetycznej B względem natężenia pola magnetycznego; b) z zaznaczonym efektem pamięci: 1 – pętla graniczna, 2 – pętla cząstkowa

Identyfikowany obraz pętli histerezy magnetycznej (Rys. 3.5) charakteryzuje zachowanie materii w otoczeniu warunków zmieniających jej stan energetyczny. W badaniach magnetycznych, rozpoznanie stanu przedmiotu obserwacji, scharakteryzowanego dwoma, najczęściej używanymi skalarnymi parametrami b i h polega na uwzględnieniu ciągłości zmiennych w czasie, wartości zadanych i otrzymanych. W terminologii teorii systemu nazywa się je wartościami wejściowymi i wyjściowymi [266], [346]. Parametr h przypisano wartości wejściowej – natężeniu pola magnetycznego, zaś parametr b wartości obserwowanej, czyli indukcji magnetycznej. Zakładając wzrost wielkości h w przedziale $(-h_{\max}, h_{\max})$ ustalono położenie punktu (h, b) na krzywej ABC wyznaczającej narastającą

cą gałąź histerezy. Dla przyrostu argumentu ($h_{\max}$, $-h_{\max}$) wytyczono trajektorię CDA zwaną opadającą gałęzią histerezy. W ten sposób łącząc otrzymany obraz z procesem magnesowania materiału ferromagnetycznego dla jednorazowego obiegu wartości wejściowych zdefiniowano okres pętli histerezy magnetycznej. Wartość indukcji przypisana punktom $(0, b_r)$ oraz $(0, -b_r)$ została nazwana pozostałością magnetyczną lub magnetyzmem szczątkowym – remanencją. Natężenie pola magnetycznego h_c zdefiniowano pojęciem natężenia powściągliwego, koercyjnego albo też koercją. Natężenie koercji to taka wartość h_c pola magnetycznego, która lokalnie doprowadza do zera indukcję magnetyczną materiału ferromagnetycznego będącego w stanie okresowo symetrycznie magnesowanym do nasycenia. Konkretnie wartości b_r , h_c , stanowią charakterystyczne wielkości danego materiału ferromagnetycznego.

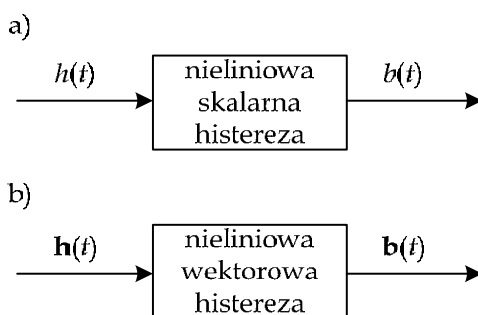


Rys. 3.6. Pierwotna (1) i podstawowa (2) charakterystyka magnesowania

Ciekawy kształt osiąga krzywa poprowadzona przez wierzchołki całej grupy symetrycznych pętli histerezy zwana też podstawową charakterystyką magnesowania (Rys. 3.6). W rzeczywistości nie stwierdzono, aby charakterystyka podstawowa pokrywała się ściśle z pierwotną charakterystyką magnesowania, tzn. charakterystyką otrzymaną przy magnesowaniu materiału obojętnego magnetycznie, różnice są jednak nieznaczne.

Histereza jest to przede wszystkim obiekt geometryczny wymagający zastosowania ściśle określonego sposobu interpretacji. Jeśli wzrost parametru wejściowego odbywa się w przedziale wartości maksymalnych wytyczana jest graniczna gałąź histerezy. Jeśli zaś obserwacje dotyczą ciągłych zmian wielkości h , nie tylko pomiędzy wartościami $h_{\max}$ i $-h_{\max}$, tworząc tym samym trajektorie wewnętrznej figury, to wykreślana krzywa kształtem odpowiada obwiedni, którą na

zwano pętlą rozgałęzioną. W ogólnych rozważaniach jej definicję rozszerzono na szczególnie rozgałęziający i nie zawsze zamknięty charakter przebiegu. Zamkniętej pętli przypisano jedynie szczególną formę dla powtarzalnego przebiegu wartości wejściowej [16]. Dowolnie małe zmiany, powinny wytyczyć charakterystykę dla cząstkowych obiegów histerezy, zwanych też elementarnymi operatorami histerezy. Obserwowane rezultaty wiążą zjawisko strat materiałowych oraz efekt pamięci [266]. Histerezę można zatem zdefiniować jako charakterystykę rozgałęzioną z niezależnym efektem pamięci [148]. Fenomen histerezy zawiera w swym opisie historię zjawiska. Można ją też interpretować na podstawie funkcji przetworników związanych z teorią automatyki.



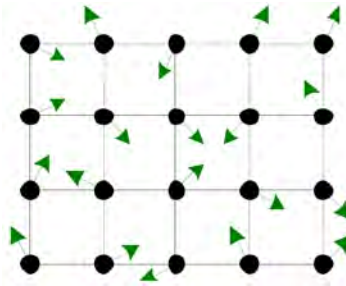
Rys. 3.7. Blokowy model histerezy: a) skalarnej, b) wektorowej

Istnieją też matematyczne opisy histerezy stosujące analizę wektorową (Rys. 3.7), gdzie każdemu punktowi zataczanej obwiedni, przyporządkowano wektor wejściowy $\mathbf{h}(t)$ oraz wyjściowy $\mathbf{b}(t)$ [148].

Eksperymentalne przebiegi histerezy zazwyczaj otrzymuje się w wyniku obserwacji parametrów wejściowych, zależnych od czasu. Mimo uwzględniania historii i zmian dynamicznych, histerezę nazwano statyczną, gdyż przy znormalizowanym kształcie wymuszenia, lokalne przebiegi nieliniowości były zdeterminowane przez poprzednie ekstremum wartości wejściowej [148]. Wykazano zgodność podanego określenia statycznej skalarnej histerezy z danymi doświadczalnymi, poprzez obserwację magnetycznej pętli histerezy [266], [347].

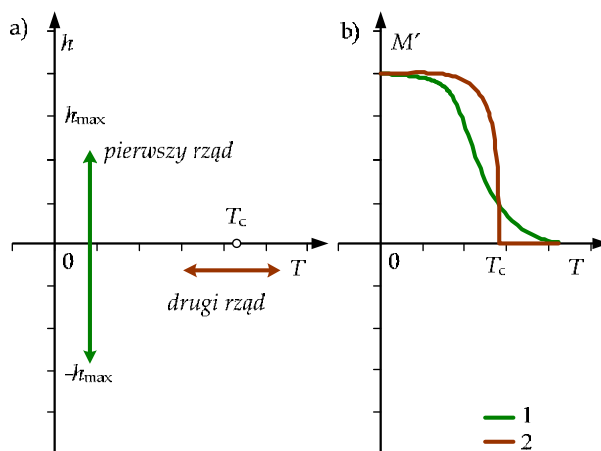
Jak już wspomniano proces uwzględniający zjawisko histerezy magnetycznej wynika bezpośrednio z analizy zjawisk mikroskopowych. Opisująca je przestrzennie mechanika kwantowa przedstawia relacje pomiędzy kształtem histerezy a wymiarami spinów, topologią sieci, a także zakresem i anizotropią wzajemnych szczególnie wymiennych oddziaływań.

Układ spinów rozmieszczonych we wszystkich węzłach sieci krystalicznej powoduje powstanie zarówno oddziaływań wzajemnych, jak też związanych z polem zewnętrznym. Superpozycja tych zjawisk określa odpowiedź materii na zewnętrzne wymuszenie.



Rys. 3.8. Rozkład dwuwymiarowej sieci krystalicznej ze spontanicznym ułożeniem spinów

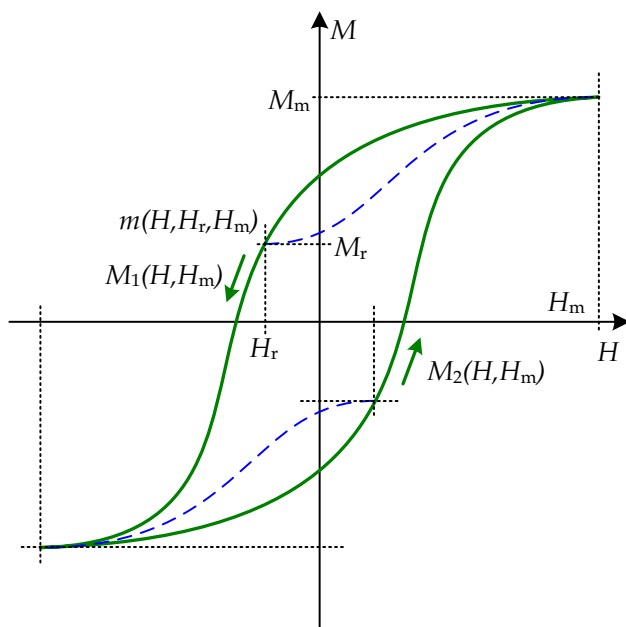
Zwiększona energia wzajemnego oddziaływania atomów, większa niż drgań cieplnych węzłów sieci krystalicznej (Rys. 3.8), umożliwia orientację momentów magnetycznych sąsiednich atomów. Stwierdzono, że energia wzajemnego oddziaływania nie zależy od temperatury, a energia ruchu cieplnego jest w przybliżeniu proporcjonalna do temperatury. Umożliwia to wyrównanie ich wartości w temperaturze Curie, powyżej której maleje prawdopodobieństwo uporządkowania momentów magnetycznych, a układ traci właściwości ferromagnetyczne i ferrimagnetyczne, stając się paramagnetykiem [42], [72]. Ferromagnetyzm rozpatruje się ze względu na dwa typy przejścia fazy. W temperaturach poniżej punktu Curie i przy zmianach pola magnetycznego $\mathbf{H}$ w zakresie wartości maksymalnych, nieciągłość polaryzacji magnetycznej łączy przejście fazy I rzędu. Dla temperatur bliskich punktu Curie T_c , spontaniczne namagnesowanie nie występuje. Taki stan odpowiada przejściu fazy II rzędu [164]. Dla zerowego pola magnetycznego możliwe staje się wystąpienie dwóch faz ujemnego i dodatniego spontanicznego namagnesowania (Rys. 3.9).



Rys. 3.9. Zjawisko przejścia fazy dla ferromagnetyków: a) granice przejścia I i II rzędu; b) wartości spontanicznego namagnesowania M' dla faz I rzędu (1) oraz II rzędu (2)

Modele ferromagnetyzmu, związane z analizą krystalograficznych oddziaływań klasyfikuje się pod nazwą sieciowych. Ich typowymi przedstawicielami są modele Curie-Weissa oraz Isinga. Opisują one zjawiska w materiałach ferromagnetycznych o krystalicznej strukturze, za pomocą sieci z węzłami o dołączonych jednowymiarowych spinach.

Model Curie-Weissa umożliwia opis układu w granicach równowagi termodynamicznej i uwzględnia sprzężenia o nieograniczonym zasięgu, pomiędzy spinami, umieszczonymi w węzłach sieci. Wprowadza przy tym równania minimalnej amplitudy pola h_c koniecznej do zmiany kierunku namagnesowania. Określenie dotyczące oddziaływań znaczących dla najbliższych sąsiadów spinowych wprowadzono dopiero w alternatywnym modelu Isinga [36], [236]. Wspólną cechą tych sieciowych modeli matematycznych wykorzystywanych w mechanice statystycznej do badań nad przejściami fazowymi jest konieczność pokonania bariery potencjałów w celu zmiany orientacji spinu.

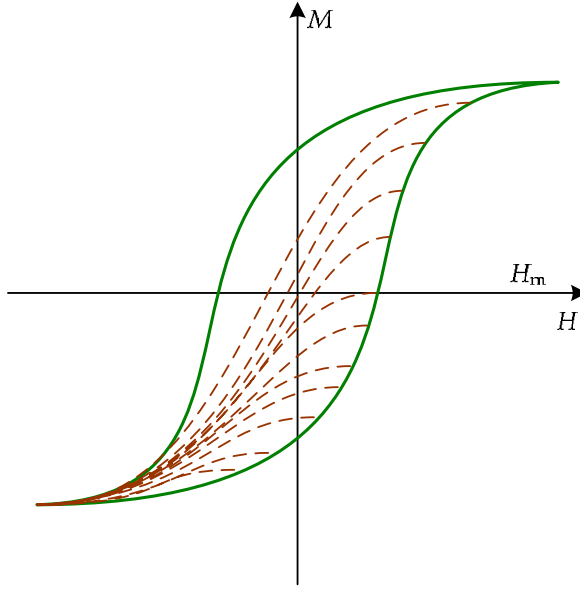


Rys. 3.10. Krzywa symetryczna oraz krzywa powrotna I rodzaju

Rozważania dotyczące kształtu charakterystyki rozgałęzionej (Rys. 3.10), otrzymanej na podstawie jej granicznej gałęzi, przedstawiono w pracy [348]. Autor analizował przebieg dodatkowej charakterystyki zwanej powrotną krzywą pierwszego rodzaju, powstałej w wyniku zmiany kierunku pola magnesującego w dowolnym punkcie (H_r, M_r) . Model matematyczny takiego obrazu przedstawia równanie (3.8)

$$M(H_m) = M_m \cdot f\left(\frac{H_m}{\alpha_A}\right) + \frac{M_b}{4} \left[f\left(\frac{H_m + \chi_A}{\beta_A}\right) + f\left(\frac{H_m - \chi_A}{\beta_A}\right) \right] \quad (3.8)$$

gdzie: α_A – parametr związany z natężeniem koercji, β_A – parametr określający przybliżoną wartość nasycenia, χ_A – określa połowę szerokości pętli mierzonej jako odcinek łączący skrajne wartości na osi odciętych [348].



Rys. 3.11. Krzywe powrotne I rodzaju

Model ten okazał się doskonały przy odwzorowaniu powrotnych krzywych I rzędu, przedstawionych na rysunku Rys. 3.11 i ważny przy analizie metod wzorcowania funkcji wagi klasycznego algorytmu Preisacha [266], [315].

Zespolony opis krzywej namagnesowania, jako złożenie oddziaływania: odwracalnej precesji wektora polaryzacji magnetycznej oraz nieodwracalnego procesu ruchów i odkształceń ścian domen, zawarto w pracy [2].

Wektorowy opis zjawiska przedstawiono, jako spójne powiązanie pomiędzy parametrami materiałowymi a obecnością ruchów i odkształceń w mikrostrukturze, bazującej na modelu Stonera-Wohlfartha [250]. Zawarte tam sformułowania nawiązują do obszarów scharakteryzowanych miejscową anizotropią o stałym współczynniku K oraz oznaczonym kącie odniesienia θ_K . Zgodnie z teorią domen, każdy obszar przyjęto za doprowadzony do stanu nasycenia, o wartości namagnesowania $\mathbf{M}$ o stałej amplitudzie M_s i zmiennym kierunku określonym przez kąt θ_M .

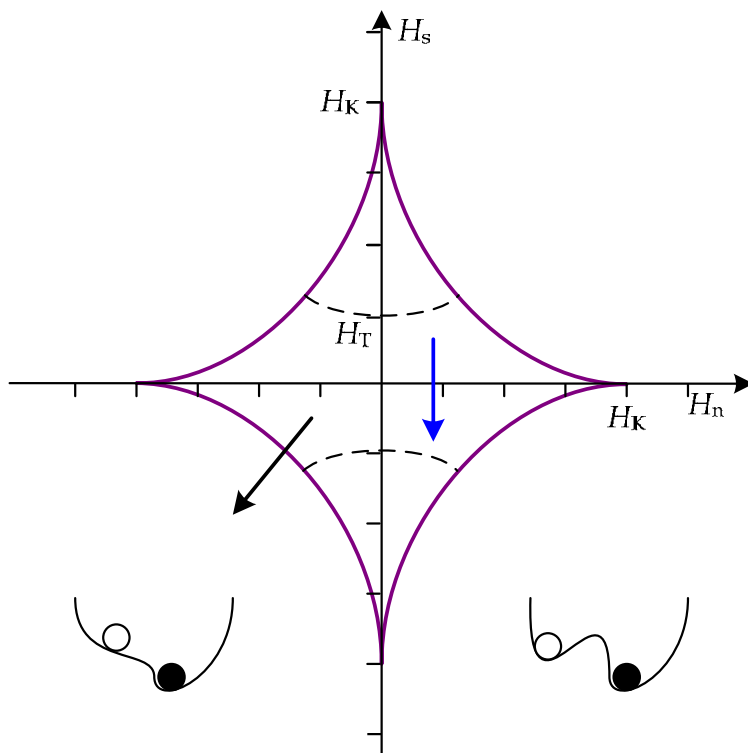
$$E = K \sin^2(\theta_M - \theta_K) - \mu_0 \mathbf{M} \mathbf{H} \quad (3.9)$$

Przyjmując zasadę minimalizacji energii (3.9) jako kryterium stabilności, udowodniono możliwość współistnienia jedynie dwóch stanów równowagi, zależących od modułu i kierunku wektora $\mathbf{H}$. Opisano je krzywą astroidalną określoną równaniem (3.10) [2]

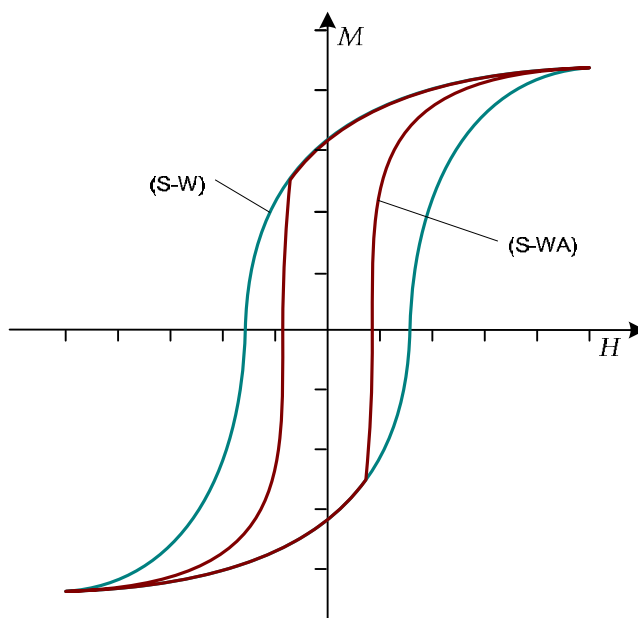
$$H_s^{\frac{2}{3}} + H_n^{\frac{2}{3}} = H_K^{\frac{2}{3}} \quad (3.10)$$

gdzie:

$$\begin{cases} H_s = H \cos(\theta_H - \theta_K) \\ H_n = H \sin(\theta_H - \theta_K) \\ H_K = \frac{2K}{\mu_0 M_s} \end{cases} \quad (3.11)$$



Rys. 3.12. Uproszczona krzywa astroidalna, opisująca odwracalne rotacje ścian domen (strzałka czarna) i nieodwracalne zmiany położenia ścian domen (strzałka niebieska)



Rys. 3.13. Pętla histerezy magnetycznej dla modelu Stonera-Wohlfartha (S-W) oraz dla astroidalnego rozkładu współrzędnych wektora wymuszającego (S-WA)

Opisane w tej części pracy zagadnienia, nawiązują do istotnego problemu modelowania charakterystyk materiałów ferromagnetycznych. Stochastyczne modele ferromagnetyzmu, udostępniają informację o genezie zjawiska i umożliwiają interpretację obserwowalnych zachowań materii w polu magnetycznym. Jednakże z punktu widzenia aplikacji technicznych należy poszukiwać makroskopowych zależności, które możliwe są do zastosowania w obliczeniach obwodowych lub polowych. Najczęściej stosowanym do tej pory modelem była charakterystyka magnesowania, która nie uwzględniała strat histerezowych, ani strat wynikających ze zjawiska indukowania się prądów wirowych. Znany, zaimplementowanym w komercyjnych programach komputerowych jest opisany poniżej model Jilesa-Athertona, dzięki któremu wprowadzono do obliczeń adiabatyczny przebieg stratny. Stosuje on jednak uproszczenie polegające na pomijaniu historii magnesowania materiału. Innym, rozwiązującym wiele mankamentów jest model Preisacha, którego opis klasyczny, przedstawiono w dalszej części opracowania niniejszego rozdziału.

3.3. Model Jilesa-Athertona

W ostatnich latach powszechnie stosowanym w komputerowej symulacji nieliniowych obwodów magnetycznych jest program PSPICE [78–79], [93], [264]. Wykorzystuje on zmodyfikowany model materiału magnetycznego, zaproponowany w 1986 r. przez D.C. Jilesa oraz D.L. Athertona [2–3], [7], [44], [79], [93–

94], [138], [210], [230]. Fundamentem tej teorii jest założenie istnienia w temperaturze pokojowej krzywej bezhisterezy (ang. *antihysteretic magnetization curve*), która wyznacza zbiór punktów (H, M) , odpowiadających magnesowaniu polem złożonym, będącym superpozycją składowej stałej i okresowo zmiennej składowej przejściowej.

Energię W_m zgromadzoną w polu magnetycznym H w przestrzeni o objętości V teoretycznej domeny materiału ferromagnetycznego, uwzględniono poprzez wpływ oddziaływającego pola molekularnego oraz zewnętrznego. Pomijając rozkład temperatury, energię wyrażono w postaci (3.12).

$$W_m = -\mu_0 \cdot \int_V \mathbf{m}_V \cdot (\mathbf{H} + \alpha_0 \mathbf{M}_a) dV \quad (3.12)$$

gdzie:

$\mathbf{m}_V$ – moment magnetyczny w jednostce objętości;

$\mathbf{M} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} - \mathbf{H}$ – namagnesowanie (magnetyzacja);

$\mathbf{M}_a$ – namagnesowanie w przypadku braku histerezy;

α_0 – średni, bezwymiarowy współczynnik wyrażający liczbową wartość oddziaływania momentów magnetycznych domen.

Autor ma świadomość występującej tutaj nieścisłości, wobec klasycznej definicji namagnesowania (2.6) wyrażonej w teslach [221], [240]. Jednak dla korzyści praktycznych polegających na używaniu standardowego programu analizy obwodów PSPICE, pozostaje w zgodzie z oznaczeniami stosowanymi w źródłowej literaturze [2–3], [7], [44], [79], [93], [96], [210], [230], [330].

Krzywa bezhisterezy opisuje stan równowagi termodynamicznej czyli sytuację w której energia polikryształu ferromagnetyka jest najniższa. Z analizy pomiarów dla stali, jakie przedstawiono w [21] wynika, że krzywa taka jest rzeczywiście obserwowana w praktyce i opisuje ją poniższe równanie

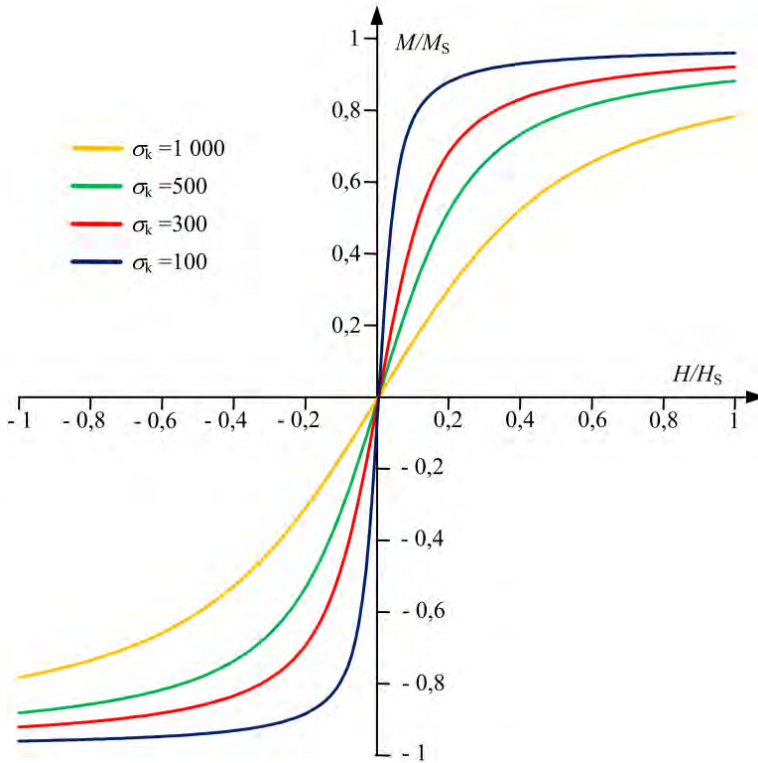
$$M_a = M_s \cdot f \left(\frac{H + \alpha_0 \cdot M_a}{\sigma_k} \right) \quad (3.13)$$

gdzie: $\sigma_k = k_B \cdot T_k / \mu_0 \cdot S$ – parametr kształtu pierwotnej krzywej magnesowania, wiążący temperaturę bezwzględną T_k , średnią powierzchnię domeny S , magnetyzację nasycenia M_s oraz stałą Boltzmanna $k_B = 8,6173 \cdot 10^{-5}$ eV/K [253].

Zależności (3.12) i (3.13) wynikają z opisu momentów magnetycznych domen ferromagnetyka i statystycznego stanu równowagi energetycznej [7], [93]. Poszukując analogii w modelu stochastycznym warto zanalizować jednowymiarowy model spinu. Jako jedno ze spotykanych rozwiązań $f(x)$ spełniających kryteria modelu Curie-Weissa jest zależność w postaci funkcji Langevina [16]

$$f(x) = \operatorname{ctgh} x - \frac{1}{x} \quad (3.14)$$

W pracach dotyczących modelu Jilesa-Athertona w rzeczywistości nie opisywano ogólnej formuły dla kształtu krzywej bezhisterezowej. Często stosowaną analityczną zależność ustalano wg funkcji Langevina dla stałego współczynnika σ_k [95–96], [250]. Charakterystyka bezstratna (3.13) stanowi podstawę modelowania pętli histerezy magnetycznej. Zmiana wartości α_0 oraz współczynnika σ_k wpływa na kształtowanie postaci krzywej bezhisterezowej, a ściślej odpowiada zdefiniowaniu wypadkowego momentu magnetycznego pojedynczej domeny w zadanej temperaturze [77], [95–96].



Rys. 3.14. Graficzna reprezentacja funkcji Langevina dla różnych wartości współczynnika σ_k

Nie do końca wyjaśnione efekty kwantowe [7], [93] powodują, że najbardziej korzystnym energetycznie stanem dla sąsiednich atomów w kryształach ferromagnetyka jest stan, w którym momenty magnetyczne atomów mają ten sam kierunek. Stąd atomowe momenty magnetyczne wewnątrz domeny są uporządkowane. Na granicy domen występuje obszar przejściowy, w którym sąsiadują ze sobą atomy o momentach magnetycznych skierowanych w różne strony. Zjawisku temu towarzyszy zmagazynowanie dodatkowej energii na powierzchni domeny. Wytworzenie wewnątrz ferromagnetyka niezerowego namagnesowania wymaga

„rozrostu” domen o momencie magnetycznym skierowanym zgodnie z zewnętrznym polem magnetycznym. Następuje wówczas ruch ścian domen, co objawia się zewnętrznie stratami energii i pętlową charakterystyką magnesowania. Przemieszczanie się domen znajdujących się w zmiennym polu ma charakter ruchu obrotowego o drobnych skokach – między kolejnymi pozycjami „zakotwiczenia” poszczególnych domen, podobnie jak przy tarcu mechanicznym. W pracy [7], [79] założono, że ruch domen jest procesem ciągłym, a energia potrzebna na wytworzenie tego ruchu jest wprost proporcjonalna do wielkości przesunięcia ściany domeny. Prowadzi to do następującej zależności określającej wartość namagnesowania:

$$\frac{dM}{dH} = \frac{M_a - M}{\delta \cdot K} \quad (3.15)$$

gdzie:

K – stała odkształceń nieelastycznych ścian domen;

δ – wskaźnik znaku przyrostu H równy +1 gdy $dH/dt > 0$ oraz -1 gdy natężenie pola magnetycznego ulega zmniejszeniu $dH/dt < 0$.

Zależność powyższa określa namagnesowanie pochodzące od odkształceń nieelastycznych, związane z nieodwracalnymi stratami energii (ang. *irreversible*). Natomiast obrotowym ruchom domen magnetycznych towarzyszą elastyczne odkształcenia ich ścian. Pobierana w tym procesie energia jest następnie zwracana, czyli straty energii są odwracalne (ang. *reversible*). W modelu Jilesa-Athertona składową magnetyzację M_{rev} , związanej z elastycznymi odkształceniami ścian domen określa się następująco:

$$M_{rev} = c(M_a - M) \quad (3.16)$$

gdzie c – stała odkształceń elastycznych ścian domen.

Po przekształceniach uwzględniających sumę składowej odwracalnej i stratnej [330] ostateczna postać zależności dM/dH opisująca pętlę histerezy magnetycznej jest następująca:

$$\frac{dM}{dH} = \frac{M_a - M}{(1+c) \cdot \delta \cdot K} + \frac{c}{1+c} \cdot \frac{dM_a}{dH} \quad (3.17)$$

Jak wynika z powyższych rozważań w celu zamodelowania materiału rdzenia magnetycznego należy określić wartości parametrów M_s , σ_k , α_0 , K , c .

Rdzenie maszyn, aparatów i urządzeń elektrycznych, w tym również analizowane w dalszej części niniejszego opracowania rdzenie transformatorów magnetycznych mnożników częstotliwości wykonane są z materiałów magnetycznie miękkich tzn. o stosunkowo małych wartościach natężenia koercji H_c oraz indukcji szczątkowej B_r . Uwzględniając ten fakt, oraz przekształcenia zamieszczone w pracy autorskiej [330] wyznaczono zależności określające parametry modelu Jilesa-Athertona dla materiału rdzenia magnetycznie miękkiego. Zesta-

wienie parametrów z uwzględnieniem symboli stosowanych w programie PSPICE przedstawiono w Tab. 3.1.

Tab. 3.1. Zależności określające parametry modelu materiału rdzenia magnetycznie miękkiego

Parametr	Oznaczenie parametru wg programu PSPICE	Wzór	Potrzebne dane katalogowe
c	C	$C = \frac{\mu_0 H_c (\mu - 1)}{B_r - \mu \mu_0 H_c}$	H_c, B_r, μ
K	K	$K = H_c \frac{B_r}{B_r - \mu_0 H_c}$	H_c, B_r
M_s	MN	$MN = \frac{B_s}{\mu_0} - H_s$	B_s, H_s
σ_k	A	$A = \frac{H_x - cM_x / [(1+c)(\mu-1)]}{1 / (1 - M_x / M_s) - 3M_x / M_s}$ $M_x = B_x / \mu_0 - H_x$	$B_x, H_x, (MN, C)$
α_0	$ALPHA$	$ALPHA = 3 \frac{\sigma_k}{M_s} - \frac{c}{(\mu-1)(1+c)}$	$\mu, (A, MN, C)$

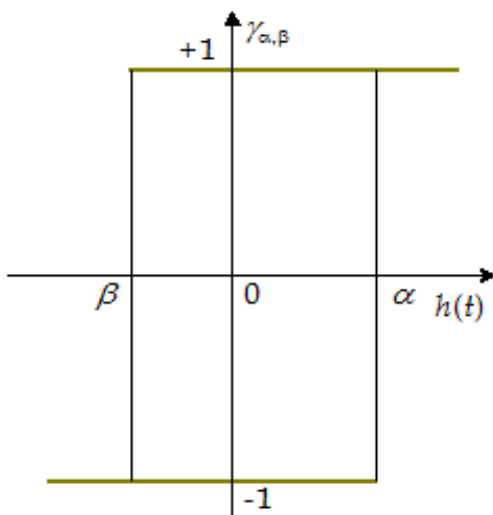
Sporządzenie modelu matematycznego materiału rdzenia wymaga znajomości katalogowych danych jego charakterystyki magnesowania. Odnosi się to do siedmiu następujących parametrów: magnetycznej przenikalności początkowej materiału μ , natężenia pola koercji H_c , indukcji remanencji B_r oraz natężenia pola magnetycznego H_x i odpowiadającej mu wartości indukcji B_x w obszarze za kolanem krzywej pierwotnego magnesowania i w obszarze nasycenia H_s i B_s . W szczególności należy przestrzegać, aby krzywa opisana równaniami (3.13), (3.14) przechodziła przez wybrany punkt pierwotnej krzywej magnesowania dla dużych wartości H . Postulat ten jest szczególnie korzystny dla modelowanego materiału rdzenia w magnetycznych mnożnikach częstotliwości, w których z zasady działania punkt pracy na krzywej magnesowania leży w obszarze nasycenia.

Model Jilesa-Athertona zyskał szerokie uznanie jako wzorcowy system analizy przebiegów histerezy. Pierwszym i powszechnym zastosowaniem było zaimplementowanie go w środowisku komputerowym PSPICE. Obecnie szereg prac poświęconych modelowi Jilesa-Athertona stanowi o postaci równań do modelowania zjawisk dynamicznych [28], [120], [253], [257], [330]. Ponadto szczególnie ważne okazało się formułowanie zależności przy analizie strat w systemach elektroenergetycznych [95].

3.4. Model Preisacha

Model Preisacha uważany jest za pierwszy matematyczny opis zjawiska histerezy. Został opublikowany przez F. Preisacha w 1935 r., jako przybliżone odwzorowanie odpowiedzi materiału ferromagnetycznego na zmiany zewnętrznego pola magnetycznego. Jego zastosowania nie ograniczają się jedynie do materiałoznawstwa magnetycznego. Jest używany również do opisu procesów oraz charakterystyk odznaczających się stratami energetycznymi m.in.: w materiałach piezoceramicznych, czy elektroplastycznych [66]. Obserwowany ostatnio dynamiczny rozwój technologii obliczeń numerycznych oraz postęp w budowie i zastosowaniu dyskretnych urządzeń pomiarowych spowodowały ponowne zainteresowanie się modelem Preisacha. W odróżnieniu od współcześnie stosowanych modeli, jest to jedyny algorytm, nawiązujący bezpośrednio do idei sztucznych sieci neuronowych, który odzwierciedla charakterystykę rozgałęzioną oraz posiada pamięć modelu i historii przebiegu wymuszenia.

W fenomenologicznym opisie klasycznego modelu Preisacha występuje podział materiału magnetycznego na niezależne cząstki elementarne – operatory histerezy zwane w literaturze przedmiotu histeronami. Charakteryzują je dwie krytyczne wartości natężenia pola magnetycznego, oznaczone jako α oraz β , które „przełączają” magnetyczny stan histeronu – Rys. 3.15

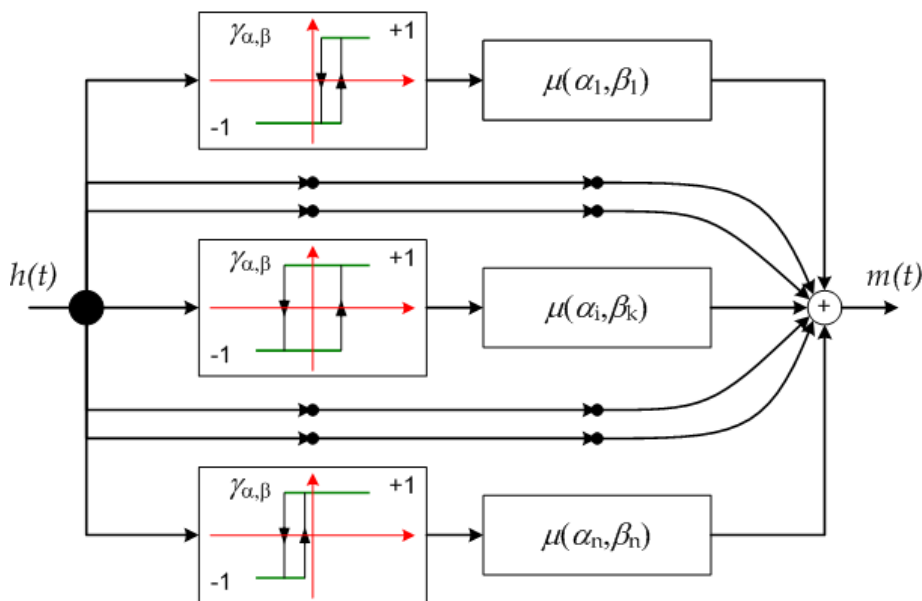


Rys. 3.15. Elementarny operator histerezy

Wraz ze zmianą zewnętrznego pola, histeron zmienia swój stan magnetyczny wykonując skok Barkhausena. Odbywa się to po przekroczeniu wspomnianych, krytycznych wartości pola magnetycznego. Rzeczywisty materiał magnetyczny

można traktować jako zbiór histeronów, których niejednakowe zachowanie tworzy tzw. historię magnetyczną materiału. Ponieważ stan operatorów histerezy jest zależny od lokalnego natężenia pola magnetycznego, więc prowadzi to do niejednakowej „aktywności” histeronów w procesie magnesowania ferromagnetyka. Tak więc chociaż pojedynczy operator charakteryzuje się histerezą w kształcie prostokąta, to wypadkowa pętla histerezy dla materiału magnetycznego posiada dobrze znany kształt (Rys. 2.3, Rys. 3.5), odbiegający od prostokąta.

Makroskopowy opis modelu Preisacha polega na równoległym sumowaniu ważonych operatorów histerezowych $\gamma_{\alpha\beta}$. Jego schemat blokowy prezentuje Rys. 3.16

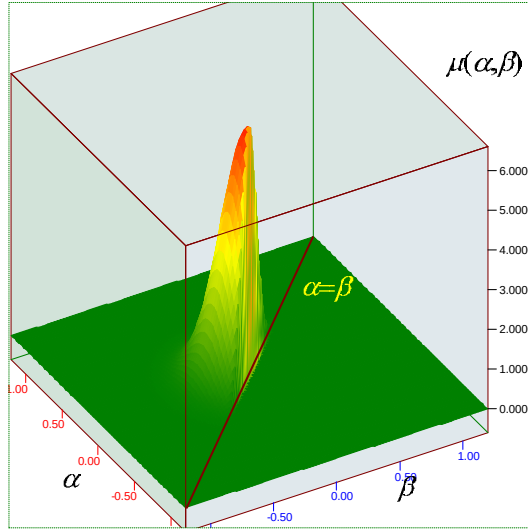


Rys. 3.16. Schematyczny diagram modelu Preisacha

Niesymetryczność pętli histerezonu względem osi rzędnych (Rys. 3.15), umożliwia uwzględnienie w modelu wpływu sąsiednich cząstek, poprzez zastosowanie określonego rozkładu gęstości charakteryzującego materiał ferromagnetyka. Rozkład ten dla nieskończenie małych cząstek staje się funkcją ciągłą zwaną funkcją gęstości Preisacha lub funkcją wagi $\mu(\alpha, \beta)$. Jej dogodna forma została zaproponowana przez Everett'a i przyjęła postać matematyczną modelu Preisacha. Definicja modelu dla wartości wejściowych $h(t)$ podawana jest w postaci odwzorowania (3.18), zwanego też całką Everetta. Wartości reprezentowane funkcją $\mu(\alpha, \beta)$ determinują wagę każdego operatora $\gamma_{\alpha\beta}$ (Rys. 3.15) określonego dla pary α i β , przy czym $\alpha \geq \beta$.

$$m(t) = \iint_P \mu(\alpha, \beta) \gamma_{\alpha\beta}(h(t)) d\alpha d\beta \quad (3.18)$$

Każdy z pojedynczych elementarnych operatorów reaguje wartością odpowiedzi stosownie do wartości wejściowej. Suma ważona wszystkich wartości wyjściowych hysteronów ustala całkowite wyjście układu. Zbiór wag $\mu(\alpha, \beta)$ kształtuje funkcję wagi $\mu: P \rightarrow \mathbb{R}$, która określa względny udział elementarnego operatora do całkowitej histerezy (Rys. 3.17). Interpretacja fizyczna operatora $\gamma_{\alpha\beta}$ najczęściej definiowana jest jako reprezentacja dipoli magnetycznych, z przypisanymi wartościami jednej z dwóch faz.



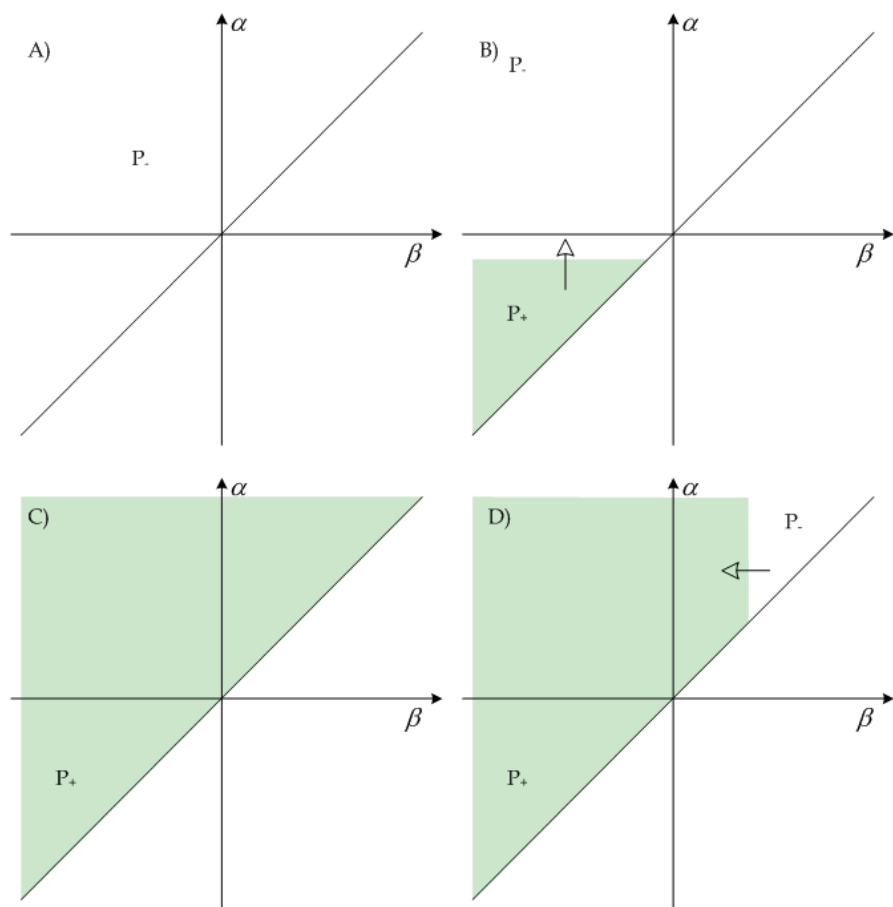
Rys. 3.17. Funkcja wagi

Dziedzinę modelu Preisacha zdefiniowano jako podzbiór w przestrzeni $\mathbb{R}^2$, ograniczony trzema krawędziami. Obszar P w którym każdy punkt odwzorowuje niepowtarzalny elementarny operator nazwano płaszczyzną Preisacha i podzielono go na dwa zmienne podobszary P^- i P^+ (3.19), przy czym $P^- \cup P^+ \equiv P$.

$$P = \begin{cases} P^-(t) = \{(a, \beta) \in P : \gamma_{a,\beta} = -1\} \\ P^+(t) = \{(a, \beta) \in P : \gamma_{a,\beta} = +1\} \end{cases} \quad (3.19)$$

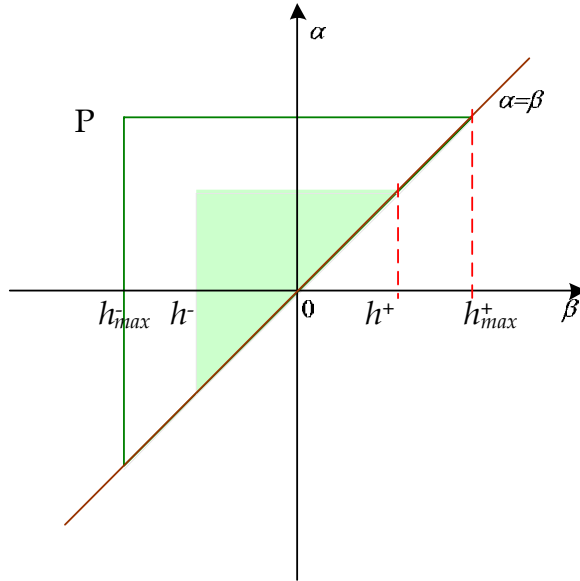
Wpływ zmian wartości wymuszenia (traktowanego jako funkcja ciągła) na układ charakterystyki rozgałęzionej rozpatrzono dla przypadku rosnącej wartości wejściowej $h(t)$. W stanie początkowym dla układu przyjęto wartość -1 dla wszystkich elementarnych operatorów γ oraz $P \equiv P^-$ i $P^+ = \emptyset$ (Rys. 3.18A). Przejście z ujemnej do dodatniej wartości po torze granicznej pętli wywołuje przemieszczanie granicy obszarów, dla których $\gamma_{a\beta}$ zmienia wartość na +1. Geometrycznie określono to jako zmianę granicy podobszaru wzdłuż prostej 0α (Rys. 3.18B). Podobnie dla opadającego zbocza wartości wymuszających two-

rzona jest granica przemieszczająca się z prawej w kierunku lewej strony, zmieniając wartość β (α pozostaje na poziomie stałym). Elementarne operatory $\gamma_{\alpha\beta}$ przyjmują wartość -1 oraz następuje zmiana granicy obszaru P^+ i P^- , wzdłuż pionowej linii ograniczanej zmienną β (Rys. 3.18D).



Rys. 3.18. Granice obszaru Preisacha

Granice obszarów na płaszczyźnie Preisacha określają pamięć modelu. Zmienne wartości wejściowe dla przedziałów monotonicznego wzrostu definiują poziome gałęzie na granicy, natomiast dla monotonicznego spadku, pionowe. Zmiany kierunku wejścia powodują powstawanie krawędzi obszarów P^- i P^+ . W ten sposób historia modyfikacji wartości wejściowej określona jest granicą całkowania wynikającą z podziału płaszczyzny Preisacha. Granica ta przemieszcza się w obszarze P i dzieli elementarne operatory na dwie grupy zależnie od ich polaryzacji, co stanowi analogię zmian orientacji namagnesowania domen.



Rys. 3.19. Interpretacja ograniczeń obszaru Preisacha

Ze względu na algorytm obliczania całki Everetta należy zauważyć, że granica odgrywa bardzo ważną rolę w modelu Preisacha. Dlatego też zwrócono uwagę na własności, które ją charakteryzują:

- obszar poniżej i z prawej strony granicy reprezentuje elementarne operatory, których wartości wyjściowe wynoszą $+1$, (P^+);
- cały obszar powyżej granicy oraz poniżej i z lewej strony granicy reprezentuje elementarne operatory, których wartości wyjściowe wynoszą -1 , (P^-);
- granicę obszaru zawsze określa prosta $\alpha=\beta$ w dziedzinie $(h(t), h(t))$;
- $h(t)$ określa wartość wejściową.

W charakterystykach rozgałęzionych, ograniczonych zamkniętą strukturą, zdefiniowaną przedziałem $[h(t)^-, h(t)^+]$, poza obwiednią zauważono odwracalne zachowanie histeretyczne [148]. Zdegenerowane elementarne operatory, dla których $\alpha=\beta$, wpływają na wartości wyjściowe dla punktów na zewnątrz obwiedni $[h(t)^-, h(t)^+]$ (Rys. 3.19). Zauważono, że przy zerowym nachyleniu histerozy na zewnątrz głównej pętli, również $\mu(\alpha, \beta)=0$ na prostej $\alpha=\beta$ na zewnątrz obwiedni $[h(t)^-, h(t)^+]$.

Niektóre ograniczenia fenomenologiczne należało sformułować również dla układu fizycznego. Ich analogia została wskazana jako zastrzeżenia dla dziedziny funkcji $\mu(\alpha, \beta)$. Wyróżniono możliwe przypadki, gdy maksymalne wartości sygnału wejściowego ograniczone przez $(h^-, h^+)_{\max}$ nie obejmują całości obszaru Preisacha. Oznacza to, że niektóre elementarne operatory w P nie mogą wpływać

na zmiany wartości wyjściowych. Stwierdzono zatem, że faktyczna dziedzina $\mu(\alpha, \beta)$ pozostaje ograniczona przez jedynie podzbiór określony jako (3.20).

$$P = \{(\alpha, \beta) : h^- \leq \alpha \leq \beta \leq h^+\} \quad (3.20)$$

Restrykcje dla dziedziny funkcji $\mu(\alpha, \beta)$ przedstawiono na Rys. 3.19. Zacie-
niowane pole oznacza obszar gdzie $\mu(\alpha, \beta) \geq 0$ natomiast na zewnątrz $\mu(\alpha, \beta) = 0$.

Założenia te należy uwzględniać w projektach układu symulacji pętli histere-
zy magnetycznej. Sygnał wejściowy winien być dopasowany do dziedziny funk-
cji $\mu(\alpha, \beta)$, aby uniknąć problemów powiększonego błędu symulacji.

Uwzględniając definicję podobszarów płaszczyzny Preisacha (3.19) oraz
eliminując operator γ , równanie (3.18) przyjmuje postać (3.21) [16].

$$\iint_P \mu(\alpha, \beta) \gamma_{\alpha\beta}(h(t)) d\alpha d\beta = \iint_{P^+} \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta - \iint_{P^-} \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \quad (3.21)$$

Korzystając z zależności

$$\iint_{P^-} \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta = \iint_P \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta - \iint_{P^+} \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \quad (3.22)$$

otrzymano

$$m(t) = 2 \cdot \iint_{P^+} \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta - \iint_P \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \quad (3.23)$$

Ponieważ granice definiują obszar P^+ , za warunek wystarczający do obliczeń
wartości wyjściowej można przyjąć znajomość granicy układu w chwili t wraz
z funkcją wagi $\mu(\alpha, \beta)$. Zgodnie z (3.23) możliwe jest uproszczenie polegające na
wyznaczaniu jedynie wartości całki dla powierzchni P^+ , co nie wyklucza jednak
globalnej pamięci układu. Granice ekstremów wartości wejściowych oddają efekt
zapamiętywania za pomocą nakreślonych narożników granicy obszaru [266].

Z punktu widzenia modelowania ważnym jest określenie stanu początkowe-
go. Przyjmując poziom ujemnego nasycenia, stan wszystkich elementarnych
operatorów histerezowych został przełączony na -1, czyli obszar Preisacha od-
powiada w całości obszarowi stanów ujemnych: $P^- = P$, $P^+ = \emptyset$. Namagnesowanie
zostało wyrażone zależnością (3.24).

$$m(t)_{P^+ = \emptyset} = - \iint_P \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \quad (3.24)$$

Założenie stanu początkowego jako skrajnego dodatniego nasycenia pozwala
na sformułowanie zależności (3.25). Stan wszystkich elementarnych operatorów
histerezowych ustawiono na +1, czyli powierzchnia Preisacha odpowiada w ca-
łości obszarowi stanów dodatnich: $P^+ = P$, $P^- = \emptyset$.

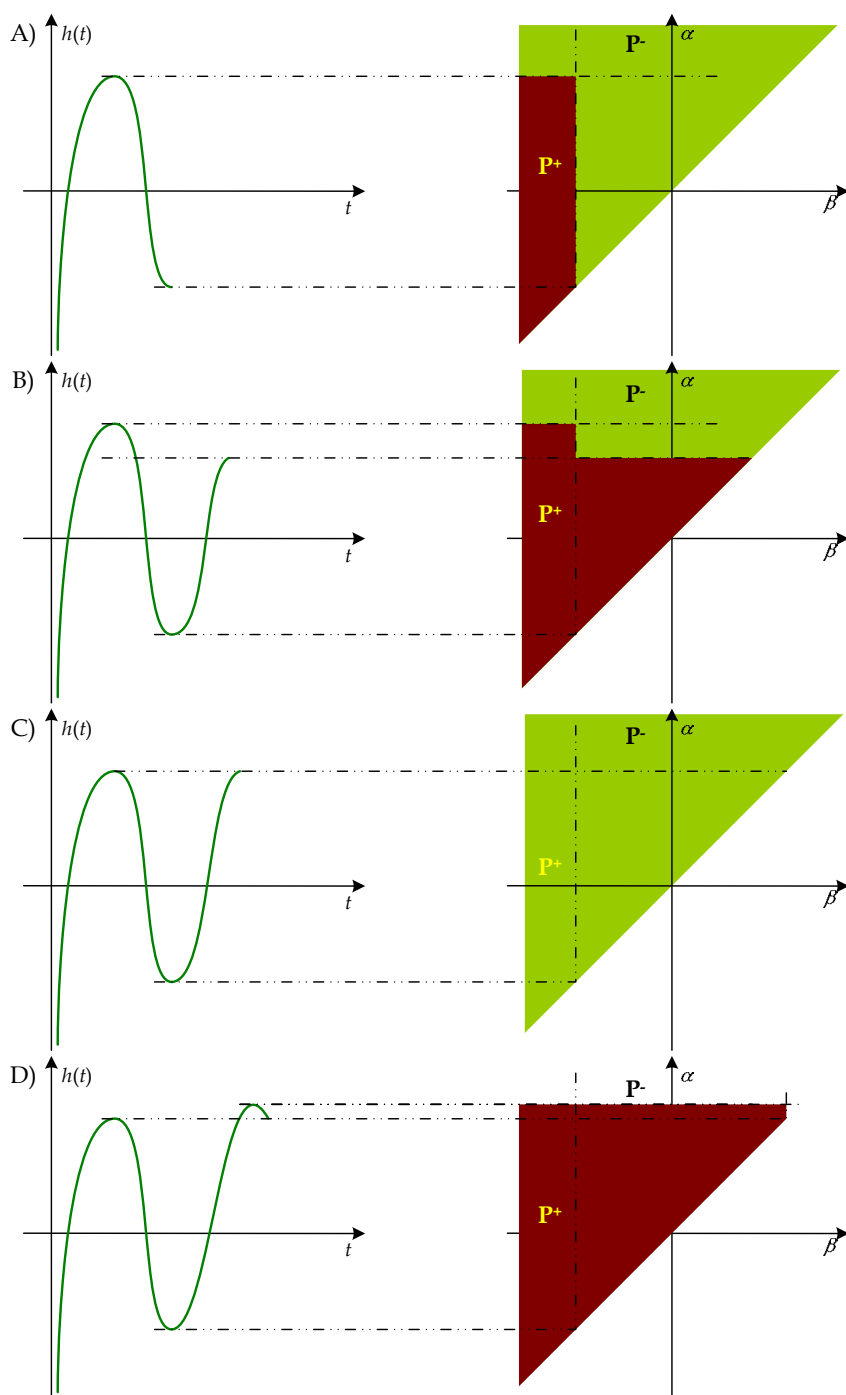
$$m(t)_{P^- = \emptyset} = \iint_P \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \quad (3.25)$$

W Zakładzie Elektrotechniki Teoretycznej Instytutu Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii (IPEiE) Politechniki Lubelskiej zbudowano [276] stanowisko laboratoryjne do badania właściwości magnetycznych i modelowania pętli histerezy materiałów. Rys. 3.20 przedstawia jego fragment w postaci ekranu środowiska komputerowego, napisanego w programie Delphi. Zastosowano w nim przypadkowe rozłożenie stanów operatorów przekaźnikowych, ustawianych za pomocą generatora liczb losowych.



Rys. 3.20. Ekran środowiska symulacji histerezy metodą Preisacha zbudowanego w Zakładzie Elektrotechniki Teoretycznej Politechniki Lubelskiej

Analizy matematyczne potwierdzają, że za pomocą modelu Preisacha możliwe jest modelowanie jedynie statycznej histerezy [77]. Wartości wyjściowe ustalane są przez granice, których zakres określony był jedynie przez ostatnie wartości ekstremów wielkości wejściowych oraz bieżącą wartość wejściową. Jednoznacznie stwierdzono, że argument t , dla którego zdefiniowano ekstrema wejściowe wpływa na kształt sygnału wejściowego pomiędzy ekstremami, a nie oddziałuje na granice [267–268]. Tak więc, wartość wyjściowa zależy tylko od obecnej wartości wejściowej, od ostatnich ekstremów wejściowych i od kolejności w której one występowały.



Rys. 3.21. Ilustracja własności kasowania

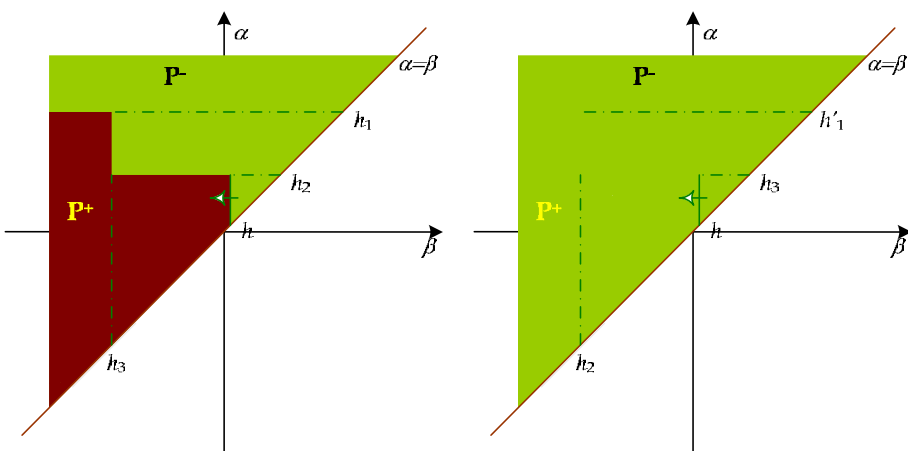
Definicja płaszczyzny i właściwości granic powodują, że model Preisacha wykazuje pewne cechy, znane jako własność kasowania oraz przystawiania małych pętli. Są one konieczne i wystarczające [148] w procesie modelowania Preisacha.

Występujące po sobie ekstrema sygnału wejściowego $h(t)$ są przyczyną powstawania krawędzi na granicy obszarów Preisacha. To samo zjawisko sprawia, że granice przedstawiają pamięć modelu.

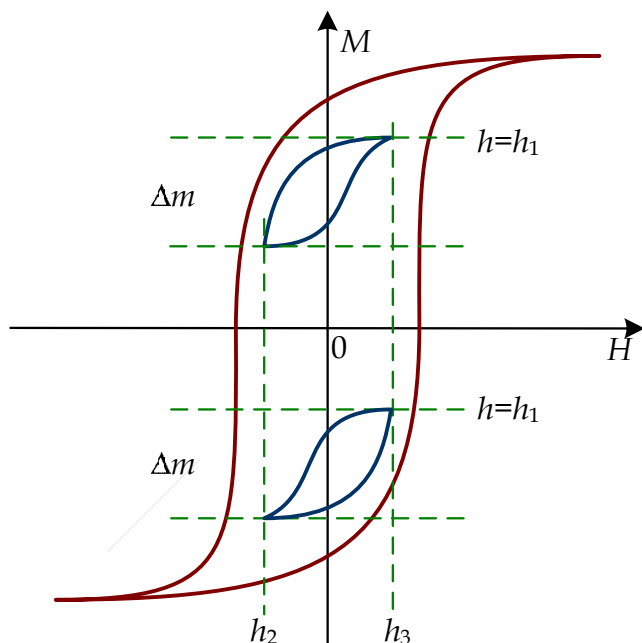
Własność kasowania (Rys. 3.21) oznacza, że pewne ekstrema wartości wejściowych mogą usunąć efekt pamięci modelu dla poprzednich ekstremów o mniejszej wartości bezwzględnej. Jeżeli granica osiągnie wartość wejściową h_1 dla pozycji jak na (Rys. 3.21A), zwiększanie jej na granicy wytworzy dodatkową poziomą gałąź (Rys. 3.21B). Zachowuje ona tendencję przesuwania ku górze wraz ze wzrostem wartości wejściowej. Kiedy osiągnie, a następnie minie poprzednie maksimum, wcześniej wytworzony próg zostaje usunięty (Rys. 3.21C). Jeżeli wartość wejściowa będzie się zwiększała, pamięć poprzedniego ekstremum ulegnie kasacji (Rys. 3.21D). Dopiero po zmianie kierunku wartości wejściowej ustali się nowy obszar pamięci.

W odniesieniu do histerezy jako charakterystyki rozgałęzionej, należy podkreślić fakt, że zdefiniowano ją jako odwzorowanie zbioru argumentów w zbiór wartości. Istotnym jest jego niejednoznaczność. Taka cecha przekształcenia pozwala nie tylko ustanowić różne wartości dla jednego argumentu, ale również określić zamknięte pętle dla podzbiorów zawartych w całej dziedzinie.

Z własności funkcji wagi $\mu(\alpha, \beta)$, wynika istnienie kolejnej ważnej cechy modelu – przystawiania małych pętli. Jest to szczególna własność, która odróżnia model Preisacha od innych modeli.



Rys. 3.22. Zmiany obszaru Preisacha dla uzyskania efektu przystawiania małych pętli

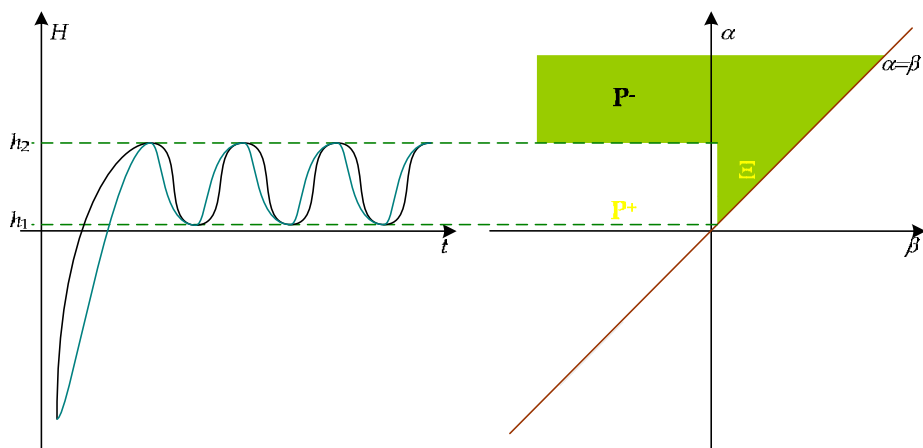


Rys. 3.23. Przystawianie wewnętrznych pętli histerezy

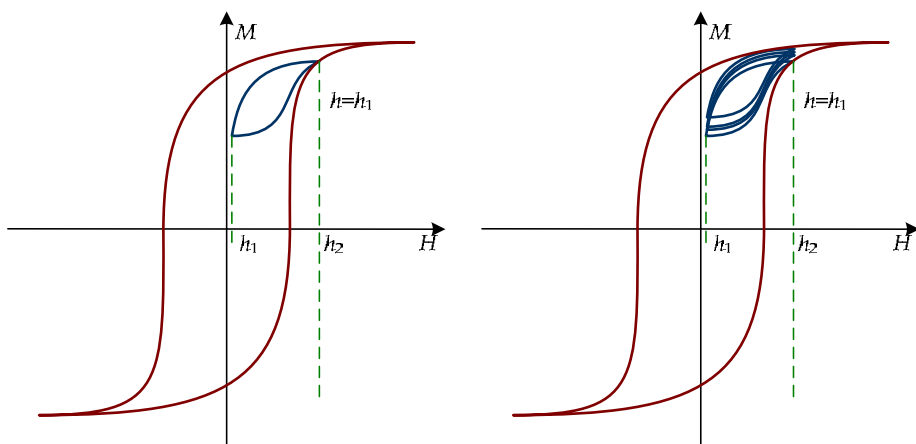
Właściwość przystawiania wymaga, aby dwie podobne wewnętrzne pętłe miały taki sam kształt. Są one podobne jeśli powstały przez zmiany wartości wejściowych pomiędzy dwiema różnymi wartościami, bez względu na historię przebiegu. Rozważono sytuację, w której różne sygnały wejściowe wytwarzają podobne małe pętłe. Założono zmiany pomiędzy h_2 i h_3 , gdzie $h_2 < h_3$, dla przebiegów o różnej historii. W pierwszym przypadku wejściowa wartość h osiąga ekstremum w $h_1 < h_3$, w drugim h'_1 osiąga mniejszą wartość szczytową przed osiągnięciem h_2 ($h_1 > h'_1 > h_3$). Różna historia przebiegów wartości wejściowych oznaczała to, że małe pętłe będą jedynie przesuwaly się na płaszczyźnie. Efekt przystawiania małych pętli ilustruje Rys. 3.23, a wykresy na płaszczyźnie Preisacha dla każdego z przebiegów wejściowych Rys. 3.22.

Odpowiedź modelu na zmiany wartości wejściowych pomiędzy zadanymi wartościami h_1 i h_2 określona zostaje wyłącznie przez obejmowany obszar bez względu na historię zmian wartości wejściowych (Rys. 3.24).

W osobliwych sytuacjach zauważono, że w przypadku naruszenia warunku kasowania, niektóre obrazy histerezy wykazują zachowania znane jako „dostosowanie”, które nie były możliwe do odwzorowania klasycznym modelem Preisacha. Sytuacja powyższa narusza warunek kasowania.



Rys. 3.24. Wpływ wymuszenia na geometrię granicy obszarów



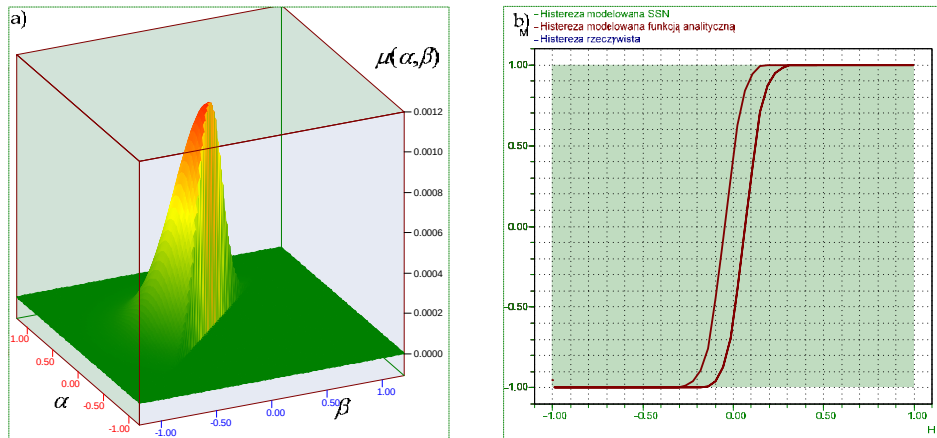
Rys. 3.25. Przystające pętle histerezy i ich położenie względem pętli granicznej

Oscylacja wartości wejściowych pomiędzy dwiema różnymi wartościami wymuszają powstanie identycznych małych pętli (Rys. 3.25). Określenie „dostosowanie” użyto do opisu stabilizacji procesu, w którym dla uzyskania stabilnej małej pętli, konieczne było generowanie kilkunastu cykli. Najczęściej następujące po sobie pętle przesuwały się do góry w kierunku stabilnej granicy (Rys. 3.25). Oscylacje wartości wejściowych $h(t)$, pomiędzy wartościami granicznymi h_1 oraz h_2 , obejmowały obszar dziedziny jeden raz w każdym kierunku dla dowolnego okresu sygnału wejściowego. Jedną małą pętlę generowano dla każdego zamkniętego okresu wartości wejściowych. Jednakowe granice wartości wejściowych determinują jednoznaczność granic wartości wyjściowych. Powstające kolejno małe pętle powinny być spójne.

3.4.1. Analityczne postaci funkcji wagi

Literatura związana z modelem Preisacha skoncentrowana została głównie na poszukiwaniu postaci funkcji wagi $\mu(\alpha, \beta)$, uznając tym samym zagadnienie, jako kluczowe [4–5], [41], [67], [147], [349]. Za jedną z podstawowych metod przyjęto model analityczny, przypisując mu konkretne funkcje z rodziny rozkładów logarytmiczno-normalnych, funkcji Lorentza lub funkcji hiperboliczno-tangenoidalnych. Metoda ta polega na wyborze funkcji analitycznej, a następnie – za pomocą odpowiednich algorytmów – doborze jej parametrów na podstawie danych eksperymentalnych. Inną grupę sposobów poszukiwania funkcji $\mu(\alpha, \beta)$ stanowią metody numeryczne. Polegają one zwykle na dyskretyzacji obszaru trójkąta Preisacha poprzez nałożenie na ten trójkąt kwadratowej siatki o odpowiednio dużej liczbie pól. Poszukiwana funkcja ma wówczas stałą wartość w obszarze elementarnego kwadratu, a wartości pośrednie funkcji między liniami siatki wyznacza się za pomocą interpolacji liniowej. Najnowszym sposobem w grupie metod numerycznych, prezentowanym również w niniejszym opracowaniu [30], [276] jest zastosowanie sztucznych sieci neuronowych SSN.

Pierwszą, a zarazem najczęściej stosowaną postacią funkcji analitycznej jest funkcja Gaussa (3.26) z graniczną pętlą histerezy, przedstawioną na rysunku (Rys. 3.26)



Rys. 3.26. Graficzna postać funkcji wagi (a) oraz kształt granicznej pętli histerezy (b) dla współczynników $\sigma_\alpha=0,1$; $\sigma_\beta=0,1$; $\delta_\alpha=-\delta_\beta=0$

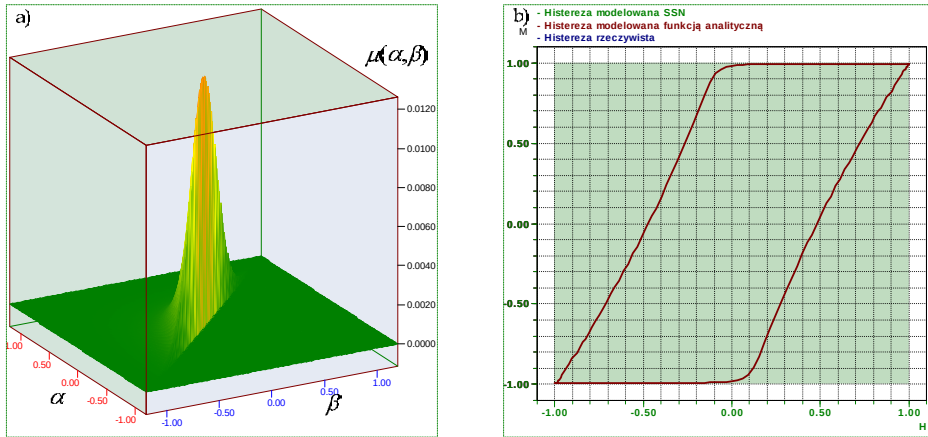
$$\mu(\alpha, \beta) = \frac{M_s}{2 \cdot \pi \cdot \sigma_\alpha \cdot \sigma_\beta} e^{-\frac{1}{2} \left[\left(\frac{\alpha - \delta_\alpha}{\sigma_\alpha} \right)^2 + \left(\frac{\beta - \delta_\beta}{\sigma_\beta} \right)^2 \right]} \quad (3.26)$$

Podstawą interpretacji i aplikacji funkcji Gaussa jest dobór wartości współczynników σ_α , σ_β , δ_α , δ_β . Z zależności (3.26) wynika, że funkcja Gaussa stanowi dwuwymiarowy rozkład normalny z odchyleniami standardowymi σ_α , σ_β . Jej graficzną reprezentację z uwzględnieniem ograniczenia dziedziny do trójkąta Preisacha przedstawia Rys. 3.26. Na podstawie symulacji można określić wpływ poszczególnych współczynników na postać histerezy. Jakościowa analiza danych [276] wykazała, że dominujący wpływ na przyrosty części liniowej pętli histerezy miało położenie ekstremum funkcji wagi (parametry δ_α , δ_β), zaś o jej przyrostach lokalnych głównie decydowały wartości współczynników σ_α oraz σ_β .

Funkcja zmodyfikowana Gaussa określona wzorem (3.26) po przeprowadzonej analizie [276], określiła główne założenia przyjętego w pracy modelu neuro nowego charakterystyk elementów obwodów magnetycznych.

Kolejną zależność analityczną, odwzorowującą $\mu(\alpha, \beta)$ jest funkcja Gaussa-Gaussa (3.27) zilustrowana na Rys. 3.27. Wielkość δ_α określa tutaj związek z wartością pola magnetycznego dla stanu nasycenia materiału.

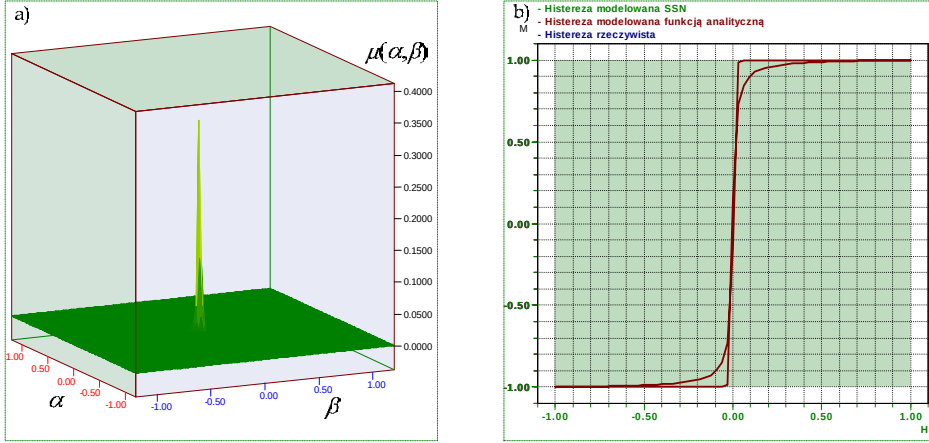
$$\mu(\alpha, \beta) = M_s \cdot e^{-\frac{\left(\frac{\alpha-\beta}{2} - \delta_\alpha\right)^2 - \left(\frac{\alpha+\beta}{2}\right)^2}{2(\sigma_\alpha)^2(\sigma_\beta)^2}} \quad (3.27)$$



Rys. 3.27. Wykres a) funkcji Gaussa-Gaussa dla $\delta_\alpha = 0,8$ oraz b) postaci granicznej pętli histerezy

Inną postacią funkcji wagi jest funkcja Lorentza (3.28) przedstawiona graficznie na Rys. 3.28.

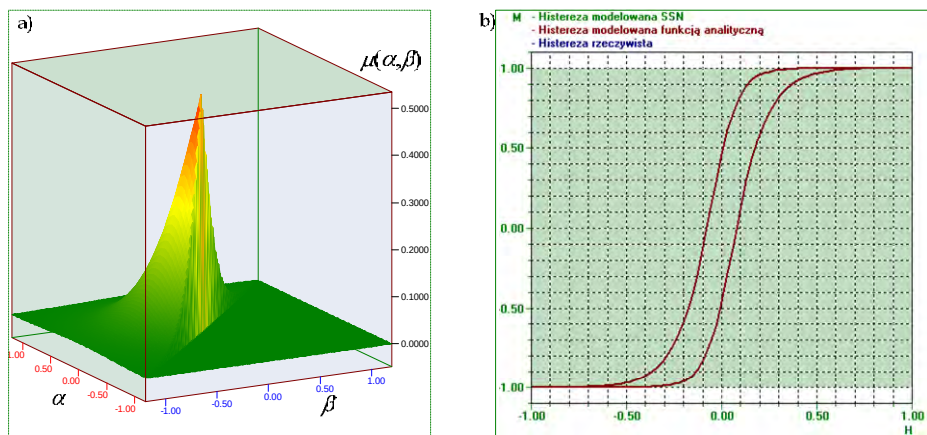
$$\mu(\alpha, \beta) = \frac{M_s}{1 + \left(\frac{\alpha - \delta_\alpha}{\sigma \cdot \delta_\alpha} \right)^2} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{\beta + \delta_\alpha}{\sigma \cdot \delta_\alpha} \right)^2} \quad (3.28)$$



Rys. 3.28. Funkcja a) Lorentza (3.28) dla $\delta_\alpha=0.5$, $\sigma=0.7$ i b) odpowiadająca jej graniczna pętla histerezy

Przedstawione rozważania dla stochastycznych odwzorowań procesów w materiałach ferromagnetycznych służą poszukiwaniu podstaw zastosowania poszczególnych modeli, ich interpretacji oraz powiązania ze zjawiskami fizycznymi. Model Preisacha określa wpływ oddziaływań pojedynczych domen (a nawet spinów) na makroskopowy przebieg histerezy magnetycznej. W fizyce stochastycznej, rozpoznany został problem sprzężeń w ferromagnetykach. Wspomniane modele: Curie-Weissa, który uwzględnia sprzężenia z przestrzeni nieograniczonej oraz model Isinga, rozpatrujący sprzężenia między najbliższymi sąsiadami, umożliwiły przedstawienie innej postaci funkcji $\mu(\alpha, \beta)$, określonej równaniem (3.29).

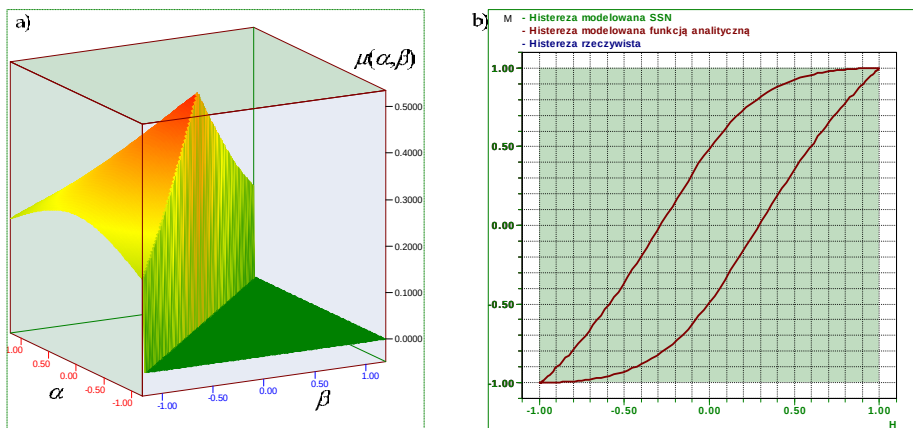
$$\mu(\alpha, \beta) = \frac{M_s}{2} \cdot \frac{e^{\frac{\sqrt{(\alpha^2 + \beta^2) - \delta_1}}{\tau_\mu}} - e^{-\frac{\sqrt{(\alpha^2 + \beta^2) - \delta_1}}{\tau_\mu}}}{e^{\frac{\sqrt{(\alpha^2 + \beta^2) - \delta_1}}{\tau_\mu}} + e^{-\frac{\sqrt{(\alpha^2 + \beta^2) - \delta_1}}{\tau_\mu}}} \quad (3.29)$$



Rys. 3.29. Wykresy: a) funkcji wagi oraz b) granicznej pętli histerezy, zdefiniowanej formułą (3.29), dla współczynników $\delta_1=0$; $\tau_\mu=0,2$

Na Rys. 3.29 przedstawiono wykres funkcji wagi (3.29) oraz granicznej pętli histerezy. Obliczenia wykonano dla parametrów: $\delta_1=0$; $\tau_\mu=0,2$.

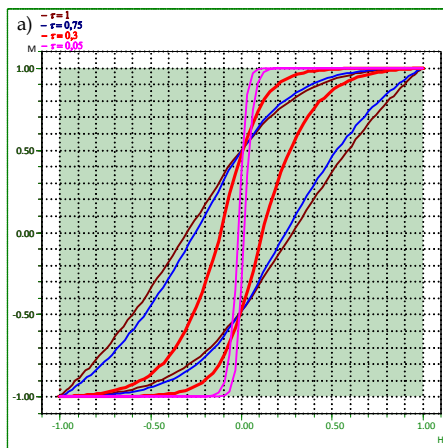
Graniczna pętla histerezy (Rys. 3.29b), zachowała własność antysymetrii. W granicach wymuszenia $[-0,04;0,1]$ dla części narastającej, oraz $[0,04;-0,1]$ dla części opadającej zaobserwowano obszar największych przenikalności, dla których odpowiednie fragmenty krzywej są quasi-liniowe.



Rys. 3.30. Wykresy: a) funkcji wagi oraz b) granicznej pętli histerezy, zdefiniowanej formułą (3.29), dla współczynników $\delta_1=0$; $\tau_\mu=1$

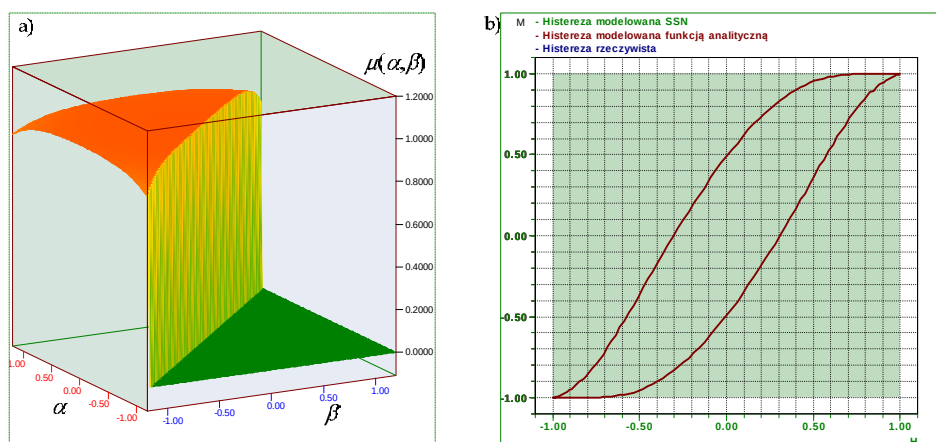
Dla parametru $\delta_1=0$ zbadano [276] wpływ współczynnika τ_μ na kształt granicznej histerezy. Zauważono, że zmienia on lokalne gradienty funkcji dla każdej powierzchni funkcji wagi. Graficzne porównanie kształtu granicznych pętli

histerezy dla różnych wartości współczynnika τ_μ , przedstawiono na Rys. 3.31. Można zauważyć, że zmniejszanie parametru τ_μ spowodowało ograniczanie pola zamkniętej pętli histerezy, a jej kształt został zbliżony do prostokąta, co w znacznym stopniu ograniczyło nieliniową część krzywej. Zwiększył się także kąt nachylenia charakterystyki. Tak więc, zmiana parametru τ_μ umożliwia modyfikację histerezy, odwzorowując materiały zarówno magnetycznie miękkie jak i magnetycznie twarde.

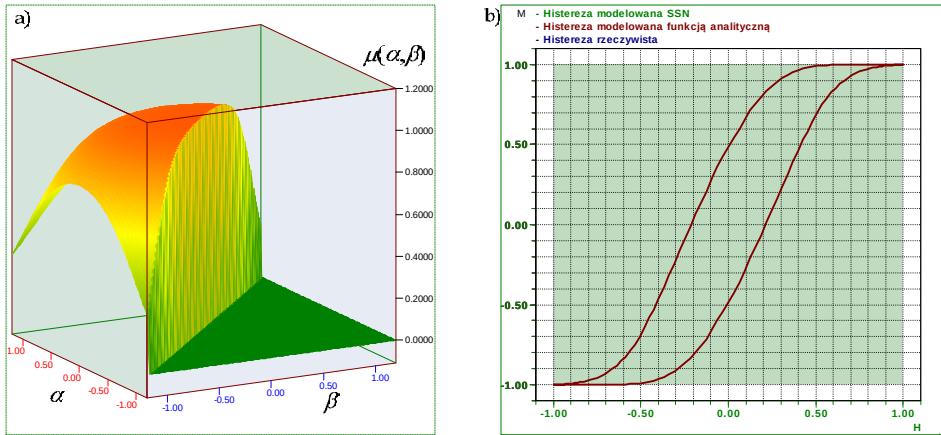


Rys. 3.31. Zmiana jakościowa histerezy granicznej dla wybranych wartości parametru τ_μ

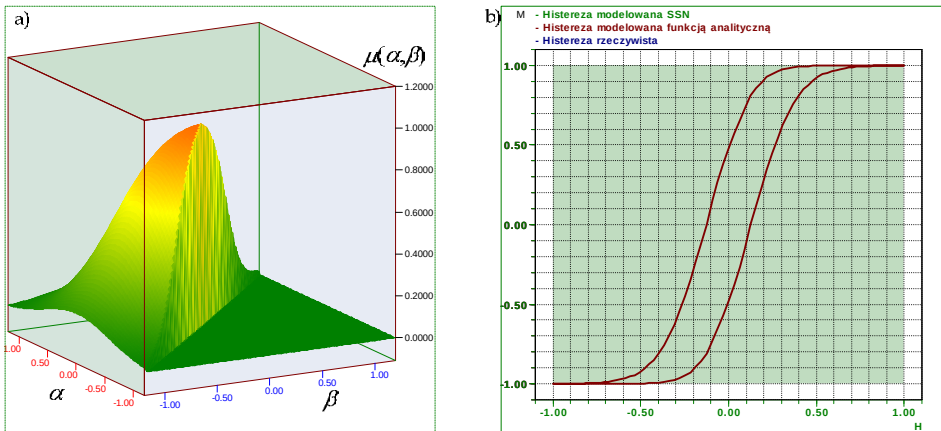
Podobnie określono wpływ parametru δ_1 (dla jednej wartości współczynnika $\tau_\mu=0,2$), zamieszczając wyniki symulacji na Rys. 3.32÷Rys. 3.36.



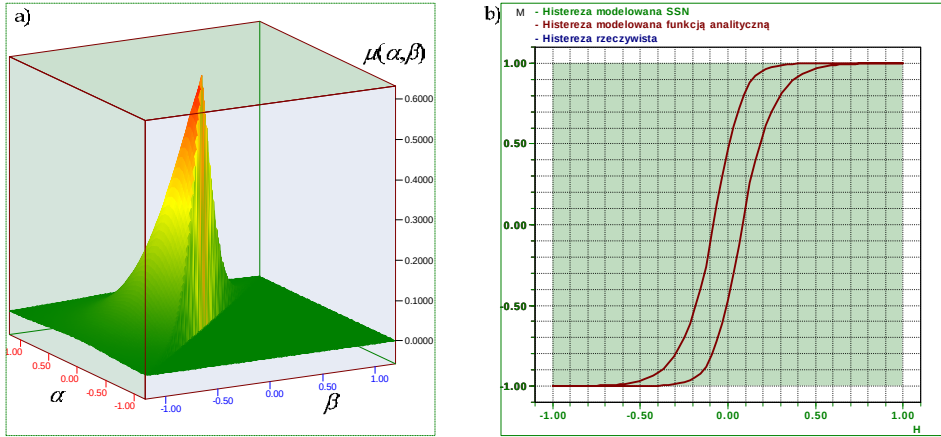
Rys. 3.32. Wykresy: a) funkcji wagi oraz b) granicznej pętli histerezy, zdefiniowanej formułą (3.29), dla współczynników $\delta_1=0,9$; $\tau_\mu=0,2$



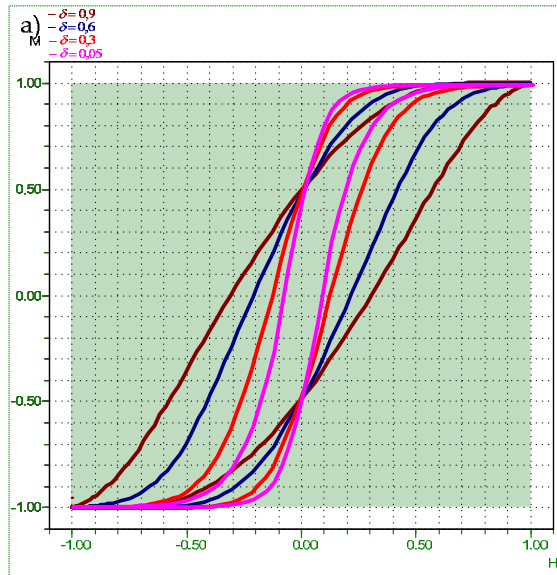
Rys. 3.33. Wykresy: a) funkcji wagi oraz b) granicznej pętli histerezy, zdefiniowanej formułą (3.29), dla współczynników $\delta_1=0,6$; $\tau_\mu=0,2$



Rys. 3.34. Wykresy: a) funkcji wagi oraz b) granicznej pętli histerezy, zdefiniowanej formułą (3.29), dla współczynników $\delta_1=0,3$; $\tau_\mu=0,2$



Rys. 3.35. Wykresy: a) funkcji wagi oraz b) granicznej pętli histerezy, zdefiniowanej formułą (3.29), dla współczynników $\delta_1=0,05$; $\tau_\mu=0,2$

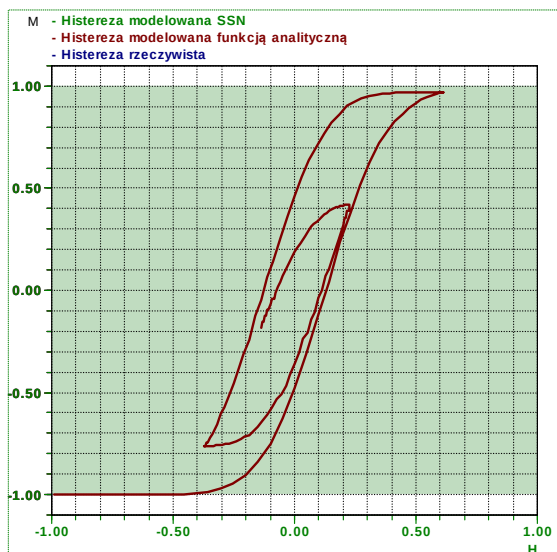


Rys. 3.36. Zmiana jakościowa histerezy granicznej dla wybranych wartości parametru δ_1

Analogicznie jak dla zmian współczynnika τ_μ , parametr δ_1 wprowadzie w mniejszym stopniu ale wpływa na miękkość charakterystyki, czyli wartość kąta nachylenia stycznej do krzywej względem osi odciętych. Ograniczona zostaje powierzchnia granicznej histerezy.

Po zbadaniu własności funkcji (3.29), zaobserwowano jej dużą elastyczność w formowaniu płata powierzchni Preisacha. Jakościowa zmiana granicznej pętli

histerezy, wskazuje na możliwość takiego wyznaczania współczynników τ_μ i δ_1 , dla których odwzorowanie charakterystyki rozgałęzionej (Rys. 3.37) najbardziej przybliży przebieg rzeczywisty.



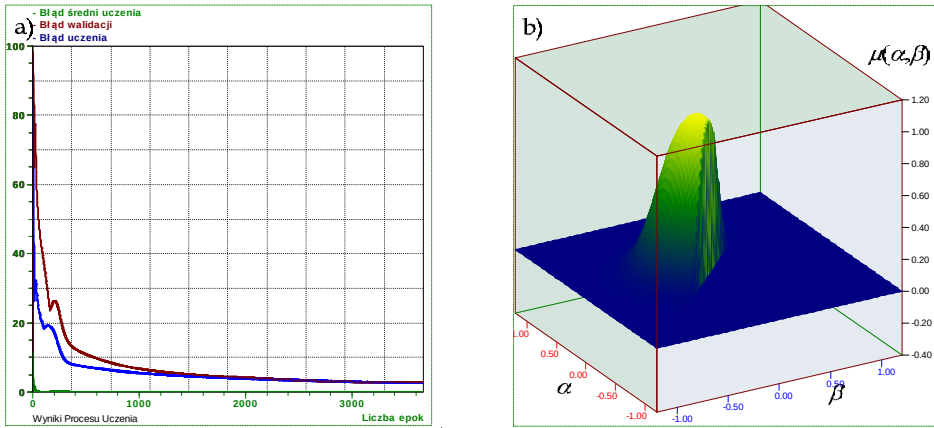
Rys. 3.37. Charakterystyka rozgałęziona modelowana za pomocą funkcji wagi, określonej formułą (3.29)

Przedstawioną powyżej prezentację wyników jakościowej analizy granicznej histerezy, zależnej od postaci funkcji wagi przeprowadzono w bezwymiarowych jednostkach względnych. Dzięki temu uzyskano wnioski o wpływie wybranych parametrów na kształt histerezy. Określenie wielkości bezwzględnych namagnesowania jest możliwe poprzez uwzględnienie iloczynu odpowiedzi modelu przez wartość parametru namagnesowania M_s w nasyceniu.

3.4.2. Symulacja histerezy i charakterystyki rozgałęzionej

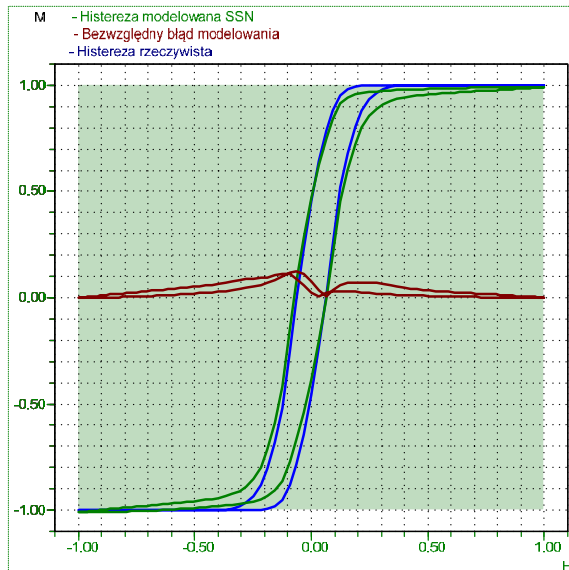
Ważnym elementem wyznaczania charakterystyki rozgałęzionej materiału ferromagnetycznego jest aproksymacja funkcji wagi. Analityczne postaci funkcji wagi, same w sobie stanowią model. Określona przy jego pomocy statyczna charakterystyka jest funkcją i stanowi jednoznaczne kryterium klasyfikacji.

Poprzez zastosowanie wspomnianej już metody numerycznej aproksymacji z użyciem sztucznych sieci neuronowych SSN [30] i optymalizacji jej architektury oraz algorytmu uczenia uzyskano zadawalające wyniki osiągając nawet poniżej 3% [276] poziom maksymalnego błędu uczenia i walidacji przy aproksymacji samej funkcji wagi.



Rys. 3.38. Graficzna reprezentacja: a) wartości błędu ucznia, b) powierzchni aproksymowanej funkcji wagi dla sztucznej sieci neuronowej zbudowanej z dwóch warstw ukrytych o liczbie neuronów $n_1=5$ oraz $n_2=4$, parametrem BPS=0,1 i $\tau=0,1$ [276]

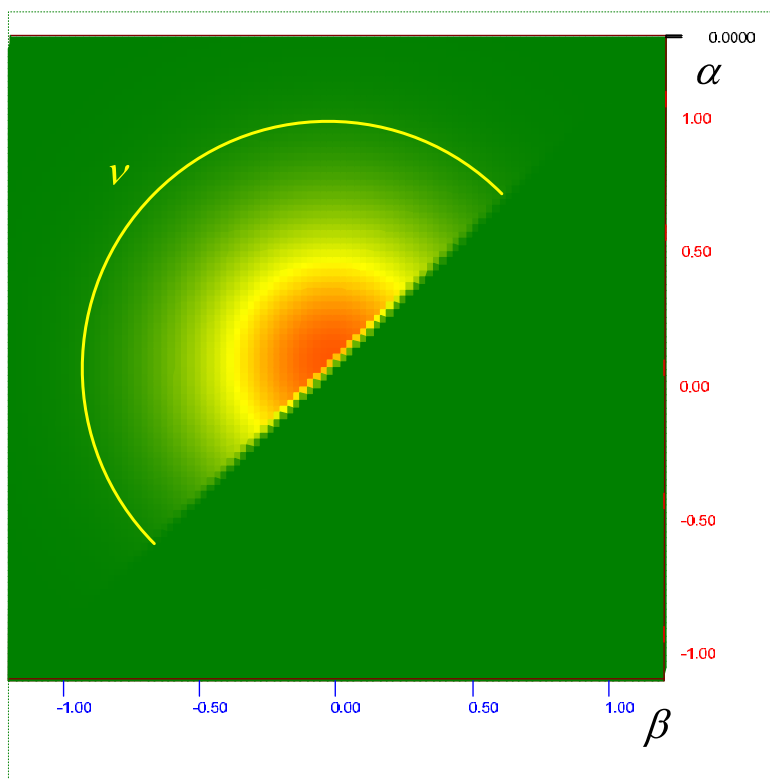
Obiekt badań – pojedynczy pasek blachy krzemowej o wymiarach 250 mm × 30 mm × 0,3 mm – poddano badaniom eksperymentalnym w celu wyznaczenia funkcji wagi oraz granicznej pętli histerezy. Zbiór danych dla oszacowania funkcji wagi oraz granicznej pętli histerezy, utworzono za pomocą jarzma Hopkinsona (Rys. 3.48).



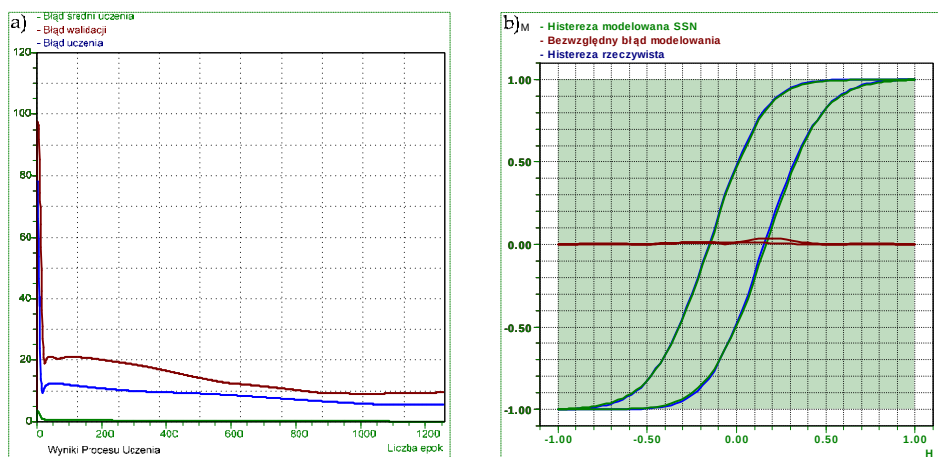
Rys. 3.39. Wynik modelowania granicznej pętli histerezy magnetycznej

Podstawowym badaniem określającym kryterium porównawcze było oznaczenie granicznej pętli histerezy magnetycznej. Porównanie zrealizowano poprzez ocenę bezwzględnego błędu wyników odpowiedzi układu rzeczywistego z algorytmem sztucznej sieci neuronowej, na podstawie graficznego wykresu (Rys. 3.39). Kolorem czerwonym oznaczono bezwzględną różnicę wartości dla zadanego argumentu. Odczytany błąd modelowania granicznej pętli histerezy dla badanego przypadku wynosi 12%.

Zauważono, iż błędy wynikające z niedokładności aproksymacji osiągają największą wartość w okolicach kolana charakterystyki, na części silnie nieliniowej. W celu ograniczenia rozbieżności pomiędzy wartościami funkcji wagi zadanymi i aproksymowanymi, ograniczono dziedzinę do obszarów, dla których funkcja wagi przyjmuje wartości niezerowe. W związku z symetrią płata powierzchni Preisacha ograniczono zakres danych, wprowadzonych w trakcie uczenia jedynie do obszaru półokręgu (Rys. 3.40).



Rys. 3.40. Ograniczenie dziedziny zbioru uczącego



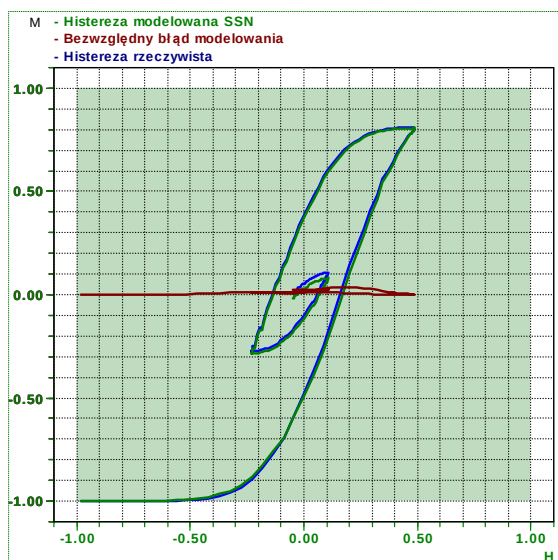
Rys. 3.41. Graficzna prezentacja wyników: a) procesu uczenia struktury 2-5-1 danymi eksperymentalnymi, b) symulacji granicznej pętli histerezy

Wprowadzenie danych z dziedziny wewnątrz obwiedni v (Rys. 3.40), spowodowało polepszenie jakości uzyskanych pętli powierzchni. W trakcie badań dobrano struktury wraz z parametrami, które wykazywały zdolność minimalizacji błędu uczenia poniżej 6%. Na rysunku (Rys. 3.41) przedstawiono wyniki symulacji oraz uczenia i walidacji struktury perceptronu wielowarstwowego o 5 neuronach w warstwie ukrytej. Z ilustracji wyników (Rys. 3.41b) odczytano, że odchylenie pętli modelowanej od zmierzonej granicznej pętli histerezy nie przekraczało 5%.

Pierwsze kryterium weryfikacji modelu – symulacja pętli granicznej dla przebiegu sinusoidalnego – pozwoliła na wstępną pozytywną ocenę przydatności algorytmu SSN do zadań aproksymacji. Kolejnym krokiem było sprawdzenie poprawności odpowiedzi modelu dla przebiegów odkształconych. W tym celu przeprowadzono obliczenia dla wymuszenia oscylacyjnego, zdefiniowanego równaniem (3.30).

$$h(t) = H_m \cdot e^{-\tau_1 t} \cdot \sin \omega t \quad (3.30)$$

Przypadek badania histerezy przyrostowej, wymagał zmiany systemu zasilania cewki magnesującej jarzma Hopkinsona. Wykorzystano w tym celu właściwości wielofunkcyjnych kart pomiarowych. Dla kanału wyjściowego zdefiniowano wartość sygnału według wzoru (3.30). W odróżnieniu od typowego dławika lub urządzenia z elementami ferromagnetycznymi, obserwowano odkształcenie strumienia magnetycznego w badanym pasku. Do zasilania jarzma Hopkinsona nie jest zatem wymagane stosowanie sterowanego źródła prądu.

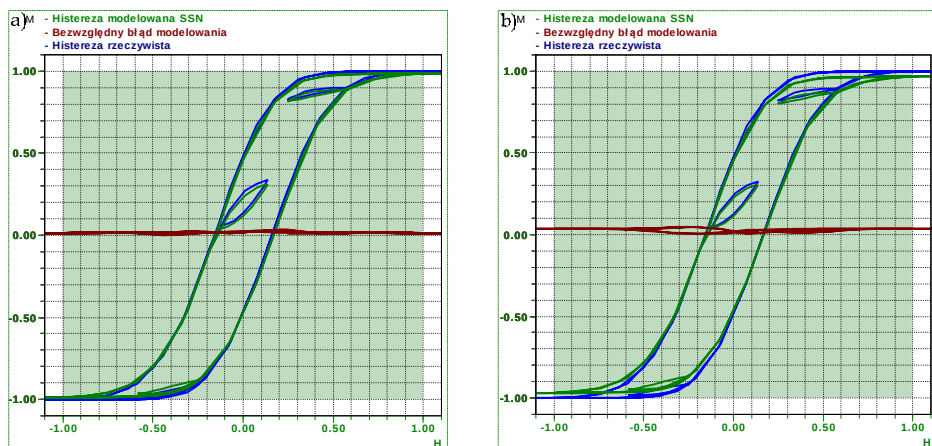


Rys. 3.42. Histereza przyrostowa

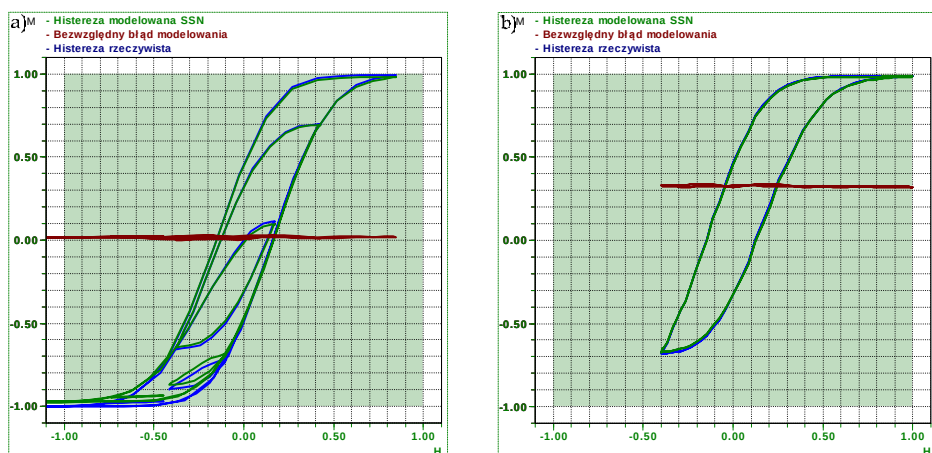
Ilustracje na rysunku (Rys. 3.42) przedstawiają przebiegi przyrostowe oraz bezwzględną różnicę wartości dla badanego obiegu. Największe odchylenie przypada w otoczeniu maksymalnej wartości funkcji wagi (Rys. 3.17). Z obserwacji szczegółowych procesu uczenia i walidacji wynika, że w obszarze punktu (0,0) sztuczna sieć neuronowa generuje największe błędy. Dla badanego przypadku histerezy przyrostowej błąd modelowania na podstawie przebiegów oszacowano na wartość 5%.

Wykorzystując dane eksperymentalne, a w zasadzie dyskretną postać funkcji wagi, przeprowadzono symulację dla odkształconego przebiegu wymuszenia. Nie zbadano histerezy doświadczalnej, jedynie porównano wyniki symulacji na podstawie dyskretniej funkcji Preisacha (oznaczona jako histereza rzeczywista) oraz aproksymowanej algorytmem sztucznej sieci neuronowej.

Graficzna reprezentacja charakterystyk oraz bezwzględnego błędu modelowania (Rys. 3.43) wskazuje, że dla pojedynczego zbioru eksperymentalnie wyznaczanych wartości funkcji wagi typową cechą było występowanie błędów systematycznych. Zbiór dużej liczby dyskretnych postaci powierzchni Preisacha umożliwił ich częściową eliminację. Zdolności generalizacji nabytej wiedzy pozwalają algorytmom sztucznych sieci neuronowych na eliminację i uśrednianie wspomnianych błędów. Zauważono, że ich część, związana była z procedurą całkowania oraz z kwantowaniem sygnałów wejściowych. Różne punkty początkowe oraz stały krok całkowania powoduje generowanie błędów systematycznych o niejednakowych wartościach.



Rys. 3.43. Hystereza dla wymuszenia a) odkształconego, b) oscylacyjnego odkształconego



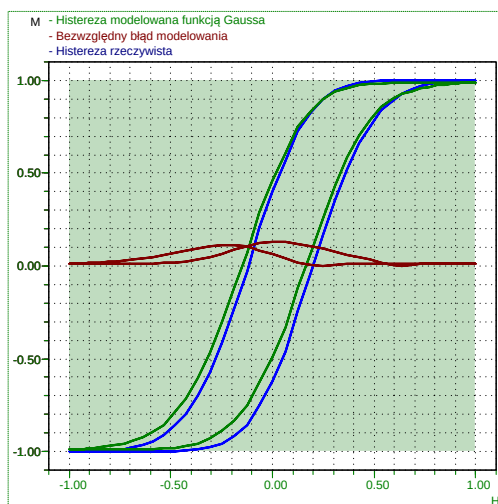
Rys. 3.44. Wynik symulacji charakterystyk rozgałęzionych dla wymuszenia: a) oscylacyjnego pomniejszonego o aperiodycznie zmienny sygnał wykładniczy, b) sinusoidalnego z podmagnesowaniem stałym

Na wykresach (Rys. 3.44) przedstawiono wyniki symulacji dla przebiegów wymuszenia zdefiniowanych kolejno formułami (3.31) oraz (3.32).

$$h(t) = e^{-\tau_1 t} \cdot [h_{m1} \sin(\omega t + \psi_I) + h_{m2} \sin(7\omega t + \psi_{II})] - e^{-\tau_1 t} \quad (3.31)$$

$$h(t) = h_0 + h_{m1} \sin(\omega t + \psi_I) + h_{m2} \sin(3\omega t + \psi_{II}) \quad (3.32)$$

Dobór powyższych funkcji przeprowadzono uwzględniając własności modelu Preisacha. Istotnym było zbadanie wartości błędów dla niesinusoidalnych, nieokresowych wymuszeń oraz przy podmagnesowaniu prądem stałym.



Rys. 3.45. Graniczna histereza modelowana funkcją Gaussa

Alternatywnym sposobem określania funkcji wagi było dobranie współczynników funkcji aproksymującej. Korzystając ze znanych algorytmów aproksymacji wykonano szacowanie dla funkcji Gaussa (3.26). Dla badanego problemu, na podstawie danych eksperymentalnych, współczynniki modelu dobrano następująco: $\delta_\alpha=0,28$; $\delta_\beta=0,279$; $\sigma_\alpha=\sigma_\beta=0,081$. Określona w ten sposób funkcja nie była symetryczna oraz posiadała ekstremum w dziedzinie Preisacha. Błędy wynikające z modelowania analitycznego (Rys. 3.45) osiągają wartość 12,5%. Zakładając symetrię oraz wykonując korektę współczynników uzyskano błędy wartości 8%.

Przedstawione wyniki badań świadczą o korzystnym dla symulacji sposobie aproksymacji algorytmem sztucznej sieci neuronowej. Wykonywanie wzorcowania funkcji wagi przy statystycznym doborze współczynników modelu wymagało wstępnych analiz grup podobieństwa. Zastosowanie sztucznych sieci neuronowych eliminuje ten problem [276].

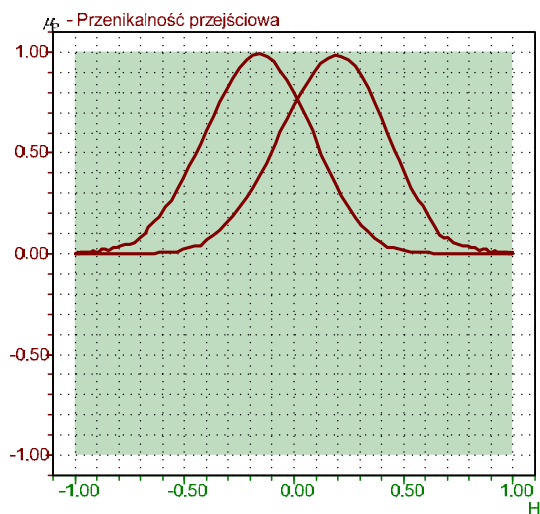
3.4.3. Wyniki modelowania obwodu

Przedstawiony wcześniej (Rys. 3.3 oraz Rys. 3.4) model dławika z zamkniętym rdzeniem, umożliwia jego traktowanie jako układu równolegle połączonych elementów reluktancyjnych o jednakowych przekrojach poprzecznych i zróżnicowanych nieznacznie długościach drogi strumienia magnetycznego. Ilustrację modelowania obwodu magnetycznego dławika za pomocą systemu neuronowego (SSN), przeprowadzono na podstawie równania (3.7), które w łatwy sposób przekształcono do postaci zwyczajnego nieliniowego równania różniczkowego I rzędu

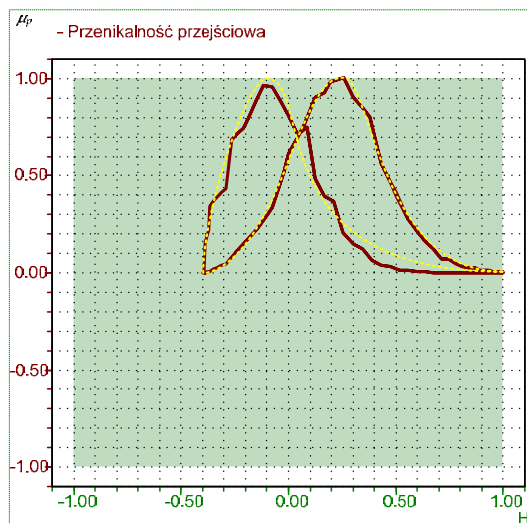
$$\frac{di(t)}{dt} = \frac{1}{N^2} \cdot \rho(i) \cdot [e(t) - R_k \cdot i(t)] \quad (3.33)$$

gdzie

$$\rho(i) = \frac{l}{S \cdot [\mu_p(i(t)) + \mu(i(t))]} \quad (3.34)$$



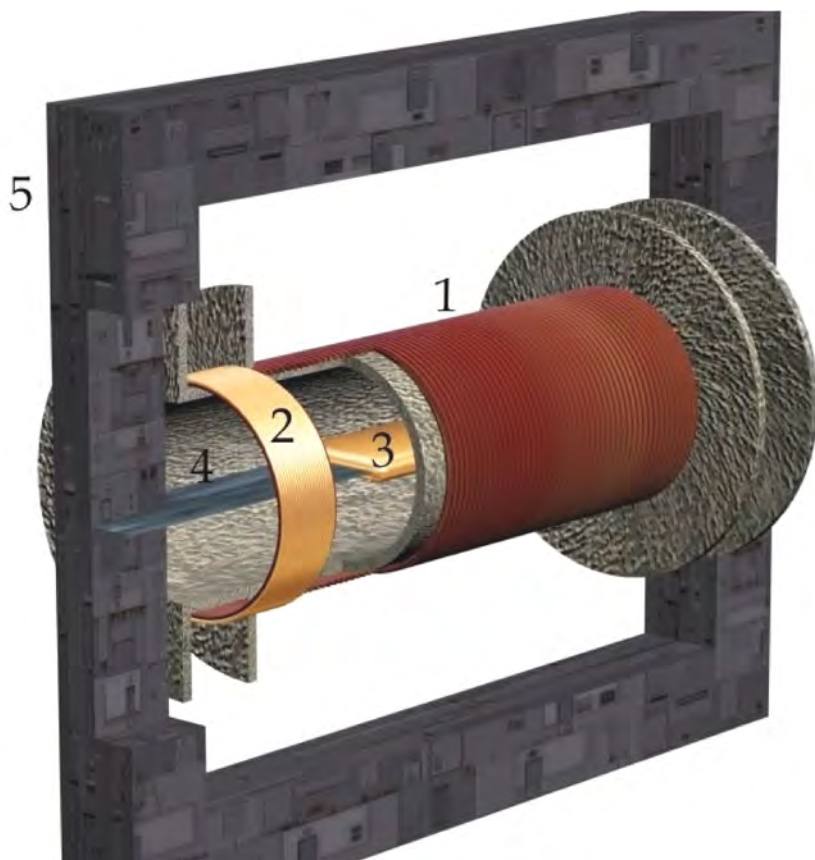
Rys. 3.46. Wykres zmian wartości przenikalności przejściowej modelowany za pomocą algorytmu SSN i modelu Preisacha



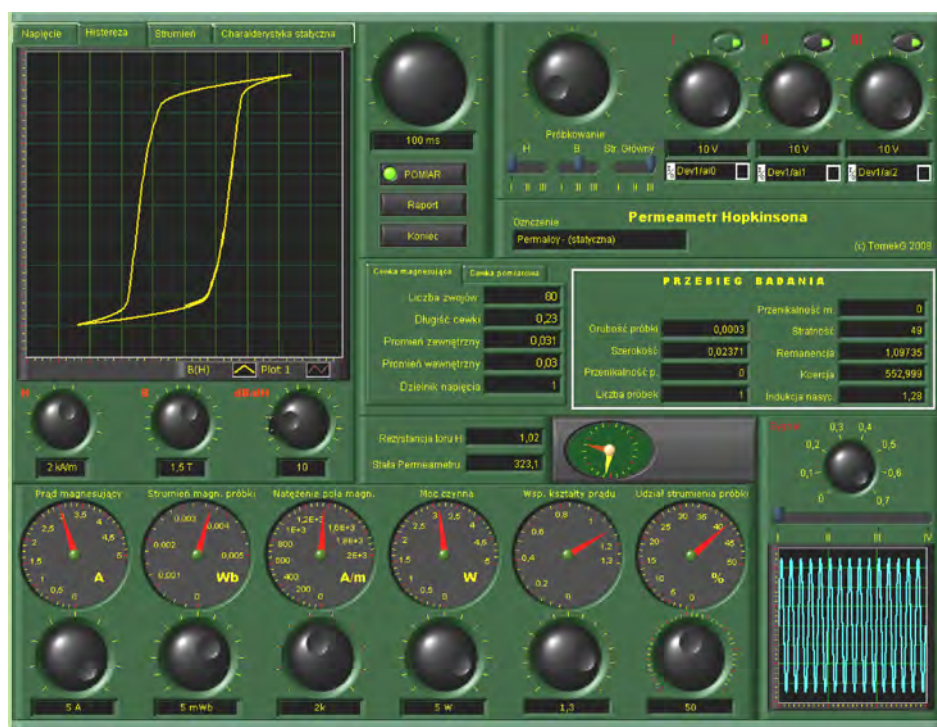
Rys. 3.47. Wykres zmian wartości przenikalności przejściowej modelowany za pomocą algorytmu SSN i modelu Preisacha dla podmagnesowania prądem stałym z zaznaczoną krzywą aproksymowaną (żółta)

W zależności (3.34) można zauważyć analogię do modelu reluktancji dla klasycznej analizy obwodów magnetycznych. Wyróżniono w niej dwa składniki przenikalności: μ określa położenie punktu pracy, zaś człon μ_p (Rys. 3.46, Rys. 3.47) liczbowo odpowiada tangensowi kąta nachylenia stycznej do ramion charakterystyki rozgałęzionej.

Dotychczasowe analizy i obliczenia przeprowadzono dla pojedynczego paska blachy. Porównano również odpowiedź modelu fizycznego z elementem ferromagnetycznym – dławikiem z jego modelem matematycznym zdefiniowanym równaniem (3.33). Badany dławik zbudowano na rdzeniu zwijającym typu RZC-35-100-30. Zastosowano w nim cechowaną w permeametrze Hopkinsona (Rys. 3.48) taśmę o grubości 0,3 mm i szerokości 30,4 mm oraz liczbie warstw $n_w=60$.

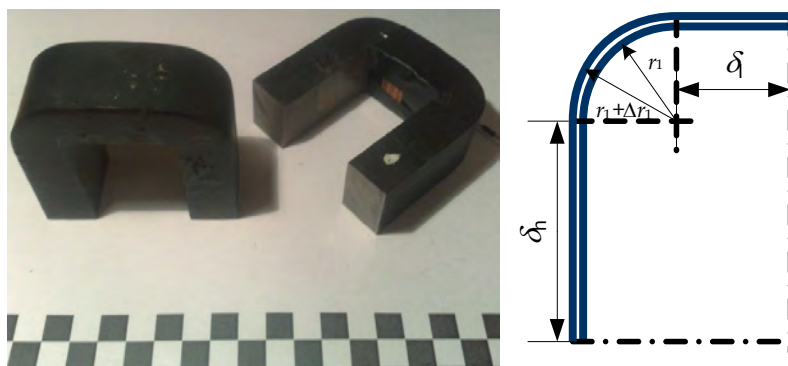


Rys. 3.48. Poglądowy szkic jarzma Hopkinsona zbudowanego w Zakładzie Elektrotechniki Teoretycznej Politechniki Lubelskiej: 1 – uzwojenie magnesujące, 2 – uzwojenie kompensacyjne, 3 – uzwojenie pomiarowe, 4 – badana próbka, 5 – jarzmo zamykające



Rys. 3.49. Ekran systemu komputerowego (opracowanego w Zakładzie Elektrotechniki Teoretycznej Politechniki Lubelskiej) do pomiaru właściwości blach elektrotechnicznych permeametr Hopkinsona

Wymiary okna zgodnie z oznaczeniami z Rys. 3.50 wynoszą: $\delta_1=18,91$ mm; $\delta_h=51,61$ mm; $r_1=1,70$ mm, zaś długość promienia zewnętrznego łuku 20,7 mm. Po uwzględnieniu powyższych wymiarów określono, że kolejno ułożone taśmy blachy elektrotechnicznej różnią się jedynie długością: $\Delta\delta_1=1,884$ mm.

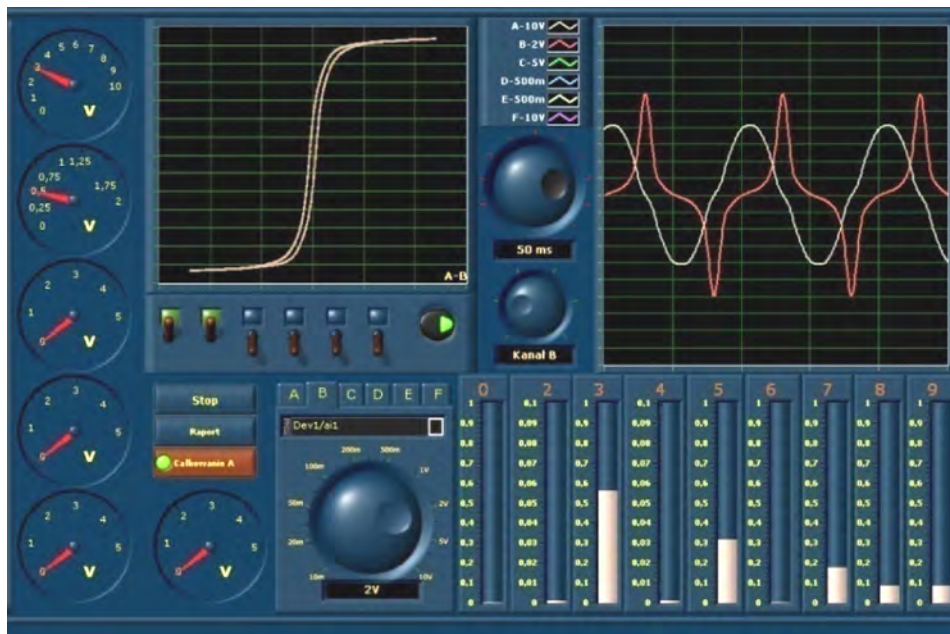


Rys. 3.50. Elementy rdzenia RZC badanego dławika oraz oznaczenia wybranych jego wymiarów

Postać funkcji (3.34) wskazuje na możliwość analizy charakterystyki blach elektrotechnicznych o różnej długości i szerokości paska. Cechowanie należało przeprowadzać dla zadanej grubości blachy oraz częstotliwości zasilania. Dla zmiennych pól elektromagnetycznych wielkość ta istotnie wpływa na rozkład indukcji magnetycznej wewnątrz materiału. Uwzględniając jednak szczególne aspekty zjawiska wnikania fali do środowiska przewodzącego można stwierdzić, że w granicach pomiarowych wzorca możliwa jest zmiana parametrów długości i szerokości taśmy. Dlatego też dzięki wprowadzeniu formuły (3.34) możliwa stała się wstępna analiza wpływu geometrii magnetowodu na odpowiedź układu.

Uwzględniając zależność pomiędzy strumieniem magnetycznym a napięciem (3.2), w równaniu (3.33) zadano warunki dla pojedynczego paska blachy. Założono, że w następstwie konstrukcji rdzenia strumień w każdym, pojedynczym elemencie jest jednakowy. Przy pominięciu rozproszenia i zastosowaniu metody Rungego-Kutty [171], [276] rozwiązano równanie (3.33) obliczając wartość prądu. W zależności (3.34) człon wyznaczający punkt pracy oraz przenikalność przejściową, uwzględnia długość średniej drogi swobodnej strumienia magnetycznego. Obliczenia przeprowadzono dla jednego okresu sygnału wymuszającego.

Po wyznaczeniu wartości prądu dla każdego elementarnego paska przyjęto, że całkowity prąd w obwodzie jest sumą wszystkich prądów cząstkowych, obliczonych dla każdego paska z osobna.

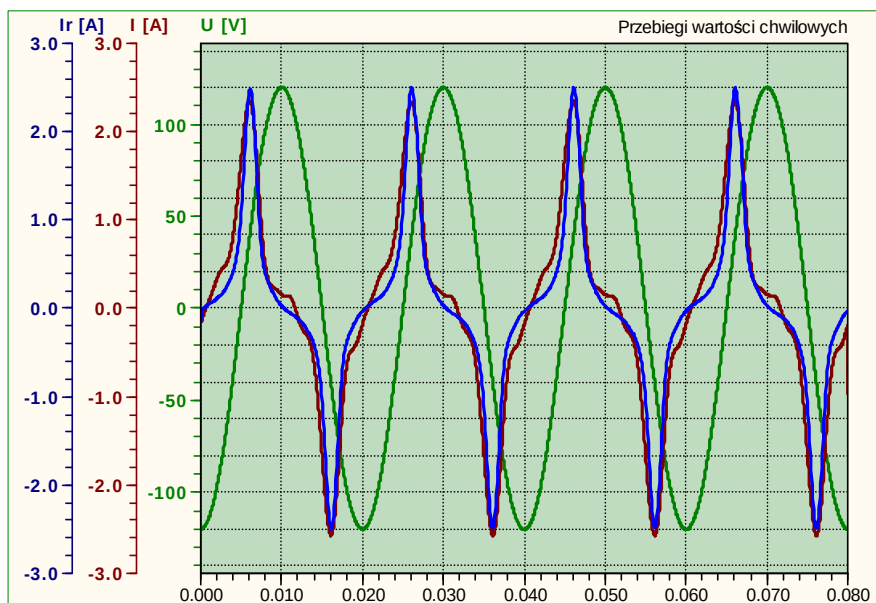


Rys. 3.51. Ekran główny opracowanego w Politechnice Lubelskiej systemu do badań dławika 1-fazowego

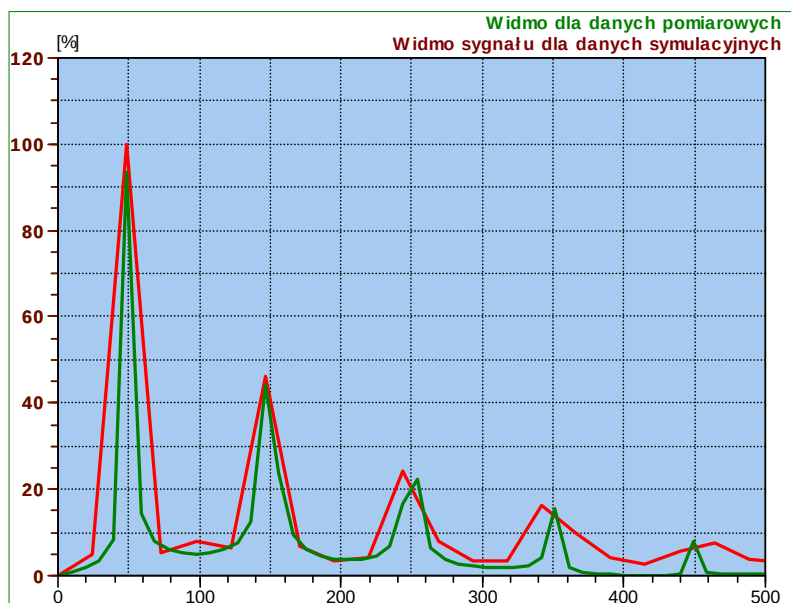
Poprawność przyjętych założeń weryfikowano dla czterech punktów pomiarowych. W testowanym dławiku o liczbie zwojów cewki magnesującej $N=400$, przeprowadzono pomiar napięcia $e(t)$ oraz prądu w obwodzie $i(t)$. Podstawą doboru punktów pomiarowych była zmiana kształtu pętli histerezy, wyznaczonej w trakcie pomiaru. Kolekcję i wizualizację danych zapewniał system badania dławika, opracowany w ramach projektu badawczego [276] w Politechnice Lubelskiej, w środowisku LabView i komponentów wirtualnego systemu pomiarowego (Rys. 3.51, Rys. 3.54).

Przy wymuszeniu napięciowym o wartości $E_m=120$ V uzyskano nasycenie rdzenia ferromagnetycznego. Zauważono silne odkształcenie sygnału prądowego oraz jego niesymetrię względem osi w punkcie położenia ekstremum. Uwydatnione zostały efekty silnej nieliniowości charakterystyki prądowo-napięciowej dławika oraz konsekwencja wystąpienia histerezy.

Dla analogicznego wymuszenia wprowadzono dane do systemu modelowania. Uzyskane rozwiązanie przedstawiono graficznie na Rys. 3.52. Podobnie jak w przypadku danych eksperymentalnych uwydatniona została silna nieliniowość oraz efekty histerezowe. Ponadto uzyskano porównywalne przesunięcie fazowe pomiędzy wartościami prądów (obliczonego i zmierzonego) i napięcia. Dla badanego przypadku błąd fazy wynosił ok. 8%. Subiektywnie można było dostrzec podobieństwo kształtu przebiegów.



Rys. 3.52. Symulacja odpowiedzi (I) układu dławika dla wartości napięcia zasilającego (U) $E_m=120$ V i częstotliwości $f=50$ Hz oraz wykres kolekcji danych eksperymentalnych (I_r)



Rys. 3.53. Widmo sygnału obliczone algorytmem FFT dla danych symulacyjnych i pomiarowych

Obiektywny rezultat otrzymano poprzez porównanie zawartości wyższych harmonicznych w badanych przebiegach. Na Rys. 3.53 przedstawiono wykresy porównawcze widm poszczególnych sygnałów. Obliczenia identyczną procedurą algorytmu szybkiej transformacji Fouriera wykonano dla danych zmierzonych oraz symulacyjnych. Stanowiły one jednoznaczne kryterium porównawcze.



Rys. 3.54. Układ pomiarowy testowanego dławika

Wskazania zawartości poszczególnych harmoniczných otrzymanych przy pomocy matematycznych funkcji posiadanego oscyloskopu przedstawiono na Rys. 3.55.



Rys. 3.55. Przebieg (a) oraz widmo (b) sygnału dla kanału pomiaru prądu (dla $E_m=120$ V). Pomiar wykonany oscyloskopem TDS 2024B

Prowadząc badania [276] dla zmniejszonych wartości napięcia wymuszającego E_m od 120 V, poprzez 100 V, 70 V do 30 V obserwowano przewidywany mniejszy udział, aż do zaniku wyższych harmoniczných oraz słabszą nieliniowość na narastającej i opadającej charakterystyce pętli histerezy. Największe błędy są generowane w niskich zakresach wymuszenia, dla których zgodność z dużym przybliżeniem osiągnięto jedynie dla wartości maksymalnych prądu w obwodzie.

Istotnym faktem badawczym okazała się czułość modelu Preisacha na sygnały wzorcowe. Zniekształcenia sygnału modelującego funkcję wagi, powodowane uszkodzeniami detalu wzorcowego, bezpośrednio wpływały na kształt powierzchni Preisacha. Ubytki w strukturze materiału ferromagnetycznego wzorca czy występujące w nim naprężenia wewnętrzne stały się przyczyną zmiany kształtu sygnału permeametry. Obserwacje te przyczyniły się do sformułowania hipotezy o użyteczności zastosowania funkcji wagi modelu Preisacha do klasyfikacji oraz identyfikacji detali w prowadzonych badaniach defektoskopowych [45–49], [269–270], [275–278], [282–284], [286], [288].

Przeprowadzoną symulację obwodu magnetycznego z użyciem modelu Preisacha i zaimplementowanych algorytmów sztucznych sieci neuronowych skoncentrowano na postaciach funkcji wagi oraz ich wpływu na przebieg zamkniętej, granicznej pętli histerezy. Symulacja umożliwia zminimalizowanie błędu modelowania jej kształtu, poprzez uwzględnienie rodzaju oraz wymiarów geometrycznych rdzenia, a utworzony program stanowi uniwersalne narzędzie do badań dławików oraz transformatorów jedno- i trójfazowych.

3.5. Podsumowanie

W opisie struktur magnetycznych szczególną uwagę zwrócono na modele histerezy magnetycznej oraz interpretację zjawiska ferromagnetyzmu. Wspomniano o modelach mikroskopowych: Isinga i Curie-Weissa charakterystycznych dla fizyki ciała stałego. Dokładniej skoncentrowano uwagę na wzorcach makroskopowych: algorytmie Preisacha oraz Jilesa-Athertona. Z punktu widzenia aplikacji technicznych, szczególne znaczenie mają dwa ostatnie modele, umożliwiające zastosowanie w obliczeniach obwodowych lub polowych. Poszukiwano w nich możliwości aplikacji perceptronów wielowarstwowych lub genezy zastosowań fundamentalnych krzywych aproksymujących.

Zasadnicza część rozdziału koncentruje się na postaciach funkcji wagi modelu Preisacha oraz ich wpływie na przebieg zamkniętej, granicznej pętli histerezy. Ta nieliniowa funkcja wielu zmiennych stanowi kluczowe zagadnienie w rozpatrywanym modelu. Jej postaci umożliwiają analizę kształtu charakterystyk wynikowych. Symetria funkcji wagi względem charakterystycznych płaszczyzn pozwoliła na zwiększenie dokładności w określaniu jej dyskretnych wartości. Biorąc pod uwagę możliwości wyznaczania tylko części płata powierzchni, przedstawiono algorytm dla aperiodycznych drgań gasnących wymuszenia. Pozwoliło to, na automatyzację procesu wzorcowania i uproszczenie układu badawczego.

Model Preisacha rozpatruje zmiany w granicach poprzednich wartości maksymalnych. Stanowi wygodne narzędzie modelowania dla zadanej częstotliwości i historii magnesowania. Nie jest jednak wariantem uwzględniającym zmiany częstotliwości. Zastosowanie algorytmu sztucznej sieci neuronowej umożliwia wprowadzenie dodatkowej wartości uczącej, reprezentującej częstotliwość wymuszenia.

Istotną informacją uzyskaną w trakcie modelowania jest zbieżność całki niewłaściwej funkcji wagi z wartością stratności dla paska blachy ferromagnetycznej, przy zadanej wartości częstotliwości. Pozwala to na wstępną ocenę właściwości materiału w zastosowaniach do magnetowodów.

Zmiany wartości funkcji wagi dla jednej grupy detali ferromagnetycznych pozwoliły na dokonanie identyfikacji wad materiałowych. Powstała hipoteza o zastosowaniu algorytmów sztucznych sieci neuronowych w nieniszczącej detekcji uszkodzeń z rozmytym klasyfikatorem podobieństwa.

Zasadniczym celem badań, było uzyskanie minimalnego błędu modelowania histerezy elementu ferromagnetycznego. Do przeprowadzenia rozważań wybrano podstawowy obiekt z elementem ferromagnetycznym – dławik z rdzeniem związanym, ciętym. Pozwoliło to na sformułowanie prostych równań obwodowych, dzięki którym uzyskano informację o złożonej postaci przenikalności magnetycznej przejściowej i statycznej. Na podstawie badań eksperymentalnych wybranego elementu konstrukcji – pojedynczego paska blachy elektrotechnicznej – utworzono neuronowy model numeryczny. Dzięki zastosowanym rozważaniom analitycz-

nym, przeprowadzonym dla złożonego z pojedynczych elementów magnetowodu, uwzględniono wpływ długości i przekroju rdzenia. Podkreślono konieczność wzorcowania układu neuronowego dla blachy o różnej grubości.

Konstrukcja wirtualnego środowiska pomiarowego wzorcowania funkcji wagi dla permeametry Hopkinsona umożliwiła stworzenie poligonu badania zmian przebiegu pętli histerezy magnetycznej przy różnych charakterach wymuszenia oraz dla zadanych geometrii magnetowodów. Wykorzystano do tego nowoczesne techniki kolekcji danych. W Zakładzie Elektrotechniki Teoretycznej Politechniki Lubelskiej zostały skonstruowane aplikacje w środowiskach LabView do badań materiałów ferromagnetycznych. Zastosowana technika programowania wizualnego umożliwiła zaprojektowanie uniwersalnego systemu, który po nieznacznych modyfikacjach został użyty do badań defektoskopowych i badań podstawowych urządzeń: dławików oraz transformatorów jednofazowych i trójfazowych.

Przedstawione rozważania i wnioski pozwalają uznać, że zastosowane algorytmy sztucznych sieci neuronowych stanowią dobre narzędzie w modelowaniu histerezy. Dzięki szczególnym własnościom błęd uczenia i walidacji, otrzymany w wyniku wzorcowania, nie przewyższa maksymalnego błędu pomiarowego. Wykonano programy symulacyjne, z zastosowanymi algorytmami sztucznych sieci neuronowych oraz z zastosowanym modelem Preisacha. Dzięki tym rozwiązaniom umożliwione zostały badania nad metodami klasyfikacji oraz identyfikacji w prowadzonych badaniach defektoskopowych.

Ważnym elementem w niniejszych rozważaniach jest opracowanie systemu, który na podstawie danych wzorcowania pojedynczego elementu magnetowodu tj. paska blachy elektrotechnicznej pozwoliłby na modelowanie złożonych dławików, transformatorów, itd. W tym celu zaproponowano wykorzystanie znanego z technik pomiarów magnetycznych jarzma Hopkinsona z zastosowanym systemem pomiarowym wykonanym w środowisku LabView. W ten sposób uzyskano dyskretną postać funkcji wagi znormalizowanego paska blachy na podstawie danych eksperymentalnych. W celu uproszczenia procedury pomiarowej, przedstawiono nowy algorytm badań, poprzez złożone wymuszenie gasnącego przebiegu roz magnesowującego. Umożliwiło to budowę mało skomplikowanego układu badawczego, zastosowanie liniowych cewkowych przetworników cyfrowych do pozyskiwania danych z tego układu, nieinwazyjny sposób badań oraz pomiar bez uwzględniania podstawowej charakterystyki magnesowania.

Procedury obliczeniowe pozwoliły na wprowadzenie parametrów definiujących podstawową geometrię obwodu magnetycznego oraz zblachowany charakter rdzenia. Osiągnięto dzięki temu dużą zgodność z danymi eksperymentalnymi modelowanego dławika.

W pracy dotyczącej modelowania obwodu magnetycznego podjęto aspekty wykorzystania modelu w procesach automatycznej identyfikacji oraz klasyfikacji. Dzięki wyznaczaniu wartości powierzchni ważonej Preisacha zaznaczono

możliwość wykorzystania jej jako obrazu statycznego dynamicznej pętli histerezy magnetycznej. Rozwiązanie posłużyło do opracowania algorytmów identyfikacji przy pomocy algorytmów sztucznych sieci neuronowych, stosowanych w defektoskopii indukcyjnej.

Uzyskane równania oraz wnioski wpływające z symulacji modelem Preisacha przy zastosowaniu algorytmów sztucznych sieci neuronowych, umożliwiają zminimalizowanie błędu modelowania histerezy elementu ferromagnetycznego, poprzez uwzględnienie rodzaju oraz wymiarów geometrycznych rdzenia.

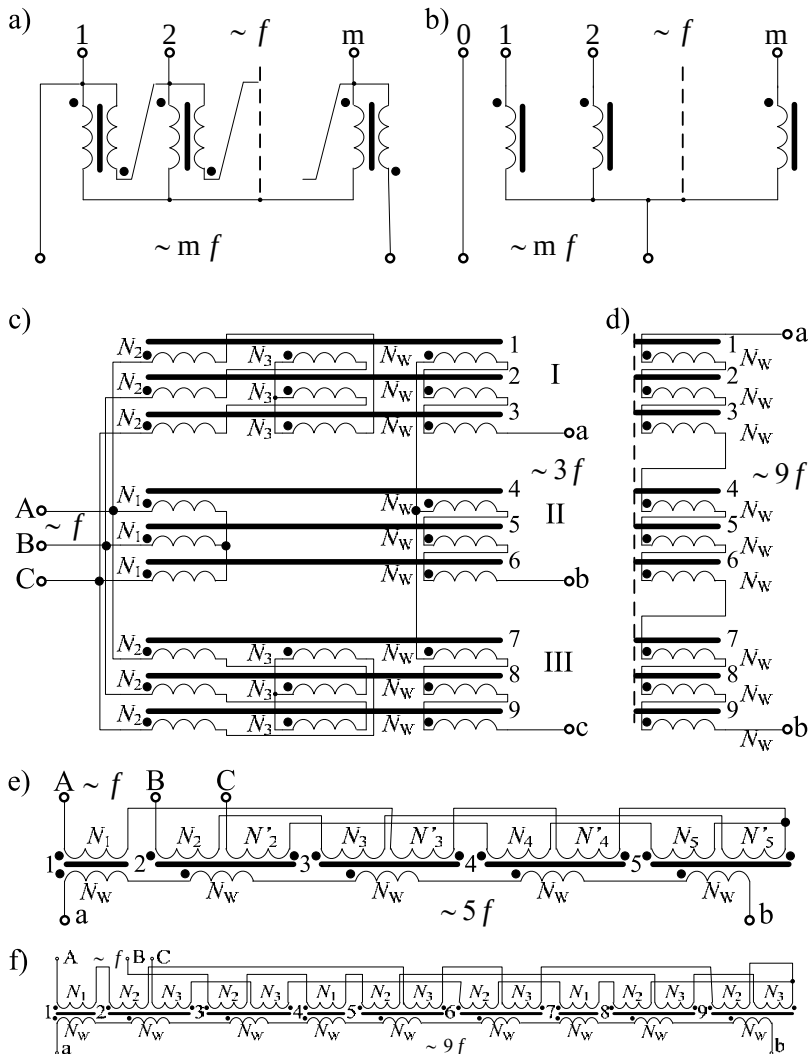
4. MODELOWANIE MAGNETYCZNYCH PRZETWORNIKÓW CZĘSTOTLIWOŚCI

Ideę zwielokrotnienia częstotliwości w układzie statycznym, zbudowanym z nieliniowych elementów magnetycznych praktycznie zrealizował po raz pierwszy I. Zenneck w 1899 r. Następne prace w tym zakresie prowadzili przede wszystkim M. Joly, G. Vallaurie, I. Epstein, O. Bronk i F. Spinelli. Trzej ostatni byli twórcami pierwszych opatentowanych wynalazków z dziedziny zwielokrotnienia częstotliwości. Zapoczątkowany w latach powojennych znaczny postęp w technologii produkcji materiałów magnetycznych wpłynął na zdecydowaną poprawę parametrów użytkowych i poszerzył zakres zastosowań magnetycznych mnożników częstotliwości (m.m.cz.). Szczególne miejsce zastosowań przed osiągnięciem obecnych możliwości półprzewodnikowych przekształtników częstotliwości zajęły magnetyczne potrajacze (m.3.cz.) i dziewięciokrotniki (m.9.cz.). Mnożniki te obok zwielokrotnienia częstotliwości i eliminacji jednego stopnia transformowania energii dodatkowo całkowicie symetryzują obciążenia jednofazowe. Znane są m.m.cz. zwiększające częstotliwość przetwarzanej energii od 2 do 35 razy, przy czym w przypadku parzystej krotności mnożenia konieczna jest polaryzacja rdzeni [6]. Ponadto istnieją magnetyczne dzielniki częstotliwości oraz mnożniki zwielokrotniające częstotliwość niecałkowitą liczbę razy. W mnożnikach mocy ze względów techniczno-ekonomicznych krotność zwiększonej częstotliwości nie przekracza zwykle liczby dziewięć.

4.1. Wprowadzenie w teorię magnetycznych mnożników częstotliwości

Działanie mnożników częstotliwości o całkowitej krotności mnożenia bazuje na zjawisku generacji harmonicznych strumienia magnetycznego, które powstają dzięki wykorzystaniu nieliniowości krzywej magnesowania rdzeni. Odpowiedni układ połączeń uzwojeń lub zastosowane filtry pozwalają wybrać selektywnie na wyjściu mnożnika żadaną harmoniczną napięcia. Jedną z form realizacji tego jest zasilanie uzwojeń pierwotnych m jednakowych rdzeni magnetycznych z m -fazowego symetrycznego źródła napięcia (Rys. 4.1a). Powstające wówczas w rdzeniach pierwsze harmoniczne strumieni magnetycznych tworzą symetryczny układ m -fazowy. Ze względu na nieliniowość krzywych magnesowania prąd magnesujący w transformatorach jest odkształcony. Brak przewodu zerowego w układzie zasilania powoduje, że w prądach tych nie występują harmoniczne rzędów $m(2k-1)$; ($k=1, 2, 3...$) tworzących układy kolejności zerowej. Taki kształt prądu magnesującego jest powodem odkształcenia strumieni magnetycznych i zaindukowanych przez nie napięć w uzwojeniach wtórnych. W transformatorach mnożników wyższe harmoniczne strumieni mają swobodne drogi powrotne i dzięki temu osiągają znaczne wartości. Napięcia powstające w szeregowo po-

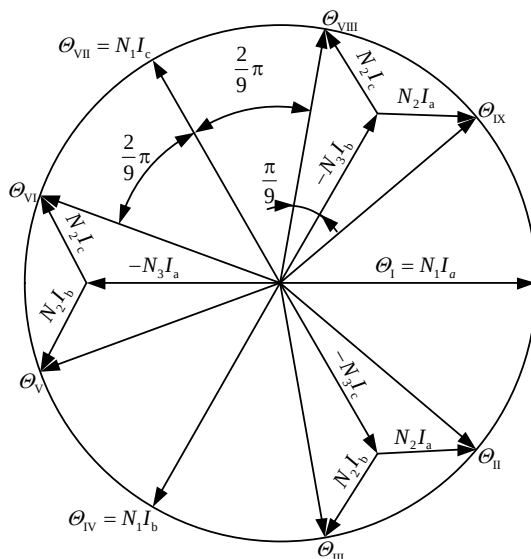
łączonych uzwojeniach wtórnych mnożników transformatorowych są sumowane w wyniku czego jednofazowe napięcia wyjściowe zawierają tylko harmoniczne kolejności zerowej, a przede wszystkim m -tą harmoniczną. Podobne napięcie występuje między punktem zerowym gwiazdy uzwojeń mnożnika dławikowego (Rys. 4.1b), a punktem zerowym sieci.



Rys. 4.1. Podstawowe struktury magnetycznych mnożników częstotliwości: a) symetryczny m -krotnik częstotliwości typu transformatorowego, b) symetryczny m -krotnik częstotliwości typu dławikowego, c) potrajacz częstotliwości z wyjściem trójfazowym, d) uzwojenie wtórne dziewięciokrotnika, e) pięciokrotnik częstotliwości, f) dziewięciokrotnik częstotliwości

Dla $m > 3$ i przy zasilaniu z sieci trójfazowej odpowiednie połączenie uzwojeń pierwotnych zapewnia wewnętrzną zmianę liczby faz (Rys. 4.1d, e, f). Stosując podobne przekształcenie można również otrzymać mnożniki z wyjściem wielofazowym jak np. potrajacz z wyjściem trójfazowym (Rys. 4.1c), który przy szeregowym skojarzeniu uzwojeń wtórnych staje się dziewięciokrotnikiem (Rys. 4.1d). Obydwa prezentowane układy m.9.cz. zawierają 9 rdzeni i tyleż szeregowo połączonych ze sobą uzwojeń wtórnych o liczbie zwojów N_w oraz 15 uzwojeń pierwotnych w tym 6 o liczbie zwojów N_2 i N_3 a trzy o liczbie zwojów N_1 . W dziewięciokrotniku z Rys. 4.1d można wyodrębnić trzy grupy transformatorów, z których dwie posiadają uzwojenia pierwotne połączone w niesymetryczny zygzak, zaś trzecia w gwiazdę. Każda faza układu z Rys. 4.1f zawiera pięć uzwojeń pierwotnych skojarzonych szeregowo, natomiast poszczególne fazy połączono w gwiazdę.

W niniejszej pracy skoncentrowano się na najbardziej reprezentatywnej klasie transformatorowych mnożników tj. potrajaczach, pięciokrotnikach i dziewięciokrotnikach częstotliwości. Z uwagi na najwyższą krotność mnożenia, złożoność połączeń i liczbę występujących elementów do szczegółowego opisu i badania wyeksponowano magnetyczny dziewięciokrotnik częstotliwości (Rys. 4.1d, f), traktując inne mnożniki jako łatwiejsze przypadki analizy. Zostanie wykazane (rozdz. 4.2), że model matematyczny dziewięciokrotnika zachowuje swą adekwatność dla mnożników 3-i 5-krotnych, można go więc uważać za uogólniony przypadek m.m.cz. [330].



Rys. 4.2. Wykres fazorowy pierwszych harmonicznych przepływów magnesujących m.9.cz.

W obwodzie magnetycznym dziewięciokrotników należy wytworzyć dziewięciofazowy symetryczny układ pierwszej harmonicznej indukcji. W tym celu przesunięcie pierwszych harmonicznych przepływów magnesujących, w rdzeniach poszczególnych transformatorów winno wynosić $\pm 2\pi/9$, co zgodnie z powyższym wykresem zapewnia następująca proporcja:

$$\frac{\sin \frac{\pi}{9}}{N_2} = \frac{\sin \frac{2\pi}{9}}{N_3} = \frac{\sin \frac{2\pi}{3}}{N_1} \quad (4.1)$$

Z zależności (4.1) wynikają bardzo istotne relacje pomiędzy liczbami zwojów uzwojeń pierwotnych m.9.cz.:

$$\begin{aligned} \frac{N_2}{N_1} &= 0.395 \\ \frac{N_3}{N_1} &= 0.743 \end{aligned} \quad (4.2)$$

W uzwojeniach wtórnych poszczególnych transformatorów jednofazowych indukują się napięcia pierwszej, trzeciej, dziewiątej, piętnastej i wyższych „trzecich nieparzystych” harmonicznych. Z powodu szeregowego skojarzenia tych uzwojeń dokonuje się dodawanie ich napięć i suma pierwszych oraz trzecich harmonicznych jest równa zero, ponieważ tworzą one symetryczne układy trójfazowe. Napięcie wyjściowe jest zatem sumą harmonicznych rzędu $3(4k\pm1)$; ($k=1, 2, 3...$) tworzących układy kolejności zerowej. Ze wzrostem rzędu harmonicznych maleją ich amplitudy – tak więc napięcie wyjściowe jest praktycznie sinusoidalne.

Przedmiotem analizy są magnetyczne mnożniki częstotliwości: potrajacz i pięciokrotnik, a w szczególności dziewięciokrotnik o strukturze przedstawionej na Rys. 4.1f. Z powodu nieliniowości zjawisk elektromagnetycznych występujących w m.m.cz. powstają dość znaczne trudności związane z ich matematycznym opisem. Koniecznym staje się wprowadzenie pewnej idealizacji i założeń upraszczających.

W pracy niniejszej zastosowano dwojaki rodzaj modelu matematycznego m.m.cz. Jeden z nich skonstruowany został na drodze przekształceń analitycznych, istotą drugiego zaś, jest symulacja komputerowa.

Poniżej przedstawiono dyskusję założeń upraszczających dla modelu analitycznego. Przede wszystkim przyjęto, iż mnożnik zasilany jest z symetrycznej sieci trójfazowej o napięciu sinusoidalnym, co praktycznie jest spełnione przy zasilaniu napięciem sieciowym o częstotliwości 50 Hz. W przypadku zasilania z falownika założenie powyższe może obarczyć obliczenia pewnym błędem. Jednakże analityczne określenie i uwzględnienie odkształcenia napięcia zasilającego w matematycznym modelu mnożnika znacznie komplikuje i zmniejsza przejrzystość obliczeń jakościowych i szacunkowych. Ponadto przyjmuje się, iż obwody magnetyczne poszczególnych transformatorów jednofazowych są iden-

tyczne, a ich charakterystyki magnesowania opisuje się krzywą jednowartościową. Przyjęta symetria jest zagwarantowana zastosowaniem jednakowego materiału rdzeniowego, zachowaniem tych samych wymiarów geometrycznych oraz starannym wykonaniem. Dynamiczne równania modelujące pracę układu wymagają w zasadzie przyjęcia dynamicznej dwuwartościowej krzywej magnesowania [35]. Jednakże, przy odkształceniu zarówno indukcji jak i natężenia pola magnetycznego dynamiczne pętle histerezy nie są a priori znane. Co więcej ich kształt zależy od przebiegów chwilowych indukcji i natężenia pola, które z kolei zależą od kształtu pętli histerezy. Ten trudny problem dokładnego odwzorowania procesu magnesowania nie został dotąd rozwiązany gruntownie w zadowalający sposób, z wyjątkiem dość znacznie uproszczonych przypadków szczególnych. Rozważane mnożniki pracują przy relatywnie dużych wartościach indukcji magnetycznej należących do zakresu nasycenia materiałów ferromagnetycznych. W nasyceniu występuje zanik histerezy i odwracalność procesu magnesowania. Ponieważ pętla histerezy materiału rdzeni mnożnika jest wąska i stanowi niewielką część całej krzywej magnesowania można do obliczeń dynamicznych wykorzystać krzywą bezhisterezową.

Teoretyczna analiza pracy mnożników wymaga określenia funkcji zastępczej odwzorowującej przebieg krzywej magnesowania. Okazuje się, iż nie zawsze jest konieczne i uzasadnione ściśle odwzorowanie, które zresztą prowadzi do złożonych zależności analitycznych. Otóż wyjściowa krzywa magnesowania określona jest bądź na podstawie katalogowej charakterystyki blachy z uwzględnieniem geometrii obwodu i szczelin powietrznych, bądź też bazując na krzywej doświadczalnej, wyznaczonej przy sinusoidalnym wymuszeniu. Ze względu na popełnione błędy postępowanie takie ma charakter przybliżony. Ponadto przebieg chwilowych wartości indukcji w magnetowodach mnożników jest zawsze odkształcony, a więc nie odpowiada warunkom w jakich dokonuje się pomiarów charakterystyk magnesowania.

Pośród funkcji zastępczych krzywej magnesowania w analizie mnożników częstotliwości, najczęściej stosuje się dwuparametrową funkcję hiperboliczną [6], [60], [82], [185], [247], [326]

$$H = C_1 \cdot \operatorname{sh} C_2 B \quad (4.3)$$

lub funkcję wielomianową – dwumian nieparzystego stopnia [11], [69], [87], [89], [227], [249], [261], [287], [326]:

$$H = \alpha \cdot B + \beta \cdot B^5 \quad (4.4)$$

gdzie C_1 , C_2 oraz α , β – współczynniki aproksymacji, która stwarza możliwość rozwiązywania równań perturbacyjną metodą małego parametru [70], [86], [90], [326].

W prezentowanej pracy zarówno krzywą magnesowania jak i nieliniową konduktancję odwzorowującą straty w magnetowodach aproksymowano niepełnym wielomianem piątego stopnia.

Kolejnym zagadnieniem istotnym w analizie jest zachowanie ścisłej proporcji liczb zwojów uzwojeń pierwotnych transformatorów w mnożnikach (pięciokrotnych i dziewięciokrotnych) w celu uzyskania odpowiednich kątów przesunięć fazowych ($2\pi/5$, $2\pi/9$) dla pierwszych harmonicznnych indukcji. Warunek ten wynika z zasady działania mnożników i musi być uwzględniony w fazie ich projektowania. W praktyce mogą wystąpić kilkuprocentowe uchyby wynikające z konieczności zaokrąglania obliczeniowych liczb zwojów do liczb całkowitych, ale jak wykazano [57], [326] ich wpływ na działanie mnożników jest pomijalny.

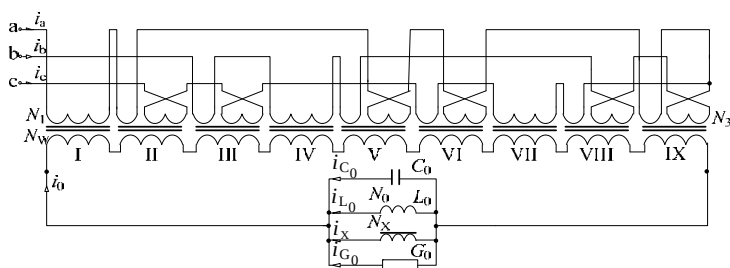
W dalszych założeniach idealizujących przyjęto, iż spektrum harmonicznnych odkształconego strumienia magnetycznego zawiera jedynie pierwszą i trzecią harmoniczną w potrajaczu oraz dodatkowo piątą w pięciokrotniku, zaś dziewiątą w dziewięciokrotniku. Pominięcie wyższych harmonicznnych w mnożnikach, dzięki czemu uzyskano przejrzystość i ułatwienie analizy, uzasadniono ich małym udziałem, co stwierdzono na podstawie badań i obliczeń [65], [82].

Wreszcie, należy stwierdzić, iż rezystancje uzwojeń i reaktancje rozproszenia stanowią niewielką część impedancji wejściowej mnożników, co pozwala na ich pominięcie, bez narażania na duże błędy przy jednoczesnym zmniejszeniu nakładu obliczeń w trakcie analizy [60], [87], [92], [185], [326].

Przy konstrukcji numerycznego modelu mnożnika z użyciem programu PSPICE użyto matematycznego modelu materiału magnetycznego rdzenia (rozdz. 4.3.3). Model ten opracowany przez Jilesa i Athertona [7], [93–94] uwzględnia nieliniowość oraz histerezę magnetyczną rdzeni. Założenia powyższe nie są konieczne przy symulacji komputerowej.

4.2. Uogólniony analityczny model pracy magnetycznego mnożnika częstotliwości

Teoretyczną analizę generacji napięć w magnetycznym dziewięciokrotniku częstotliwości przeprowadzono z uwzględnieniem jego obciążenia. Odbiornik przedstawiony w układzie równoległych gałęzi (Rys. 4.3) o podstawowych parametrach, odpowiednio G_0 , L_0 , C_0 zawiera również gałąź z dławikiem o liczbie zwojów N_x . (Wykaz symboli, oznaczeń i skrótów zamieszczono na str. 7).



Rys. 4.3. Układ połączeń magnetycznego dziewięciokrotnika częstotliwości z odbiornikiem

Zgodnie z pierwszym prawem Kirchhoffa w pierwotnym i wtórnym obwodzie dziewięciokrotnika obowiązują następujące zależności

$$i_a + i_b + i_c = 0 \quad (4.5)$$

$$i_0 - i_{G_0} - i_{L_0} - i_{C_0} - i_x = 0 \quad (4.6)$$

Wartość chwilowa napięcia wyjściowego mnożnika wynosi

$$e = -N_w S \sum \dot{B} \quad (4.7)$$

gdzie:

$$\sum \dot{B} = \dot{B}_I + \dot{B}_{II} + \dot{B}_{III} + \dot{B}_{IV} + \dot{B}_V + \dot{B}_{VI} + \dot{B}_{VII} + \dot{B}_{VIII} + \dot{B}_{IX} \quad (4.8)$$

Nieliniowość dławika w odbiorniku uwzględniono aproksymując jego charakterystykę magnesowania niepełnym wielomianem piątego stopnia

$$f(B_x) = \alpha_x B_x + \beta_x B_x^5 \quad (4.9)$$

Korzystając z prawa przepływu dla obwodu magnetycznego dławika oraz równań (4.6) i (4.7) otrzymano następującą zależność wyrażającą wartości chwilowe prądów odbiornika:

$$\begin{aligned} i_0 + N_w S \left(C_0 \sum \ddot{B} + G_0 \sum \dot{B} + L_0^{-1} \sum B \right) + \\ + \frac{I_x N_w S}{N_x^2 S_x} \left[\alpha_x \sum B + \beta_x \left(\frac{N_w}{N_x} \right)^4 \left(\frac{S}{S_x} \right)^4 (\sum B)^5 \right] = 0 \end{aligned} \quad (4.10)$$

gdzie:

$$\sum B = B_I + B_{II} + B_{III} + B_{IV} + B_V + B_{VI} + B_{VII} + B_{VIII} + B_{IX} \quad (4.11)$$

$$\sum \ddot{B} = \ddot{B}_I + \ddot{B}_{II} + \ddot{B}_{III} + \ddot{B}_{IV} + \ddot{B}_V + \ddot{B}_{VI} + \ddot{B}_{VII} + \ddot{B}_{VIII} + \ddot{B}_{IX} \quad (4.12)$$

Stan magnetyczny uwzględniający nieliniowość charakterystyki magnesowania oraz nieliniowość konduktancji odwzorowującej straty w każdym z rdzeni mnożnika można opisać następującym równaniem

$$\sum i \cdot N = l(\alpha B + \beta B^5 + g\dot{B} + \eta \dot{B}^5) = l \cdot f(B, \dot{B}) \quad (4.13)$$

Prawo przepływu dla każdego z rdzeni transformatorów o uzwojeniach skojarzonych wg schematu przedstawionego na Rys. 4.1 pozwala na zapisanie układu równań (Rys. 4.2)

$$\begin{aligned}
\begin{bmatrix} i_a & i_0 \\ i_b & i_0 \\ i_c & i_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} N_1 \\ N_w \end{bmatrix} &= l \begin{bmatrix} f(B_I, \dot{B}_I) \\ f(B_{IV}, \dot{B}_{IV}) \\ f(B_{VII}, \dot{B}_{VII}) \end{bmatrix} \\
\begin{bmatrix} i_a - i_c & i_0 \\ i_b - i_a & i_0 \\ i_c - i_b & i_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} N_2 \\ N_3 \\ N_w \end{bmatrix} &= l \begin{bmatrix} f(B_{II}, \dot{B}_{II}) \\ f(B_V, \dot{B}_V) \\ f(B_{VIII}, \dot{B}_{VIII}) \end{bmatrix} \\
\begin{bmatrix} i_a - i_b & i_0 \\ i_b - i_c & i_0 \\ i_c - i_a & i_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} N_2 \\ N_3 \\ N_w \end{bmatrix} &= l \begin{bmatrix} f(B_{IX}, \dot{B}_{IX}) \\ f(B_{III}, \dot{B}_{III}) \\ f(B_{VI}, \dot{B}_{VI}) \end{bmatrix}
\end{aligned} \tag{4.14}$$

Zgodnie z przyjętym założeniem o identyczności każdego z rdzeni po zsumowaniu równań (4.14) i prostych przekształceniach otrzymano wyrażenie na wartość chwilową prądu odbiornika.

$$i_0 = \frac{l}{9N_w} \sum f(B, \dot{B}) \tag{4.15}$$

gdzie:

$$\sum f(B, \dot{B}) = \alpha \sum B + \beta \sum (B^5) + g \sum \dot{B} + \eta \sum (\dot{B}^5) \tag{4.16}$$

$$\sum (B^5) = B_I^5 + B_{II}^5 + B_{III}^5 + B_{IV}^5 + B_V^5 + B_{VI}^5 + B_{VII}^5 + B_{VIII}^5 + B_{IX}^5 \tag{4.17}$$

$$\sum (\dot{B}^5) = \dot{B}_I^5 + \dot{B}_{II}^5 + \dot{B}_{III}^5 + \dot{B}_{IV}^5 + \dot{B}_V^5 + \dot{B}_{VI}^5 + \dot{B}_{VII}^5 + \dot{B}_{VIII}^5 + \dot{B}_{IX}^5 \tag{4.18}$$

Uwzględniając równania (4.10) i (4.15) dotychczasowe rozważania modelujące układ można sprowadzić do wyrażenia (4.19)

$$\begin{aligned}
9N_w^2 S(C_0 \sum \ddot{B} + G_0 \sum \dot{B} + L_0^{-1} \sum B) + \alpha l \sum B + \beta l \sum (B^5) + gl \cdot \\
\cdot \sum \dot{B} + \eta l \sum (\dot{B}^5) + \frac{9l_x N_w^2 S}{N_x^2 S_x} \left[\alpha_x \sum B + \beta_x \left(\frac{N_w}{N_x} \right)^4 \left(\frac{S}{S_x} \right)^4 (\sum B)^5 \right] = 0
\end{aligned} \tag{4.19}$$

Jeżeli do pierwotnych zacisków transformatora mnożnika doprowadzono symetryczne napięcie trójfazowe, wartości chwilowe indukcji magnetycznej – zgodnie z założeniem upraszczającym, można określić równaniami:

$$\begin{aligned}
B_I &= \hat{B}_1 \cos \omega t - \hat{B}_3 \cos 3\omega t - \hat{B}_9 \cos(9\omega t - \gamma) \\
B_{II} &= \hat{B}_1 \cos\left(\omega t - \frac{2}{9}\pi\right) - \hat{B}_3 \cos\left(3\omega t - \frac{2}{3}\pi\right) - \hat{B}_9 \cos(9\omega t - \gamma) \\
B_{III} &= \hat{B}_1 \cos\left(\omega t - \frac{4}{9}\pi\right) - \hat{B}_3 \cos\left(3\omega t + \frac{2}{3}\pi\right) - \hat{B}_9 \cos(9\omega t - \gamma) \\
B_{IV} &= \hat{B}_1 \cos\left(\omega t - \frac{2}{3}\pi\right) - \hat{B}_3 \cos 3\omega t - \hat{B}_9 \cos(9\omega t - \gamma) \\
B_V &= \hat{B}_1 \cos\left(\omega t - \frac{8}{9}\pi\right) - \hat{B}_3 \cos\left(3\omega t - \frac{2}{3}\pi\right) - \hat{B}_9 \cos(9\omega t - \gamma) \\
B_{VI} &= \hat{B}_1 \cos\left(\omega t + \frac{8}{9}\pi\right) - \hat{B}_3 \cos\left(3\omega t + \frac{2}{3}\pi\right) - \hat{B}_9 \cos(9\omega t - \gamma) \\
B_{VII} &= \hat{B}_1 \cos\left(\omega t + \frac{2}{3}\pi\right) - \hat{B}_3 \cos 3\omega t - \hat{B}_9 \cos(9\omega t - \gamma) \\
B_{VIII} &= \hat{B}_1 \cos\left(\omega t + \frac{4}{9}\pi\right) - \hat{B}_3 \cos\left(3\omega t - \frac{2}{3}\pi\right) - \hat{B}_9 \cos(9\omega t - \gamma) \\
B_{IX} &= \hat{B}_1 \cos\left(\omega t + \frac{2}{9}\pi\right) - \hat{B}_3 \cos\left(3\omega t + \frac{2}{3}\pi\right) - \hat{B}_9 \cos(9\omega t - \gamma)
\end{aligned} \tag{4.20}$$

gdzie:

γ – oznacza kąt przesunięcia fazowego dziewiątej harmonicznej indukcji w stanie obciążenia dziewięciokrotnika względem tejże indukcji w stanie jałowym.

Oznaczając dziewiątą harmoniczną indukcji w m.9.cz. symbolem $B_0(t)$ oraz uwzględniając równania (4.20) mamy:

$$\sum B = -9\hat{B}_9 \cos(9\omega t - \gamma) = -9B_0(t) \tag{4.21}$$

Można wykazać [331], iż suma piątych potęg indukcji magnetycznych i suma piątych potęg pochodnych indukcji m.9.cz. wyrażają się zależnościami:

$$\begin{aligned}
\sum (B^5) &= -9 \left[B_0^5(t) + 5(\hat{B}_1^2 + \hat{B}_3^2)B_0^3(t) + \frac{5}{8}(3\hat{B}_1^4 - 4\hat{B}_1^3\hat{B}_3 + 12\hat{B}_1^2 \cdot \right. \\
&\quad \left. \cdot \hat{B}_3^2 + 3\hat{B}_3^4)B_0(t) + \frac{5}{16}(8\hat{B}_3^3B_0^2(t) - 2\hat{B}_1^3\hat{B}_3^2 + 4\hat{B}_1^2\hat{B}_3^3 + \hat{B}_3^5) \cos 9\omega t \right]
\end{aligned} \tag{4.22}$$

$$\begin{aligned}
\sum (\dot{B}^5) = & -9 \left[\dot{B}_0^5(t) + 5\omega^2 (\hat{B}_1^2 + 9\hat{B}_3^2) \dot{B}_0^3(t) + \frac{15}{8} \omega^4 (\hat{B}_1^4 + \right. \\
& -4\hat{B}_1^3 \hat{B}_3 + 36\hat{B}_1^2 \hat{B}_3^2 + 81\hat{B}_3^4) \dot{B}_0(t) + \frac{45}{16} \omega^3 (24\hat{B}_3^3 \dot{B}_0^2(t) + \\
& \left. + 2\omega^2 \hat{B}_1^3 \hat{B}_3^2 + 12\omega^2 \hat{B}_1^2 \hat{B}_3^3 + 27\omega^2 \hat{B}_3^5) \sin 9\omega t \right] \quad (4.23)
\end{aligned}$$

Powołując się na wyniki uzyskane analitycznie w pracy [326] oraz na podstawie badań pomiarowych [65], [85], [326] można stwierdzić, że zależność indukcji trzeciej harmonicznej B_3 od indukcji podstawowej harmonicznej B_1 w stanie jałowym mnożnika jest słuszna również dla pozostałych stanów jego pracy i z dobrą dokładnością daje się aproksymować funkcją liniową

$$\hat{B}_3 = a \cdot \hat{B}_1 \quad (4.24)$$

Uwzględniając powyższe zależności (4.21), (4.22), (4.23) i (4.24) z równania (4.19) otrzymano:

$$\begin{aligned}
9N_w^2 SC_0 \ddot{B}_0(t) + & \left[9N_w^2 SG_0 + gl + \frac{15}{8} \eta l \omega^4 (81a^4 + 36a^2 + 4a + 1) \cdot \right. \\
& \cdot \hat{B}_1^4 \left. \right] \dot{B}_0(t) + 5\eta l \omega^2 (9a^2 + 1) \hat{B}_1^2 \dot{B}_0^3(t) + \eta l \dot{B}_0^5(t) + \left[al + 9N_w^2 SL_0^{-1} + \right. \\
& + 9\alpha_x l_x \left(\frac{N_w}{N_x} \right)^2 \frac{S}{S_x} + \frac{5}{8} \beta l (3a^4 + 12a^2 - 4a + 3) \hat{B}_1^4 \left. \right] B_0(t) + \\
& + 5\beta l (a^2 + 1) \cdot \hat{B}_1^2 B_0^3(t) + \beta l \left[59049 \left(\frac{N_w}{N_x} \right)^6 \left(\frac{S}{S_x} \right)^5 \frac{\beta_x l_x}{\beta l} + 1 \right] B_0^5(t) + \\
& + \frac{45}{16} \eta l \omega^3 \left[24a^3 \hat{B}_1^3 \dot{B}_0^2(t) + (27a^3 + 12a + 2) a^2 \omega^2 \hat{B}_1^5 \right] \sin 9\omega t + \\
& + \frac{5}{16} \beta l \left[8a^3 \hat{B}_1^3 B_0^2(t) + (a^3 + 4a - 2) a^2 \hat{B}_1^5 \right] \cos 9\omega t = 0 \quad (4.25)
\end{aligned}$$

Rozpatrując dowolną fazę mnożnika np. fazę „a” (Rys. 4.3) oraz uwzględniając zależności (4.1) i (4.20) wartość chwilową pierwszej harmonicznej fazowego napięcia fazy „a” można określić wyrażeniem (4.26) [331].

$$\begin{aligned}
\sqrt{2}E \sin \omega t &= N_1 \omega S \hat{B}_1 \sin \omega t + N_2 \omega S \hat{B}_1 \sin(\omega t - 40^\circ) + \\
&+ N_3 \omega S \hat{B}_1 \sin(\omega t - 160^\circ) - N_3 \omega S \hat{B}_1 \sin(\omega t + 160^\circ) + \\
&+ N_2 \omega S \hat{B}_1 \sin(\omega t + 40^\circ) = N_1 \omega S \hat{B}_1 \cdot \\
&\cdot \left(1 + 2 \frac{\sin 20^\circ \cos 40^\circ}{\sin 120^\circ} - 2 \frac{\sin 40^\circ \cos 160^\circ}{\sin 120^\circ} \right) \sin \omega t = 3 N_1 \omega S \hat{B}_1 \sin \omega t
\end{aligned} \tag{4.26}$$

Ponieważ wszystkie fazy mnożnika są symetryczne, indukcje magnetyczne w funkcji napięć można wyrazić następująco:

$$\hat{B}_1 = \frac{\sqrt{2}E}{3\omega N_1 S} ; \quad B_0(t) = \frac{\sqrt{2}e_0}{9\omega N_w S} \tag{4.27}$$

Wstawiając powyższe zależności do wyrażenia (4.25) otrzymano równanie modelujące pracę magnetycznego dziewięciokrotnika częstotliwości.

$$\begin{aligned}
&G_0 + \frac{gl}{9N_w^2 S} + \frac{5\eta l E^4}{6 \cdot 9^2 N_1^4 N_w^2 S^5} (81a^4 + 36a^2 + 4a + 1) \\
&\ddot{e}_0 + \frac{9\omega C_0}{9\omega C_0} \dot{e}_0 + \\
&+ \frac{20\eta l (9a^2 + 1) E^2}{9^3 \omega C_0 N_1^2 N_w^4 S^5} \dot{e}_0^3 + \frac{4\eta l}{9^2 \omega C_0 N_w^6 S^5} \dot{e}_0^5 + \left[\frac{\alpha l}{9^3 \omega^2 C_0 N_w^2 S} + \right. \\
&\left. \frac{1}{9^2 \omega^2 C_0 L_0} + \frac{\alpha_x l_x}{9^2 \omega^2 C_0 N_x^2 S_x} + \frac{5\beta l (3a^4 + 12a^2 - 4a + 3) E^4}{2 \cdot 9^5 \omega^6 C_0 N_1^4 N_w^2 S^5} \right] e_0 + \\
&+ \frac{20\beta l (a^2 + 1) E^2}{9^2 \omega^2 C_0 N_1^2 S (9\omega N_w S)^4} e_0^3 + \frac{4\beta l \left[9^5 \left(\frac{N_w}{N_x} \right)^6 \left(\frac{S}{S_x} \right)^5 \frac{\beta_x l_x}{\beta l} + 1 \right]}{9^2 \omega C_0 N_w (9\omega N_w S)^5} e_0^5 + \\
&+ \left[\frac{10\eta l a^3 E^3}{9^2 \omega C_0 N_1^3 N_w^3 S^5} \dot{e}_0^2 + \frac{5\eta l a^2 (27a^3 + 12a + 2) E^5}{12 \cdot 9^3 \omega C_0 N_1^5 N_w S^5} \right] \sin 9\omega t + \\
&+ \left[\frac{10\beta l a^3 E^3}{3 \cdot 9^2 \omega^3 C_0 N_1^3 S^2 (9\omega N_w S)^3} e_0^2 + \frac{5\beta l a^2 (a^3 + 4a - 2) E^5}{12 \cdot 9^4 \omega C_0 N_w (\omega N_1 S)^5} \right] \cos 9\omega t = 0
\end{aligned} \tag{4.28}$$

Dla przejrzystości zapisu i ułatwienia dalszych obliczeń wprowadzono następujące oznaczenia:

$$\begin{aligned}
\Theta &= 9\omega t; \quad N = 3 \frac{N_w}{N_1}; \quad \bar{\alpha} = \frac{al}{9^2 \omega N_w S}; \quad \bar{\alpha}_x = \frac{\alpha_x l_x}{9 \omega N_x^2 S_x} \\
\bar{\beta} &= \frac{\beta l}{(9N_w)^6 (\omega S)^5}; \quad \bar{\eta} = \frac{\eta l}{9^4 N_w^6 S^5} \\
L_x &= \frac{\beta_x l_x}{\beta l} \left(\frac{N_w}{N_x} \right)^6 \left(9 \frac{S}{S_x} \right)^5; \quad G_t = G_0 + \frac{gl}{9N_w^2 S} \\
\bar{Q} &= a^3; \quad \bar{R} = a^2(a^3 + 4a - 2); \quad \bar{S} = 3a^4 + 12a^2 - 4a + 3; \quad \bar{T} = a^2 + 1 \\
\bar{U} &= 81a^4 + 36a^2 + 4a + 1; \quad \bar{V} = 9a^2 + 1; \quad \bar{W} = a^2(27a^3 + 12a + 2) \quad (4.29) \\
K_0 &= \frac{1}{9\omega C_0} \left[G_t + \frac{5}{6} \bar{U} \bar{\eta} (NE)^4 \right]; \quad \bar{K}_3 = \frac{\bar{V} \bar{\eta} (NE)^2}{\omega C_0}; \quad \bar{K}_5 = \frac{4 \cdot 9^2 \bar{\eta}}{\omega C_0} \\
K_1 &= \frac{1}{9\omega C_0} \left[\bar{\alpha} + \bar{\alpha}_x + \frac{1}{9\omega L_0} + \frac{5}{2} \bar{S} \bar{\beta} (NE)^4 \right]; \quad K_3 = \frac{20\bar{T}}{9\omega C_0} \bar{\beta} (NE)^2 \\
K_5 &= \frac{4(1+L_x)}{9\omega C_0} \bar{\beta}; \quad \bar{K}_2 = \frac{30\bar{Q}}{\omega C_0} \bar{\eta} (NE)^3; \quad \bar{F} = \frac{5\bar{W}}{4 \cdot 9^2 \omega C_0} \bar{\eta} (NE)^5 \\
K_2 &= \frac{10\bar{Q}}{9\omega C_0} \bar{\beta} (NE)^3; \quad F = \frac{5\bar{R}}{36\omega C_0} \bar{\beta} (NE)^5
\end{aligned}$$

Wprowadzając przyjęte oznaczenia, ostateczna postać równania wyjściowego będącego matematycznym modelem analizowanego magnetycznego dziewięciokrotnika częstotliwości jest następująca:

$$\begin{aligned}
\ddot{e}_0 + K_0 \dot{e}_0 + \bar{K}_3 \dot{e}_0^3 + \bar{K}_5 \dot{e}_0^5 + K_1 e_0 + K_3 e_0^3 + K_5 e_0^5 + \\
+ (\bar{K}_2 \dot{e}_0^2 + \bar{F}) \sin \Theta + (K_2 e_0^2 + F) \cos \Theta = 0
\end{aligned} \quad (4.30)$$

Jest to nieliniowe równanie różniczkowe drugiego rzędu ze zmienną niezależną e_0 jako wartością chwilową dziewiątej harmonicznej napięcia indukowanego w uzwojeniu wtórnym jednego z transformatorów dziewięciokrotnika.

Przyjmując założenia o występowaniu w odkształconych indukcjach magnetycznych potrajacza i pięciokrotnika odpowiednio pierwszej i trzeciej oraz pierwszej, trzeciej i piątej harmonicznych, a pozostałe identyczne jak w prezentowanej wyżej analizie dziewięciokrotnika otrzymano [331] zupełnie ten sam typ równania modelującego (4.30). Tak, więc stanowi ono uogólniony model matematyczny dla reprezentatywnej klasy magnetycznych przemienników częstotliwości. W Tab. 4.1 zestawiono współczynniki równania modelującego oraz parametry związane z każdym z rozpatrywanych mnożników.

Tab. 4.1. Parametry i współczynniki modelu matematycznego dla magnetycznych mnożników częstotliwości

Lp.	Symbol	Potrójacz	Pięciokrotnik	Dziewięciokrotnik
1	$\mathcal{O}$	$3\omega t$	$5\omega t$	$9\omega t$
2	N	$3 \frac{N_w}{N_1}$	$\frac{1}{k} \cdot \frac{N_w}{N_1} \quad (k=1.76)$	$3 \frac{N_w}{N_1}$
3	$\bar{\alpha}$	$\frac{al}{3\omega N_w^2 S}$	$\frac{al}{5\omega N_w^2 S}$	$\frac{al}{81\omega N_w^2 S}$
4	$\bar{\alpha}_k$	$\frac{\alpha_x l_x}{\omega N_x^2 S_x}$	$\frac{\alpha_x l_x}{\omega N_x^2 S_x}$	$\frac{\alpha_x l_x}{9\omega N_x^2 S_x}$
5	$\bar{\beta}$	$\frac{\beta l}{N_w^6 (3\omega S)^5}$	$\frac{\beta l}{N_w^6 (\omega S)^5}$	$\frac{\beta l}{(9N_w)^6 (\omega S)^5}$
6	$\bar{\eta}$	$\frac{\eta l}{N_w^6 S^5}$	$\frac{\eta l}{N_w^6 S^5}$	$\frac{\eta l}{9^4 N_w^6 S^5}$
7	L_x	$3^5 \left[\frac{N_w}{N_x} \right]^6 \left[\frac{S}{S_x} \right]^5 \frac{\beta_x l_x}{\beta l}$	$5^5 \left[\frac{N_w}{N_x} \right]^6 \left[\frac{S}{S_x} \right]^5 \frac{\beta_x l_x}{\beta l}$	$9^5 \left[\frac{N_w}{N_x} \right]^6 \left[\frac{S}{S_x} \right]^5 \frac{\beta_x l_x}{\beta l}$
8	G_s	$3G_0 + \frac{gl}{N_w^2 S}$	$G_0 + \frac{gl}{5N_w^2 S}$	$G_0 + \frac{gl}{9N_w^2 S}$
9	$\bar{M}$	_____	$a(a-1)$	_____
10	$\bar{Q}$	_____	$a(3a+1)$	a^3
11	$\bar{R}$	_____	$-20a^4 + 30a^3 +$ $-30a^2 + 20a - 1$	$a^2(a^3 + 4a - 2)$
12	$\bar{S}$	_____	$3a^4 + 12a^2 - 4a + 3$	$3a^4 + 12a^2 - 4a + 3$
13	$\bar{T}$	_____	$a^2 + 1$	$a^2 + 1$
14	$\bar{U}$	_____	$81a^4 + 36a^2 + 4a + 1$	$81a^4 + 36a^2 + 4a + 1$
15	$\bar{V}$	_____	$9a^2 + 1$	$9a^2 + 1$
16	$\bar{W}$	_____	$1620a^4 + 810a^3 +$ $+270a^2 + 60a + 1$	$a^2(27a^3 + 12a + 2)$
17	K_0	$\frac{1}{9\omega C_0} \left[G_t + \frac{5}{54} \bar{\eta} (NE)^4 \right]$	$\frac{1}{5\omega C_0} \left[G_t + \frac{3}{2} \bar{U} \bar{\eta} (NE)^4 \right]$	$\frac{1}{9\omega C_0} \left[G_t + \frac{5}{6} \bar{U} \bar{\eta} (NE)^4 \right]$
18	$\bar{K}_3$	$\frac{1}{81\omega C_0} 20\bar{\eta} (NE)^2$	$\frac{1}{5\omega C_0} 4\bar{V} \bar{\eta} (NE)^2$	$\frac{1}{\omega C_0} 20\bar{V} \bar{\eta} (NE)^2$
19	$\bar{K}_5$	$\frac{4\bar{\eta}}{9\omega C_0}$	$\frac{4\bar{\eta}}{25\omega C_0}$	$\frac{324\bar{\eta}}{\omega C_0}$
20	K_1	$\frac{1}{9\omega C_0} [\bar{\alpha} + \bar{\alpha}_x +$ $+ \frac{1}{\omega L_0} + \frac{15}{2} \bar{\beta} (NE)^4]$	$\frac{1}{25\omega C_0} [\bar{\alpha} + \bar{\alpha}_x +$ $+ \frac{1}{\omega L_0} + \frac{15}{2} \bar{S} \bar{\beta} (NE)^4]$	$\frac{1}{9\omega C_0} [\bar{\alpha} + \bar{\alpha}_x +$ $+ \frac{1}{9\omega L_0} + \frac{5}{2} \bar{S} \bar{\beta} (NE)^4]$

21	K_3	$\frac{1}{9\omega C_0} \bar{\beta} (NE)^2$	$\frac{4\bar{T}}{625\omega C_0} \bar{\beta} (NE)^2$	$\frac{20\bar{T}}{9\omega C_0} \bar{\beta} (NE)^2$
22	K_5	$\frac{4(L_x+1)}{9\omega C_0} \bar{\beta}$	$\frac{4(L_x+1)}{5^7 \omega C_0} \bar{\beta}$	$\frac{4(L_x+1)}{9\omega C_0} \bar{\beta}$
23	$\bar{K}_2$	$\frac{10}{243\omega C_0} \bar{\eta} (NE)^3$	$\frac{18\bar{Q}}{5\omega C_0} \bar{\eta} (NE)^3$	$\frac{30\bar{Q}}{\omega C_0} \bar{\eta} (NE)^3$
24	$\bar{F}$	$\frac{5}{4 \cdot 3^7 \omega C_0} \bar{\eta} (NE)^5$	$\frac{\bar{W}}{100\omega C_0} \bar{\eta} (NE)^5$	$\frac{5\bar{W}}{324\omega C_0} \bar{\eta} (NE)^5$
25	K_2	$\frac{10}{9\omega C_0} \bar{\beta} (NE)^3$	$\frac{6\bar{M}}{125\omega C_0} \bar{\beta} (NE)^3$	$\frac{10\bar{Q}}{9\omega C_0} \bar{\beta} (NE)^3$
26	F	$\frac{5}{36\omega C_0} \bar{\beta} (NE)^5$	$\frac{\bar{R}}{100\omega C_0} \bar{\beta} (NE)^5$	$\frac{5\bar{R}}{36\omega C_0} \bar{\beta} (NE)^5$

4.2.1. Rozwiązanie równania metodą bilansu harmonicznego

Rozwiązanie równania modelującego pracę magnetycznych mnożników częstotliwości przeprowadzono metodą bilansu harmonicznego. Stosownie do niej przyjęto, iż pierwsze przybliżenie rozwiązania nieliniowego równania różniczkowego jest funkcją sinusoidalną o tej samej częstotliwości co wymuszenie

$$e_0 = E_0 \sin(\Theta - \delta) \quad (4.31)$$

Wstawiając wyrażenie (4.31) do równania wyjściowego (4.30), po przekształceniach [331] i pominięciu wyższych od podstawowej harmonicznych, otrzymano układ równań:

$$\begin{aligned}
& K_0 + \frac{3}{4} \bar{K}_3 E_0^2 + \frac{5}{8} \bar{K}_5 E_0^4 + \\
& + \left(\frac{3}{4} \bar{K}_2 E_0 + \frac{\bar{F}}{E_0} \right) \sin \delta + \left(\frac{1}{4} K_2 E_0 + \frac{F}{E_0} \right) \cos \delta = 0 \\
& -1 + K_1 + \frac{3}{4} K_3 E_0^2 + \frac{5}{8} K_5 E_0^4 + \\
& + \left(\frac{1}{4} \bar{K}_2 E_0 + \frac{\bar{F}}{E_0} \right) \cos \delta - \left(\frac{3}{4} K_2 E_0 + \frac{F}{E_0} \right) \sin \delta = 0
\end{aligned} \quad (4.32)$$

Zgodnie z założeniem zaniedbywania wyższych harmonicznych przekraczających częstotliwość roboczą poszczególnych mnożników, ograniczono się do rozwiązania z pierwszym przybliżeniem. Taka postać rozwiązania doskonale

uwzględnia [169], [171] już wszystkie cechy jakościowe ruchu drgającego opisanego prawie liniowym równaniem różniczkowym (4.30). Drugie lub wyższe przybliżenie nie wnosi nic nowego od strony jakościowej, a daje jedynie małą poprawkę, co nie usprawiedliwia związanej z tym ilości pracy obliczeniowej [169].

Dalsze postępowanie związane z rozwiązaniem równania przeprowadzono na przykładzie dotyczącym magnetycznego dziewięciokrotnika częstotliwości.

Wprowadzając oznaczenie

$$X = 9\omega C_0 - \bar{\alpha} - \bar{\alpha}_x - \frac{1}{9\omega L_0} \quad (4.33)$$

i korzystając z zależności (4.29) po przekształceniach [331] równań (4.32) mamy:

$$\begin{aligned} & \frac{G_t}{X} + \frac{\bar{\eta}}{\beta} \left[\frac{1}{3} \bar{U} \frac{5\bar{\beta}}{2X} (NE)^4 + 54\bar{V} \frac{5\bar{\beta}}{2X} (NE)^2 E_0^2 + 729 \frac{5\bar{\beta}}{2X} E_0^4 \right] + \\ & + \frac{\bar{\eta}}{\beta} \frac{NE}{E_0} \left[81\bar{Q} \frac{5\bar{\beta}}{2X} (NE)^2 E_0^2 + \frac{1}{18} \bar{W} \frac{5\bar{\beta}}{2X} (NE)^4 \right] \sin \delta + \\ & + \frac{NE}{E_0} \left[\bar{Q} \frac{5\bar{\beta}}{2X} (NE)^2 E_0^2 + \frac{1}{2} \bar{R} \frac{5\bar{\beta}}{2X} (NE)^4 \right] \cos \delta = 0 \\ & 1 - \left[\bar{S} \frac{5\bar{\beta}}{2X} (NE)^4 + 6\bar{T} \frac{5\bar{\beta}}{2X} (NE)^2 E_0^2 + \frac{5\bar{\beta}}{2X} (1+L_x) E_0^4 \right] + \\ & - \frac{NE}{E_0} \left[27\bar{Q} \frac{5\bar{\eta}}{2X} (NE)^2 E_0^2 + \frac{1}{18} \bar{W} \frac{5\bar{\eta}}{2X} (NE)^4 \right] \cos \delta + \\ & + \frac{NE}{E_0} \left[3\bar{Q} \frac{5\bar{\beta}}{2X} (NE)^2 E_0^2 + \frac{1}{2} \bar{R} \frac{5\bar{\beta}}{2X} (NE)^4 \right] \sin \delta = 0 \end{aligned} \quad (4.34)$$

Dla wygody dalszych obliczeń wprowadzono oznaczenia:

$$\begin{aligned} \frac{G_t}{X} &= P; & \frac{\bar{\eta}}{\beta} &= n \\ \frac{5\bar{\beta}}{2X} E_0^4 &= Y^4; & \frac{5\bar{\beta}}{2X} (NE)^4 &= Z^4 \end{aligned} \quad (4.35)$$

gdzie: E_0 – wartość skuteczna dziewiętej harmonicznej napięcia na zaciskach uzwojenia wtórnego jednego z transformatorów dziewięciokrotnika.

Wielkości Z , Y , n , P symbolizują odpowiednio: napięcie pierwotne, napięcie wtórne, współczynnik strat rdzeniowych oraz współczynnik obciążenia magnetycznego dziewięciokrotnika częstotliwości.

Uwzględniając zależności (4.35) w równaniach (4.34), otrzymano

$$\begin{aligned}
 & P + n \left(\frac{1}{3} \bar{U} Z^4 + 54 \bar{V} Z^2 Y^2 + 729 Y^4 \right) + n \frac{Z}{Y} \left(81 \bar{Q} Z^2 Y^2 + \frac{1}{18} \bar{W} Z^4 \right) \cdot \\
 & \cdot \sin \delta + \frac{Z}{Y} \left(\bar{Q} Z^2 Y^2 + \frac{1}{2} \bar{R} Z^4 \right) \cos \delta = 0 \\
 & 1 - \left[\bar{S} Z^4 + 6 \bar{T} Z^2 Y^2 + (1 + L_x) Y^4 \right] - n \frac{Z}{Y} \left(27 \bar{Q} Z^2 Y^2 + \frac{1}{18} \bar{W} Z^4 \right) \cdot \\
 & \cdot \cos \delta + \frac{Z}{Y} \left(3 \bar{Q} Z^2 Y^2 + \frac{1}{2} \bar{R} Z^4 \right) \sin \delta = 0
 \end{aligned} \tag{4.36}$$

W celu rozwiązania powyższego układu równań przeprowadzono oszacowanie jego współczynników, przyjmując średnią wartość współczynnika „a” wyrażającego udział trzeciej harmonicznej indukcji dla różnych materiałów stosowanych na magnetowody mnożników [65], [85], [87] równą 0,25.

$$\begin{aligned}
 & P + n \left(1,5 Z^4 + 84,4 Z^2 Y^2 + 729 Y^4 \right) + n \frac{Z}{Y} \left(1,3 Z^2 Y^2 + 0,02 Z^4 \right) \sin \delta + \\
 & + \frac{Z}{Y} \left(0,02 Z^2 Y^2 + 0,03 Z^4 \right) \cos \delta = 0 \\
 & 1 - \left[2,8 Z^4 + 6,4 Z^2 Y^2 + (1 + L_x) Y^4 \right] - n \frac{Z}{Y} \left(0,4 Z^2 Y^2 + 0,02 Z^4 \right) \cos \delta + \\
 & + \frac{Z}{Y} \left(0,05 Z^2 Y^2 - 0,03 Z^4 \right) \sin \delta = 0
 \end{aligned} \tag{4.37}$$

W wyniku przekształceń [330] otrzymano ostateczną postać rozwiązania:

$$\begin{aligned}
 & 1 - \left[\bar{S} Z^4 + 6 \bar{T} Z^2 Y^2 + (1 + L_x) Y^4 \right] \pm \left(27 \bar{Q} Z^2 Y^2 + \frac{1}{18} \bar{W} Z^4 \right) \cdot \\
 & \cdot \left\{ \left(n \frac{Z}{Y} \right)^2 - \left[\frac{P + n \left(\frac{1}{3} \bar{U} Z^4 + 54 \bar{V} Z^2 Y^2 + 729 Y^4 \right)}{81 \bar{Q} Z^2 Y^2 + \frac{1}{18} \bar{W} Z^4} \right]^2 \right\}^{\frac{1}{2}} = 0
 \end{aligned} \tag{4.38}$$

Stosując metodę bilansu harmonicznych do analizy nieliniowych układów magnetycznych potrajaczy i pięciokrotników częstotliwości [331] uzyskano analogiczne rozwiązania w postaci algebraicznych równań czwartego stopnia. Równania te różniące się jedynie współczynnikami przedstawiono w poniższej tabeli korespondującej z oznaczeniami zestawienia Tab. 4.1 Przypadek zaniedbania strat uwzględniono poprzez podstawienie $n=0$ w równaniach (4.36).

Tab. 4.2. Zestawienie rozwiązań równań modelujących pracę magnetycznych mnożników częstotliwości

Parametry jednakowo zdefiniowane dla magnetycznych mnożników częstotliwości	
$P = \frac{G_t}{X}; \quad n = \frac{\bar{\eta}}{\bar{\beta}}; \quad Y^4 = \frac{5\bar{\beta}}{2X} E_0^4; \quad Z^4 = \frac{5\bar{\beta}}{2X} (NE)^4$	
Uwagi	Rozwiązania dla poszczególnych rodzajów m.m.cz.
POTRAJACZ	
$n=0$	$1 - [3Z^4 + 6Z^2Y^2 + (1+L_x)Y^4] \pm \left(3Z^2Y^2 + \frac{1}{2}Z^4 \right) \left[\left(\frac{Z}{Y} \right)^2 - \left(\frac{P}{Z^2Y^2 + \frac{1}{2}Z^4} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} = 0$
$n \neq 0$	$1 - [3Z^4 + 6Z^2Y^2 + (1+L_x)Y^4] \pm \left(3Z^2Y^2 + \frac{1}{2}Z^4 \right) \left\{ \left(\frac{Z}{Y} \right)^2 - \left[\frac{P + n \left(\frac{1}{27}Z^4 + \frac{2}{3}Z^2Y^2 + Y^4 \right)}{Z^2Y^2 + \frac{1}{2}Z^4} \right]^2 \right\}^{\frac{1}{2}} = 0$
X	$9\omega C_0 - \bar{\alpha} - \bar{\alpha}_x - \frac{1}{\omega L_0}$
PIĘCIOKROTNIK	
$n=0$	$1 - \frac{1}{25} \left[\bar{S}Z^4 + \frac{6}{25} \bar{T}Z^2Y^2 + \frac{1}{625} (1+L_x)Y^4 \right] \pm \frac{1}{25} \left(\frac{9}{5} \bar{M}Z^2Y^2 + \frac{1}{2} \bar{R}Z^4 \right) \left[\left(\frac{Z}{Y} \right)^2 - \left(\frac{25P}{\frac{3}{5} \bar{M}Z^2Y^2 + \frac{1}{2} \bar{R}Z^4} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} = 0$
$n \neq 0$	$1 - \frac{1}{25} \left[\bar{S}Z^4 + \frac{6}{25} \bar{T}Z^2Y^2 + \frac{1}{625} (1+L_x)Y^4 \right] \pm \frac{1}{5} \left(9\bar{Q}Z^2Y^2 + \frac{1}{10} \bar{W}Z^4 \right) \left\{ \left(n \frac{Z}{Y} \right)^2 - \left[\frac{5P + n(3\bar{U}Z^4 + 6\bar{V}Z^2Y^2 + Y^4)}{27\bar{Q}Z^2Y^2 + \frac{1}{10} \bar{W}Z^4} \right]^2 \right\}^{\frac{1}{2}} = 0$

X	$5\omega C_0 - \frac{1}{5} \left(\bar{\alpha} + \bar{\alpha}_x + \frac{1}{\omega L_0} \right)$
	DZIEWIĘCIOKROTNIK
$n=0$	$1 - [\bar{S}Z^4 + 6\bar{T}Z^2Y^2 + (1 + L_x)Y^4] \pm$ $\pm \left(3\bar{Q}Z^2Y^2 + \frac{1}{2}\bar{R}Z^4 \right) \left[\left(\frac{Z}{Y} \right)^2 - \left(\frac{P}{\bar{Q}Z^2Y^2 + \frac{1}{2}\bar{R}Z^4} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} = 0$
$n \neq 0$	$1 - [\bar{S}Z^4 + 6\bar{T}Z^2Y^2 + (1 + L_x)Y^4] \pm \left(27\bar{Q}Z^2Y^2 + \frac{1}{18}\bar{W}Z^4 \right) \cdot$ $\cdot \left\{ \left(n \frac{Z}{Y} \right)^2 - \left[\frac{P + n \left(\frac{1}{3}\bar{U}Z^4 + 54\bar{V}Z^2Y^2 + 729Y^4 \right)}{81\bar{Q}Z^2Y^2 + \frac{1}{18}\bar{W}Z^4} \right]^2 \right\}^{\frac{1}{2}} = 0$
X	$9\omega C_0 - \bar{\alpha} - \bar{\alpha}_x - \frac{1}{9\omega L_0}$

4.2.2. Charakterystyki napięciowe – interpretacja wyników

Analiza numeryczna rozwiązania równania modelującego pracę m.m.cz. uwzględniająca wpływ różnych stanów obciążenia i strat rdzeniowych została przeprowadzona dla potrójacza i dziewięciokrotnika częstotliwości. Algorytm obliczeń w programie Mathematica zamieszczono w pracy autora [331].

Wyniki uzyskane z obliczeń numerycznych przedstawiono w postaci rodziny charakterystyk $Y=f(Z)$ dla różnych wartości parametru P . Używanie wielkości niemianowanych Z i Y zamiast pierwotnego i wtórnego napięcia ma na celu uogólnienie otrzymanych wyników. Pozwala to na określenie kształtu i szacunkowych obliczeń odpowiedzi układu na zadane wymuszenie dla różnych parametrów samego mnożnika, jak też różnych rodzajów i wartości jego obciążenia.

Z uwagi na przejrzystość obliczeń, charakter obciążenia wygodniej jest wyrazić współczynnikiem P zdefiniowanym wg zależności przedstawionych w Tab. 4.2 np. dla dziewięciokrotnika

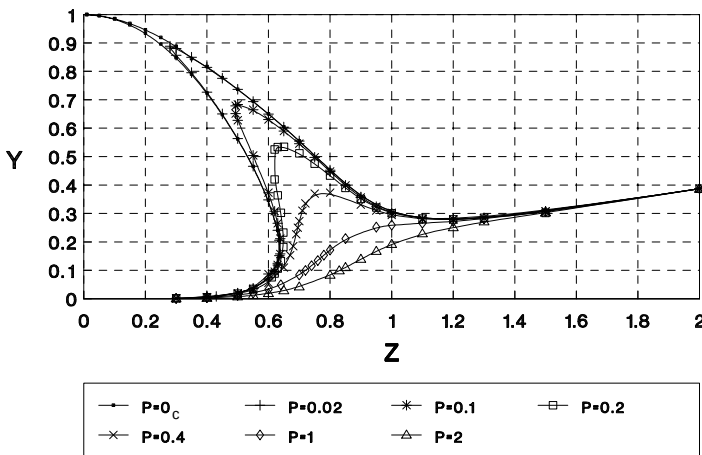
$$P = \frac{G_t}{X} = \frac{G_t}{9\omega C_0 - \frac{1}{9\omega L_0} - \bar{\alpha} - \bar{\alpha}_x} \quad (4.39)$$

niż stosowanym zazwyczaj współczynnikiem mocy odbiornika $\cos \varphi_3$. Jednak w pewnych przypadkach parametr P może być utożsamiany z tradycyjnym współczynnikiem mocy. Mianowicie rozpatrując obciążenie pojemnościowe stwierdza się znikomą wartość parametru $\bar{\alpha}$ względem wartości X . Nawet dla stosunkowo małej pojemności kondensatora $1 \mu\text{F}$ i tylko sieciowej częstotliwości napięcia zasilającego, $\bar{\alpha}$ stanowi ok. 4% wartości X w badanym dziewięciokrotniku ($\bar{\alpha} = 1,125 \cdot 10^{-4} \text{ S}$ [330]). W większym modelu fizycznym, o znacznych przekrojach zastosowanych rdzeni $\bar{\alpha}$ stanowi zaledwie ułamek procenta wartości X [326]. Wobec tego zaniedbując $\bar{\alpha}$ łatwo zauważyć, że

$$P = \text{ctg } \varphi_3 \approx \cos \varphi_3 \quad \text{dla} \quad \cos \varphi_3 = 0 \div 0,35$$

gdzie: φ_3 – oznacza kąt przesunięcia fazowego odbiornika.

Uwzględniając oba przypadki znaków poprzedzających jeden ze składników równań z Tab. 4.2 otrzymano dwa różne rozwiązania dla obciążenia pojemnościowego (Rys. 4.4 do Rys. 4.6 – znak „+” – lewa gałąź, znak „-” – prawa gałąź). Jak widać na drodze obliczeniowej wykrywalne jest zjawisko niejednoznaczności odpowiedzi układu.

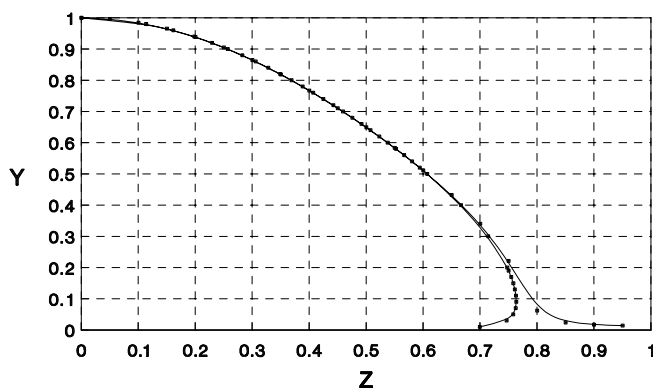


Rys. 4.4. Charakterystyka $Y=f(Z)$ dla obciążenia pojemnościowego potrajacza

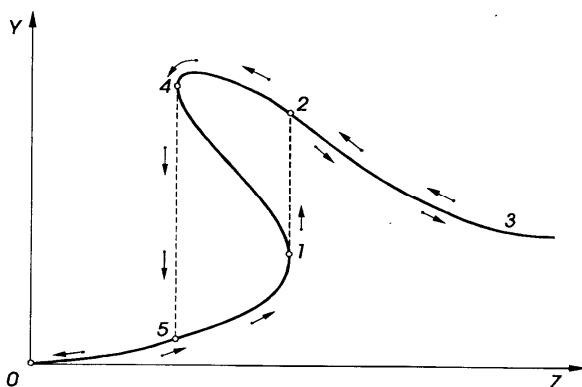
Rys. 4.4 przedstawia charakterystyki napięcia wtórnego $U_3(Y)$ potrajacza w funkcji napięcia pierwotnego $U_1(Z)$ przy obciążeniu pojemnościowym. Podobną charakterystykę $U_9(Y)=f(U_1(Z))$ dla dziewięciokrotnika prezentuje Rys. 4.5.

Rozpatrując teoretyczny przypadek obciążenia idealnie pojemnościowego, z pominięciem wpływu strat w rdzeniu ($G_r=0$) uzyskano charakterystyki $Y=f(Z)$ dla $P=0_C$ przedstawione na Rys. 4.4 dla potrajacza i Rys. 4.5 dla dziewięciokrotnika. Otrzymane krzywe stanowią obwiednię charakterystyk opisujących wszystkie inne rodzaje obciążeń.

Z kształtu wyznaczonych krzywych wynika, że napięcie wyjściowe potrajacza częstotliwości staje się niestabilne, gdy współczynnik P przyjmuje wartości niższe od krytycznej $P<0,25$, dla dziewięciokrotnika natomiast $P<0,04$. Istnieje pewien przedział zmienności U_1 , w którym tej samej wartości napięcia pierwotnego odpowiadają trzy różne wartości napięcia wtórnego. Dokładniej mechanizm występującego tutaj zjawiska wyjaśniono na Rys. 4.6



Rys. 4.5. Charakterystyka $Y=f(Z)$ dla obciążenia idealnie pojemnościowego $P=0_C$ dziewięciokrotnika



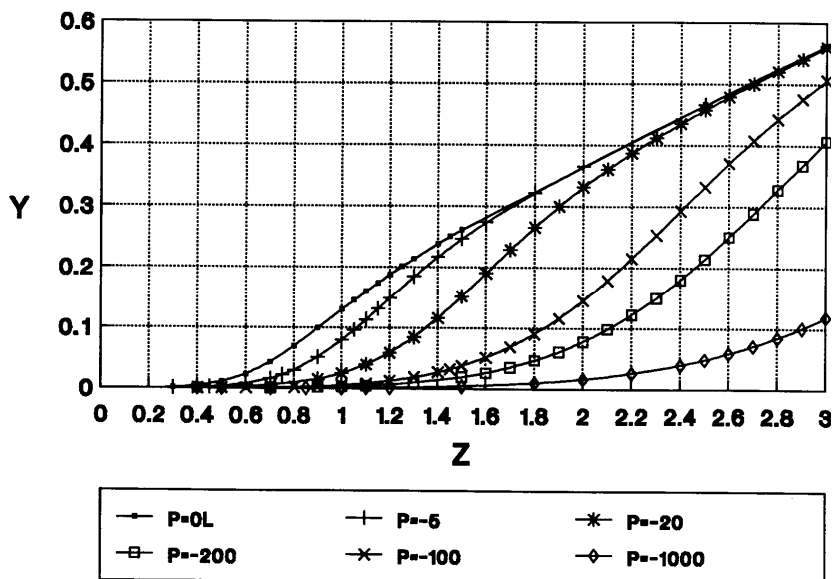
Rys. 4.6. Mechanizm zmian napięcia wyjściowego Y w funkcji napięcia zasilającego Z m.m.cz. obciążonego odbiornikiem o charakterze pojemnościowym

Stopniowy wzrost Z powoduje zmianę wielkości Y , najpierw poprzez jej łagodny wzrost (0-1), następnie gwałtowny skok (1-2), po czym zmniejszenie się

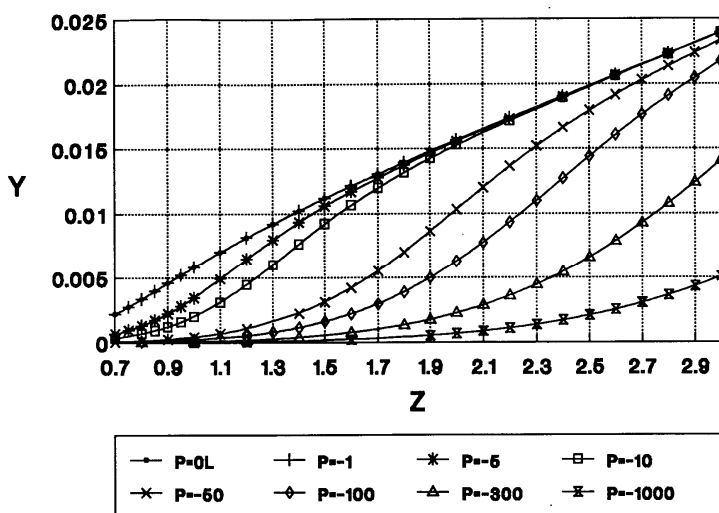
(2-3). Przebieg zmienności Y powodowany zmniejszaniem się wielkości Z odbywa się według krzywej 3-2-4-5-0. Zatem można stwierdzić, że przebieg dla malejących wartości zadanych Z , nie jest taki sam jak przy ich wzroście. Zjawisko zachodzi tak jakby istniała pętla histerezy 1-2-4-5-1 ograniczona stabilną częścią krzywej 2-4, 5-1 i dwoma nieciągłymi zmianami 1-2 oraz 4-5.

Jak widać z wyznaczonych charakterystyk (Rys. 4.4) kształt krzywych $Y=f(Z)$ zależy od wartości współczynnika P i można stwierdzić, że zwiększając obciążenie pojemnościowe (pojemność rośnie – P maleje) rośnie zdolność transformowania mocy mnożnika, ale odbywa się to kosztem zwiększenia się obszaru niestabilności. Zakres pracy niestabilnej w dziewięciokrotniku jest większy i występuje przy wartościach P o rząd wielkości mniejszych, niż w przypadku potrajacza. Możemy też stwierdzić, że ze wzrostem współczynnika P maleje amplituda napięcia wyjściowego mnożnika i nie zachodzi opisany wyżej (Rys. 4.6) efekt przekątnikowy. Dalsze zwiększanie obciążenia rezystancyjnego (P – rośnie) powoduje, iż zmiana napięcia wyjściowego w funkcji U_1 przedstawia się zależnością monotonicznie rosnącą.

Rozpatrując obciążenia mnożników różne od pojemnościowego, należy zmodyfikować równania zawarte w Tab. 4.2 uwzględniając zmianę znaku wielkości X . Rozwiązując te równania otrzymano charakterystyki $Y=f(Z)$ dla obciążenia indukcyjnego i rezystancyjnego potrajacza (Rys. 4.7) oraz dziewięciokrotnika (Rys. 4.8).



Rys. 4.7. Charakterystyki $Y=f(Z)$ dla obciążenia indukcyjnego i rezystancyjnego potrajacza



Rys. 4.8. Charakterystyki $Y=f(Z)$ dla obciążenia indukcyjnego i rezystancyjnego dziewięciokrotnika

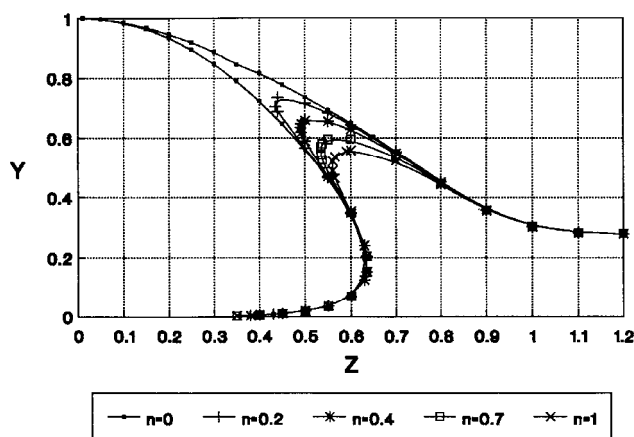
Na rysunkach przedstawiono charakterystyki stanu jałowego mnożników ($G_0=0$, $X=-\bar{\alpha}$) oraz teoretycznie możliwe obciążenie o charakterze idealnie in-

dukcyjnym $G_0=0$, $X_{\text{potrajacza}} = -\frac{1}{\omega L_0} - \bar{\alpha}$, $X_{\text{dziewięciokrotnika}} = -\frac{1}{9\omega L_0} - \bar{\alpha}$ określo-

ne przebiegiem $Y=f(Z)$ dla $P=0L$. Pozostałe krzywe dotyczą rzeczywistych obciążeń indukcyjnych ($G_0 \neq 0$, X określone jak dla charakterystyki $0L$) oraz obciążeń rezystancyjnych ($G_0 \neq 0$, $X = -\bar{\alpha}$) i określone są ujemną wartością współczynnika P ($P < 0$). Z przebiegu charakterystyk wynika, że wzrost obciążenia o charakterze czynnym uwidocznił się malejącym współczynnikiem P powoduje zmniejszenie się amplitudy napięcia wyjściowego Y .

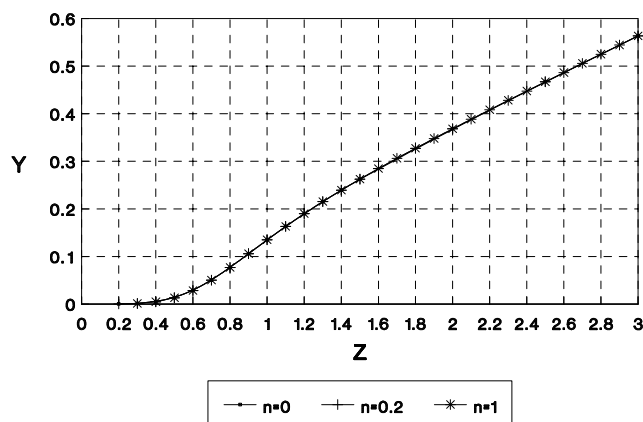
Dla przeprowadzenia szczegółowej analizy wpływu różnych parametrów na możliwości transformowania napięcia mnożników, oprócz zamieszczonych w niniejszym rozdziale charakterystyk $Y=f(Z)$ sporządzono szereg dodatkowych graficznych zależności wyeksponowanych w pracy [331].

Analizę wpływu strat rdzeniowych na charakterystyki napięciowe przeprowadzono poprzez uwzględnienie parametru n w równaniach z Tab. 4.2. Z definicji (Tab. 4.1 i Tab. 4.2) zależy on od rodzaju materiału poprzez uwzględnienie współczynników aproksymacji charakterystyki magnesowania β oraz zastępczej konduktancji rdzenia η , a także częstotliwości napięcia zasilającego mnożnik ($n_{\text{potrajacza}} = \omega^5 \eta / \beta$). Dla pełnego odwzorowania strat rdzeniowych w konkretnym mnożniku należy brać pod uwagę wprowadzony także drugi współczynnik aproksymacji charakterystyki konduktancji zastępczej rdzenia $g \neq 0$, która zwiększa wartość G_t a zatem również współczynnik P (Tab. 4.2).



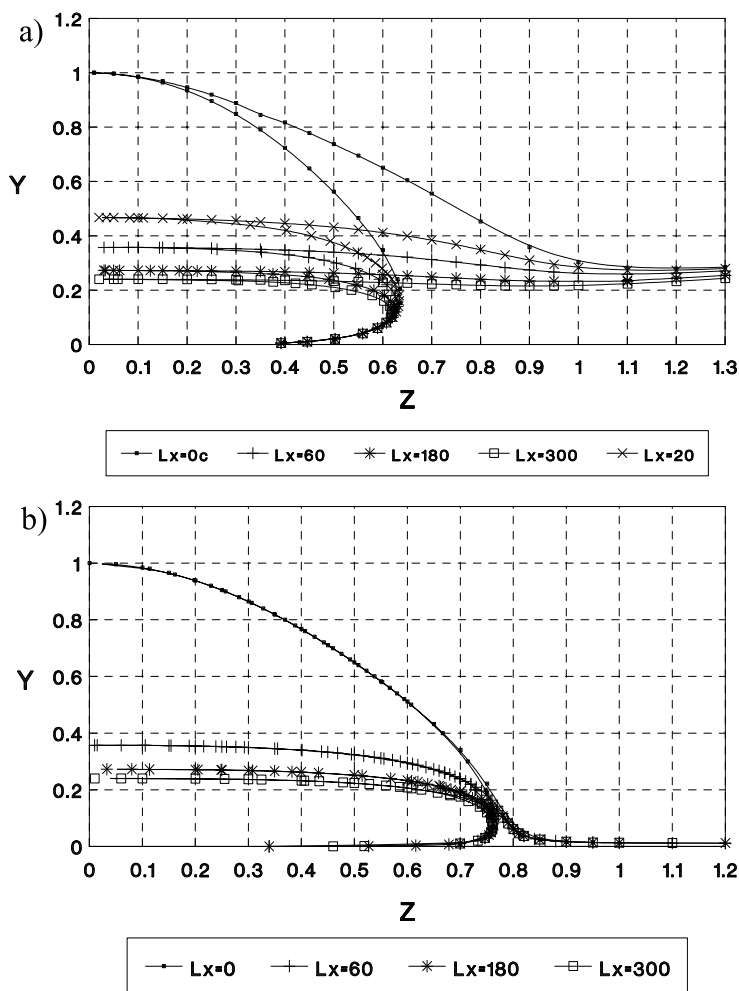
Rys. 4.9. Charakterystyki $Y=f(Z)$ dla obciążenia pojemnościowego $P=0_C$, przy zmianie strat rdzeniowych $n=0 \div 1$ potrójacza

Widać z powyższej ilustracji znaczny wpływ strat rdzeniowych powodujących spadek napięcia wyjściowego w przypadku obciążenia pojemnościowego. Na podstawie skonstruowanego modelu matematycznego potrójacza daje się praktycznie zauważyć oddziaływanie strat rdzeniowych na kształt charakterystyk napięciowych dla obciążeń idealnie pojemnościowych $P=0_C$ (Rys. 4.9) i rezystancyjno-pojemnościowych o współczynniku obciążenia $P \leq 0,2$ [331]. Przy wzroście parametrów L_x (Rys. 4.11 i Rys. 4.12) oraz P symbolizujących wzrost obciążeń indukcyjnych i rezystancyjnych nie obserwuje się wpływu strat rdzeniowych. Również stwierdzono brak takiego wpływu dla mnożnika częstotliwości obciążonego odbiornikiem o charakterze indukcyjnym $P=0_L$ co ilustruje Rys. 4.10, a także o charakterze rezystancyjnym i rezystancyjno-indukcyjnym $P < 0$ [331].



Rys. 4.10. Charakterystyka $Y=f(Z)$ dla obciążenia czysto indukcyjnego $P=0_L$ przy zmianie strat rdzeniowych $n=0 \div 1$

Wielkość L_x określa relatywność nieliniowego odbiornika indukcyjnego względem parametrów rdzenia samego mnożnika. Odniesienia dotyczą geometrii rdzeni, liczby zwojów jak również współczynników określających rodzaj materiału rdzeniowego.

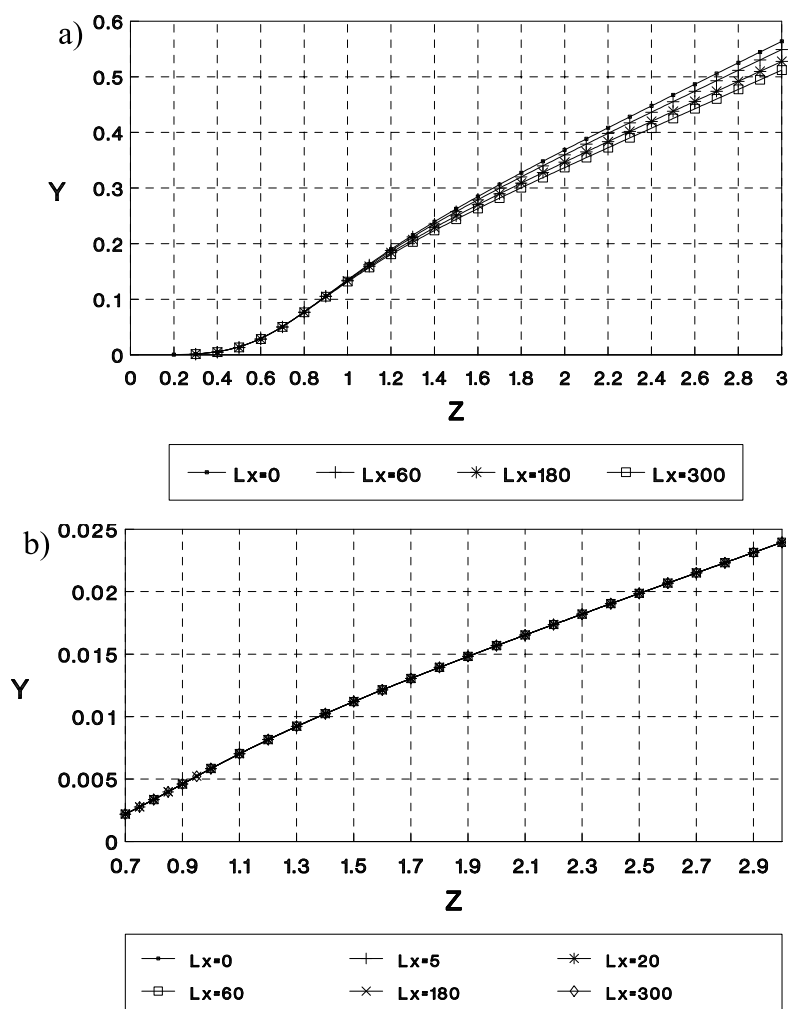


Rys. 4.11. Charakterystyki $Y=f(Z)$ dla obciążenia pojemnościowego $P=0C$, przy nieliniowości odbiornika $L_x=0\div 300$ dla: a) potrajacza, b) dziewięciokrotnika

Wpływ nieliniowości obciążenia indukcyjnego dla odbiorników pojemnościowych potrajaczy i dziewięciokrotników ilustruje Rys. 4.11. Obserwuje się znaczny nieliniowy wpływ wzrostu L_x w stosunku do odpowiadającego mu spadku wartości napięcia wtórnego. Nie zauważa się natomiast zmniejszenia

efektu przekąźnikowego. Wzrost współczynnika L_x (Tab. 4.1) symbolizujący zmniejszenie indukcyjności odbiornika nieliniowego, a zatem zwiększenie charakteru indukcyjnego całego odbiornika w postaci równolegle połączonych elementów (Rys. 4.1) powoduje zmniejszenie amplitudy napięcia wyjściowego odbiornika pojemnościowego. Im bardziej maleje pojemnościowy charakter odbiornika, tym wpływ ten staje się mniejszy i jest praktycznie pomijalny dla $P \geq 1$ w potrajaczach i dla $P \geq 0,1$ w dziewięciokrotnikach [330–331].

Kolejne rysunki ilustrują wpływ parametru L_x przy obciążeniu indukcyjnym.

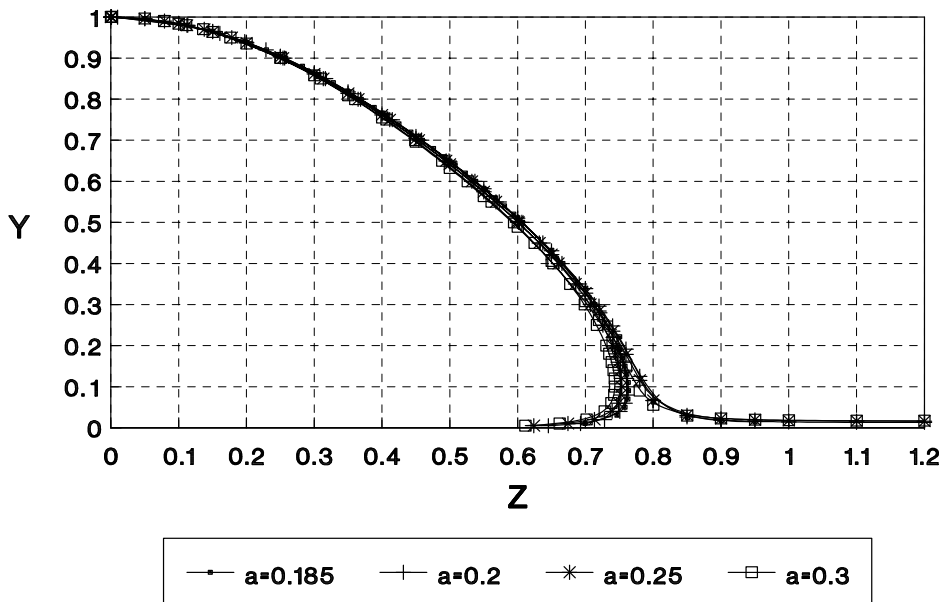


Rys. 4.12. Charakterystyki $Y=f(Z)$ dla a) obciążenia indukcyjnego potrajacza oraz b) dziewięciokrotnika przy nieliniowości $L_x=0 \div 300$

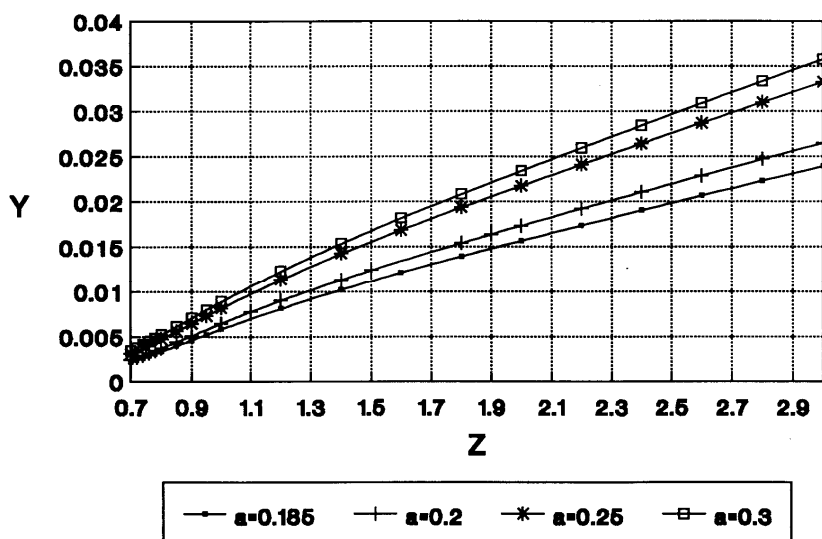
Można stwierdzić niewielki wpływ nieliniowości odbiornika potrajacza i to w końcowej części charakterystyki dla większych wartości napięcia pierwotnego oraz brak tego wpływu, w przypadku dziewięciokrotnika (Rys. 4.12). Z analizy otrzymanych charakterystyk [330], [331] wynika tylko bardzo niewielkie oddziaływanie nieliniowego odbiornika indukcyjnego w potrajaczu, które zanika w miarę wzrostu obciążenia rezystancyjnego. Jednocześnie nawet dla obciążeń czysto indukcyjnych przy uwzględnieniu strat rdzeniowych ($n=1$) nie stwierdza się tego wpływu. W dziewięciokrotniku o obciążeniu indukcyjnym lub rezystancyjnym nie zaobserwowano na podstawie zbudowanego modelu matematycznego oddziaływania nieliniowego odbiornika indukcyjnego na charakterystyki napięciowe [331].

Generalnie należy stwierdzić, że przy obciążeniu różnym od pojemnościowego wpływ parametru L_x reprezentującego nieliniowość odbiornika indukcyjnego, jest pomijalnie mały.

W analizie matematycznej materiał rdzenia opisano m.in. współczynnikiem „ a ” funkcji liniowej (4.24) aproksymującej zależność udziału trzeciej harmonicznej indukcji. Wpływ tego współczynnika przeprowadzono dla m.9.cz. a wyniki zamieszczono na Rys. 4.13 i Rys. 4.14.



Rys. 4.13. Charakterystyki $Y=f(Z)$ dla obciążenia pojemnościowego $P=0_C$, przy zmianie wartości współczynnika $a=0,185 \div 0,3$



Rys. 4.14. Charakterystyki $Y=f(Z)$ dla obciążenia indukcyjnego $P=0_L$, przy zmianie wartości współczynnika $a=0,185 \pm 0,3$

W przypadku obciążeń pojemnościowych (Rys. 4.13) można zaobserwować jedynie nieznaczny wzrost napięcia wyjściowego przy wzroście współczynnika „ a ”, dla wartości Z do 0,78. W dalszej części charakterystyki zauważalny jest również niewielki spadek wartości Y wraz ze wzrostem współczynnika „ a ”. Z kolei wpływ tego parametru na pracę przy obciążeniu indukcyjnym przedstawia Rys. 4.14. Tutaj widać dość znaczny wpływ materiału rdzeniowego na wartość napięcia wyjściowego. Wzrost współczynnika „ a ” pociąga za sobą zwiększenie Y . Parametr materiałowy „ a ” związany jest z kształtem charakterystyki magnesowania i dla prostokątnych charakterystyk przyjmuje wartości największe. Tłumaczy to wzrost napięcia wtórnego dziewięciokrotnika, gdyż przy większych odkształceniach przebiegów, ze względu na bardziej prostokątną charakterystykę magnesowania rdzeni, większe wartości przyjmują wyższe harmoniczne, co w przypadku dziewięciokrotnika daje efekt w postaci wzrostu napięcia wtórnego.

Poza wspomnianym parametrem „ a ” o jakości materiału rdzeniowego w przyjętym modelu matematycznym decydują wartości współczynników aproksymacji krzywej magnesowania α i β oraz charakterystyki odwzorowującej konduktancję zastępczą rdzenia g i η . Z uwagi na straty rdzeniowe należy wybierać materiał o relatywnie małych wartościach współczynników g i η oraz dużych wartościach β .

Zarówno przyjęty model matematyczny jak i zastosowane metody numeryczne umożliwiają przeprowadzenie obliczeń i uzyskanie wyżej przedstawionych charakterystyk dla magnetycznego mnożnika częstotliwości o dowolnych parametrach. Uniwersalność ta stanowi niewątpliwą zaletę prezentowanej metody.

4.3. Komputerowa symulacja pracy mnożników

Rzeczywisty rozwój techniki mikrokomputerowej ostatnich lat umożliwił znaczne uproszczenia, tak w dziedzinie formułowania matematycznego problemu, jak również jego rozwiązania. Opracowane zostały pakiety programów pozwalających na analizę i projektowanie obwodów elektrycznych. W pracy przedstawiono metody numeryczne, których programy symulują zachowanie się rozpatrywanych układów elektromagnetycznych. Zastosowano standardowe języki symulacyjne, a w szczególności pakiet PSPICE. Koresponduje on ściśle z modelem matematycznym materiału rdzenia magnetycznego opisanym w rozdz. 4.2.

4.3.1. Charakterystyka użytych pakietów

Do przeprowadzenia symulacji pracy m.m.cz. użyto znane pakiety i języki symulacyjne, takie jak PCNAP, PSPICE, MATLAB-SIMULINK, MATHEMATICA. Każdy z nich posiada pewne zalety i wady. Po wstępnych próbach zrezygnowano z dwóch ostatnich zestawów, preferując PCNAP, a w szczególności PSPICE.

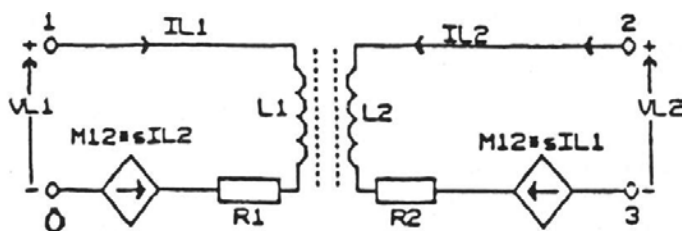
Podstawowym problemem skutecznej symulacji jest zamodelowanie nieliniowego transformatora z rdzeniem ferromagnetycznym, który jest głównym elementem każdego m.m.cz. Transformator, jako szczególny układ wzajemnie sprzężonych indukcyjności, posiada prosty model wówczas, gdy można go traktować jako element liniowy. W innym przypadku model transformatora ma złożoną postać, o stopniu komplikacji zależnym od ilości i rodzaju opisywanych zjawisk nieliniowych oraz żądanej dokładności. Przeprowadzono różne próby odwzorowania tego elementu w symulowanych obwodach. Zadanie to nie jest łatwe, szczególnie jeżeli chodzi o zamodelowanie nie tylko samej nieliniowości obwodu z elementem ferromagnetycznym, ale również zjawiska histerezy magnetycznej.

Przeprowadzono symulację pracy m.3.cz. za pomocą pakietu MATLAB-SIMULINK modelując najpierw transformator jednofazowy na podstawie bilansu napięć chwilowych w uzwojeniu pierwotnym i wtórnym, a następnie układ całego mnożnika. Mimo zastosowania pewnych uproszczeń, jak pominięcie strumieni rozproszenia, w procesie symulacji napotkano na problemy ograniczające wartości napięcia zasilającego oraz jego częstotliwości. Wynika to z niedoskonałości pakietu. Sam model zawierał wiele pętli sprzężenia zwrotnego, których program nie mógł obejmować w rozwiązaniu przy znacznych wartościach i szybkich zmianach sygnałów. Wiązało się to z bardzo dużymi wartościami pochodnych. Tak więc, poczyniono dalsze uproszczenia polegające na rezygnacji z niektórych pętli sprzężenia. Ostatecznie otrzymano poprawną symulację jedynie natury jakościowej z ograniczeniem częstotliwości napięcia zasilającego do 50 Hz.

Zdecydowanie lepsze wyniki osiągnięto stosując języki PCNAP i PSPICE, które przedstawiono w sposób bardziej szczegółowy w pracy autora [330].

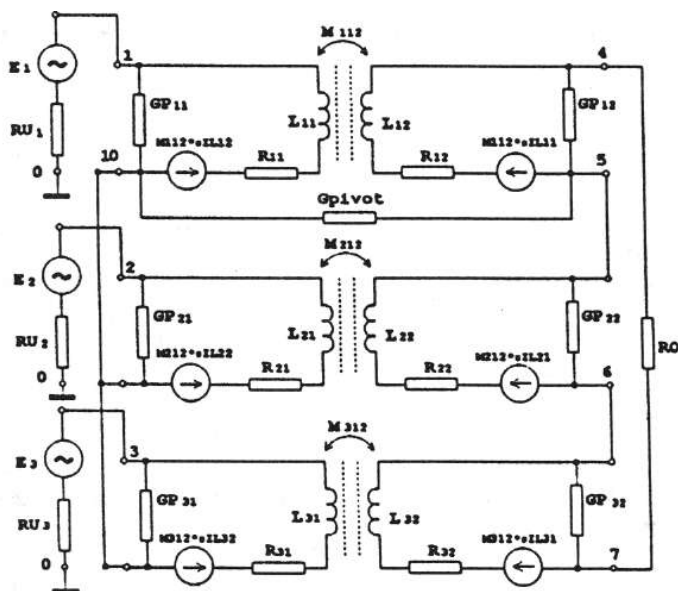
4.3.2. Symulacja za pomocą języka PCNAP

Przeprowadzono symulację pracy potrajacza, pięciokrotnika i dziewięciokrotnika częstotliwości. Bazując na dostępnej literaturze [196], [219], zastosowano przedstawiony tam model nieidealnego transformatora (Rys. 4.15).



Rys. 4.15. Model transformatora nieidealnego w PCNAP

Prezentowany model ze stałą indukcyjnością transformatora uwzględnia jedynie straty w uzwojeniach. Zjawisko nasycenia rdzenia magnetycznego jest niezbędne do tego, aby w ogóle mówić o symulacji pracy jakiegokolwiek krotnika częstotliwości. Wprowadzono więc, udoskonalenia modelu uwzględniające nieliniowość charakterystyki magnesowania rdzenia poprzez uzależnienie wartości współczynnika sprzężenia magnetycznego $M12$ od wielkości napięcia zasilającego $VL1$. Korekta modelu obejmuje również symulację strat w rdzeniu przez uwzględnienie elementów konduktancji pomocniczych $GP1$ (Rys. 4.16).



Rys. 4.16. Schemat zastępczy modelu potrajacza częstotliwości

Znaczenie poszczególnych elementów modelu jest następujące:

GP(1)1 – konduktancja pomocnicza pierwotna (pierwszej fazy potrajacza), pozwalająca symulować straty w rdzeniu;

GP(1)2 – konduktancja pomocnicza wtórna, służy do obserwacji napięcia po stronie wtórnej;

R(1)l, R(1)2 – elementy rezystancyjne symulujące straty w uzwojeniach: pierwotnym i wtórnym;

L(1)l, L(1)2 – indukcyjność uzwojenia pierwotnego i wtórnego;

M(1)12 – współczynnik indukcyjności wzajemnej określony wzorem:

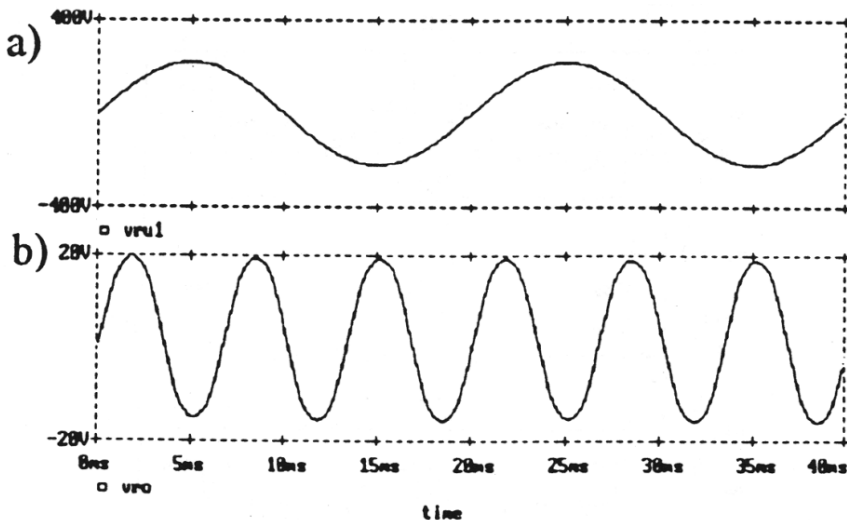
$$M_{12} = k\sqrt{L_1 L_2} \quad (4.40)$$

RU(1) – rezystancja wewnętrzna źródła napięcia zasilającego uzwojenie pierwotne;

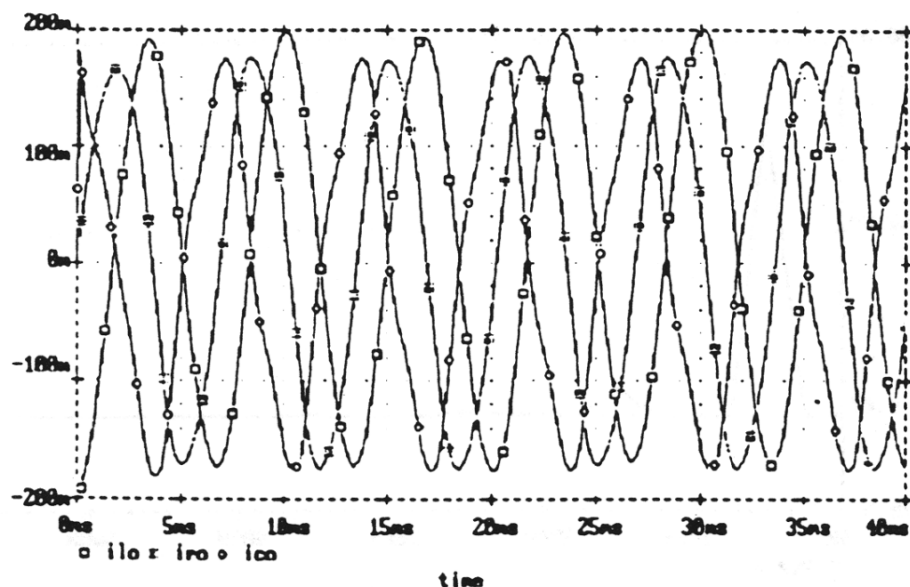
E(1) – wartość siły elektromotorycznej źródła;

RO – rezystancja obciążenia.

W pierwszym przybliżeniu symulacji pominięto straty rdzeniowe przyjmując $GP(1...3)1=0$, a także rezystancje wewnętrzne źródeł $RU(1...3)=0$. Założono stałe wartości indukcyjności własnych $L(1...3)l=0,1$ H oraz $L(1...3)2=17$ mH. Indukcyjność wzajemną (4.40), obliczono przyjmując $k=0,9$ oraz zmienną wartość $L_1=f(U)$ określoną na drodze pomiarowej w funkcji napięcia zasilającego i wprowadzoną do programu POTRAJA.TXT poprzez funkcję FMI typu TAB2 [332]. Po zdefiniowaniu napięcia zasilającego jako sygnału sinusoidalnie zmiennego (Rys. 4.17a) otrzymano następujące przebiegi napięć i prądów:



Rys. 4.17. Przebieg napięcia zasilającego $vrul$ (a) i napięcia na obciążeniu potrajacza vro (b) odbiornikiem rezystancyjnym $RO=100\ \Omega$



Rys. 4.18. Przebiegi prądów pobieranych z potrajacza przy obciążeniu RLC (odbiornik równoległy, $R=100\ \Omega$, $L=100\ \text{mH}$, $C=10\ \mu\text{F}$)

Graficzną ilustrację analizy Fouriera dla napięcia i prądu wtórnego potrajacza, wpływ nieliniowości charakterystyki magnesowania rdzenia na odkształcenie przebiegu napięcia wtórnego oraz przykład symulacji przy wymuszeniu niesinusoidalnym, a także uzyskane charakterystyki dla pięciokrotnika częstotliwości przedstawiono w pracy autora [330].

Podjęto również próbę numerycznej analizy pracy magnetycznego dziewięciokrotnika częstotliwości [332]. Niestety, dostępna wersja języka PCNAP v.5.53 okazała się za bardzo uboga aby poradzić sobie ze zbyt dużą liczbą węzłów elektrycznych występujących w schemacie zastępczym.

Z przeprowadzonej symulacji w różnych warunkach pracy potrajacza i pięciokrotnika częstotliwości z użyciem języka PCNAP wynika jego użyteczność poprzez stwierdzenie poprawności działania urządzeń w sensie jakościowym. Otrzymane przebiegi napięć i prądów są zgodne z kształtem odpowiednich wielkości obserwowanych na ekranie oscyloskopu włączanego w obwodach fizycznych modeli mnożników.

W pracy autora [330] przedstawiono również udaną próbę odwzorowania rzeczywistego potrajacza i pięciokrotnika, otrzymując wyniki niewiele odbiegające od rezultatów uzyskanych na drodze pomiaru laboratoryjnego. Wartości symulacji modelowych korespondują z pomiarowymi charakterystykami napięciowymi $U_{wy}=f(U_{we})$ mnożników, dla których zarejestrowane błędy, szczególnie w zakresie napięć roboczych nie przekraczają kilku procent. W celu dalszej po-

prawą dokładności można zastosować lepszą aproksymację krzywej magnesowania np. przez jej tabelaryczne wprowadzenia do programu symulacji. Można również wzbogacić zaprezentowany model o dodatkowe elementy odzwierciedlające reaktancje rozproszenia oraz pojemności międzyzwojowe transformatorów. Problem uwzględnienia zjawiska histerezy magnetycznej i strat wirowych w tym modelu pozostaje jednak nie rozwiązany.

4.3.3. Symulacja z użyciem pakietu PSPICE v.6.0

Proces doskonalenia i zwiększania zakresu zastosowania uniwersalnych programów komputerowej analizy układów elektrycznych polega m. in. na opracowaniu i włączeniu do bibliotek tych programów modeli nowych elementów, bądź rozszerzeniu zakresu modeli już znanych o nowe zjawiska fizyczne. W odróżnieniu od wyżej wzmiankowanych pakietów symulacyjnych, program PSPICE począwszy od wersji 3.01 posiada w swoich bibliotekach zdefiniowany model nieliniowego rdzenia magnetycznego. Poprzez określenie odpowiednich parametrów jest on wprowadzony w strukturę obwodu za pomocą deklaracji sprzężenia magnetycznego. Parametry można podzielić na dwie grupy. Pierwsza dotyczy geometrii rdzenia, druga opisuje materiał magnetyczny, z którego został wykonany rdzeń. Do pierwszej grupy należą następujące parametry:

AREA – pole przekroju poprzecznego rdzenia;

PATH – średnia długość linii pola magnetycznego wewnątrz rdzenia;

GAP – szerokość szczeliny powietrznej rdzenia;

STACK – współczynnik wypełnienia rdzenia.

Wyszczególnienie i znaczenie parametrów drugiej grupy związane jest ściśle z matematycznym modelem materiału magnetycznego, opisanym w rozdz. 3.3 niniejszej pracy. Zastosowana tutaj w nieco zmodyfikowanej wersji teoria Jilesa-Athertona charakteryzuje się tym, iż odwołuje się do procesów fizycznych i jest dobrze osadzona w przeszło 150-letniej historii badania ferromagnetyków. Inne znane propozycje modelowania procesów magnesowania sprowadzają się, ujmując najogólniej, do mniej lub bardziej udanego naśladownictwa geometrycznego pętli histerezy, bez głębszych uzasadnień fizycznych [7]. Użyty model umożliwia analizowanie układów elektrycznych z elementami magnetycznymi, gdy jest istotne uwzględnienie nieliniowości oraz histerezy magnetycznej rdzeni. Nie uwzględnia natomiast strat powstałych w wyniku indukowania się prądów wirowych. Należy również zauważyć, że teoria Jilesa-Athertona nie uzależnia przebiegu magnesowania od szybkości magnesowania, co oznacza, że przenikalność magnetyczna nie jest zależna od częstotliwości obiegu pętli histerezy.

Pierwsza niedogodność nie dotyczy materiałów magnetycznych o dużej wartości rezystywności a więc ferrytów, a także w pewnym sensie materiałów amorficznych o relatywnie dużych wartościach tej wielkości. Drugie niekorzystne zjawisko można eliminować, będąc w posiadaniu katalogowych pętli

histerezy magnetycznej materiału dla różnych częstotliwości. W opisywanym przypadku analizy dysponowano rodziną charakterystyk $B=f(H)$ dla różnych częstotliwości, dzięki czemu uwzględniono ich wpływ. Trzeba też zauważyć, że model Jilesa-Athertona przy pewnych zestawach parametrów opisuje charakterystyki magnesowania znacznie odbiegające od znanych, czemu nie należy się zbytnio dziwić, gdyż jest to model przybliżony. Dlatego trzeba starannie dobierać wartości parametrów modelu, śledząc krytycznie kształt obliczonych pętli histerezy. Stwierdzono [7] również, że praktycznie niemożliwy jest dobór współczynników charakteryzujących materiał ferromagnetyczny (Tab. 3.1), aby w konkretnym przypadku przy jego opisywaniu uzyskać zadowalający (bez odcinków o ujemnym nachyleniu) kształt pętli histerezy dla wszystkich możliwych amplitud sinusoidalnego pola magnesującego. Z reguły kształt pętli jest właściwy dla amplitud małych i dużych, natomiast w pewnym zakresie amplitud pośrednich występują odcinki o ujemnym nachyleniu. W przypadku m.m.cz. pokonanie przedstawionej trudności, czy choćby jej częściowe zmniejszenie polega na tym, iż naturalnym obszarem ich pracy jest część nieliniowa charakterystyki magnesowania w stanie nasycenia, a więc w zakresie dużych wartości pola magnesującego.

Szczególnie wrażliwym problemem podczas obliczania parametrów rdzenia jest wybór punktów na pierwotnej krzywej magnesowania tak, by jak najdokładniej odtworzyć krzywą katalogową. Doświadczenia zdobyte podczas obliczeń pozwalają na sformułowanie następujących zaleceń [79]:

- wartość indukcji B_x powinna mieścić się w granicach od 85% do 97% indukcji nasycenia;
- wybrany punkt (H_x , B_x) powinien leżeć zdecydowanie za kolanem krzywej pierwotnego magnesowania;
- wybrany punkt powinien leżeć w części krzywej, która jeszcze wyraźnie wznosi się;
- jeżeli krzywa pierwotnego magnesowania kończy się fragmentem wyraźnie wznoszącym się, należy wybierać punkty tuż przy końcu krzywej.

Korzystając z zależności zawartych w Tab. 3.1 oraz postępując zgodnie z powyższymi zaleceniami określono parametry modeli rdzenia magnetycznego potrajacza i dziewięciokrotnika częstotliwości.

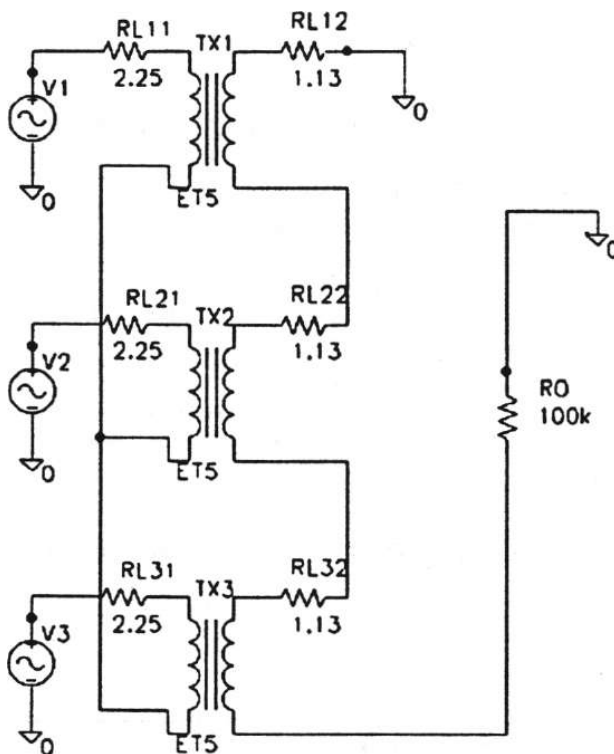
W przypadku potrajacza, materiałem rdzeniowym była blacha transformatorowa ET5, wytwarzana w Bochni przez największego producenta blachy elektrotechnicznej w Polsce (obecnie „Stalprodukt” S.A.) [113]. Wymiary rdzenia, dane katalogowe materiału oraz obliczone parametry [330] jego modelu zestawiono w Tab. 4.3.

Tab. 4.3. Parametry rdzenia potrajacza wykonanego z blachy transformatorowej ET5

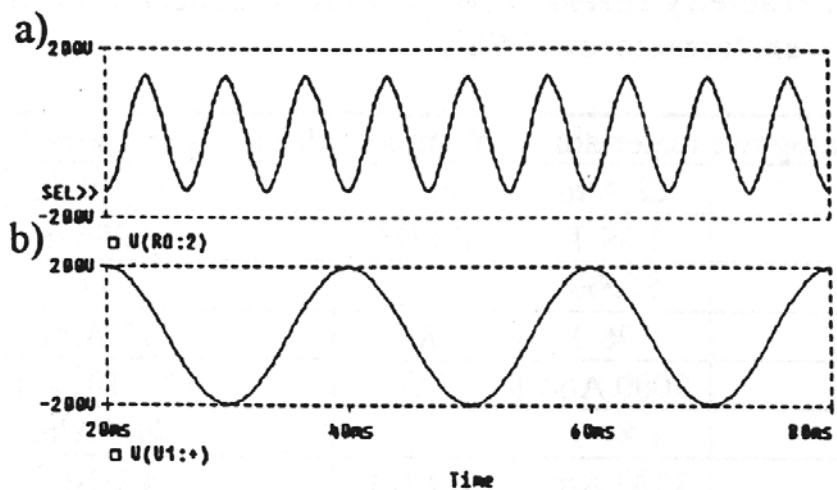
Dane katalogowe materiału		Wymiary rdzenia i parametry materiału	
H_c	22 A/m	AREA	$12,4 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$
B_r	1,59 T	PATH	0,286 m
μ	56 000	C	37
B_s	1,96 T	K	22 A/m
H_s	5 000 A/m	MS	$1,55 \cdot 10^6 \text{ A/m}$
B_x	1,84 T	A	260 A/m
H_x	3 500 A/m	ALPHA	$4,7 \cdot 10^{-4}$

Struktura obwodu potrajacza częstotliwości została przedstawiona na Rys. 4.19. Korzystając ze schematu i obliczonych parametrów materiałowych rdzeni wprowadzono dane wejściowe do opracowanego programu POTR15.OUT [332] otrzymując niżej przedstawione charakterystyki.

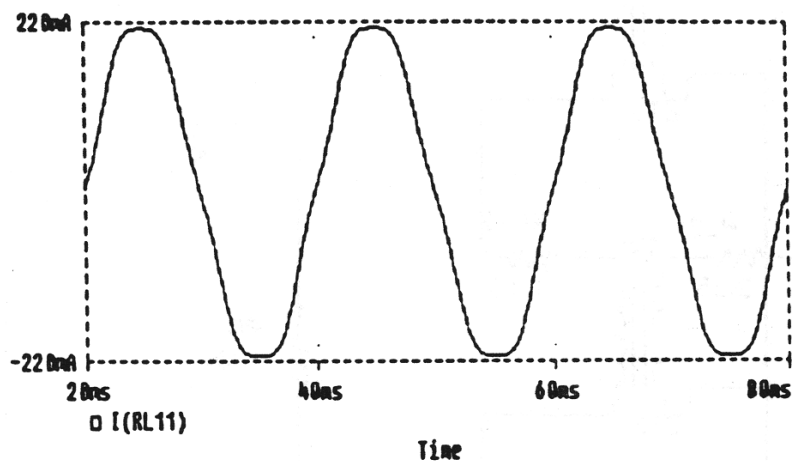
Symulację przeprowadzono dla stanu jałowego potrajacza, przy zasilaniu trójfazowym jego uzwojenia pierwotnego napięciem sinusoidalnie zmiennym o wartości skutecznej 140 V i częstotliwości 50 Hz.



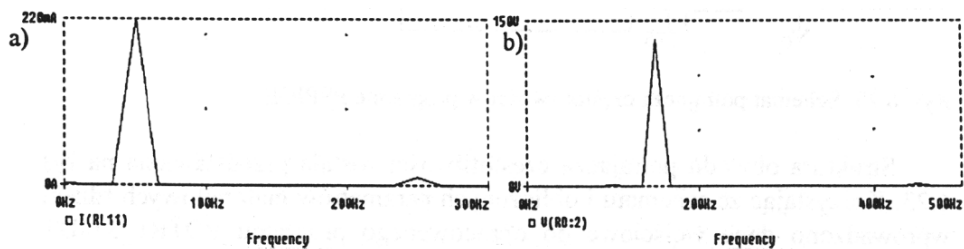
Rys. 4.19. Schemat potrajacza częstotliwości w programie PSPICE



Rys. 4.20. Przebiegi napięcia: a) wyjściowego U_{30} , b) zasilającego U_{10}

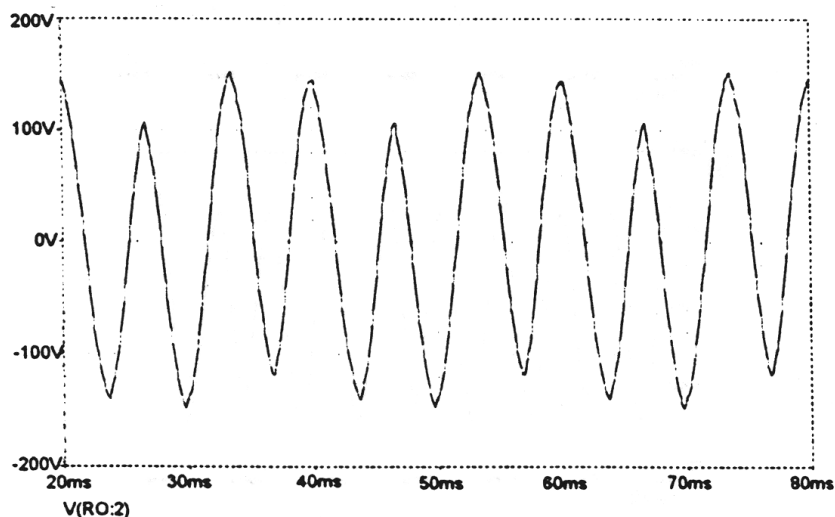


Rys. 4.21. Przebieg prądu pierwotnego I_{10} w jednej fazie potrajacza

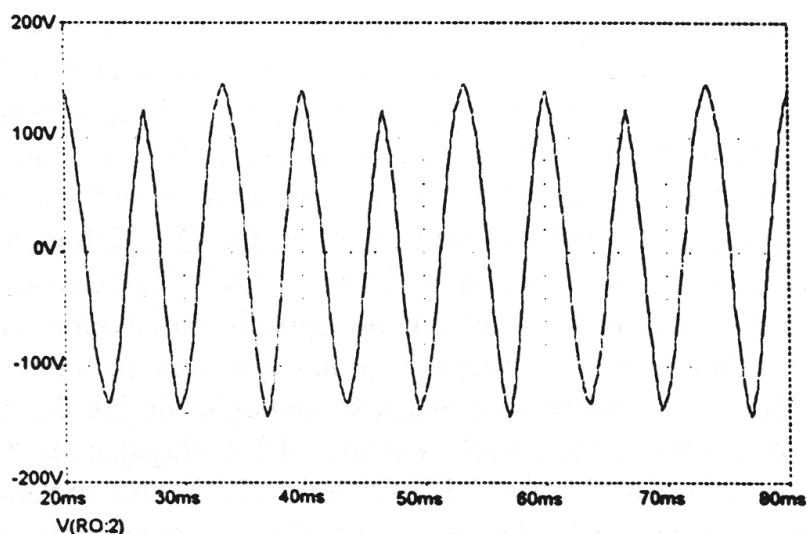


Rys. 4.22. Analiza Fouriera: a) prądu I_{10} na wejściu potrajacza, b) napięcia U_{30} na wyjściu potrajacza

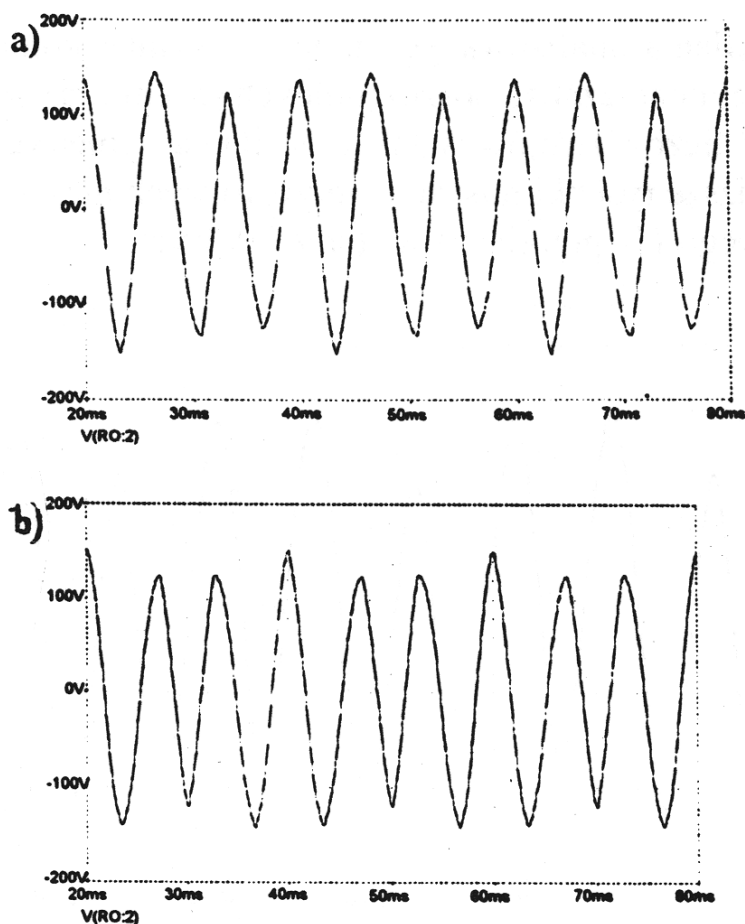
Z zasady działania analizowanych m.m.cz. wynika konieczność symetrii ich budowy a więc identyczność poszczególnych rdzeni oraz zapewnienia określonych proporcji liczby zwojów a także zasilania symetrycznym napięciem trójfazowym. Poniższe rysunki ilustrują wpływ różnych niesymetrii na przebieg napięcia wyjściowego U_{30} potrajacza w stanie jałowym.



Rys. 4.23. Przebieg napięcia U_{30} przy 10% rozbieżności wartości parametrów materiałowych poszczególnych rdzeni potrajacza



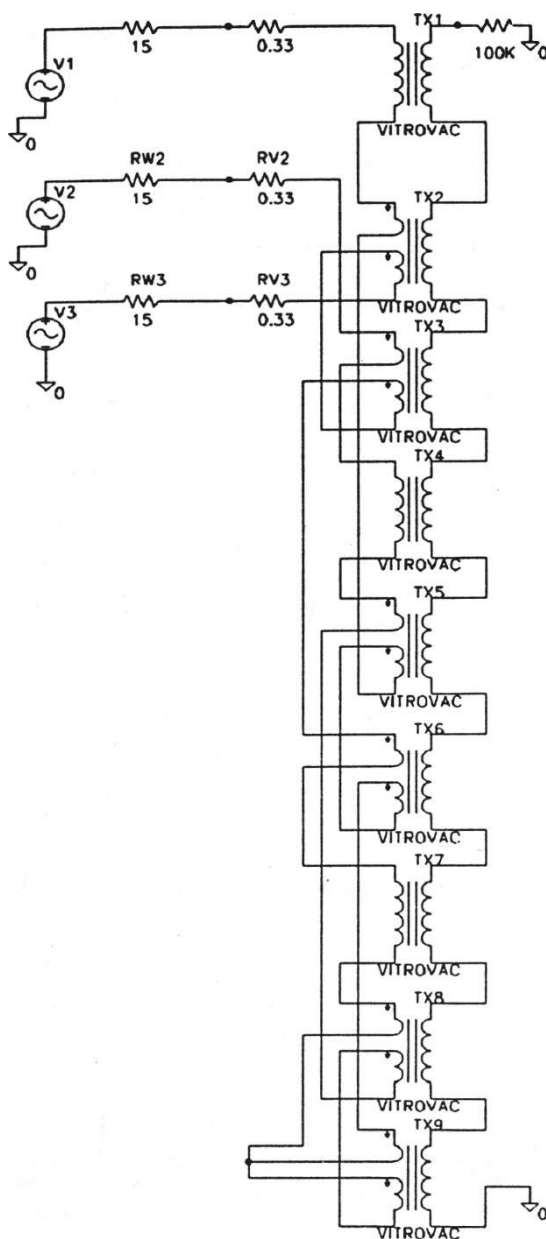
Rys. 4.24. Przebieg napięcia U_{30} przy 10% tolerancji liczby zwojów uzwojeń pierwotnych N_1



Rys. 4.25. Przebieg napięcia U_{30} przy niesymetrii napięć zasilających, ze względu na: a) 20% różnice w ich wartościach skutecznych, b) 10° różnice w wartościach przesunięć fazowych ($120^\circ \pm 10^\circ$)

Schemat połączeń elementów dziewięciokrotnika, adoptowany do programu PSPICE przedstawia Rys. 4.26. Uwzględniono w nim specyfikę nawinięcia uzwojeń strony pierwotnej poszczególnych transformatorów. Część z nich to transformatory trójzwojeniowe, których pakiet PSPICE nie posiada w swoich standardowych zestawach elementów. Po ich zdefiniowaniu i wprowadzeniu do zestawu, opracowano tekst programu DZIW_3.OUT symulującego pracę m.9.cz. [332]. W programie uwzględniono sposób skojarzenia elementów, geometrię rdzeni, liczbę zwojów, rezystancję uzwojeń oraz parametry materiałowe modelu rdzenia. Te ostatnie wyznaczono analogicznie jak dla potrajacza, korzystając z zależności zestawionych w Tab. 3.1 posługując się danymi katalogowymi materiału rdzeniowego VITROVAC 6025F zastosowanego w badanym dziewięcio-

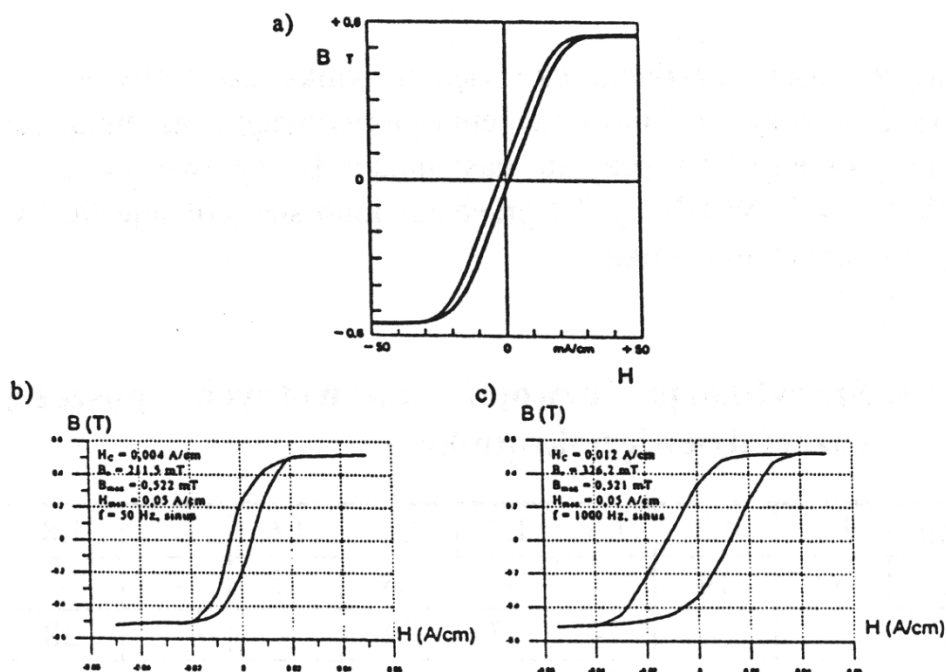
krotniku [100]. Ponieważ symulowano pracę m.9.cz. przy zasilaniu go napięciem o częstotliwości 1 000 Hz, dane katalogowe zawarte w Tab. 4.4 uzupełniono z Rys. 4.27c przedstawiającego pętlę histerezy dla zastosowanych rdzeni przy częstotliwości 1 kHz.



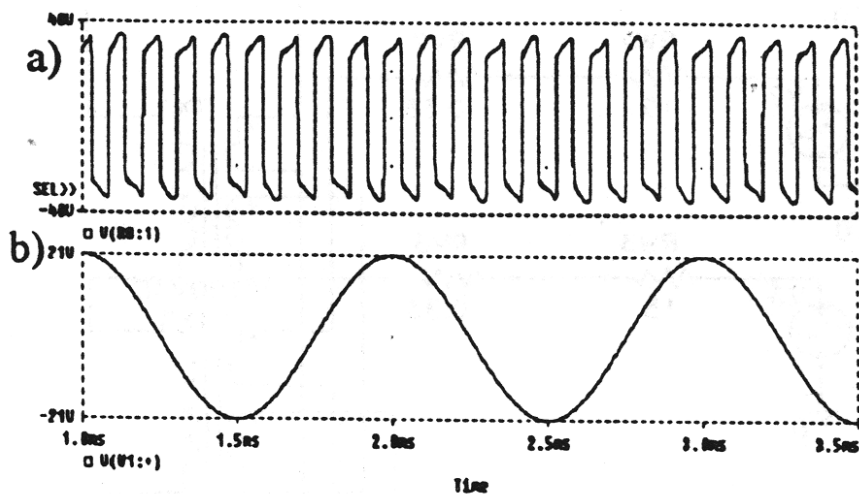
Rys. 4.26. Schemat układu dziewięciokrotnika odwzorowanego w programie PSPICE

Tab. 4.4. Własności fizyczno-techniczne materiału amorficznego VITROVAC 6025F i wykonanych z niego rdzeni

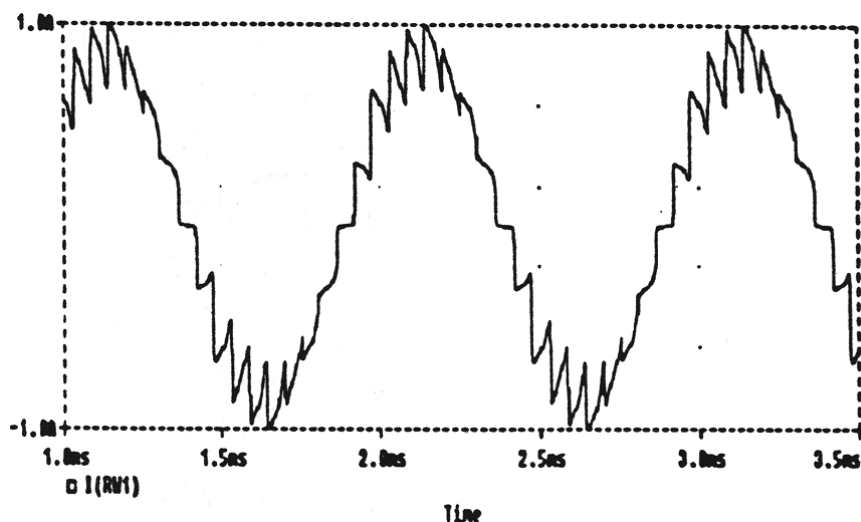
MATERIAŁ			RDZEŃ		
Wyszczególnienie	Jednostka	Wartość	Wyszczególnienie	Jednostka	Wartości
Indukcja nasycenia B_s	T	0,55	Średnica zewnętrzna d_1	mm	25
Natężenie koercji H_c	A/m	0,3	Średnica wewnętrzna d_2	mm	16
Przenikalność magnetyczna μ_3 (0,3 A/m, 1 kHz)	—	$\geq 120\,000$	Wysokość h	mm	10
Przenikalność magnetyczna μ_3 (0,3 A/m, 10 kHz)	—	$\geq 95\,000$	Przekrój czynny S_{Fe}	m ²	$36 \cdot 10^{-6}$
Magnetostrykcja nasycenia λ_{nas}	—	$< 0,2 \cdot 10^{-6}$	Średnia długość obwodu magnetycznego l_{Fe}	m	0,0644
Stratność p (100 kHz; 0,3 T)	W/kg	100	Masa m_{Fe}	kg	0,0178
Temperatura Curie T_c	°C	210			
Temperatura krystalizacji T_{kr}	°C	540			
Masa właściwa γ	kg/m ³	7 700			
Rezystywność ρ	$\mu\Omega \cdot m$	1,35			
Twardość H_v	GPa	8–10			
Grubość taśmy d	μm	25			

Rys. 4.27. Pętle histerezy toroidalnego rdzenia zwijanego z taśmy VITROVAC 6025F: a) statyczna, b) dynamiczna, $f=50$ Hz, c) dynamiczna $f=1$ kHz

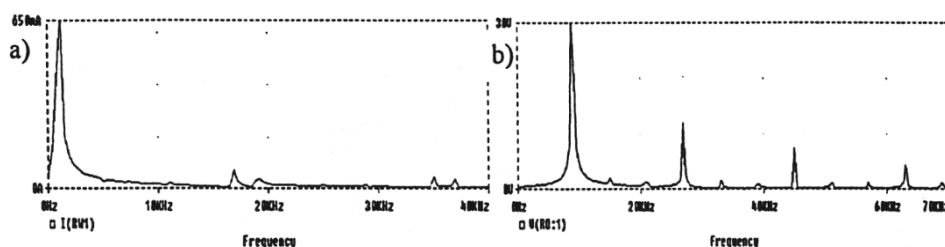
W wyniku przeprowadzonej symulacji pracy magnetycznego dziewięciokrotnika w stanie jałowym przy sinusoidalnym napięciu zasilającym o częstotliwości 1 kHz uzyskano następujące przebiegi:



Rys. 4.28. Przebieg a) napięcia wyjściowego oraz b) napięcia zasilającego – dziewięciokrotnika w stanie jałowym



Rys. 4.29. Przebieg prądu zasilającego jedną z faz dziewięciokrotnika

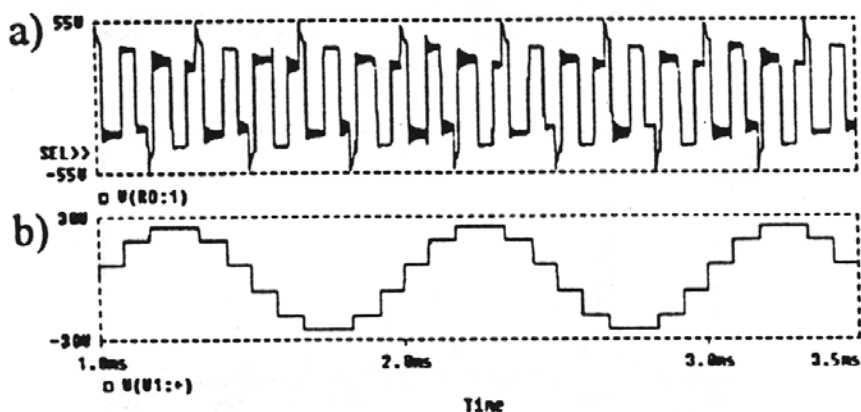


Rys. 4.30. Analiza Fouriera a) prądu pierwotnego oraz b) napięcia na wyjściu – dziewięciokrotnika

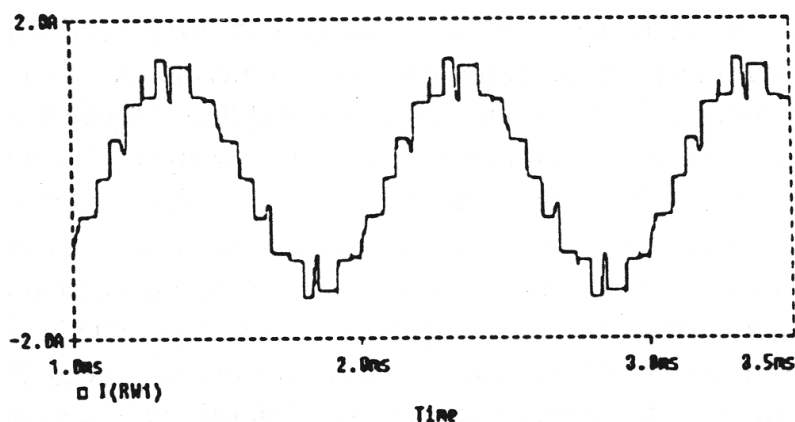
W celu rozszerzenia zakresu generowanych napięć w przedziale częstotliwości do 100 kHz zaproponowano [330–331] hybrydowy układ przetwarzania częstotliwości, utworzony przez kaskadowe połączenie jego dwóch podstawowych stopni. Pierwszy, stanowi półprzewodnikowa przetwornica częstotliwości, a drugi magnetyczny mnożnik częstotliwości (m.m.cz.). Ideę układu przedstawiono po raz pierwszy w Japonii w 1983 r. [17], [249].

Półprzewodnikowy falownik z wyjściem trójfazowym przetwarza częstotliwość sieciową napięcia wejściowego do wartości od kilku do 10 kHz. Następnie napięciem tym zasilany jest m.m.cz., który raz jeszcze zwielokrotnia częstotliwość od 3 do 9 razy, w zależności od rodzaju użytego przetwornika magnetycznego. Wybór tego ostatniego determinuje zazwyczaj jednofazowy charakter odbiornika, a w przypadku potrajacza częstotliwości również możliwość zasilania odbiornika trójfazowego.

Dla odwzorowania pracy układu hybrydowego zasymulowano przebieg napięcia zasilającego dziewięciokrotnik, zgodny z kształtem napięcia schodkowego generowanego przez falownik. Dla stanu jałowego m.9.cz. przy częstotliwości napięcia wyjściowego 9 kHz otrzymano następujące przebiegi:



Rys. 4.31. Przebieg a) napięcia wyjściowego z układu hybrydowego oraz b) napięcia generowanego przez falownik – U_{we} dziewięciokrotnika



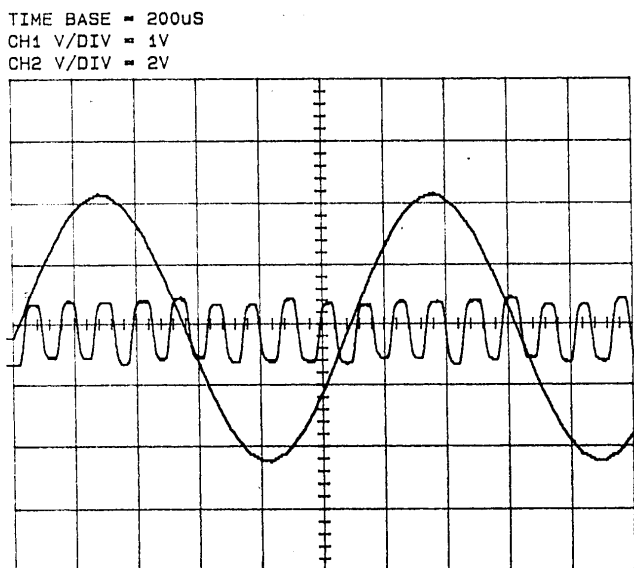
Rys. 4.32. Przebieg prądu pierwotnego m.9.cz. zasilanego z falownika

W podsumowaniu wyników symulacji należy stwierdzić użyteczność programów PCNAP i PSPICE. Ewolucyjny sposób prezentacji zastosowań pakietów wskazuje na wyróżnienie tych dwóch programów, a w szczególności języka PSPICE. Obydwa nadają się do rozwiązywania zagadnień technicznych w analizowanych obwodach nieliniowych. Przebiegi prądów i napięć oraz ich rozkłady widmowe otrzymane w wyniku analizy Fouriera poprawnie odwzorowują pracę magnetycznych mnożników częstotliwości, zarówno przy zasilaniu napięciem sinusoidalnie zmiennym jak też wygenerowanym przez falownik napięciem o przebiegu schodkowym.

Bardziej naturalnym niż w programie PCNAP sposobem ujęcia nieliniowości transformatora charakteryzuje się język PSPICE. Program ten na podstawie zazwyczaj dostępnych danych katalogowych materiału rdzeniowego definiuje jego własności łącznie z uwzględnieniem zjawiska histerezy. Model Jilesa-Athertona jest skutecznym i łatwym w użyciu narzędziem do analizy skomplikowanych nieliniowości magnetycznych. Zaletą pakietu PSPICE jest też możliwość symulacji pracy bardziej złożonych układów przy różnych warunkach wymuszeń, jak chociażby rozpatrywany przypadek dziewięciokrotnika zasilanego napięciem niesinusoidalnym podwyższonej częstotliwości.

W pracy autora [330] przeprowadzono porównanie wyników laboratoryjnych i uzyskanych na drodze obliczeń analitycznych oraz symulacji komputerowych. Magnetyczne mnożniki częstotliwości zasilano sinusoidalnym napięciem sieciowym lub o podwyższonej częstotliwości tworząc hybrydowy elektroniczno-magnetyczny układ zasilania. W tym przypadku do realizacji pierwszego stopnia kaskady wybrano trójfazowy tyrystorowy falownik napięciowy w układzie mostkowym z regulowaną częstotliwością napięcia wyjściowego w zakresie $60 \div 140$ Hz. Drugi stopień hybrydy stanowił m.m.cz.

Przeprowadzone badania laboratoryjne stwierdzające brak nadmiernego grzania się rdzeni m.m.cz. oraz prawidłowe, regularne kształty sygnału wyjściowego (Rys. 4.33) na zarejestrowanych i załączonych w pracy [331] oscylogramach pozwalają wnioskować o prawidłowości działania dwustopniowego hybrydowego układu przetwarzania częstotliwości.



Rys. 4.33. Oscylogram fazowego napięcia U_1 zasilającego dziewięciokrotnik i napięcia wtórnego U_2 dla $f=1$ kHz przy obciążeniu rezystancyjno – pojemnościowym. $R=100 \Omega$, $C=47$ nF, $U_1=27,1$ V, $U_2=8$ V, $I_1=0,5$ A

Ogólnie na podstawie badań weryfikacyjnych należy stwierdzić, iż skonstruowany model matematyczny mnożników umożliwia w dużym stopniu t.j. z dostateczną dla praktyki inżynierskiej dokładnością odwzorować jakościowo oraz ilościowo ich charakterystyki napięciowe dla różnych obciążeń i stanów pracy.

Z analizy zdefiniowanych wielkości modelu matematycznego m.m.cz. wynikają wnioski dotyczące jakości materiału rdzeniowego. Kierując się chęcią ograniczenia strat rdzeniowych należy wybierać materiał o relatywnie małych wartościach współczynników g i η oraz dużych β .

$$\begin{aligned} g &\searrow \rightarrow G_t \searrow \rightarrow P \searrow \rightarrow Y \nearrow \\ \eta &\searrow \rightarrow \bar{\eta} \searrow \rightarrow n \searrow \rightarrow Y \nearrow \\ \beta &\nearrow \rightarrow \bar{\beta} \nearrow \rightarrow n \searrow \rightarrow Y \nearrow \end{aligned}$$

Ze względu na zdolność transformowania energii elektrycznej w przypadku obciążenia pojemnościowego, współczynnik aproksymacji krzywej magnesowa-

nia rdzenia α winien być jak najmniejszy, natomiast przeciwnie o dużej wartości w przypadku obciążeń rezystancyjno-indukcyjnych.

$$\alpha \searrow \rightarrow X_{\text{poj}} \nearrow \rightarrow P_{\text{poj}} \searrow \rightarrow Y \nearrow$$

$$\alpha \searrow \rightarrow |X_{\text{RL}}| \nearrow \rightarrow |P_{\text{RL}}| \nearrow \rightarrow Y \searrow$$

Podsumowując rezultaty przeprowadzonych symulacji programem PSPICE należy stwierdzić jego przewagę nad wcześniej opisanymi i zastosowanymi w pracy symulatorami i to zarówno w dokładności otrzymywanych wyników jak i możliwościach samego programu. Dalszej poprawy dokładności należałoby szukać w zastosowaniu modelu rdzenia, który uwzględniałby zjawisko występowania strat wirowych, co ma szczególne znaczenie zwłaszcza przy symulacji układów zasilanych źródłami podwyższonej częstotliwości. PSPICE jest jedynym programem, który umożliwił symulację skomplikowanego elektromagnetycznego układu dziewięciokrotnika częstotliwości, czego inne dostępne symulatory nie były w stanie zapewnić. Dokładność otrzymanych wyników dowodzi o skuteczności zastosowania pakietu PSPICE nie tylko dla samej prezentacji zasady działania m.m.cz. ale również do ilościowego odwzorowania pracy ich rzeczywistych modeli fizycznych, obarczonych małymi kilkuprocentowymi [330–331] granicami błędu w zakresie roboczych napięć mnożników.

4.4. Podsumowanie

Akcent poznawczy zaproponowanego układu hybrydowego położony został na jego drugim stopniu – magnetycznym przetworniku częstotliwości, który w konkretnym modelu fizycznym jest dziewięciokrotnikiem. Z uwagi na niespotykany dotąd obszar pracy mnożnika w przedziałach częstotliwości rzędu kilku kiloherców oraz wynikający z jego zasady działania konieczny warunek pracy w zakresie indukcji nasycenia występują zdecydowanie większe rygory wymagań technologicznych wobec rdzenia. W tej sytuacji pojawia się potrzeba wnikliwego wyboru materiału magnetowodu. Na podstawie przeprowadzonej analizy porównawczej wyselekcjonowano amorficzny materiał magnetyczny niemieckiej firmy Vacuumschmelze pod handlową nazwą Vitrovac 6025F. Alternatywnie równoważnymi właściwościami może być rdzeń amorficzny Metglas 2714A produkowany przez firmę Hitachi (kiedyś amerykańską firmę Allied Signal Inc.). Materiały te charakteryzują się wymaganą szczególnie niską stratnością, która według danych katalogowych wynosi $0,01 \div 0,02$ W/kg dla indukcji nasycenia i częstotliwości 50 Hz, podczas gdy tradycyjne blachy elektrotechniczne w takich warunkach znamionuje stratność o wartości około 1 W/kg i większej. Pewien mankament wybranego materiału rdzeniowego stanowi relatywnie niska indukcja nasycenia dochodząca do wartości 0,55 T. Staje się to powodem ograniczeń wielkości transformowanej energii elektrycznej przy określonych gabarytach urządzenia. Z drugiej strony stanowi jednak zaletę polegającą na zmniejszaniu bardzo istotnej tutaj wielkości strat rosnących wraz ze wzro-

stem indukcji magnetycznej. Ponadto zgodnie ze światowymi trendami energooszczędności, w dziedzinie transformatorów preferuje się niski wskaźnik skapitalizowanych kosztów przesyłu energii, co również jest związane z małą wartością indukcji. Jest to istotne szczególnie w większych jednostkach energetycznych mnożników, a takie właśnie zakłada model docelowy. Ważną zaletą wybranego materiału jest duża prostokątność jego charakterystyki magnesowania. Cecha ta stanowi o ograniczeniu wartości prądu magnesującego pobieranego przez m.m.cz.

Przeprowadzone rozważania analityczne nad drugim stopniem hybrydowego układu przetwarzania częstotliwości obejmują całą klasę reprezentatywnych magnetycznych mnożników częstotliwości i w końcowym efekcie pozwalają na konstrukcję ich uogólnionego modelu matematycznego. Uniwersalność modelu polega nie tylko na możliwości analizowania magnetycznych przetworników o różnej krotności mnożonej częstotliwości ale również w obrębie każdego z nich o różnych parametrach samych mnożników jak też ich odbiorników. Model matematyczny w postaci nieliniowego równania różniczkowego drugiego rzędu i uzyskane metodą bilansu harmonicznym rozwiązanie dla potrajacza, pięciokrotnika i dziewięciokrotnika w postaci równania algebraicznego czwartego stopnia pozwalają na prezentację rodziny charakterystyk napięciowych każdego z wymienionych mnożników. Zastosowana metoda analityczna umożliwia uzyskanie rozwiązań w szerokim zakresie zmian napięć wymuszających, również w przedziale, w którym występuje skokowy wzrost napięcia wyjściowego, a także uwzględnia występującą przy pewnych wymuszeniach niejednoznaczność odpowiedzi układu. Uzyskane charakterystyki zmian napięcia wyjściowego w funkcji napięcia pierwotnego określają graniczną wartość współczynnika obciążenia przy której występuje zjawisko efektu przekąźnikowego. Dla potrajacza wynosi on $\cos\varphi_{3poj} \leq 0,25$ zaś dla dziewięciokrotnika $\cos\varphi_9 \leq 0,04$. Natomiast dla obciążeń pojemnościowych potrajacza o współczynniku $0,25 < P < 0,5$ i dziewięciokrotnika $0,04 < \cos\varphi_{9poj} < 0,3$ funkcja $U_{wyjściowe} = f(U_1)$ osiąga wyraźne maksimum, przy czym wartość ekstremalna jest tym znaczniejsza i odpowiada jej wyższa wartość napięcia pierwotnego U_1 , im większa jest pojemność kondensatorów (współczynnik obciążenia $P = \text{ctg}\varphi \approx \cos\varphi$ dla $\cos\varphi = 0 \div 0,35$).

Z przebiegu otrzymanych charakterystyk napięciowych dla obciążeń mnożników różnych od pojemnościowego wynika zmniejszenie się wartości napięcia wyjściowego oraz monotonicznie rosnący charakter krzywych $U_{wy} = f(U_1)$. Będący przedmiotem rozważań matematyczny model mnożników pozwala uwzględnić ich straty rdzeniowe poprzez współczynniki aproksymacji charakterystyki konduktancji zastępczej tych rdzeni. Praktycznie na podstawie obliczeń obserwuje się wpływ omawianych strat poprzez zmniejszenie wartości napięcia wyjściowego potrajacza $U_{wy} = f(U_1)$ jedynie w zakresie obciążeń pojemnościowych ($\cos\varphi_{3poj} \leq 0,2$).

Oprócz różnych rodzajów i wielkości obciążeń liniowych oraz strat w rdzeniu skonstruowany model pozwala na analityczne uwzględnienie nieliniowości odbiornika indukcyjnego poprzez współczynniki dwuparametrowej funkcji aproksymującej jego charakterystykę magnesowania oraz parametry określające jego geometrię i liczbę zwojów. Stwierdzono, iż w miarę jak maleje pojemnościowy charakter obciążenia, wpływ nieliniowości dławika staje się mniejszy i jest praktycznie pomijalny dla $P \geq 1$ w potrajaczach i dla $P \geq 0,1$ w dziewięciokrotnikach częstotliwości.

Na podstawie przeprowadzonych obliczeń analityczno-numerycznych za-waża się pomijalny wpływ wartości współczynnika „ a ” funkcji $\hat{B}_3 = a \cdot \hat{B}_1$ określającego udział trzeciej harmonicznej indukcji w rdzeniu przy obciążeniu pojemnościowym dziewięciokrotnika. Wpływ ten jest nieco większy w przypadku obciążenia o charakterze indukcyjnym. Wartość współczynnika „ a ” ma zasadnicze znaczenie w przypadku potrajaczy podobnie jak współczynnika określającego udział dziewiątej harmonicznej indukcji w dziewięciokrotniku czy piątej w pięciokrotniku i wartości ich powinny być jak największe.

Obciążenie rezystancyjno-indukcyjne dziewięciokrotnika wpływa rozmagne-sowująco na indukcję dziewiątej, roboczej harmonicznej co ujawnia się zmniejszaniem napięcia wyjściowego U_9 . Z kolei charakter obciążenia rezystancyjno-pojemnościowy oddziałuje domagnesowująco na rdzeń czego efektem jest zwiększone napięcie w stosunku do jego wartości w stanie jałowym.

Zastosowanie komputerowej symulacji pracy mnożników nie wymaga założeń stosowanych przy modelowaniu analitycznym. Model numeryczny jest mniej pracochłonny i pozwala uwzględnić nie tylko nieliniową charakterystykę magnesowania ale w przypadku zastosowania programu PSPICE, również pętlę histerezy magnetycznej materiału rdzenia. Pozwala także na badanie wpływu niesymetrii zarówno zasilania jak i budowy m.m.cz. Nie uwzględnia natomiast strat wiropądowych. Badania symulacyjne przy użyciu programów PCNAP i PSPICE dobrze odwzorowują pracę mnożników, zarówno w sensie jakościowym jak i ilościowym. Szczególnie użytecznym okazał się program PSPICE, który pozwala na prosty sposób modelowania materiału magnetycznego rdzenia, przez wprowadzenie danych katalogowych jego charakterystyki magnesowania. Programy uwzględniają schodkowy kształt napięcia generowanego z falownika, którym zasilane są mnożniki.

Pomiary, na podstawie których wyznaczono stratności rdzenia w stanie jałowym i stanie zwarcia mnożnika oraz ich porównania prowadzą do wniosku wykluczającego oddziaływanie obciążenia w badanym m.9.cz. na wartość tej stratności. Fakt ten należy tłumaczyć decydującym wpływem pierwszej harmonicznej na wartość strat rdzeniowych.

W wyniku przeprowadzonej weryfikacji modelu analitycznego stwierdzono dość dobrą zgodność obliczeniowej i pomiarowej charakterystyki napięciowej

mnożnika, w szczególności dotyczących symulacji komputerowych, gdzie błąd względny uzyskanych charakterystyk napięciowych nie przekracza kilku procent w zakresie roboczych napięć mnożników.

Przeprowadzone badania laboratoryjne stwierdzające brak nadmiernego grzania się rdzeni m.m.cz. oraz prawidłowe, regularne kształty sygnału wyjściowego na zarejestrowanych i załączonych w pracy oscylogramach pozwalają wnioskować o prawidłowości działania układu przetwarzania częstotliwości.

Problematyka stworzenia źródeł podwyższonej częstotliwości w postaci nowych hybrydowych układów powstałych z połączenia półprzewodnikowych i magnetycznych przetworników częstotliwości wydaje się być interesującą i obiecującą ideą dla zastosowań praktycznych.

Niniejsza praca stanowi pierwsze bardziej wnikliwe opracowanie z tego zakresu. Na podkreślenie zasługuje fakt złożoności analizowanych obiektów, głównie poprzez ich nieliniowy charakter spowodowany koniecznością pracy w obszarze indukcji nasycenia oraz utrudnione warunki pracy w przedziale podwyższonej częstotliwości. Nowością jest zastosowanie amorficznych materiałów magnetycznych na rdzenie m.m.cz. oraz opracowanie uogólnionego modelu matematycznego pozwalającego na uzyskanie charakterystyk napięciowych w stanie ustalonym pracy tych mnożników w szerokim zakresie zmian napięcia wejściowego i zmian obciążenia. Model nie wymaga zapisywania dla każdego rodzaju mnożnika osobnego układu równań wynikających z teorii nieliniowych obwodów elektromagnetycznych, co było konieczne w prezentowanych dotychczas opracowaniach. Zdefiniowane w niniejszej pracy współczynniki dla potrajaszy, pięciokrotników i dziesięciokrotników częstotliwości oraz otrzymane bezwymiarowe charakterystyki napięciowe dla tych urządzeń pozwalają na uzyskanie rzeczywistych charakterystyk napięciowych dla konkretnych warunków zasilania oraz rodzajów i wielkości odbiorników. Uwzględniają przy tym straty w magnetowodach mnożników oraz nieliniowość odbiorników, powodując tym samym ograniczenie liczby stosowanych do tej pory założeń upraszczających. Istotną zaletą jest możliwość określenia niestabilnych obszarów pracy urządzeń w przypadku obciążeń pojemnościowych. Po raz pierwszy przeprowadzono komputerową symulację pracy magnetycznych mnożników częstotliwości wykorzystując programy PCNAP i PSPICE, które, jak pokazano, wprowadzają dalsze złagodzenie założeń upraszczających. Uwzględniają schodkowy kształt napięcia generowanego przez falownik, a także niesymetrię tego napięcia przy zasilaniu trójfazowym oraz niesymetrię budowy magnetycznego stopnia układu. Zastosowanie metody symulacji komputerowej mimo większej precyzyjności uzyskanych wyników wymagają powtarzania procesu obliczeń dla każdego przypadku zmian w warunkach zasilania układu czy też zmian parametrów jego odbiornika. Metody te są mniej uniwersalne i stanowią uzupełnienie do opracowanego uogólnionego modelu analitycznego. Wyniki pomiarów przeprowadzo-

nych na zbudowanym modelu laboratoryjnym weryfikują poprawność symulowanych charakterystyk napięciowych w granicach kilkuprocentowych błędów.

Sformułowane w tym opracowaniu podejście metodyczne da się łatwo zaadoptować dla większych jednostek magnetycznych mnożników częstotliwości i powinno stanowić podstawę dalszych badań umożliwiających pełniejsze, optymalne wykorzystanie układu. Powinno również prowadzić ku lepszemu zrozumieniu zjawisk fizycznych oraz poznaniu zalet i ograniczeń związanych ze stosowaniem zbliżonych i podobnych do analizowanego układu obiektów.

5. WPŁYW PARAMETRÓW RDZENI DŁAWIKÓW NA ICH ZDOLNOŚCI PRZECIWZABURZENIOWE

Jako genezę prac prowadzonych nad zaburzeniami elektromagnetycznymi (EM) można uznać odkrycie fal elektromagnetycznych w 1886 r. przez H.R. Hertza [342]. Już w rok po tym fakcie, w Berlinie powołano zespół naukowców zajmujący się analizą wpływu zakłóceń EM przenoszonych przez fale elektromagnetyczne. Kolejnym krokiem w badaniach nad omawianymi zagadnieniami były prace z przełomu XIX i XX w. przeprowadzane przez G.M. Marconi'ego. Kierowane przez niego doświadczenia uzmysłowiły problem techniczny, jakim jest interferencja fal elektromagnetycznych. Pierwsze normalizacje dotyczące tej problematyki zostały przeprowadzone w Niemczech w 1925 r. [31], [342], a obecnie kompatybilność elektromagnetyczna (ang. *electromagnetic compatibility* EMC) jest intensywnie rozwijaną specjalnością naukową.

5.1. Uwarunkowania historyczne i prawne

W 1931 r. powstał Połączony Komitet Koordynacyjny do spraw Odbioru Radiowego (ang. *Joint Coordination Committee on Radio Reception*, JCC), który jako pierwszy precyzował metody pomiaru zakłóceń radiowych. Najwcześniejsza oficjalna jednak publikacja legislacyjna, o zasięgu międzynarodowym pochodzi z lat sześćdziesiątych ub. wieku. Jej opracowaniem zajął się powstały w 1933 r. Międzynarodowy Specjalny Komitet ds. Zakłóceń Radiowych (fr. *Comitet International Special de Perturbations Radioelectrique* – CISPR) [31], [174], [342].

Przełomem w badaniach były lata 50-te i drugiej połowy XX w., kiedy to wynaleziono tranzystor bipolarny a potem mikroprocesor. Ich uniwersalne zastosowania przyczyniły się do intensywnego rozwoju radia, radaru, telekomunikacji i telewizji. Nastąpił lawinowy wzrost zastosowań elementów, układów i urządzeń elektronicznych w elektrotechnice, sprzęcie domowym oraz zakładach przemysłowych. Od tego czasu pojawiają się również, coraz częściej artykuły i doniesienia naukowe omawiające zakłócenia elektromagnetyczne. Ta sytuacja sprawiła, że kompatybilność elektromagnetyczna stała się niezależną specjalnością naukową mającą poważny wkład w teorię i badania fal elektromagnetycznych [25], [125].

W 1961 r. CISPR określił wymagania dotyczące urządzeń pomiarowych pracujących w zakresach częstotliwości $0,15 \div 30$ MHz i $25 \div 300$ MHz, w 1967 r. dla przedziału $300 \div 1\,000$ MHz i w 1975 r. dla urządzeń z zakresu $0,015 \div 0,15$ MHz. Pierwsza definicja kompatybilności elektromagnetycznej, o uznawanym międzynarodowym zasięgu, przyjęta została w 1973 r. przez komitet TC77 IEC (ang. *International Electrotechnical Commission*) i dotyczyła jedynie telekomunikacji [31], [145], [170], [174], [341]. Kolejne prace prowadzone nad zagad-

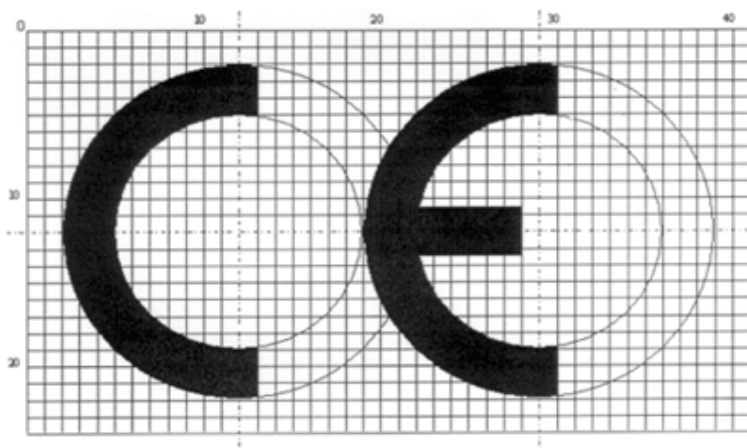
nieniami zaburzeń elektromagnetycznych i oddziaływaniami pól elektromagnetycznych na obiekty elektryczne oraz biosferę rozszerzyły wymagania kompatybilności również na inne technologie i dziedziny nauki: energetyki, radia i telewizji, telekomunikacji, informatyki, motoryzacji i medycyny.

Bardzo ważnym wydarzeniem w historii kompatybilności elektromagnetycznej było wprowadzenie 1 stycznia 1996 r. w krajach członkowskich Unii Europejskiej dyrektywy – EMC Directive 89/336/EEC, która określiła jakie kryteria w zakresie emisji i odporności na zaburzenia powinny spełniać urządzenia elektryczne i elektroniczne wprowadzane na jej rynek. Przestrzeganie tych zaleceń uczyniła bezwzględnie obowiązującym, co jednoznacznie sprawiło, że produkt nieposiadający oznaczeń potwierdzających spełnienie wymogów EMC nie mógł być wprowadzony na rynek w krajach Unii [63], [125], [130], [142], [174], [225], [343–344].

Obecnie w zakresie kompatybilności elektromagnetycznej aktualna jest i obowiązuje od 20 stycznia 2005 r. Dyrektywa 2004/108/EC opublikowana w Dzienniku Urzędowym Wspólnoty Europejskiej z dnia 31 grudnia 2004 r. [38], [63], [170]. Kraje członkowskie po opracowaniu i opublikowaniu stosownych przepisów prawnych wprowadziły tę Dyrektywę i stosują zawarte tam postanowienia od 20 lipca 2007 r. Należy zwrócić uwagę na fakt, że spełnienie przez wyrób wymagań normatywnych oznacza jedynie to, że jest on zgodny z ich zaleceniami i jest znacznie bardziej prawdopodobne, że będzie w eksploatacji w większym stopniu kompatybilny elektromagnetycznie niż wyrób, który nie spełnia wymagań tych norm.

Opracowaniem norm i wymagań dotyczących jakości energii elektrycznej i urządzeń elektrycznych zajmuje się wiele organizacji międzynarodowych. Należą do nich m.in. wymieniony wcześniej Komitet IEC, Międzynarodowy Komitet CISPR z siedzibą w Genewie oraz Europejski Komitet Normalizacji Elektrotechnicznej (CENELEC – *European Committee for Electrotechnical Standardization*). Wynikiem ich prac są normy serii IEC XXXXX-X, EN XXXXX-X, CISPR XX-X dotyczące kompatybilności elektromagnetycznej urządzeń i parametrów napięcia dostarczanego do sieci publicznej [31], [145], [174], [342].

Polskie normy dotyczące EMC, w znacznej części są tłumaczeniami swoich odpowiedników europejskich (EN) [75], [170], [225], [258]. Spełnienie zawartych w nich warunków pozwala producentowi na oznaczanie swoich produktów znakiem zgodności europejskiej CE „Communaute Europeen” (Rys. 5.1) i zapewnia swobodny obrót urządzeniami elektrycznymi w ramach Wspólnoty Unii Europejskiej.



Rys. 5.1. Oznaczenie zgodności elektromagnetycznej produktu określone dyrektywą unijną 2004/108/EC [38], [63], [125], [174], [343]

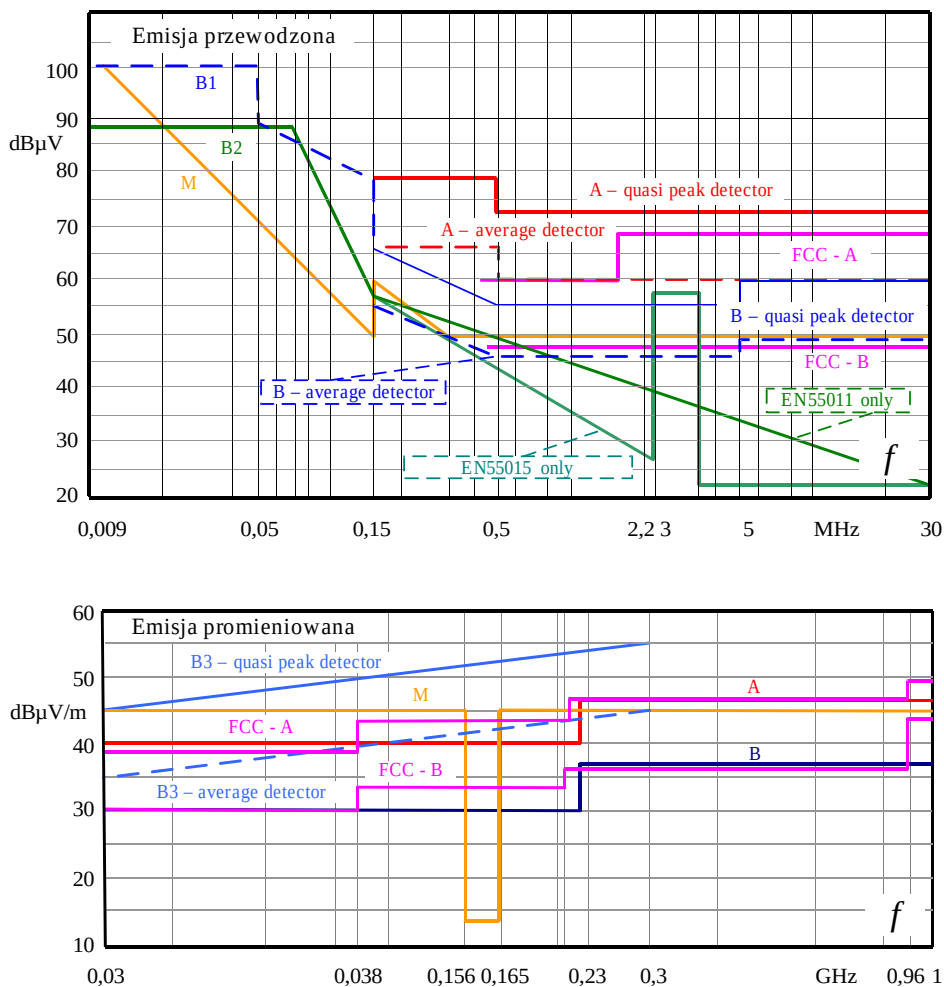
Obecnie termin „kompatybilność elektromagnetyczna” definiowany [209] jest jako zdolność danego urządzenia elektrycznego lub elektronicznego albo całego systemu do poprawnej pracy w określonym środowisku elektromagnetycznym i nieemitowanie zaburzeń pola elektromagnetycznego zakłócającego poprawną pracę innych urządzeń pracujących w tym środowisku.

Oznacza to spełnienie trzech kryteriów:

- urządzenie (system) nie powoduje zakłóceń w pracy innych urządzeń (systemów);
- urządzenie (system) nie jest wrażliwe na zaburzenia emitowane przez inne urządzenia (systemy);
- urządzenie (system) nie powoduje zakłóceń w swojej pracy.

Środowisko elektromagnetyczne jest to miejsce użytkowania urządzenia określone poziomem i charakterem zaburzeń pochodzących od ich źródeł.

Wartości dopuszczalnych promieniowanych i przewodzonych (podrozdz. 5.3) zaburzeń elektromagnetycznych ujętych w różnych normach unijnych oraz innych międzynarodowych i branżowych są zróżnicowane, co ilustruje rysunek Rys. 5.2.



Rys. 5.2. Dopuszczalne limity zaburzeń elektromagnetycznych w urządzeniach elektrycznych [102–103], [121], [143], [145], [157], [200], [259], [340], [344]

A – EN55011 class A, EN55022 class A, EN50081-2;
 B – EN55011 class B, EN55022 class B, EN50081-1;
 conducted only EN55013, EN55015;
 B1 – LF extension to B required by EN55015 and EN55011;
 B2 – Magnetic field required by EN55015 & EN55011;
 B3 – Disturbance power, EN55013, EN55014;
 M – EN60945 (marine equipment);
 FCC – FCC rules, part 15 class A, B.

Badania kompatybilności elektromagnetycznej są niezbędne do:

- legalnego oznaczania produktu znakiem CE i sprzedaży w Polsce lub innych krajach Unii Europejskiej urządzeń elektrycznych i elektronicznych;
- sporządzenia deklaracji zgodności z dyrektywą 2004/108/EC;
- poprawy jakości i niezawodności urządzeń.

W ramach zagadnień kompatybilności elektromagnetycznej rozróżnia się pojęcia emisji (ang. *emission*) zaburzeń i odporności na zaburzenia (ang. *immunity to a disturbance*). Każde pracujące urządzenie elektryczne lub elektroniczne jest źródłem tych zaburzeń o różnych poziomach i charakterze.

5.2. Środowisko elektromagnetyczne i rozwój badań kompatybilnościowych

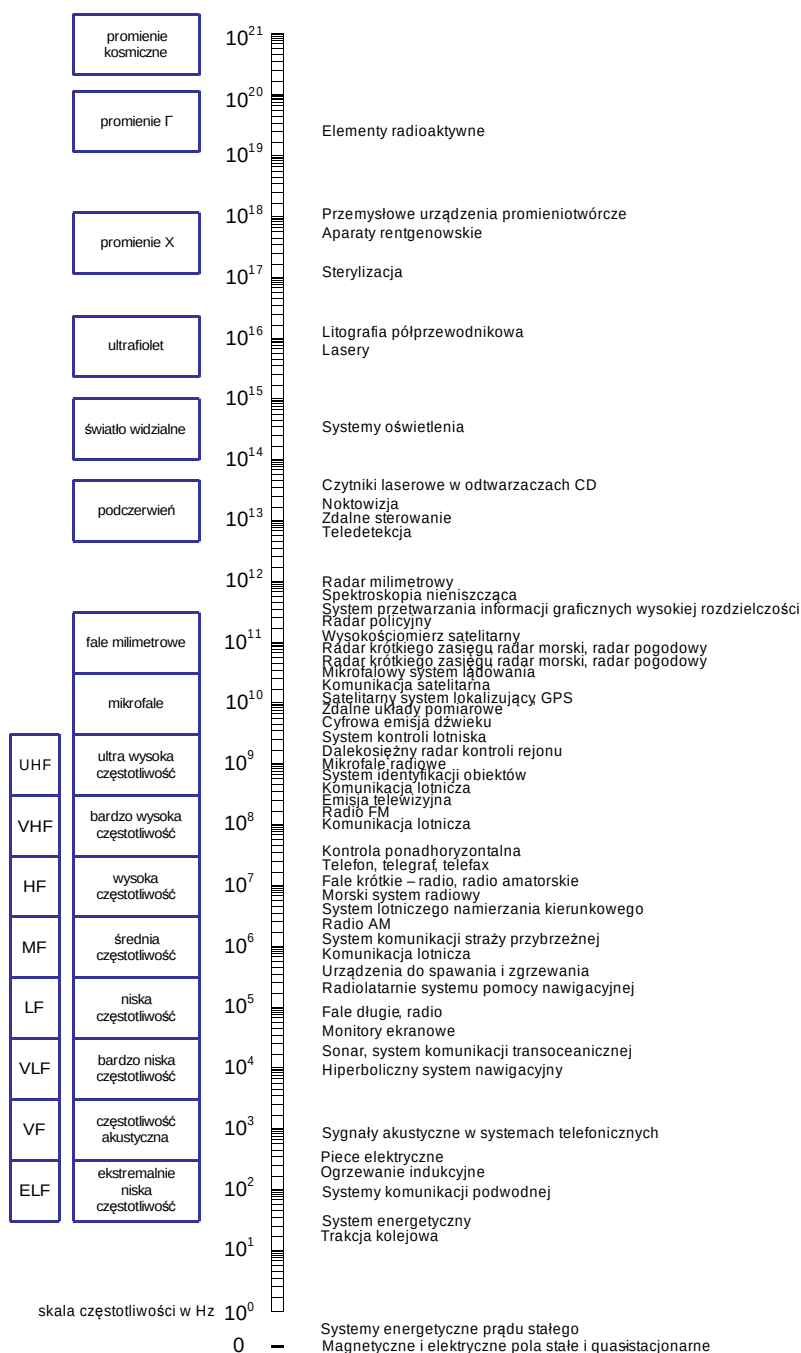
Obserwowany dynamiczny rozwój technik energoelektronicznych, informatycznych, elektrycznych i telekomunikacyjnych wprowadził znaczny postęp w życiu społecznym. Z drugiej strony jednak, towarzyszą mu nieodłączne zagrożenia oddziaływania sygnałów i pól elektromagnetycznych, jednocześnie na środowisko organiczne jak i na współobecne systemy urządzeń elektrycznych.

Intensyfikacja stopnia elektronizacji oraz informatyzacji elektrotechniki powoduje ciągłą eskalację problemów EMC. Ostatnie lata wykazują, iż dalszy rozwój elektrotechniki jest związany nieuchronnie z ciągłym wzrostem znaczenia problemów zakłóceń i ich zwalczania, zarówno w aspekcie technicznym, jak również natury prawnej dotyczącej norm i przepisów.

Wśród najważniejszych, technicznych przyczyn tego stanu rzeczy należy wymienić [125], [142], [174], [263], [265], [340], [343], [345]:

- wzrost zagęszczenia urządzeń elektrycznych, zarówno w procesie wytwarzania, transporcie jak i przetwarzaniu energii elektrycznej (przestrzenne zbliżenia);
- zwiększenie energii pochodzącej z urządzeń energoelektronicznych oraz ciągły wzrost częstotliwości ich pracy (Rys. 5.3);
- zmniejszenie odporności elementów elektronicznych na zaburzenia;
- spotęgowanie zakłóceń w sieciach zasilających.

Poprawne działanie urządzeń w poszczególnych technologiach przedstawionych na Rys. 5.3 niekiedy wykracza poza deklarowane zakresy częstotliwości. Przykładem może być zestaw komputerowy, w którym jednocześnie przetwarzane są sygnały prądu stałego (obwód anody kineskopu), sygnały o częstotliwości od kilkuset herców do kilkudziesięciu kiloherców (cewki odchyłania pionowego i poziomego monitora), kilkuset kilohercowe sygnały sterujące (zasilacz komputerowy) i sygnały w układach logicznych płyty głównej osiągające częstotliwości w zakresie gigaherców [19], [265].



Rys. 5.3. Spektrum częstotliwości sygnałów elektromagnetycznych [31], [121], [263], [265], [305], [340]

Ważnym czynnikiem są również uwarunkowania ekonomiczne rynku. Powszeczne dążenie do uzyskiwania coraz korzystniejszych parametrów konstrukcyjnych (miniaturyzacja) i użytkowych (niezawodność, koszty eksploatacji, itp.) elementów układów, urządzeń oraz całych systemów elektronicznych ściśle wiąże się z koniecznością obniżania średniej mocy sygnałów użytecznych i zwiększania sprawności energetycznej obiektów. Konsekwencją tego, jest coraz mniejsza różnica między mocą średnią sygnałów użytecznych, a zawsze towarzyszącym im zaburzeniom elektromagnetycznym [25], [31], [142], [263].

Zagadnienia oddziaływań elektromagnetycznych należy uwzględniać już w procesach projektowania i konstruowania urządzeń i elementów energoelektronicznych. Wprowadzanie zmian w późniejszych fazach produkcji danego obiektu jest zazwyczaj trudniejsze w realizacji, mniej skuteczne oraz bardziej kosztowne [25], [263].

Współistnienie wielkiej ilości urządzeń elektrycznych powoduje, że w efekcie superpozycji emitowanych przez nie fal elektromagnetycznych, na znacznym obszarze powstaje tzw. „smog elektromagnetyczny”. Jego obecność może prowadzić do nieprawidłowości w pracy układów elektrycznych, ich fizycznych uszkodzeń, a w konsekwencji do błędów w działaniu, oprogramowaniu czy sterowaniu. Nie wykluczone są niebezpieczeństwa grożące ludziom i środowisku [19], [99], [322], [356]. Jednak, pomimo prowadzenia licznych bardzo złożonych badań, nie ustalono do tej pory jednoznacznie, jaki wpływ na zdrowie organizmów żywych ma pole elektromagnetyczne [19], [33], [99], [220], [222], [322], [356].

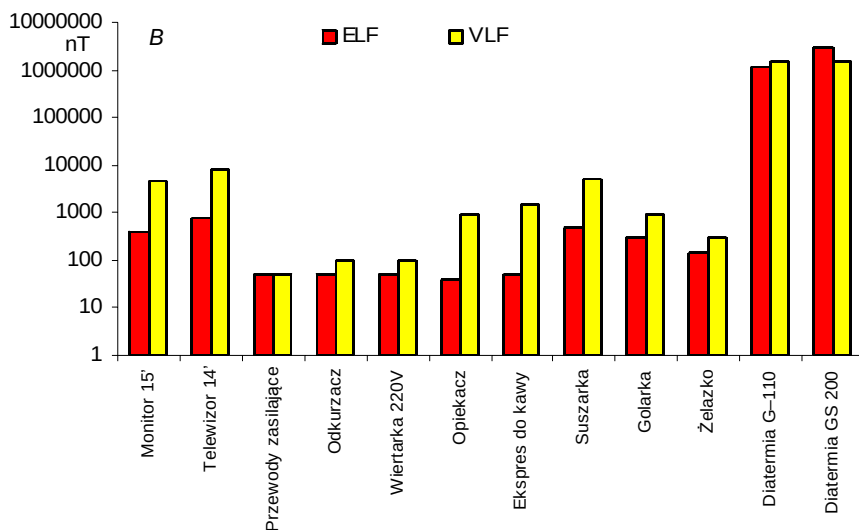
W obawie o negatywne skutki ekspozycji pól EM na ludzi, istnieją przepisy normatywne, które w otoczeniu źródeł emisji elektromagnetycznej wyróżniają trzy strefy ich oddziaływania [99], [222]: niebezpieczną, zagrożenia oraz strefę bezpieczną. Obszary te wyznaczane są każdorazowo poprzez wykonanie specjalistycznych pomiarów, a następnie stosując odpowiednie znakowanie (Rys. 5.4) określa się zasięgi ich działania.



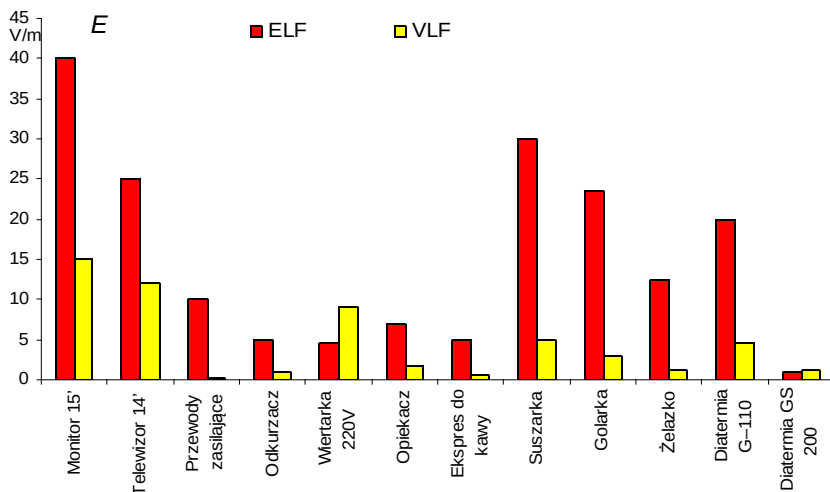
Rys. 5.4. Znaki ostrzegawcze dla stref ochronnych i źródeł pola elektromagnetycznego wg norm PN-74/T-06260 i PN-93/N-01256/03

Dynamiczny rozwój współczesnej cywilizacji technicznej wiąże się ze znacznym zniekształceniem elektromagnetycznego środowiska naturalnego. Natężenia pola magnetycznego zależą od liczby i mocy włączonych urządzeń oraz sposobu wykonania i prowadzenia instalacji elektrycznej. Ich wartości mogą się zmieniać w szerokich granicach. W miarę oddalania się od źródła, energia fal elektromagne-

tycznych szybko maleje. Niskie napięcia, jakie występują w typowych, nieprzemysłowych instalacjach, jak i niewielkie moce pobierane przez urządzenia powszechnego użytku generują nieznaczne wartości składowej elektrycznej, mniejsze od 5 V/m (w zakresie ELF, VLF) w odległości powyżej 1 m od urządzenia elektrycznego [75], [99]. Ilustrację zmierzonych wartości emisji w odległości 5 cm od badanego źródła prezentują wykresy na Rys. 5.5 oraz Rys. 5.6.



Rys. 5.5. Wartości indukcji magnetycznej zmierzonej w IPEiE Politechniki Lubelskiej miernikiem Tracer MR 100 w odległości 5 cm od urządzenia [313]



Rys. 5.6. Wartości natężenia pola elektrycznego zmierzonego w IPEiE Politechniki Lubelskiej w odległości 5 cm od urządzenia miernikiem Tracer EF 100 [313]

Instaluje się coraz więcej sztucznych źródeł promieniowania EM wysokiej częstotliwości m.in. w telekomunikacji, radiolokacji i medycynie. Wytwarzają one pola lokalne o wartościach przewyższających tło naturalne o kilka rzędów wielkości [340]. Są to głównie stacje radiowe i telewizyjne, stacje bazowe telefonii komórkowej, systemy radarowe, urządzenia techniczne typu piece indukcyjne, zgrzewarki do łączenia materiałów plastycznych, diatermie długo-i krótkofalowe, ale również: kuchenki mikrofalowe, monitory komputerowe, telewizory, grzejniki indukcyjne, urządzenia alarmowe, telefony komórkowe, sieci informatyczne i inne urządzenia stosowane w życiu codziennym [58], [75], [265], [340].

5.3. Klasyfikacja zaburzeń elektromagnetycznych i metody ich badań

Początkowo w języku polskim każde zjawisko elektromagnetyczne, które może utrudniać działanie jakiegoś aparatu, instalacji lub systemu określano mianem zakłócenia elektromagnetycznego. Klasyfikacja podziału zakłóceń zależna jest od zastosowanych kryteriów (Rys. 5.7). Już samo wyodrębnienie sygnałów użytkowych i zaburzeń jest bardzo problematyczne i często względne, tzn. decyduje o tym konkretna sytuacja. Dla przykładu, sygnał w linii wysokiego napięcia, technicznie traktowany jako sygnał użytkowy, dla pracującego kilka metrów obok komputera, stanowi zakłócające źródło silnego pola elektrycznego i magnetycznego.

Zarówno w języku polskim jak i angielskim terminy „zaburzenie” i „zakłócenie” często używane są zamiennie, bez rozróżnienia. Obecnie zgodnie z zaleceniami Polskiego Komitetu Normalizacyjnego należy wyodrębnić znaczenie tych słów. Termin „zaburzenie elektromagnetyczne” (ang. *electromagnetic disturbances*) oznacza przyczynę, czyli zjawisko elektromagnetyczne, które może powodować skutek jakim jest „zakłócenie elektromagnetyczne” (ang. *electromagnetic interference* EMI), a więc degradację pracy urządzenia, sprzętu lub systemu albo niekorzystnie wpłynąć na warunki życia.

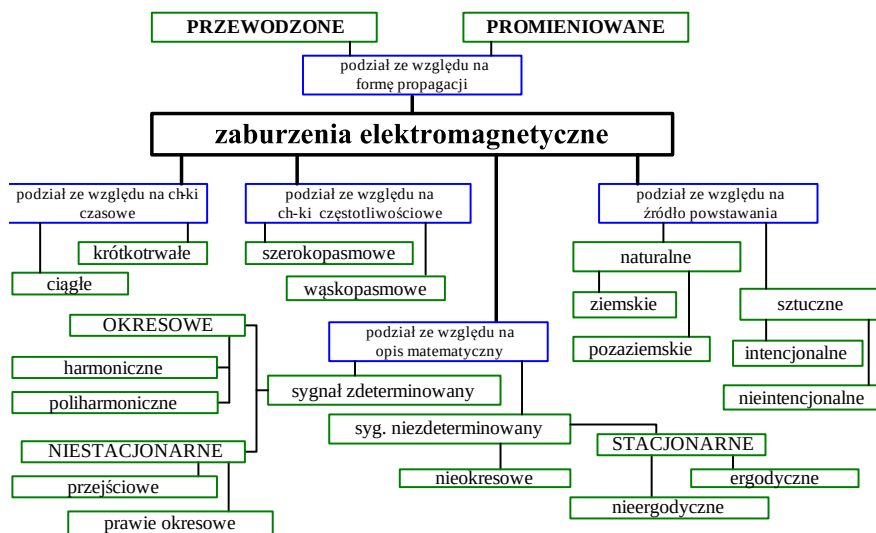
Podstawowe kryterium uwzględniające źródła powstawania zaburzeń dzieli je na dwie podstawowe grupy:

- zaburzenia naturalne – (ang. *God-made noise*), które stanowi pole magnetyczne i elektryczne Ziemi, promieniowanie kosmiczne oraz wyładowania atmosferyczne;
- zaburzenia sztuczne – (ang. *man-made noise*), wywołane działalnością człowieka pochodzące od urządzeń elektrycznych i mechanicznych.

Właściwe biosferze środowisko elektromagnetyczne jest określone przez pola elektryczne i magnetyczne przy powierzchni Ziemi. Naturalne pola elektryczne osiągają tam natężenia od ok. 100 do 150 V/m i maleją do połowy tej wartości na wysokości ok. 1 km. Są uzależnione od temperatury, ciśnienia i wilgotności. W warunkach burzowych natężenie pola znacząco wzrasta, co prowadzi do wyładowań dających widmo quasi-ciągłe do bardzo wysokich częstotliwości sięga-

jących setek megaherców, powodujących lokalnie zakłócenia radioelektryczne [33]. Natężenie ziemskiego, naturalnego pola magnetostatycznego wynosi $20 \div 60$ A/m w zależności od szerokości geograficznej. Przyjmuje się, że widmo pól elektrycznych i magnetycznych istotnych dla biosfery mieści się w przedziale $0 \div 1$ kHz [121]. Źródłem zaburzeń kosmicznych jest głównie galaktyka, a ponadto ciała niebieskie takie jak np. słońce, mgławice, planety, gaz międzygwiazdny. Zazwyczaj są one nieregularnym ciągiem bezładnych impulsów o przypadkowej amplitudzie, czasie trwania i fazie.

Druga grupa to zaburzenia sztuczne wywołane działalnością człowieka. Ludzka ingerencja w tym przypadku sprowadza się do redukcji sygnału zakłócającego do poziomu, który nie ma wpływu na poprawną pracę innych urządzeń. Poważnym problemem w tych staraniach jest sytuacja, gdy sygnał użyteczny jednego urządzenia jest jednocześnie zakłóceniem dla innego urządzenia.



Rys. 5.7. Ogólny podział sygnałów zakłócających [31], [125], [142], [263], [340], [341]

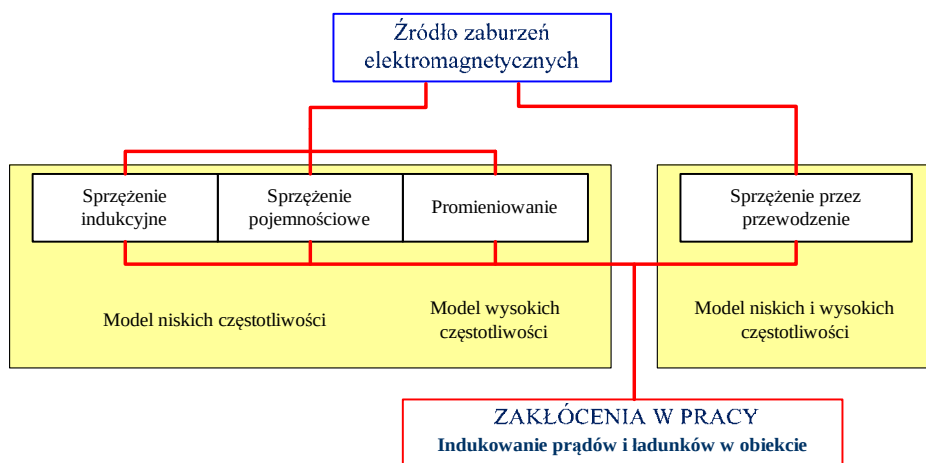
Inne kryterium uwzględniające efekty wywołane przez zaburzenie [125], [142], [340–341] wyszczególnia sytuacje, gdy:

- urządzenie pracuje bez niedopuszczalnego pogorszenia pracy pomimo oddziaływania sygnałów zakłócających;
- podczas działania sygnału zakłócającego urządzenie przestaje poprawnie pracować, ale po zaniku zaburzenia powraca do pracy normalnej;
- niedopuszczalne pogorszenie pracy urządzenia utrzymuje się po zaniknięciu zaburzenia a usunięcie skutków wymaga powtórnego uruchomienia;
- urządzenie nie powraca do pracy normalnej bez niezbędnej naprawy, powtórnej instalacji oprogramowania lub wprowadzenia danych.

Ze względu na sposób przenoszenia zaburzeń poprzez sprzężenia elektromagnetyczne, te ostatnie dzielone są na [25], [31], [125], [127], [142], [340–341], [343–344] (Rys. 5.8):

- sprzężenia galwaniczne (przewodzone);
- sprzężenia poza przewodami, które z kolei mogą się rozprzestrzeniać za pośrednictwem: pól elektrycznych (sprzężenie pojemnościowe), pól magnetycznych (sprzężenie indukcyjne) oraz promieniowania elektromagnetycznego.

Drogi sprzężeń elektromagnetycznych do urządzenia wrażliwego zaprezentowano schematycznie na Rys. 5.8. W procesie propagacji zaburzenia transferowane przez pole, czasami zamieniają się w obwodach elektrycznych na sygnały przewodzone, które w pewnych częściach obwodów, działających jak anteny nadawcze, mogą powtórnie przechodzić w sygnały polowe.



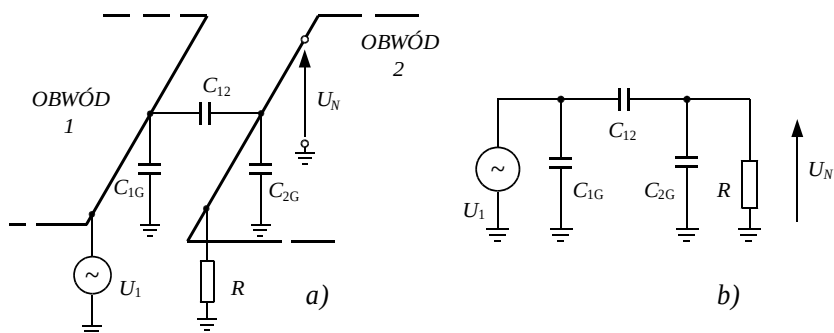
Rys. 5.8. Klasyfikacja propagacji zaburzeń elektromagnetycznych oddziałujących na obiekt [311]

Sprzężenia galwaniczne powstają między dwoma obwodami, kiedy ich prądy płyną przez wspólną impedancję. Źródło sygnału oraz obiekt zakłócany są bezpośrednio połączone wspólnymi przewodami o pewnej impedancji, do tej samej sieci zasilającej lub linii transmisji sygnałów.

Sprzężenia od pól bliskich (indukcyjne i pojemnościowe) zachodzą w sytuacji, w której w sąsiedztwie jednego obwodu danego obiektu geometrycznie blisko znajdują się inne obwody. Sygnały w tych obwodach są traktowane jako oddziałujące na rozpatrywany obiekt. Mechanizm sprzężenia pojemnościowego wyjaśnia Rys. 5.9. Różnica potencjałów między przewodami dwóch obwodów powoduje powstanie pola elektrycznego. Pole to wytwarzane wokół przewodów obwodu 1 oddziałuje na przewody obwodu 2. Miarą sprzężenia pomiędzy prze-

wodami jest ich wzajemna pojemność. Z prostych zależności i przekształceń [199] wynika, że wartość napięcia U_N występującego pomiędzy przewodem 2 a ziemią, jest wprost proporcjonalna do częstotliwości, obciążenia R , pojemności C_{12} oraz napięcia U_1

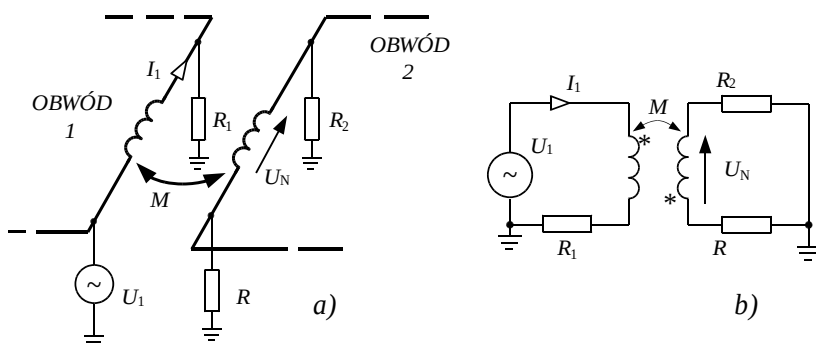
$$\underline{U}_N = j\omega \cdot R \cdot C_{12} \cdot \underline{U}_1 \quad (5.1)$$



Rys. 5.9. Sprężenie pojemnościowe pomiędzy dwoma przewodami: a) model fizyczny, b) schemat zastępczy

Sprężenie indukcyjne (Rys. 5.10) to zjawisko, które powoduje przeniesienie sygnału z jednego obwodu do drugiego poprzez pole magnetyczne i zaindukowanie się w nim napięcia U_N . Jeżeli w obwodzie 1 płynie prąd I_1 , to napięcie na zaciskach rozwartego obwodu 2 jest zależne od szybkości zmian strumienia pola magnetycznego wywoływanego przez ten prąd zaburzeniowy i wynosi

$$\underline{U}_N = j\omega \cdot M \cdot \underline{I}_1 \quad (5.2)$$

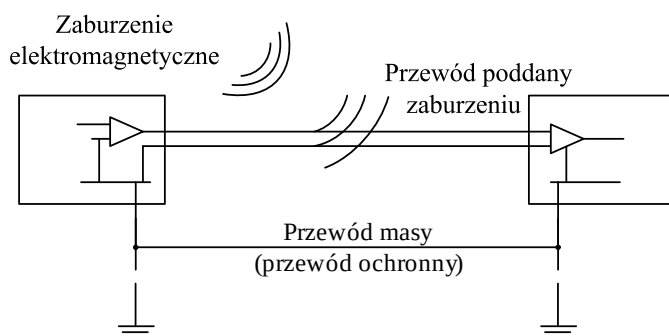


Rys. 5.10. Sprężenie indukcyjne między dwoma przewodami: a) model fizyczny, b) schemat zastępczy

Sprężenie promieniowane występuje, gdy odległość między źródłem pola elektromagnetycznego, a obwodem zakłócanym jest duża. Występuje wtedy tzw. pole dalekie, czyli pole fali elektromagnetycznej w punkcie dostatecznie

odległym od źródła, którego wymiary są małe w porównaniu z długością fali. Jego struktura odznacza się tym, że wektory Poytinga, pola elektrycznego i pola magnetycznego są wzajemnie prostopadłe, co na ogół bywa spełnione w odległości przekraczającej $1/6$ długości fali. Docierająca do przewodów obwodu elektrycznego fala elektromagnetyczna wzbudza w nich przepływ prądu zależnego od składowych, padającego pola elektromagnetycznego. Przy rozważaniach tego typu sprzężeń przewód nie musi tworzyć obwodu zamkniętego.

Przykład prostego sprzężenia pola elektromagnetycznego z pętlą pokazany jest na Rys. 5.11.

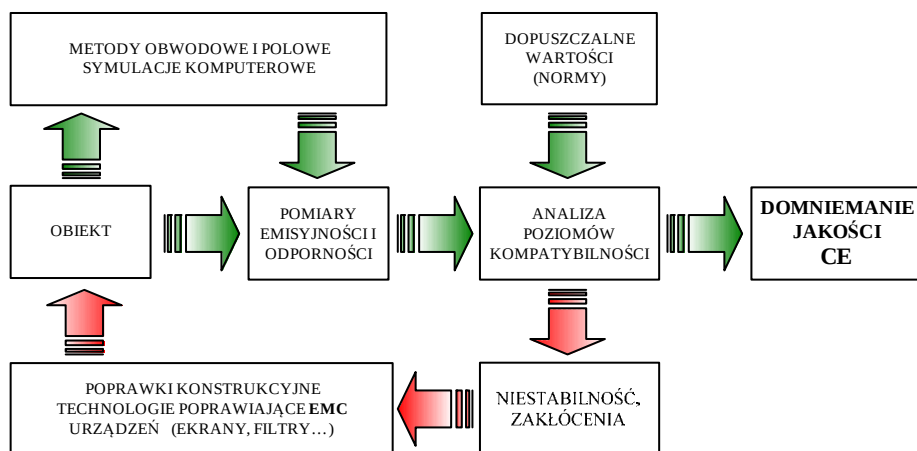


Rys. 5.11. Sprzężenie promieniowane

Zwykle poziom wytwarzanych zaburzeń określa się przez podanie wartości mocy wypromieniowanej albo wartości składowych natężenia pola elektromagnetycznego E lub H w określonej odległości od źródła. Można też operować wartością napięcia lub prądu zaburzeń zmierzonych w gałęzi przewodu o znanej impedancji. Wielkości te podaje się w funkcji częstotliwości, a więc jako charakterystyki spektralne.

Głównym parametrem zaburzeń, decydującym o rodzaju sprzężenia, jest częstotliwość sygnałów [31], [340]. Normy dotyczące kompatybilności elektromagnetycznej bazują na założeniu, że przy częstotliwościach do 30 MHz dominują sygnały zaburzające propagowane w sposób przewodzony, natomiast dla wyższych częstotliwości, przeważają sprzężenia promieniowane [199], [263], [343].

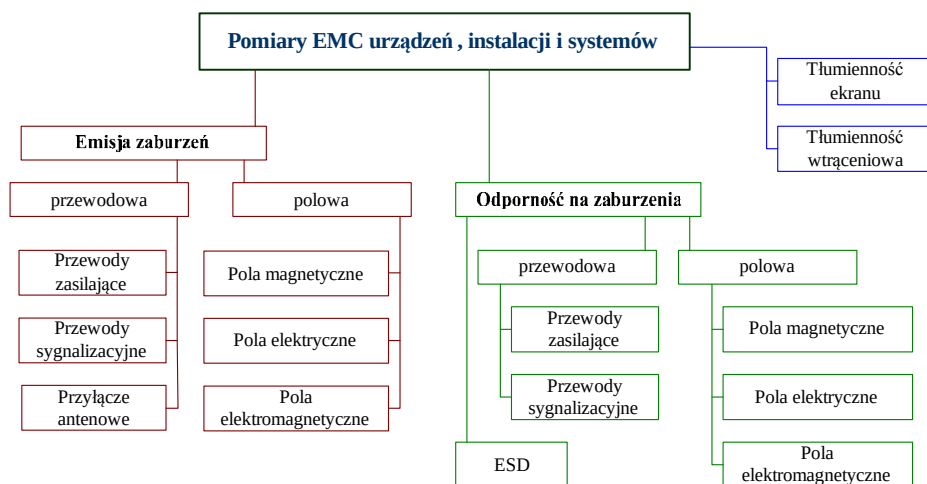
Pełna analiza kompatybilności elektromagnetycznej danego obiektu realizowana jest w kilku etapach (Rys. 5.12). Na wstępie należy zbadać wszystkie rodzaje sprzężeń na drodze analitycznej oraz pomiarowej. Po określeniu wartości emisyjności i odporności badanego obiektu trzeba je zweryfikować przez odpowiednie normy krajowe i europejskie, a także wyznaczyć poziomy i zapasy kompatybilności obiektu.



Rys. 5.12. Schemat blokowy prezentujący cykl określania kompatybilności wybranego obiektu [157]

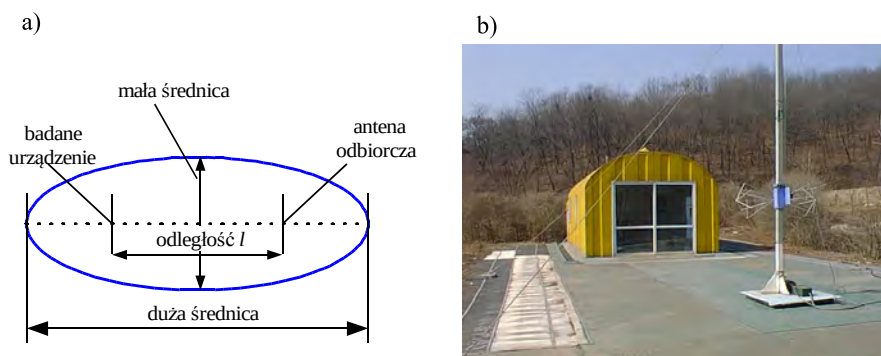
Badania analityczne prowadzone są przy użyciu metod obwodowych i polowych. Przykładem istniejących narzędzi analizy obwodowej jest opisany wcześniej (rozd. 3 i 4) pakiet symulacyjny PSPICE. Natomiast, do najczęściej stosowanych metod polowych w analizie EMC należy zaliczyć: metodę ładunku symulacyjnego CSM, metodę elementów skończonych FEM i różnic skończonych FDM bazujących na równaniu Laplace'a (pola statyczne) lub równaniu falowym (pola dynamiczne) w obszarach ograniczonych, metodę momentów (zwaną również metodą prądów symulacyjnych) oraz metodę optyki geometrycznej GTD i jej rozszerzenie UTD.

Ocena jakości urządzenia z punktu widzenia zaleceń kompatybilności elektromagnetycznej wymaga również wielu testów pomiarowo-kontrolnych (Rys. 5.13), przeprowadzonych w specjalistycznym laboratorium [25], [126], [127], [340], [344]. W przypadku oceny emisyjności mierzone są poziomy emisji sygnałów promieniowanych i przewodzonych, a przy badaniach podatności, pomiar pozwala ustalić parametry i sprawdzić jakość urządzenia przy oddziaływaniach wymuszonych sygnałów i pól elektromagnetycznych. Badania wymagają bardzo kosztownego, wyspecjalizowanego wyposażenia: nadajników mocy i odbiorników (czujników) pracujących w zakresie do kilkudziesięciu gigaherców, komór bezodbiciowych, komór rewerberacyjnych, generatorów krótkotrwałych impulsów oraz aparatury do ich pomiaru.



Rys. 5.13. Pomiary kompatybilności elektromagnetycznej

Podczas przeprowadzania pomiaru emisji (opcjonalnie też odporności) pola EM o częstotliwościach powyżej 30 MHz, badane urządzenie powinno znajdować się na wydzielonym obszarze, wolnym od zewnętrznych zaburzeń radiowych i nie powodującym odbić fal emitowanych przez testowany obiekt. Zgodnie z zaleceniami badania należy realizować na otwartym poligonie pomiarowym OATS (ang. *Open Area Test Site*) (Rys. 5.14) [125], [340–344].



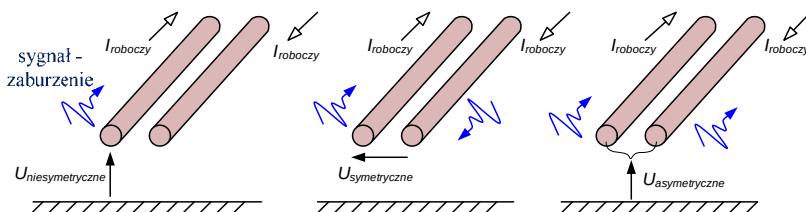
Rys. 5.14. Poligon pomiarowy; a) zalecany przez publikację CISPR 16 kształt poligonu pomiarowego; odległość l może przyjmować wartości $l=1$ m, 3 m, 10 m, 30 m; duża średnica = $2 \cdot l$; b) OATS – widok praktycznego rozwiązania [31], [173]

Według zaleceń CISPR 16 płaski, nieuzbrojony teren poligonu pomiarowego powinien mieć kształt elipsy (Rys. 5.14a), w której ogniskach są umieszczone odpowiednio: w jednym antena pomiarowa dołączona do odbiornika, a w drugim badany obiekt.

Możliwość realizacji pomiarów na poligonie jest w istotny sposób uzależniona od aktualnych warunków pogodowych. Między innymi z tego powodu w wymaganiach techniczno-prawnych stosuje się alternatywne stanowiska pomiarowe. Są nimi ekranowane pomieszczenia wyłożone odpowiednimi absorberami pochłaniającymi energię fal EM, dzięki czemu imitują właściwości wolnej przestrzeni [31], [125], [131], [173], [321], [340], [342]. Jednak ze względu na swoje wymiary i konstrukcje, rozwiązania takie bywają niezwykle kosztowne.

W większości przypadków wystarczającym zapleczem pomiarowym są mobilne, zamknięte, ekranowane komory typu TEM (*Transverse Electromagnetic* – komora z poprzecznym polem elektromagnetycznym) lub GTEM (*Gigahertz TEM* – asymetryczna szerokopasmowa komora TEM). Ich skuteczność ekranowania musi być wystarczająca, aby można było odpowiednio wytłumić pochodzące z otoczenia zaburzenia elektromagnetyczne. Jednocześnie w celu zminimalizowania efektów rezonansowych, ściany komór należy wyłożyć materiałem pochłaniającym fale EM [31], [173], [340–341].

Pomiary zaburzeń przewodzonych zarówno w obwodach zasilających jak i sygnałowych sprowadza się do określenia napięcia występującego na wejściu miernika zaburzeń. Do przekształcenia innych wielkości, np. prądu pola elektromagnetycznego, mocy promieniowanej na napięcie stosuje się różne dodatkowe urządzenia takie jak [125], [142], [173]: sieci sztuczne, cęgi absorpcyjne, sondy prądowe. W celu ustabilizowania warunków pomiaru na każdym stanowisku pomiarowym, bez względu na to, czy badany obiekt jest uziemiany czy też nie, stosuje się płaszczyznę odniesienia. Stanowi ją płyta metalowa o wymiarach co najmniej 2×2 m. Urządzenie badane powinno być umieszczone w odległości 40 cm od płyty przewodzącej w jednej płaszczyźnie, a w pozostałych co najmniej 80 cm [208].



Rys. 5.15. Napięcie niesymetryczne, różnicowe (symetryczne) i wspólne (asymetryczne)

Ze względu na formę rozprzestrzeniania się zaburzenia przewodzone dzielą się na: niesymetryczne, symetryczne i asymetryczne (Rys. 5.15). Najgroźniejszymi z nich są asymetryczne zaburzenia przewodzone wielkiej częstotliwości [25], [31], [121], [125], [340], [344].

Jednym z warunków wykonania testów odpornościowych jest dysponowanie źródłami sygnałów zakłócających wytwarzających pole o określonej wartości

natężenia i jednorodności zgodnej z wymaganiami technicznymi i prawnymi. Testy podatności obejmują też badania odporności urządzeń na zaburzenia przewodzone. Są one bardzo zróżnicowane, ale generalnie obejmują pomiary i ocenę odporności na przepięcia, zapady i zaniki napięcia, szybkie zaburzenia impulsowe SURGE i BURST oraz wyładowania elektrostatyczne ESD.

5.4. Modelowanie dławików przeciwzaburzeniowych

Zastosowanie środków przeciwzaburzeniowych instalowanych przy samych źródłach zaburzeń, stanowi podstawową metodę likwidacji, a właściwie obniżania poziomu zaburzeń elektromagnetycznych. Sygnały pasożytnicze dochodzące do urządzeń poprzez różnorodne mechanizmy sprzężeń, nakładają się na sygnały użyteczne. To oddziaływanie można uwzględnić na zastępczym schemacie elektrycznym przy pomocy dodatkowego źródła (napięcia lub prądu) umieszczonego w obwodzie wejściowym układu. Schematy zastępcze sprzężeń zawierające rezystancje, indukcyjności i pojemności pasożytnicze oraz wartości sygnałów zaburzeń i znajomość parametrów odporności na nie, pozwalają na modelowanie obwodów i analityczne określenie możliwości wystąpienia zakłóceń.

Najskuteczniejszą metodą obniżania poziomu zaburzeń w liniach zasilania jest stosowanie filtrów. Działają obustronnie, z jednej strony tłumiąc zaburzenia występujące w sieciach, a jednocześnie nie dopuszczają do propagacji zaburzeń generowanych przez odbiornik energii. Należy je instalować możliwie blisko odbiornika lub jako jego integralne części stanowiące elementy wejściowe.

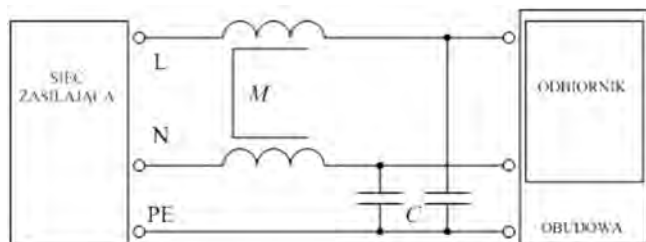
Filtry przeciwzaburzeniowe działają na zasadzie eliminacji niepotrzebnych części widma sygnału elektrycznego, które nie zawierają informacji istotnych dla treści danego sygnału użytkowego. Istnieje wiele prostych filtrów typu: pojedyncza indukcyjność, pojedyncza pojemność, filtry bezstratne (LC) i stratne (RLC), oraz filtry aktywne, które ze względu na wyższą cenę i większą złożoność nie są jednak zazwyczaj wykorzystywane przy tłumieniu zaburzeń występujących w zakresie częstotliwości pracy powyżej kilkuset kiloherców [199].

Ze względu na sposób redukcji poziomu zaburzeń, filtry kompatybilnościowe dzieli się na ograniczające i separujące. Przy zwiększonych wymaganiach dotyczących parametrów w określonym paśmie częstotliwości, dostępne na rynku filtry rzadko spełniają je w stopniu zadowalającym. Wtedy należy zaprojektować filtr o strukturze i parametrach dobieranych nie tylko wg katalogowych charakterystyk częstotliwościowych tłumienności, ale także na podstawie wartości impedancji obwodu zasilania i obwodu obciążenia [25], [340].

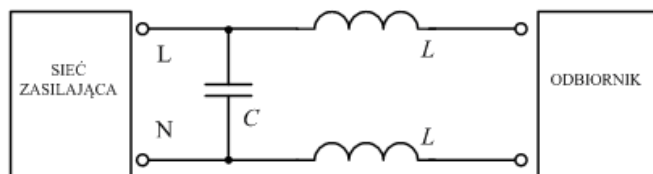
Zaburzenia elektromagnetyczne, które powinny być eliminowane przez filtry EMC zawierają się w paśmie częstotliwości powyżej 9 kHz [31], [125], [323], [340], [343]. Poniżej tej wartości zaburzenia typu wspólnego są niegroźne, głównie ze względu na izolację galwaniczną obwodów zasilania od masy. Na-

tomiast zaburzenia typu różnicowego powodowane przede wszystkim przez wyższe harmoniczne są eliminowane przez specjalne filtry typu pasmowego.

Najprostszym filtrem jest dławik przeciwzaburzeniowy. Dla podniesienia sprawności tłumienia zaburzeń oraz zwiększenia zakresu częstotliwości pracy stosowane są w układach filtrujących specjalne kondensatory (typu Y). Sposób instalacji dławików i kondensatorów do tłumienia zaburzeń asymetrycznych (wspólnych) pokazano na Rys. 5.16, a konfigurację połączeń przy tłumieniu zaburzeń różnicowych (symetrycznych) prezentuje Rys. 5.17 [101], [340], [345].

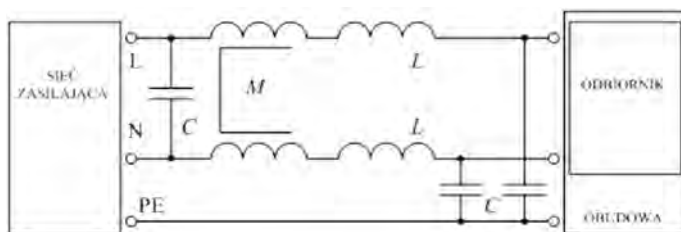


Rys. 5.16. Struktura filtru sieciowego dla zaburzeń asymetrycznych (wspólnych)



Rys. 5.17. Struktura filtru sieciowego dla zaburzeń symetrycznych (różnicowych)

Do jednoczesnego ograniczania zaburzeń asymetrycznych i różnicowych stosuje się w jednym układzie obydwa rodzaje filtrów (Rys. 5.18).

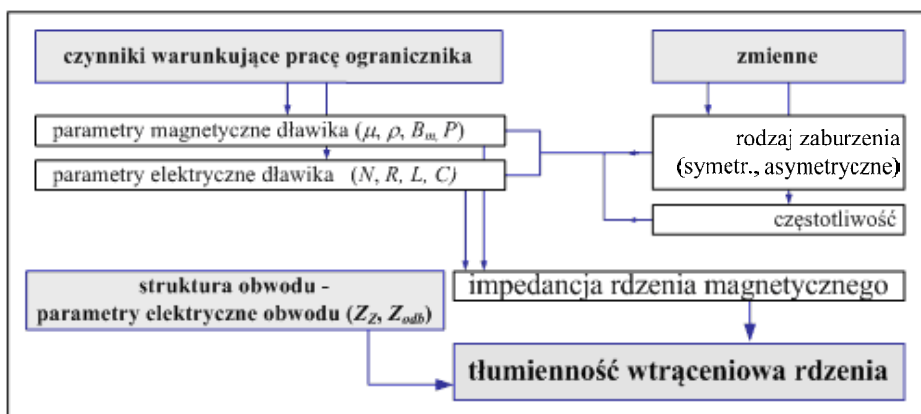


Rys. 5.18. Typowy filtr skojarzony układów zasilania

Nieumiejętnie dobrane parametry dławików mogą spowodować zmniejszenie skuteczności tłumienia zaburzeń. Celowym jest opracowanie pewnego algorytmu, według którego możliwy będzie dobór zarówno materiału magnetycznego

jak i postaci uzwojenia. Wymaga to przeprowadzenia analizy teoretycznej, a następnie porównania jej wyników z wartościami pomiarowymi.

Pierwszy zastosowany model dotyczy dławika zaburzeń symetrycznych. Symuluje on komputerowo wielkość, która jest utożsamiona z tłumieniem wnoszonym do obwodów przez pojedynczy koralik ferrytowy lub rdzeń z innego materiału magnetycznego. Drugi model to dławik rdzeniowy z kompensacją prądową, neutralizującą nasycenie rdzenia do eliminowania zaburzeń wspólnych. Strukturę wewnętrznych relacji czynników określających model dławika przeciwzaburzeniowego przedstawia Rys. 5.19.



Rys. 5.19. Struktura blokowa relacji określających model ogranicznika zaburzeń elektromagnetycznych [162]

Analiza matematyczna rdzeni magnetycznych pracujących jako ograniczniki zaburzeń, polega na określeniu zależności podstawowych parametrów fizycznych i geometrycznych, w tym m.in. przenikalności magnetycznej, indukcji nasycenia, rezystywności materiału magnetycznego i zintegrowaniu ich ze strukturą obwodu elektrycznego, czyli impedancjami zasilania i odbiornika, w którym pracuje ogranicznik.

5.4.1. Model dławika zaburzeń symetrycznych

Parametrem określającym efektywność eliminowania zaburzeń przez dławiki jest tłumienność wtrąceniowa a wyrażona w decybelach najczęściej odniesionych do $1 \mu V$. Określa ona stosunek poziomów sygnału na obciążeniu przy włączonym i odłączonym układzie filtrującym sygnały niepożądane [25], [31], [101], [125], [142], [154], [157–158], [162], [173], [199–200], [263], [305], [307–309], [311], [323], [340–345].

$$a = 20 \log \left| \frac{U'_{\text{Odb}}}{U''_{\text{Odb}}} \right| \quad \text{dB} \quad (5.3)$$

gdzie:

U'_{Odb} – napięcie zaburzeń na odbiorniku w układzie bez dławika (Rys. 5.20.a);

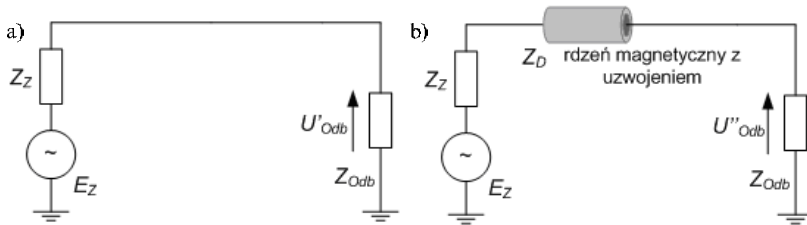
U''_{Odb} – napięcie zaburzeń na odbiorniku w układzie z dławikiem (Rys. 5.20.b).

Po prostych przekształceniach (Rys. 5.20) równanie (5.3) sprowadza się do zależności

$$a = 20 \log \left| \frac{Z_Z + Z_D + Z_{\text{Odb}}}{Z_Z + Z_{\text{Odb}}} \right| \quad \text{dB} \quad (5.4)$$

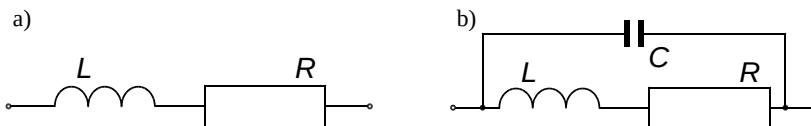
gdzie: Z_Z – impedancja obwodu od strony źródła zaburzeń (sieci elektroenergetycznej, zasilacza), Z_D – impedancja dławika, Z_{Odb} – impedancja odbiornika.

Zatem dławik rdzeniowy skutecznie filtruje zaburzenia wtedy, gdy obie impedancje – źródła i obciążenia – są małe w porównaniu z Z_D .

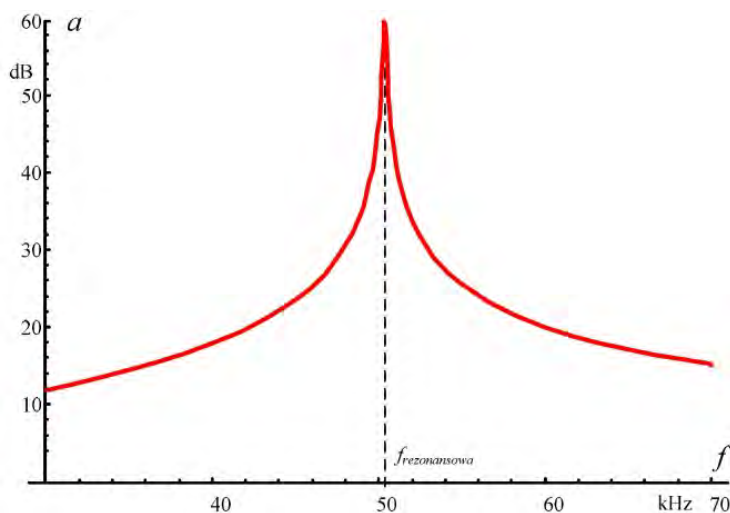


Rys. 5.20. Schemat zastępczy obwodu a) bez dławika przeciwwzburzeniowego, b) z dławikiem [154], [157–158], [305], [307–309], [311]

W klasycznej analizie EMC schemat zastępczy dławika przeciwwzburzeniowego sprowadza się do układów prezentowanych na Rys. 5.21a i Rys. 5.21b. Główna wielkość – indukcyjność L połączona jest szeregowo z rezystancją R , określającą straty dławika. Razem mogą być zbocznikowane pojemnością pasywną C .

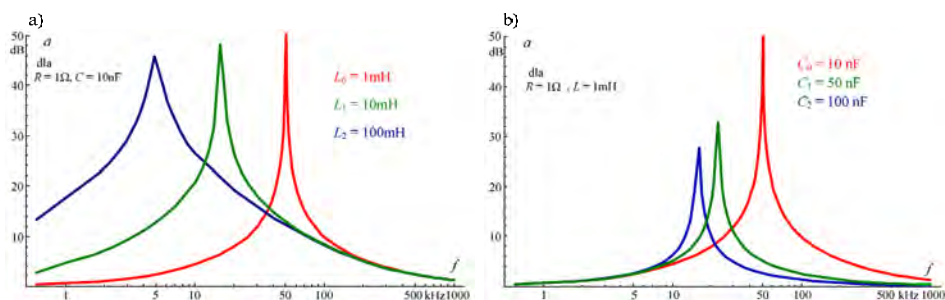


Rys. 5.21. Klasyczne schematy zastępcze dławików przeciwwzburzeniowych



Rys. 5.22. Symulacja tłumienności wtrąceniowej dławika o schemacie Rys. 5.21b w funkcji częstotliwości ($R=1\ \Omega$, $C=10\ \text{nF}$, $L=1\ \text{mH}$)

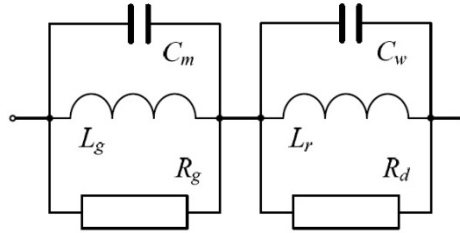
Charakterystykę tłumienności w funkcji częstotliwości dla klasycznego schematu zastępczego dławika przedstawia Rys. 5.22. Dla częstotliwości mniejszych od rezonansowej, krzywa odpowiada charakterowi indukcyjnemu i jest monotonicznie rosnąca. W zakresie dużych częstotliwości zaczyna dominować reaktancja pojemnościowa, co ilustruje część opadająca krzywej.



Rys. 5.23. Wpływ skokowych zmian parametrów a) L i b) C – dławika na jego tłumienność wtrąceniową

W celu udokładnienia i zbliżenia modelu dławika przeciwzaburzeniowego do jego realnej postaci wprowadzono zmodyfikowany schemat zastępczy (Rys. 5.24). W pierwszej części schematu występuje indukcyjność główna dławika L_g , rezystancja rdzenia R_g oraz pojemność międzyprzewodowa C_m . Drugi człon odpowiada za kształt charakterystyki (Rys. 5.25) po pierwszym ekstremum. Element C_w odwzorowuje pojemność międzywarstwową pomiędzy uzwojeniem a rdzeniem,

natomiast L_r indukcyjność rozproszenia oraz wyprowadzeń dławika. Rezystancja R_d reprezentuje straty dodatkowe wraz z rezystancją uzwojenia.

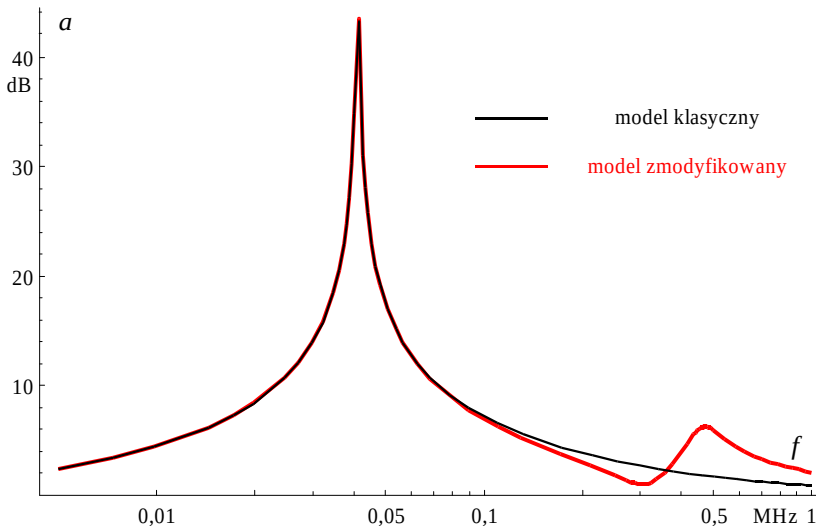


Rys. 5.24. Zmodyfikowany schemat zastępczy dławika przeciwzaburzeniowego

Wartość zespoloną impedancji określonej powyższym schematem można zapisać jako

$$\underline{Z}_D = \frac{1}{\frac{1}{R_g} + \frac{1}{j\omega L_g} + \frac{1}{(-j/\omega C_m)}} + \frac{1}{\frac{1}{R_d} + \frac{1}{j\omega L_r} + \frac{1}{(-j/\omega C_w)}} \quad (5.5)$$

W wyniku przeprowadzonych symulacji i porównaniu charakterystyk tłumienności dla obydwu modeli dławika obserwuje się szczególnie dla wyższych częstotliwości, wyraźną interakcję dodatkowych parametrów zilustrowanych na zmodyfikowanym schemacie zastępczym poprzez kolejne maksimum lokalne.



Rys. 5.25. Tłumienność wtrąceniowa modelu klasycznego z Rys. 5.21b ($R=1 \Omega$, $C=10 \text{ nF}$, $L=1 \text{ mH}$) i zmodyfikowanego z Rys. 5.24 ($L_g=1 \text{ mH}$, $L_r=0,01 \text{ mH}$, $R_g=4 \text{ } 000 \Omega$, $R_d=100 \Omega$, $C_m=15 \text{ nF}$, $C_w=12 \text{ nF}$)

Chcąc określić analityczny wpływ poszczególnych parametrów konstrukcyjnych dławika przeprowadzono opisane poniżej działania pomocnicze.

Wartość impedancji klasycznego rdzenia (toroidalnego, walcowego lub typu SMD) o schemacie zastępczym szeregowo połączonych elementów R i L można określić [71], [104], [125], [157–158], [162], [199–200], [238], [305], [307–309], [311], [343], [345] jako funkcję zespolonej przenikalności magnetycznej użytego materiału:

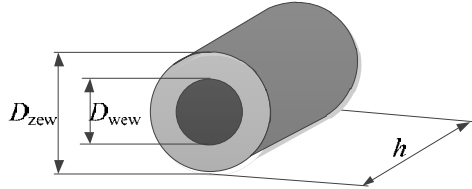
$$\underline{Z}_{rdz} = Z \cdot e^{j\varphi} = R + j \cdot \omega \cdot L = j \cdot \omega \cdot L_0 \cdot (\mu'_{mag} - j \mu''_{mag}) = j \cdot \omega \cdot L_0 \cdot \underline{\mu}_{mag} \quad (5.6)$$

gdzie: μ'_{mag} – część rzeczywista względnej przenikalności zespolonej $\underline{\mu}_{mag}$ materiału magnetycznego odwzorowanego układem szeregowym RL (Rys. 5.21a);

μ''_{mag} – część urojona $\underline{\mu}_{mag}$;

L_0 – indukcyjność elementu o ściśle określonych wymiarach (przekrój S , długość drogi magnetycznej l_s), liczbie zwojów N i przenikalności magnetycznej próżni $L_0 = \mu_0 \cdot S \cdot N^2 l_s^{-1}$ (np. cewka powietrzna o pomijalnej rezystancji).

Część rzeczywista μ'_{mag} jest miarą wzrostu energii magnetycznej zmagazynowanej w cewce rdzeniowej w odniesieniu do energii cewki powietrznej o podobnym uzwojeniu. Część urojona μ''_{mag} jest miarą strat w rdzeniu [238].



Rys. 5.26. Rdzeń o kształcie walcowym

W przypadku rdzenia walcowego o wymiarach przedstawionych na Rys. 5.26, ze znanej zależności

$$L = \mu_{mag} \cdot L_0 = \mu_{mag} (\mu_0 \cdot S \cdot N^2 \cdot l_s^{-1}) \quad (5.7)$$

można L_0 określić jako [162]:

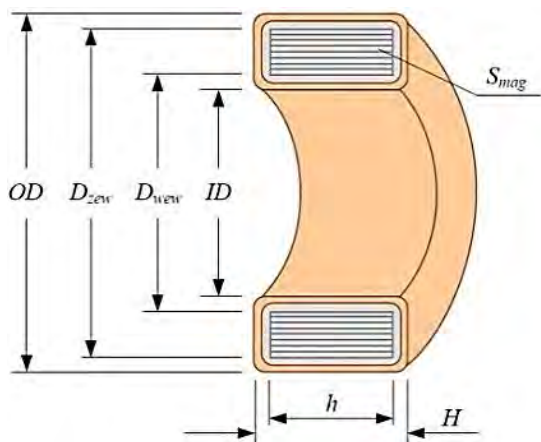
$$L_0 = 2 \cdot h \cdot N^2 \cdot \left(\frac{D_{zew} - D_{wew}}{D_{zew} + D_{wew}} \right) \cdot 10^{-7} \quad \text{H} \quad (5.8)$$

Dla badanych rdzeni ferrytowych (NiZn) wymiary zewnętrzne są jednocześnie podstawą do wyznaczenia efektywnej powierzchni poprzecznej magnetyka $S_{mag} = S$ oraz jego średniej drogi magnetycznej l_s . W przypadku rdzeni amorficznych i nanokrystalicznych zbudowanych z cienkich taśm, efektywna objętość materiału

magnetycznego w rdzeniu jest mniejsza od objętości wynikającej z gabarytów, co należy uwzględnić za pomocą współczynnika wypełnienia. Wymiary rdzeni podanych analizie w niniejszej pracy prezentuje Tab. 5.1 oraz Rys. 5.27.

Tab. 5.1. Wymiary zewnętrzne rdzeni oraz magnetyków w wybranych rdzeniach amorficznych oraz nanokrystalicznych [110]

Wymiary magnetyka	Wymiary gabarytowe			Efektywna powierzchnia magnetyka	Średnia droga magnetyczna	Rodzaj magnetyka
$D_{zew} \times D_{weW} \times h$ mm ³	OD mm	ID mm	H mm	S_{mag} cm ²	l_s cm	numer partii
16 x 12,5 x 6	17,8	10,7	8,0	0,080	4,48	L2016-W619
16 x 12,5 x 6	17,8	10,7	8,0	0,080	4,48	L2016-W620
25 x 20 x 10	27,3	17,5	12,3	0,190	7,10	L2025-W621
25 x 20 x 10	27,3	17,5	12,3	0,190	7,10	L2025-W622
30 x 25 x 15	32,3	22,7	17,5	0,270	8,64	L2030-W675
30 x 25 x 15	32,3	22,7	17,5	0,270	8,64	L2030-W676
16 x 10 x 6	17,6	8,3	8,0	0,140	4,08	E3016-F002
30 x 20 x 15	32,3	17,8	17,8	0,570	7,85	E3030-F003
10 x 7 x 4,5	11,7	5,5	6,1	0,054	2,67	L2010-W759
16 x 10 x 6	18,0	8,0	8,1	0,177	4,08	L2016-W763
19 x 15 x 10	21,2	13,0	12,3	0,160	5,34	E4019-W540



Rys. 5.27. Budowa oraz wymiary rdzenia zwijanego z cienkich taśm nanokrystalicznych i amorficznych [105], [110], [112]

Kolejnym etapem modelowania jest wyprowadzenie równania określającego względną, zespoloną przenikalność magnetyczną materiału rdzeniowego. Zakładając jednorodność analizowanego obszaru i korzystając z modelu Stolla [132], [245], idealizującego zjawisko indukowania się prądów wirowych oraz przyjmując, że przy małych wartościach natężenia pola magnetycznego, względna przenikalność materiału równa się wartości względnej przenikalności początkowej $\mu_w \approx \mu_i$ otrzymano [153], [313]

$$\underline{\mu}_{\text{mag}} = \frac{\mu_i}{\sqrt{f \cdot T_x}} \left(\frac{\sinh \sqrt{f \cdot T_x} + \sin \sqrt{f \cdot T_x}}{\cosh \sqrt{f \cdot T_x} + \cos \sqrt{f \cdot T_x}} - j \frac{\sinh \sqrt{f \cdot T_x} - \sin \sqrt{f \cdot T_x}}{\cosh \sqrt{f \cdot T_x} + \cos \sqrt{f \cdot T_x}} \right) \quad (5.9)$$

gdzie:

$$T_x = \frac{\pi \cdot \mu_i \cdot \mu_0 \cdot d^2}{\rho}$$

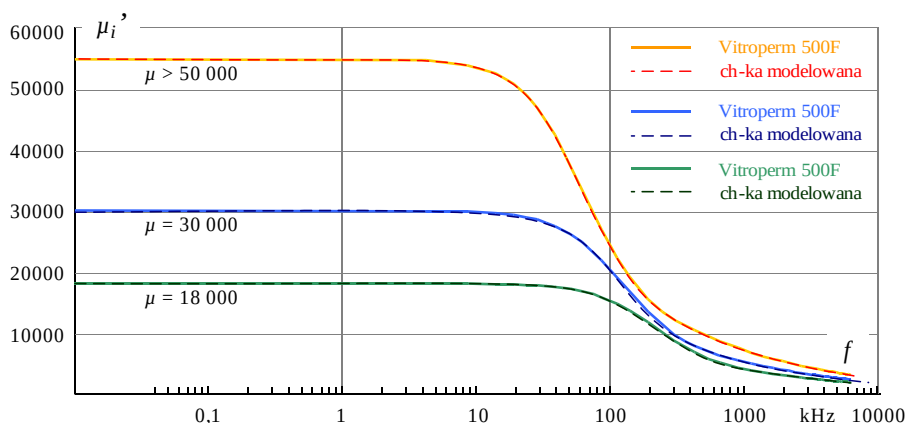
ρ – rezystywność magnetyka, d – grubość taśmy (warstwy) magnetyka.

Tab. 5.2. Parametry fizyczne magnetyków wybranych do modelowania [110], [112], rezystywność wg katalogu [118], zakres grubości taśm nanokrystalicznych definiowany przez producenta 0,015÷0,020 mm, a taśmy amorficznej 0,020÷0,025 mm

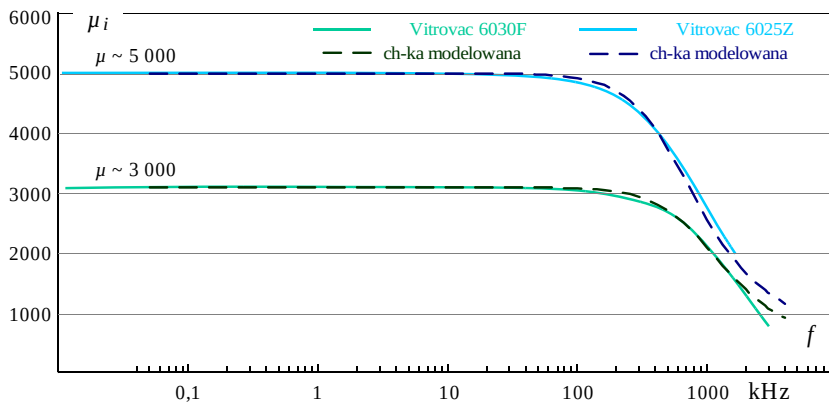
Lp	Typ magnetyka	Przenikalność μ_i	Grubość d μm	Rezystywność ρ $\mu\Omega\text{m}$
1	m. nanokrystaliczny na bazie Fe	55 000	20	1,15
2	m. nanokrystaliczny na bazie Fe	30 000	20	1,15
3	m. nanokrystaliczny na bazie Fe	18 000	20	1,15
4	m. amorficzny na bazie Co	5 000	25	1,35
5	m. amorficzny na bazie Co	3 000	25	1,35
6	ferryt Ni-Zn	830	143,5*	10^8

* wartość wyznaczona numerycznie

Podstawiając parametry materiałów z danych katalogowych [111], [118] i zestawionych w Tab. 5.2 do wzoru (5.9), otrzymano krzywe względnej przenikalności magnetycznej w funkcji częstotliwości. Ich porównanie z charakterystykami katalogowymi ilustrują Rys. 5.28 i Rys. 5.29.



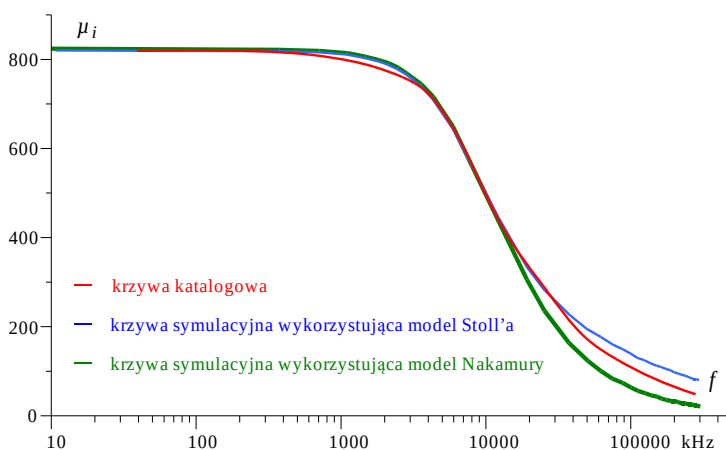
Rys. 5.28. Modelowane oraz katalogowe charakterystyki składowych rzeczywistych względnej przenikalności zespolonej materiałów nanokrystalicznych (VITROPERM 500F) [110], [204]



Rys. 5.29. Porównanie modelowanych oraz katalogowych charakterystyk modułów względnej przenikalności materiału amorficznego (VITROVAC 6025Z, 6030F) [110]

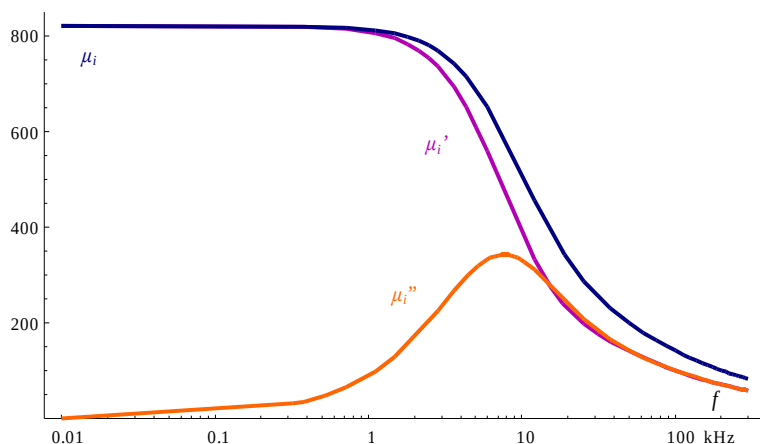
Z przeprowadzonych obliczeń wynika, że dla częstotliwości do 100 kHz wartości modelowanej i katalogowej przenikalności są zbliżone, a błąd względny jest ułamkiem procenta. Dla wyższych częstotliwości błąd nie przekracza kilku procent ($\delta_{\max} = \pm 3\%$).

W przypadku ferrytów, wyznaczanie ich impedancji i zintegrowanej z nią zespolonej przenikalności magnetycznej w dziedzinie częstotliwości jest bardziej złożone. Przeprowadzono analizę porównawczą [313] modeli prezentowanych w pracach Nakamury [188], Caltuna [24], i Jankovskis'a [81], [350], gdzie uwzględniane są oddziaływania mikrostruktury, czyli ziarnistości magnetyka na ruch ścian domenowych i spinu obrotowego magnetyzacji w ferrytach. Otrzymane wyniki wskazują jednak na przewagę modelu Stolla.



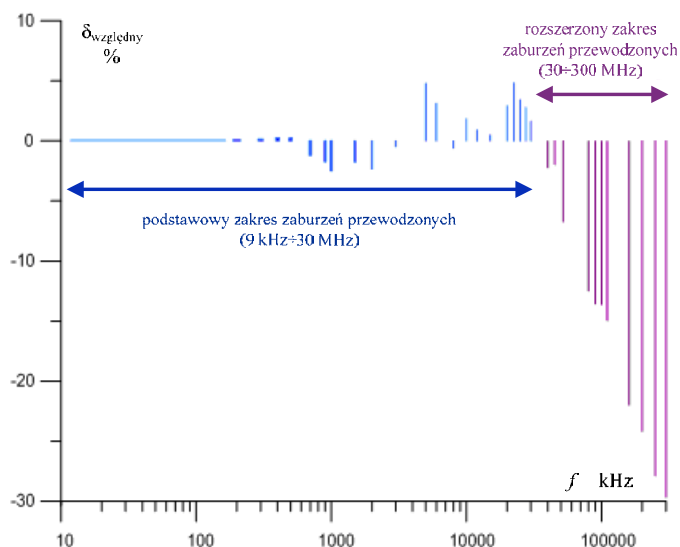
Rys. 5.30. Krzywe początkowej przenikalności magnetycznej ferrytu NiZn TR ($D_{zew} \times D_{wew} \times h$ 1,65×0,82×1,3) [111]

Obydwie modelowane krzywe (Rys. 5.30) dobrze odzwierciedlają moduł zespolonej przenikalności początkowej ferrytu. W zakresie częstotliwości przewodzonych zaburzeń elektromagnetycznych (9 kHz÷30 MHz), maksymalny błąd względny obydwu modeli nie przekraczał 5%.



Rys. 5.31. Wartości zespolonej przenikalności początkowej i jej składowych uzyskane z modelu Stoll'a

Rys. 5.31 przedstawia uzyskane z modelu Stolla wartości modułu początkowej przenikalności zespolonej oraz jej rzeczywistej i urojonej składowych dla badanego ferrytu.



Rys. 5.32. Błąd względny modelowanej przenikalności dla wybranych częstotliwości przy wykorzystaniu relacji Stoll'a (5.9)

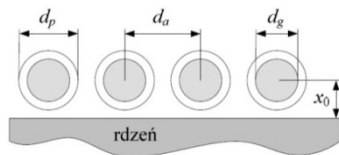
W zakresie wyższych częstotliwości 30÷300 MHz, błędy modelowania są większe (Rys. 5.32), ale i tak lepszym okazał się model Stolla.

Reasumując, model Stolla dobrze odzwierciedla wartości modułu zespolonej przenikalności magnetycznej ferrytów. Jego błędy w zakresie podstawowym sięgają podobnie jak w modelu Nakamury max do $\pm 5\%$, a w wyższych częstotliwościach dochodzą do -30% (model Nakamury, aż do $+120\%$), natomiast w zakresie ELF i VLF błędy są zerowe (model Nakamury do -20%).

Kolejnymi elementami występującymi w zastępczym schemacie dławika (Rys. 5.24) wymaganymi do modelowania impedancji jego rdzenia są pojemności pasożytnicze. Rozmieszczenie i sposób wykonania uzwojenia ma wpływ na jego zastępczą pojemność elektryczną. Wszystkie pojemności należy traktować jako rozproszone i rozłożone wzdłuż uzwojeń. Ich udział uwidocznia się wówczas, gdy pomiędzy zwojami występuje napięcie, a więc sam sposób nawinięcia i połączenia uzwojeń odgrywa istotną rolę, zwłaszcza gdy ich niektóre końce są uziemione lub też przy zastosowaniu ekranów [125], [190], [263].

Można wyróżnić pojemności między: zwojami, ich warstwami oraz uzwojeniem a rdzeniem. W celu zmniejszenia tych pojemności należy stosować uzwojenia o możliwie małej liczbie zwojów. Praktyczne rozwiązania dławików przeciwzaburzeniowych posiadają po kilka zwojów. Wyjątkiem są dławiki zaburzeń wspólnych, gdzie ich liczba może sięgać kilkudziesięciu (nie więcej jednak niż 60) [124], [190].

Uwzględnienie wpływu wszystkich pojemności jest trudne do zamodelowania matematycznego. W rozważanym przypadku uwzględniono dominujące pojemności tj. między uzwojeniami a rdzeniem oraz pojemność międzyzwojową. Konfigurację przestrzenną przewodów przy analizie pojemności pasożytniczych prezentuje Rys. 5.33.



Rys. 5.33. Odległości międzyzwojowe, d_p – wymiar zewnętrzny przewodu, d_g – średnica przewodu bez izolacji

Największą wielkością pasożytniczą w dławikach tłumiących zaburzenia symetryczne jest pojemność pomiędzy uzwojeniem a płaszczyzną rdzenia [124]. Oddziaływanie to istnieje nawet przy jednym tylko zwoju.

Klasyczny wzór na pojemność kondensatora płaskiego wyraża zależność

$$C = \frac{\epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot S}{\delta_C} \quad (5.10)$$

w którym: S jest powierzchnią jego okładek, δ_C – odstępem między okładkami, ε_0 – stałą elektryczną próżni równą $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ F/m, ε_r – względną stałą elektryczną dielektryka między okładkami.

W przypadku uzwojenia dławika (o długości przewodu l_{przew}) można przyjąć, że powierzchnia okładek kondensatora wynosi:

$$S = l_{\text{przew}} \cdot d_p \quad (5.11)$$

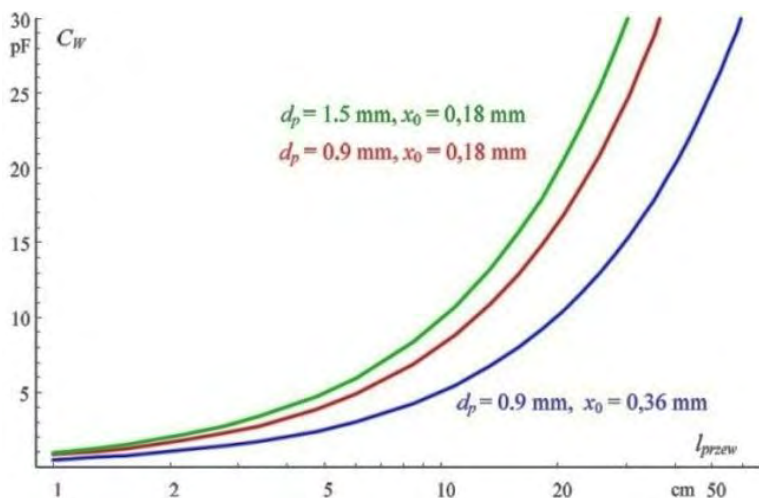
Trudniej natomiast określić odstęp między okładkami δ_C , czyli grubość warstwy dielektrycznej między uzwojeniem a rdzeniem. Co więcej warstwa ta może być złożoną relacją izolacji rdzenia, powietrza oraz izolacji przewodów. W najprostszym przypadku przyjmowana jest tylko grubość izolacji przewodów (wariant ścisłego nawinięcia przewodu na rdzeń), a więc ε_r przyjmuje wartość przenikalności izolacji przewodu. W dokładniejszym modelowaniu należy wprowadzić wypadkową, względną stałą elektryczną, traktując warstwę dielektryczną jako uwarstwiony kondensator.

Empirycznie wyznaczona [124] grubość warstwy dielektrycznej pomiędzy uzwojeniem, a rdzeniem (Rys. 5.33) wynosi:

$$\delta_C = x_0 - 0,5 \cdot (d_p - 1,15d_g + 0,26d_a) \quad (5.12)$$

Przy równoległym i „ciasnym” nawinięciu uzwojenia $d_a = d_p$, a wzór na pojemność (słuszny dla wymiarów podanych w milimetrach) można sprowadzić do zależności:

$$C_w = \frac{0,008854 \varepsilon_r \cdot l_{\text{przew}} \cdot d_p}{x_0 - 0,63d_p + 0,575d_g} \quad \text{pF} \quad (5.13)$$



Rys. 5.34. Symulacja pojemności elektrycznej między warstwą uzwojenia a rdzeniem dławika

Graficzną ilustracją wpływu liczby zwojów (długość przewodu), ich średnicy oraz odległości od rdzenia na pojemność elektryczną walcowego rdzenia ferrytowego ($D_{zew} \times D_{wew} \times h = 1,65 \times 0,82 \times 1,3$) określoną na podstawie wzoru (5.13) jest Rys. 5.34.

Z przeprowadzonej symulacji wynika, że przy zwiększeniu średnicy przewodów oraz mniejszej ich odległości od rdzenia, wzrasta wartość pojemności pasywniczej przy zachowaniu tej samej liczby zwojów. Należy jednak pamiętać, że zbyt duże oddalenie przewodów od rdzenia ferromagnetycznego skutkuje zmniejszeniem właściwości indukcyjnych dławika. Również wzrost liczby zwojów powoduje wzmożone oddziaływanie pojemności międzyzwojowej.

Zgodnie z literaturą [31], [124], [190], [199], [226], [263], pojemność między dwoma przewodami równoległymi można obliczyć z zależności:

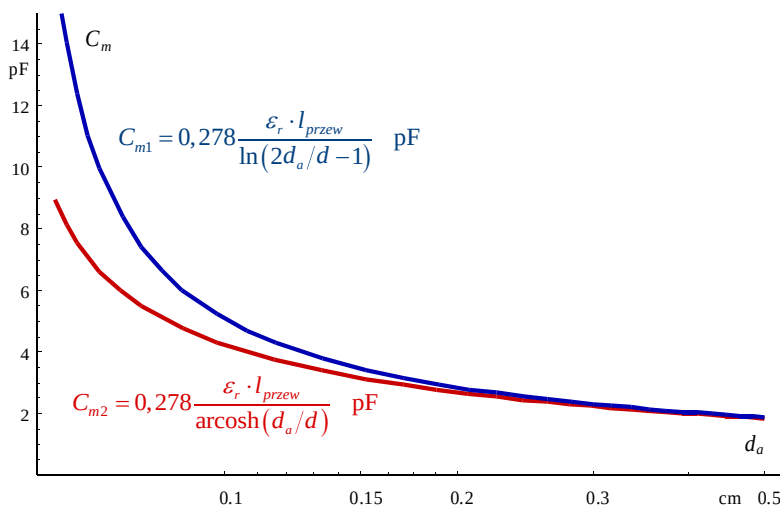
$$C_{m1} = 0,278 \frac{\varepsilon_r \cdot l_{przew}}{\ln(2d_a/d_p - 1)} \quad \text{pF} \quad (5.14)$$

lub

$$C_{m2} = 0,278 \frac{\varepsilon_r \cdot l_{przew}}{\text{arcosh}(d_a/d_p)} \quad \text{pF} \quad (5.15)$$

gdzie: wymiary odnoszą się do Rys. 5.33 i określone są w centymetrach, a długość l_{przew} jest znacznie większa od wymiarów d_a i d_p .

W dalszej części opisu modelu dławika wykorzystany został wzór (5.15) ze względu na dokładniejsze wyniki uzyskane poprzez uwzględnienie efektu bliskości [31], [263], Rys. 5.35.



Rys. 5.35. Charakterystyki pojemności międzyzwojowej określone wzorami (5.14) oraz (5.15)

Obliczone wartości pasożytniczych pojemności między uzwojeniem a rdzeniem oraz pojemności międzyzwojowych przedstawiono w postaci skupionych pojemności C_m , C_w w schemacie zastępczym dławika (Rys. 5.24).

Kolejnym elementem schematu zastępczego jest rezystancja dodatkowa R_d , która uwzględnia straty związane z termicznymi zjawiskami wtórnymi R_{term} i histerezą R_H oraz rezystancją uzwojenia R_{Cu} .

$$R_d = R_{Cu} + R_H + R_{term} \quad (5.16)$$

Rezystancję miedzianego uzwojenia dławika wyraża się znaną zależnością

$$R_{Cu} = \frac{\rho_{Cu} \cdot l_{przew}}{S_{Cu}} \quad (5.17)$$

gdzie: ρ_{Cu} – rezystywność miedzi, S_{Cu} – przekrój czynny przewodu.

Rezystancja strat histerezowych R_H może być definiowana [238] jako:

$$R_H = \frac{4 \cdot \iota \cdot B_{max}}{3\pi \cdot \mu_0 \cdot \mu_a^2} \cdot \omega \cdot L \quad (5.18)$$

gdzie: ι – współczynnik Rayleigha 10^{-6} mT^{-1} , B_{max} – indukcja maksymalna T, μ_a – maksymalna przenikalność magnetyczna określona przybliżeniem $\mu_a \approx \mu_i$ [124], [238].

Rezystancje R_H i R_{term} są uwzględniane jedynie w przypadku wyraźnych zależności producentów materiałów magnetycznych, którzy definiują je w postaci graficznych krzywych katalogowych w funkcji częstotliwości.

Kolejnym i ostatnim do uwzględnienia elementem występującym w schemacie zastępczym jest indukcyjność rozproszenia, która w dławikach przeciwzaburzeniowych stanowi kilkuprocentową (k_r) wartość indukcyjności własnej L_g oraz indukcyjność wyprowadzeń przewodów dławika L_w .

$$L_r = k_r \cdot L_g + L_w = (0,01 \div 0,05) \cdot L_g + L_w \quad (5.19)$$

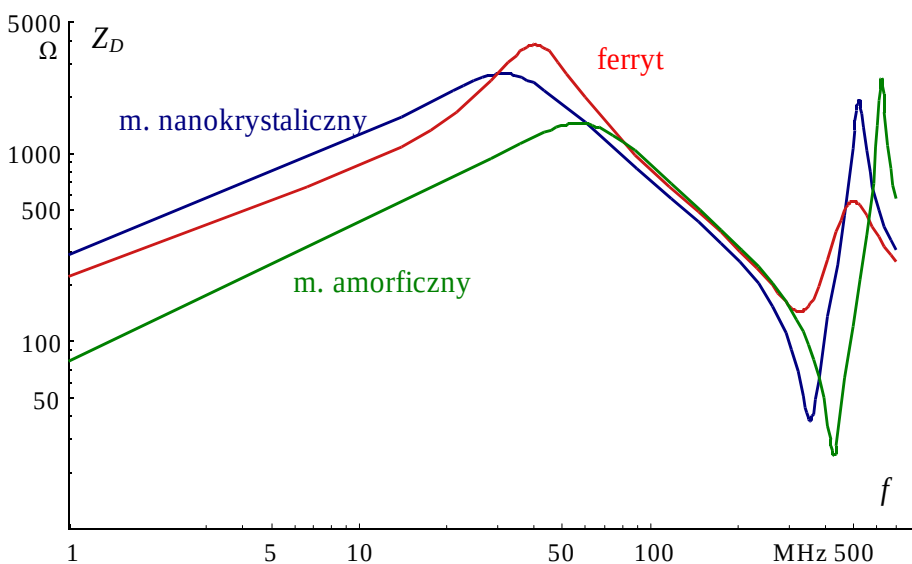
Współczynnik rozproszenia k_r zależy m.in. od jakości nawinięcia uzwojenia. W analizowanym modelu jego wartość $k_r=0,02$ przyjęto na podstawie przeprowadzonych weryfikacji pomiarowych (podrozdz. 5.5). Indukcyjność własna wyprowadzeń L_w uwzględniana jest w dławikach asymetrycznych, gdzie pary końcówek przewodów o średnicy przekroju d wejścia i wyjścia usytuowane są w bliskiej odległości z i wynosi [199]:

$$L_w = 0,004 \cdot \ln(2z/d) \quad \mu\text{H} \quad (5.20)$$

Znając już wszystkie składowe parametry schematu zastępczego i podstawiając je do (5.5) otrzymano wyrażenie określające impedancję dławika symetrycznego (5.21).

$$\begin{aligned}
 Z_D = & \frac{\omega}{\frac{1}{L_0 \mu''_{\text{mag}} \left[1 + \left(\frac{\mu'_{\text{mag}}}{\mu''_{\text{mag}}} \right)^2 \right]} + \frac{1}{j L_0 \mu'_{\text{mag}} \left[1 + \left(\frac{\mu''_{\text{mag}}}{\mu'_{\text{mag}}} \right)^2 \right]} + j \omega^2 0,278 \frac{\varepsilon_r \cdot l_{\text{przew}}}{\text{arcosh}(d_a/d_p)}} + \\
 & + \frac{R_{\text{Cu}} + R_{\text{H}} + R_{\text{term}}}{1 + j \omega \left(\frac{0,008854 \cdot \varepsilon_r \cdot l_{\text{przew}} \cdot d_p}{x_0 - 0,63 \cdot d_p + 0,575 \cdot d_g} \right) (R_{\text{Cu}} + R_{\text{H}} + R_{\text{term}}) - \frac{j(R_{\text{Cu}} + R_{\text{H}} + R_{\text{term}})}{\omega L_w + \omega k_r L_0 \mu'_{\text{mag}} \left[1 + \left(\frac{\mu''_{\text{mag}}}{\mu'_{\text{mag}}} \right)^2 \right]}}
 \end{aligned} \quad (5.21)$$

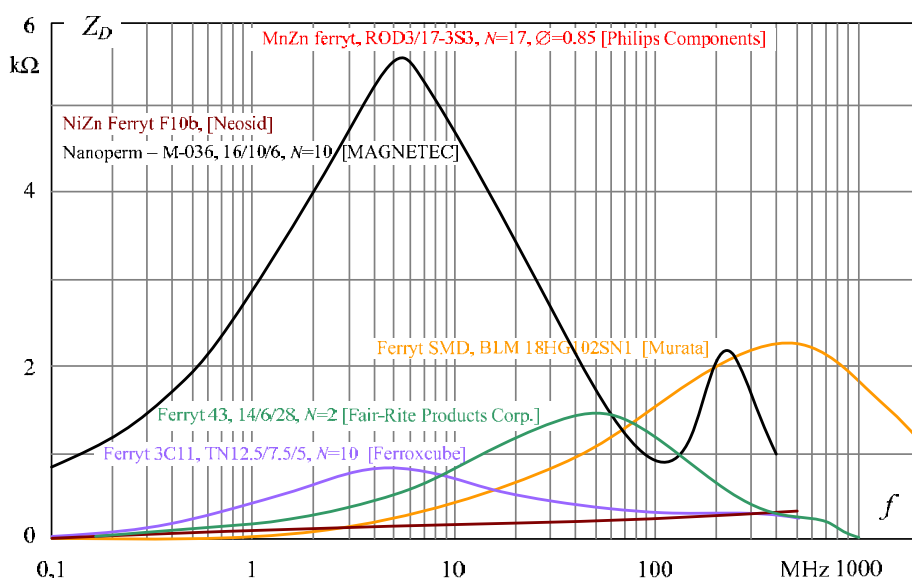
Efekt przykładowej symulacji przy zastosowaniu pakietu obliczeniowego Mathematica 4.2 w postaci graficznej dla impedancji rdzenia nanokrystalicznego, amorficznego i ferrytowego o przenikalnościach początkowych odpowiednio 30 000, 5 000 i 830 prezentują krzywe na Rys. 5.36.



Rys. 5.36. Charakterystyki zmian impedancji różnych materiałów rdzeniowych o jednakowej geometrii rdzeni (1,0×0,5×1,5) i liczbie zwojów $N=2$

Wstępna weryfikacja jakościowa porównująca kształt krzywych katalogowych prezentowanych na Rys. 5.37 i otrzymanych w efekcie modelowania jest pozytywna. W pierwszej części charakterystyki, przy niskich częstotliwościach impedancja rdzenia magnetycznego w efekcie niedużej indukcyjności i bardzo małych strat jest niewielka. Wraz ze wzrostem częstotliwości rośnie proporcjonalnie wartość reaktancji indukcyjnej. Jednakże w dławiku istnieją pojemności

pasożytnicze. Rzeczywiste i modelowane wartości tych pojemności są rzędu pikofaradów, a więc przy niskich częstotliwościach ich reaktancje osiągają wartości setek teraomów. Tak duże wartości w zastosowanym modelu nie wpływają znacząco na całkowitą impedancję dławika. Dopiero przy wyższych częstotliwościach, rzędu megaherców, następuje interakcja obydwu reaktancji. W przypadku zrównania się reaktancji indukcyjnej i pojemnościowej dławika powstaje ekstremum funkcji związane ze zjawiskiem rezonansu. Otrzymana wówczas wartość impedancji zdominowana jest tylko przez straty w dławiku. Po przekroczeniu ekstremum następuje zmiana charakteru impedancji dławika. Jej wartość maleje (reaktancja pojemnościowa dąży do zera) i znowu narasta do lokalnego maksimum przy częstotliwości rezonansu domen magnetyka, powyżej której następuje zanik orientacji magnetycznej materiału.

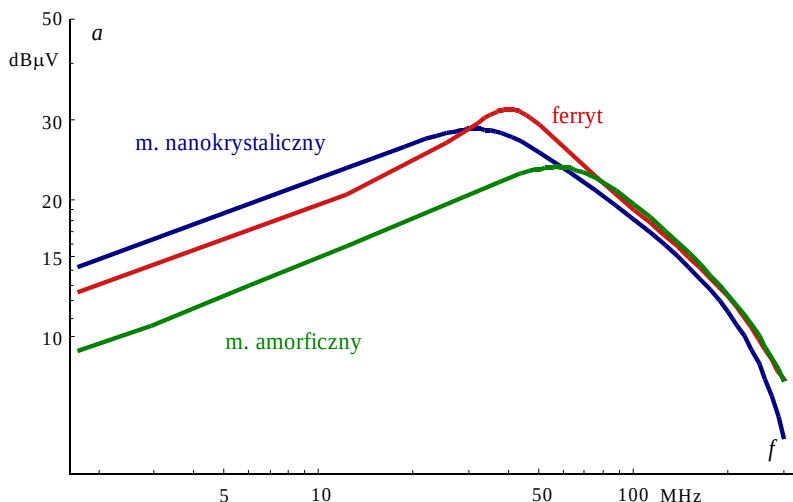


Rys. 5.37. Katalogowe charakterystyki zmian impedancji wybranych rdzeni magnetycznych w funkcji częstotliwości [103–104], [106–108]

Końcowym i oczekiwanym etapem prezentowanego modelowania dławika przeciwzaburzeniowego jest zdefiniowanie jego tłumienności wtrąceniowej. Podstawiając wyprowadzoną zależność na impedancję (5.21) do równania (5.4) otrzymano:

$$\begin{aligned}
 & a = 20 \log \left(1 + \left(\frac{1}{L_0 \mu''_{\text{mag}} \left(1 + \left(\frac{\mu'_{\text{mag}}}{\mu''_{\text{mag}}} \right)^2 \right)} + \frac{1}{j L_0 \mu'_{\text{mag}} \left(1 + \left(\frac{\mu''_{\text{mag}}}{\mu'_{\text{mag}}} \right)^2 \right)} + j \omega^2 0,278 \frac{\varepsilon_r \cdot l_{\text{przew}}}{\text{arcosh}(d_a/d_p)} \right) \right. \\
 & \quad \left. + \frac{R_{\text{Cu}} + R_{\text{H}} + R_{\text{term}}}{1 + j \omega \left(\frac{0,008854 \cdot \varepsilon_r \cdot l_{\text{przew}} \cdot d_p}{x_0 - 0,63 \cdot d_p + 0,575 \cdot d_g} \right) (R_{\text{Cu}} + R_{\text{H}} + R_{\text{term}})} - \frac{j(R_{\text{Cu}} + R_{\text{H}} + R_{\text{term}})}{\omega L_w + \omega k_r L_0 \mu'_{\text{mag}} \left(1 + \left(\frac{\mu''_{\text{mag}}}{\mu'_{\text{mag}}} \right)^2 \right)} \right) \cdot \frac{1}{Z_z + Z_{\text{Odb}}} \right)
 \end{aligned} \tag{5.22}$$

Funkcja ta określa wartość tłumienności wtrąceniowej dławików przeciwzaburzeniowych w dziedzinie częstotliwości. Jej graficzną postać dla materiałów z Rys. 5.36 prezentują poniższe charakterystyki.

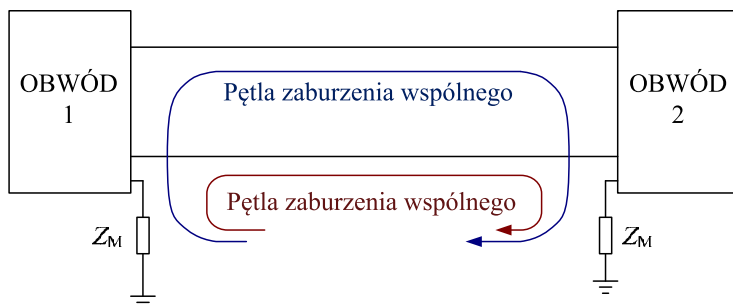


Rys. 5.38. Częstotliwościowe symulacje tłumienności wtrąceniowej dla modeli dławików o impedancjach z Rys. 5.36

W kolejnej części pracy (podrozdz. 5.5) bazując na dostępnych, katalogowych parametrach, przeprowadzono weryfikację niniejszego modelu z wynikami wartości pomiarowych uzyskanych dla rzeczywistych rdzeni nanokrystalicznych, amorficznych i ferrytowych.

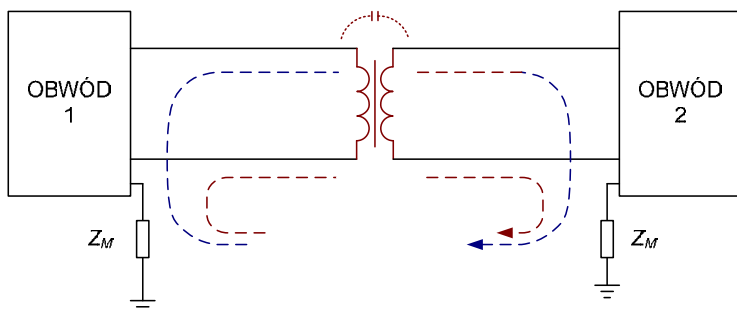
5.4.2. Model dławika zaburzeń asymetrycznych

Zaburzenia asymetryczne (zwane wspólnymi, ang. *common mode* – CM) są sygnałami, których obwód zamyka się przez instalację masy. Typowy tor zaburzeń zaprezentowano na Rys. 5.39.



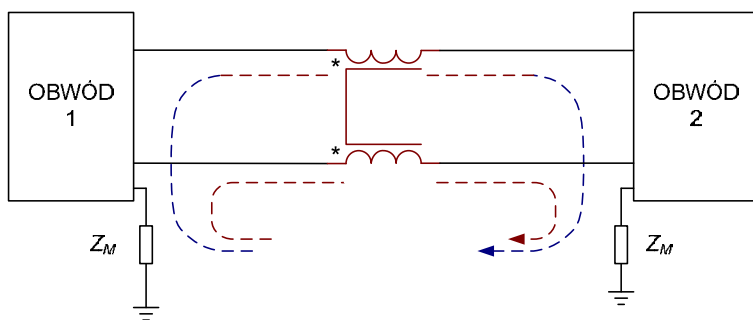
Rys. 5.39. Tor zaburzeń wspólnych [199]

W celu zamknięcia pętli zaburzenia wspólnego wartość impedancji Z_M łączącej obwody z masą musi spełnić określone warunki. Dla sygnałów małej częstotliwości o galwanicznym charakterze sprzężenia, impedancja ta zdominowana jest rezystancją. Sprzężenia pojemnościowe znamienne dla wysokich częstotliwości charakteryzuje impedancja z pojemnością pasożytniczą.



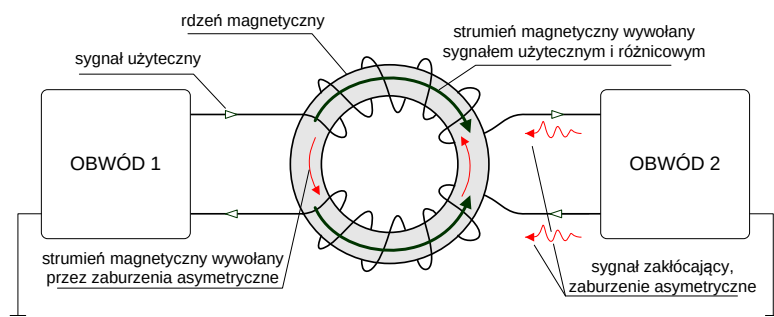
Rys. 5.40. Układ z transformatorem separującym [199]

Pętle sygnałów wspólnych można przerwać poprzez zastosowanie specjalnych środków przeciwzaburzeniowych. Jednym z nich jest stosowanie transformatorów separujących (Rys. 5.40). Nie wszędzie jednak jest to możliwe, n.p. gdy między dwoma obwodami wymagane są przejścia sygnału stałego bądź o bardzo niskiej częstotliwości. Dlatego też, w eliminacji zaburzeń asymetrycznych dominującą rolę pełni dławik zaburzeń wspólnych (ang. *common mode choke*) [31], [206], [340], który jest dławikiem rdzeniowym z kompensacją prądową, neutralizującą nasycenie rdzenia (Rys. 5.41).



Rys. 5.41. Układ z dławikiem [199]

Zazwyczaj jest on stosowany w obwodach zasilania urządzeń elektrycznych, szczególnie z elementami przekształtnikowymi [18], [143]. Zasadę jego działania przedstawia Rys. 5.42.

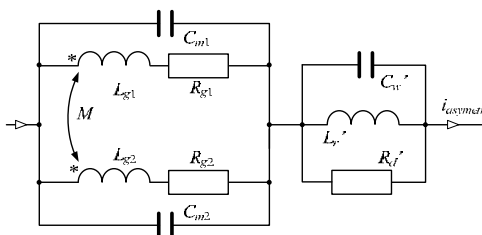


Rys. 5.42. Zasada działania dławika z kompensacją prądową [205–206], [244]

W zakresie częstotliwości sygnału roboczego tj., częstotliwości przemysłowej równej 50 Hz, wartość indukcyjności dławika zaburzeń wspólnych zawiera się w przedziale od kilkuset pikohenrów do kilku milihenrów [103–112]. Układ (Rys. 5.42) posiada dwa uzwojenia, które w stanie bezzaburzeniowym generują przeciwnie skierowane strumienie magnetyczne w rdzeniu o wartości wypadkowej zredukowanej do zera. Dzięki takiemu rozwiązaniu nie dochodzi do nasycenia się rdzenia wywołanego dużymi wartościami prądów roboczych. Dławik nie potrzebuje więc energii do wytworzenia pola magnetycznego, a zatem nie stanowi dodatkowego obciążenia w torze sygnałowym łączącym dwa obwody [31], [125], [163], [205], [244], [263], [340].

Inaczej przedstawia się sytuacja w zakresie wyższych częstotliwości. Wysozczęstotliwościowe, asymetryczne zaburzenia jednocześnie przenoszone są z obwodu 2 do 1 obydwoma przewodami i „nakładają” się na działające prądy użytkowe zgodnie z ilustracją na Rys. 5.42. Strumienie magnetyczne wywołane przepływem tych zaburzeń nie redukują się nawzajem. Powstaje pole magnetyczne w rdzeniu, pobierające znaczną część energii w.cz. Modelowany dławik posiada określoną impedancję Z_{DA} , która działa przeciw pasożytniczemu sygnałowi w zakresie wysokich częstotliwości.

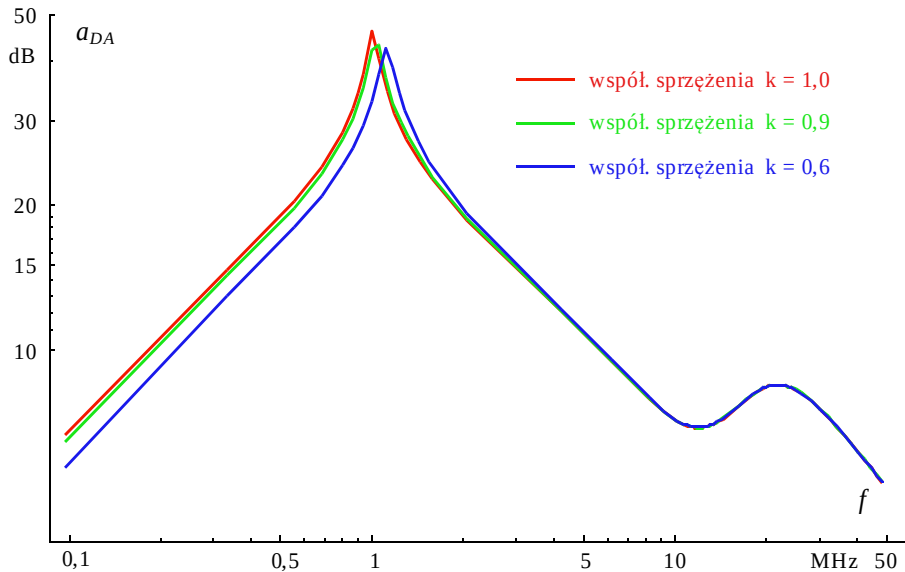
Schemat zastępczy układu (Rys. 5.43) oprócz indukcyjności i rezystancji uzwojeń cewek uwzględnia ich pojemność pasożytniczą oraz rezystancję symbolizującą straty w rdzeniu.



Rys. 5.43. Schemat zastępczy dławika zaburzeń wspólnych

Stosując przekształcenia równań wynikających z praw Kirchhoffa dla schematu zastępczego, metodę eliminacji sprzężeń magnetycznych i analizę prezentowaną w poprzednim podrozdziale otrzymano wzór na impedancję Z_{DA} . Podstawiając go do równania (5.4) otrzymano wyrażenie określające tłumienność wtrąceniową dławika zaburzeń wspólnych w dziedzinie częstotliwości.

$$a_{DA} = 20 \log \left| 1 + \frac{\frac{(0,5 \cdot R_g + j\omega L_g)}{\omega C_m R_g + j(2\omega^2 L_g C_m - 1)} + \frac{j\omega L_r R_d}{R_d + j\omega L_r - \omega^2 C_w L_r R_d}}{(Z_z + Z_{Odb})} \right| \text{ dB} \quad (5.23)$$



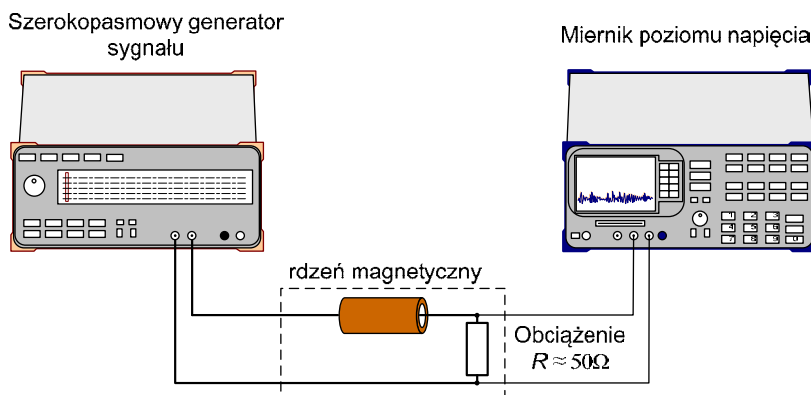
Rys. 5.44. Tłumienność wtrąceniowa dławika asymetrycznego o różnych współczynnikach sprzężenia magnetycznego cewek

Graficzną interpretację równania materiałowych dla rdzenia o wymiarach $3,0 \times 1,0 \times 1,0$ i podstawowych parametrach $N=2 \times 10$, $\mu_i=830$, $\rho=10^4 \Omega\text{cm}$ przedstawia Rys. 5.44.

W celu sprawdzenia i zwiększenia dokładności modelu przeprowadzo jego weryfikację z wynikami pomiarowymi, przedstawioną w kolejnym podrozdziale.

5.5. Weryfikacja pomiarowa modelowanej tłumienności wtrąceniowej

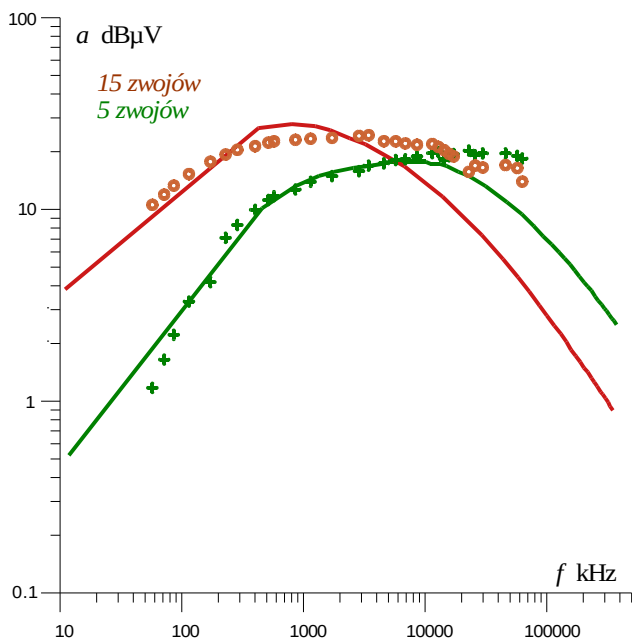
Stanowisko badawcze do pomiaru tłumienności wtrąceniowej składa się z szerokopasmowego generatora sygnałów oraz miernika poziomu napięcia – oscyloskopu cyfrowego (Rys. 5.45).



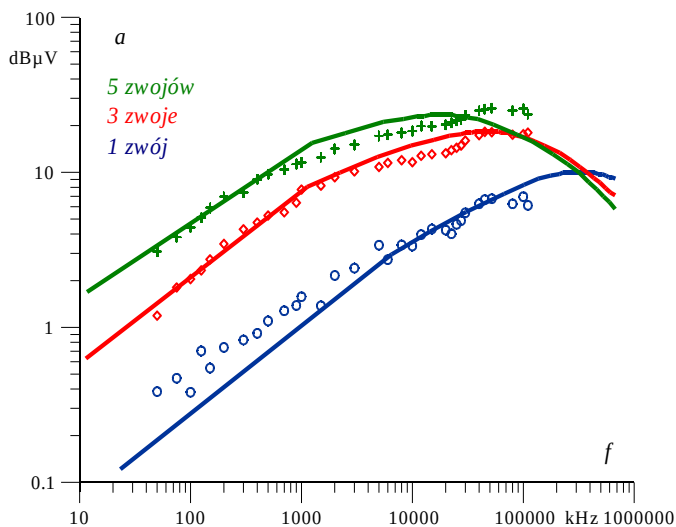
Rys. 5.45. Schemat poglądowy stanowiska do weryfikacji tłumienności wtrąceniowej rdzeni magnetycznych, generator KZ 1623, miernik poziomu napięcia – oscyloskop cyfrowy

Badany rdzeń magnetyczny wraz z rezystorem obciążenia umieszczono w metalowej obudowie stanowiącej ekran, który chroni układ przed niezamierzoną interferencją zewnętrznego pola elektromagnetycznego z sygnałem roboczym. Pomiary tłumienności realizowano zgodnie z zależnością określoną równaniem (5.3), wyznaczając wartości napięcia na obciążeniu w przypadku włączonego i wyłączzonego dławika przeciwzaburzeniowego. Przeprowadzono je dla kilkudziesięciu dławików o różnych typach, rodzajach materiału rdzeniowego, zmiennych geometriach rdzeni i liczbach zwojów, a następnie porównano z wartościami symulacyjnymi. Niektóre wyniki przedstawiają poniższe wykresy (Rys. 5.46 – Rys. 5.49).

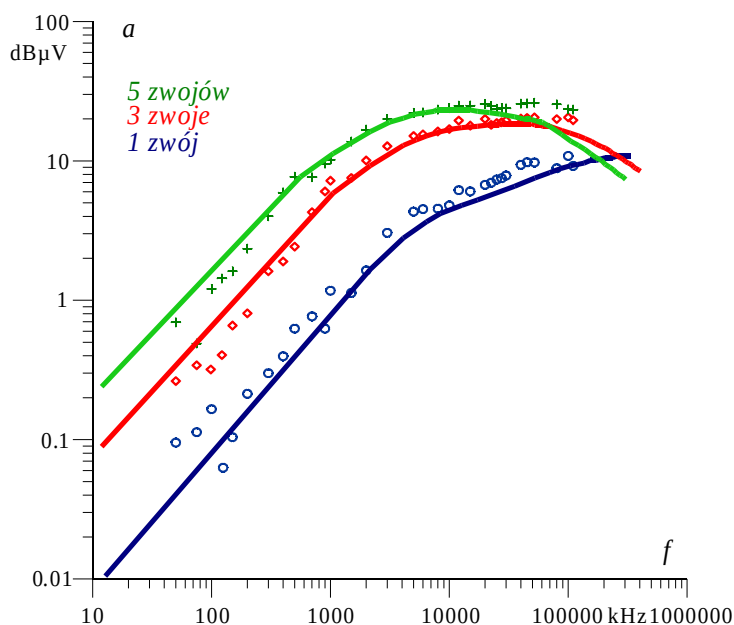
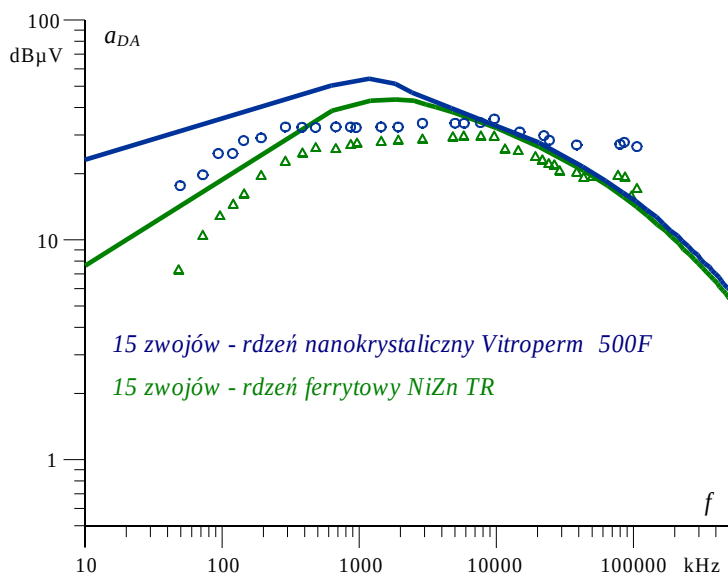
Przeprowadzona weryfikacja pozwala stwierdzić, że zaproponowany model dławika przeciwzaburzeniowego spełnia swoje cele, a uzyskiwane w drodze symulacyjnej wartości tłumienności wtrąceniowej są jakościowo w pełni zgodne z pomiarami. Najlepsze wyniki ilościowe o błędzie maksymalnym nie przekraczającym 30% uzyskano w zakresie $1\div 50$ MHz, a więc w zasadniczej części spektrum zaburzeń przewodzonych. Większe rozbieżności występowały przy testowaniu dławików asymetrycznych zarówno ferrytowych jak i nanokrystalicznych. Przeprowadzone pomiary i weryfikacja uzyskanych wyników symulacyjnych pozwoliły na ustalenie optymalnej wartości parametru $k_r=0,02$ (5.19).



Rys. 5.46. Tłumienność wtrąceniowa rdzenia amorficznego VITROVAC 6030F typ E3030, (punkty – wartości pomiarowe, krzywe ciągłe – charakterystyki symulacyjne)



Rys. 5.47. Tłumienność wtrąceniowa rdzenia nanokrystalicznego VITROPERM 500F typ W619 ($16 \times 12,5 \times 6$, $\mu_i = 30\,000$)

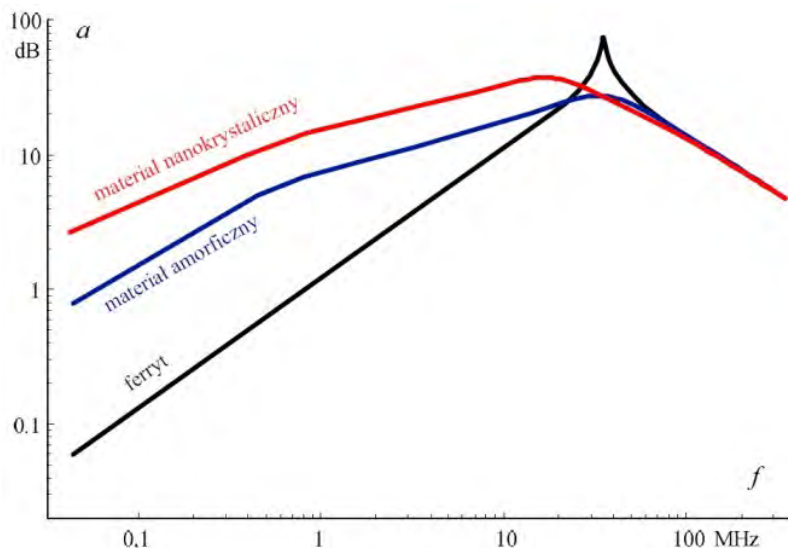
Rys. 5.48. Tłumienność wtrąceniowa rdzenia ferrytowego NiZn (typ TR 23 $\times$ 11 $\times$ 14, $\mu_i=850$)

Rys. 5.49. Tłumienność wtrąceniowa dławików w układzie asymetrycznym, rdzeń ferrytowy NiZn (TR 30-25-16), nanokrystaliczny Vitroperm 500F (30-25-15), dwa uzwojenia po 15 zwojów

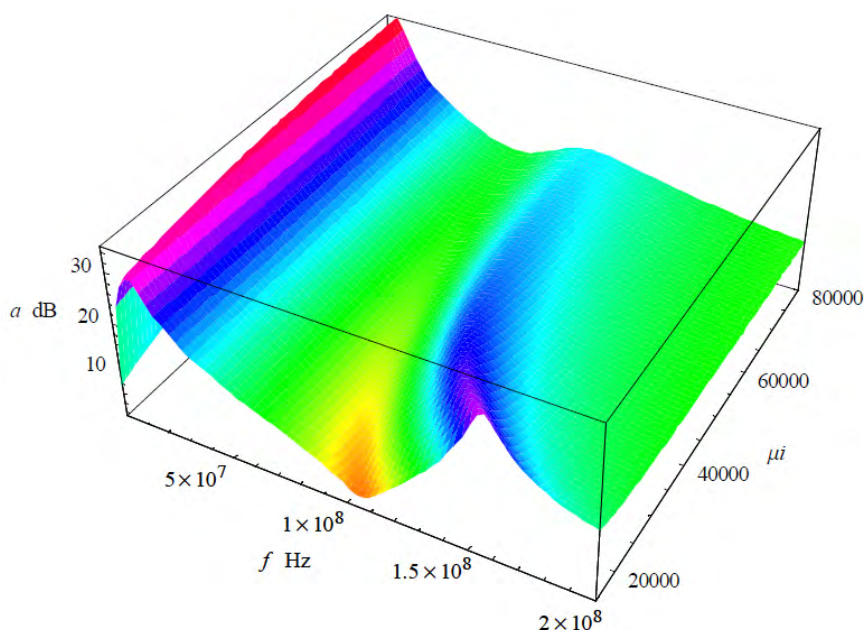
Zastosowana weryfikacja i jej pozytywne wyniki pozwalają na dalszą analizę wpływu poszczególnych czynników fizycznych na skuteczność ograniczania zaburzeń dławikami o rdzeniach z nowoczesnych materiałów magnetycznych.

5.6. Wpływ parametrów dławika na jego pracę

Zasadniczy wpływ na wartość tłumienności ma rodzaj materiału rdzeniowego dławika. Rys. 5.50 przedstawia porównanie charakterystyk symulacyjnych dla rdzeni o tej samej geometrii i liczbie zwojów wykonanych z materiału ferrytowego, amorficznego i nanokrystalicznego. O przewadze tego ostatniego decyduje duża wartość przenikalności magnetycznej, co ilustruje Rys. 5.51. Natomiast bardziej zdecydowany charakter zmian tłumienności w okolicach jej ekstremum (Rys. 5.50) przejawia materiał ferrytowy i jest to związane ze znaczącym wzrostem strat w tym materiale w przedziale częstotliwości rezonansowej.



Rys. 5.50. Tłumienność wtrąceniowa rdzeni o tej samej geometrii ($1,0 \times 0,5 \times 1,5$) i liczbie zwojów $N=3$ dla różnych materiałów, (kolor czerwony – materiał nanokrystaliczny $\mu_i=30\,000$, niebieski – amorficzny $\mu_i=5\,000$, czarny – ferryt $\mu_i=400$)

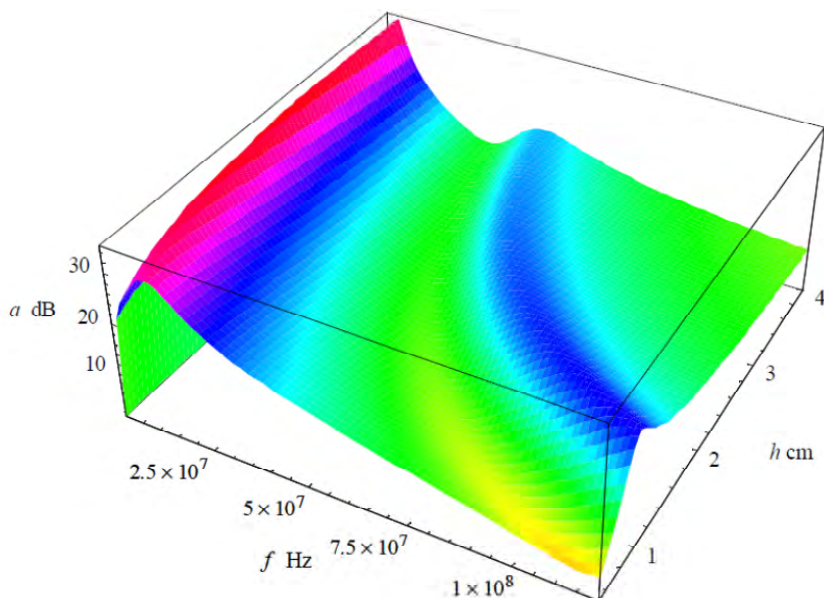


Rys. 5.51. Wpływ przenikalności magnetycznej na tłumienność rdzenia nanokrystalicznego ($N=5$) w funkcji częstotliwości

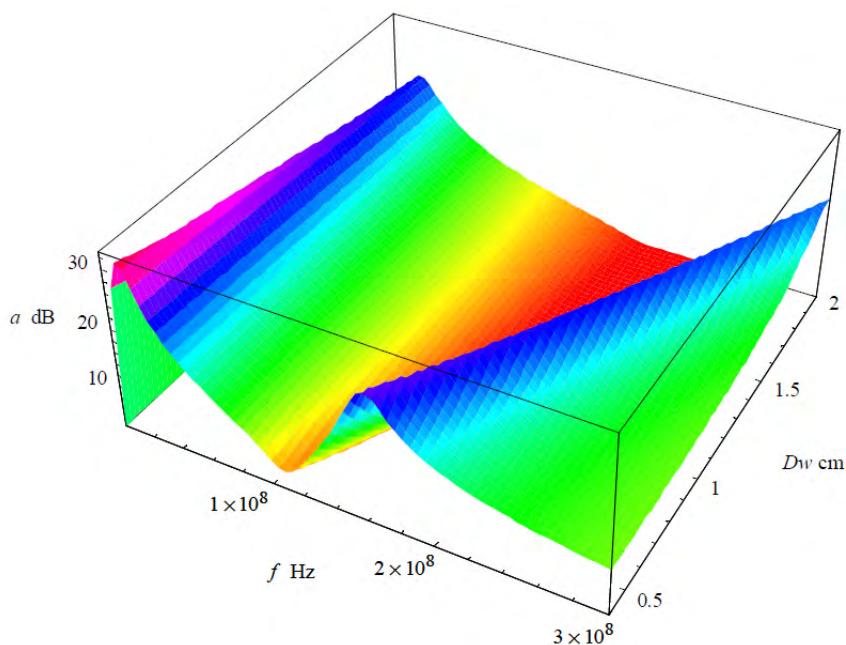
Wraz ze wzrostem przenikalności, pierwsze, główne ekstremum krzywej, przesuwa się w kierunku mniejszych częstotliwości. Kolejne maksimum tłumienności, wynika z oddziaływania indukcyjności rozproszenia i doprowadzeń oraz rezystancji dodatkowej i pojemności międzywarstwowej. Wraz ze wzrostem przenikalności, częstotliwość rezonansowa tego maksimum jest coraz niższa.

Z dalszych symulacji [313] oddziaływania grubości taśmy materiałów rdzeniowych, ich rezystywności, indukcji magnetycznej, średnicy przewodów oraz odległości między nimi, geometrii rdzenia i liczby zwojów dławika na jego tłumienność, obserwuje się przede wszystkim wpływ tych dwóch ostatnich.

Wyniki badania wpływu geometrii, poprzez zmianę wymiarów długości i średnicy wewnętrznej przy zachowaniu stałej objętości rdzenia 2 cm^3 pokazują Rys. 5.52 i Rys. 5.53. W drugim przypadku założono stałą wartość długości rdzenia, a zmiany średnicy wewnętrznej oddziaływały na średnicę zewnętrzną tak, aby objętość magnetyka nie ulegała zmianie. Tu wyraźnie zaznaczył się wzrost tłumienności przy zmniejszaniu średnicy wewnętrznej. Dodatkowo, zmiany powierzchni pola poprzecznego rdzenia słabiej wpływały na długość przewodu, co powodowało mniejsze oddziaływanie pojemności pasożytniczej na wartość tłumienności rdzenia – efekt rozsuwania się punktów ekstremów funkcji.



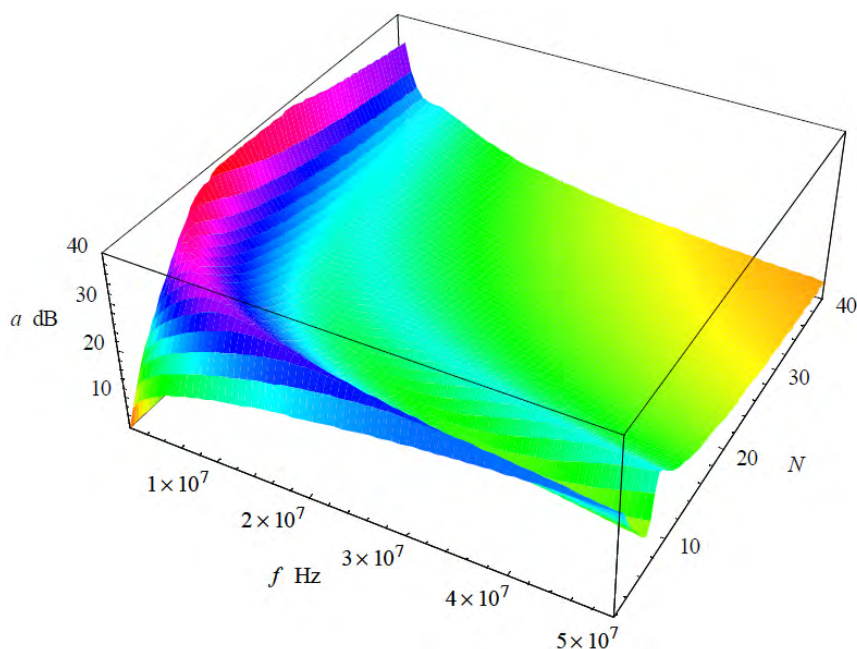
Rys. 5.52. Tłumienność w funkcji częstotliwości i długość rdzenia (przenikalność początkowa $\mu_i = 30\,000$ i objętość rdzenia = const.)



Rys. 5.53. Zmiany tłumienności wtórzeniowej rdzenia o stałej objętości i przenikalności magnetycznej w zależności od jego średnicy wewnętrznej

Istotną rolę w skuteczności tłumienia zaburzeń elektromagnetycznych odgrywa także liczba zwojów dławika. Przekroczenie pewnej optymalnej wartości tej liczby powoduje wzrost pojemności pasożytniczej uzwojenia, a zatem zmniejszenie tłumienności, co można obserwować z ilustracji (Rys. 5.54) otrzymanej na podstawie przeprowadzonej symulacji.

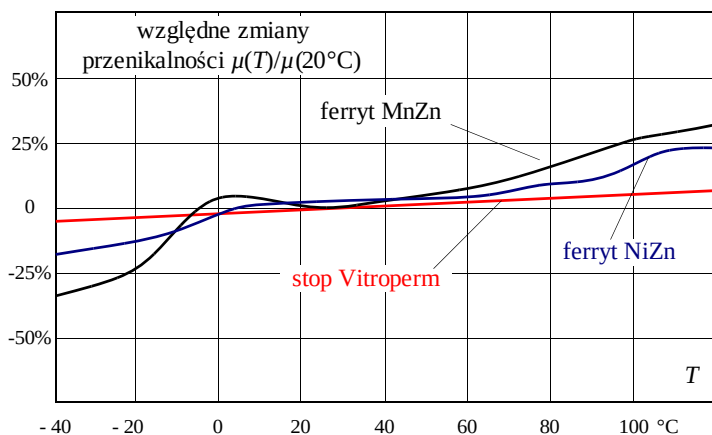
Dla określonej liczby zwojów (w rozważanym przypadku $N=20$, Rys. 5.54) widoczne jest lokalne ekstremum, które wynika z rezonansu pomiędzy reaktancją indukcyjną dławika a pojemnością pasożytniczą uzwojeń. Generalnie, w zakresie megahercowym, wraz ze wzrostem liczby zwojów ekstremum przyjmuje większe wartości i występuje już przy niższych częstotliwościach. Dalsze zwiększanie ($N>20$) liczby zwojów powoduje zmniejszanie wartości pierwszego ekstremum i jednocześnie zanik drugiego ekstremum.



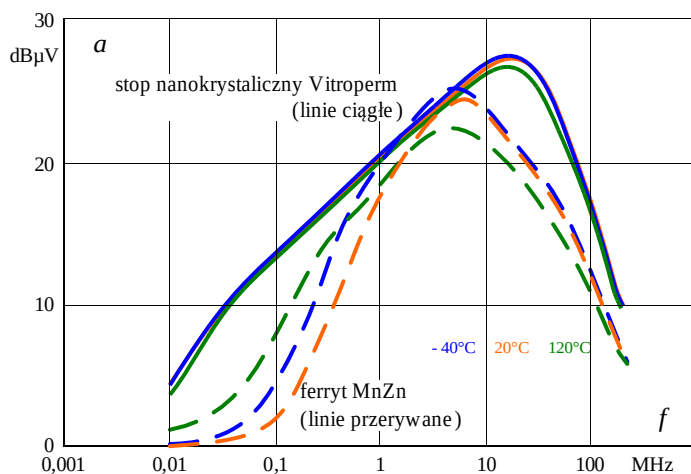
Rys. 5.54. Wpływ liczby zwojów na tłumienność wtrąceń rdzenia

Nie bez znaczenia jest wpływ czynników zewnętrznych środowiska z których najbardziej znaczącym jest temperatura. Jej zmiana poprzez oddziaływanie na przenikalność magnetyczną rdzenia, a więc również na wartość impedancji wpływa na tłumienność wtrąceń rdzenia. Szczególną jest sytuacja, kiedy osiągane są poziomy bliskie temperatury Curie. Wówczas gwałtownie obniża się przenikalność magnetyczna materiału rdzeniowego, co może stanowić poważny problem dla właściwej pracy filtra przeciwzaburzeniowego. Przenosząc rozważania na konkretne typy magnetyków daje się określić wpływ zmian temperatury

na tłumienność rdzenia. Najlepszą stabilność w tym względzie posiadają stopy amorficzne i nanokrystaliczne. Cechuje je tylko kilkuprocentowy dryft odniesiony do względnej zmiany przenikalności $\mu(T)/\mu(20^\circ\text{C})$ [110], [204–205], [240]. W zależności od rodzaju stopu może on przyjmować wartości ujemne lub dodatnie. Testowany w pracy materiał Vitroperm 500F posiada dodatni współczynnik. Rozważania dotyczące ferrytów są bardziej skomplikowane. Nieliniowe zmiany przenikalności są trudniejsze do opisanie, a dodatkowo posiadają mniejszy zakres stosowalności. Standardowo w zastosowaniach ferrytu przyjmuje się temperaturowy poziom pracy do $\sim 0,8 T_C$.



Rys. 5.55. Względne zmiany przenikalności magnetycznej ferrytów i nanokrystalicznego Vitropermu w zakresie temperatur $-40 \div 120^\circ\text{C}$ [110], [204–205], [240]



Rys. 5.56. Wpływ temperatury na tłumienność dławików z rdzeniami ferrytowymi i nanokrystalicznymi [110], [205]

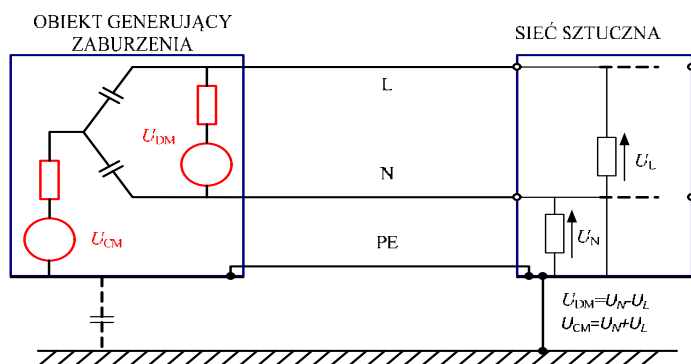
Wykres zmian tłumienności wtrąceniowej rdzeni w funkcji częstotliwości dla różnych temperatur i materiałów przedstawia Rys. 5.56. Najlepsze i najbardziej stabilne parametry w tym zakresie posiada stop nanokrystaliczny [103–112], [204–205], [240].

Znajomość wpływu opisanych parametrów fizycznych na tłumienność wtrąceniową dławika przeciwzaburzeniowego jest ważnym punktem wyjściowym do wyboru odpowiedniego elementu filtrującego zaburzenia w rzeczywistym obwodzie elektrycznym.

5.7. Pomiary rzeczywistych tłumienności wtrąceniowych dławików w układach zasilania

Metodą pozwalającą najpełniej określić właściwości dławika przeciwzaburzeniowego jest eksperyment przeprowadzony na wybranym obiekcie elektrycznym. Poniżej zaprezentowano weryfikację skuteczności tłumienia zaburzeń przewodzonych na przykładzie rzeczywistego układu – impulsowego zasilacza komputerowego (model AT 200W). W zintegrowanym torze pomiarowym stanowi on jednocześnie źródło zaburzeń, obiekt chroniony oraz posiada wmontowany układ filtrujący czyli dławik. Głównym źródłem zaburzeń w zasilaczu jest jego przekształtnikowy system sterowania szerokością i kształtem impulsów. Natomiast podstawowy przyrząd pomiarowy stanowi miernik poziomu zaburzeń wyskalowany w decybelach (najczęściej w odniesieniu do $1 \mu\text{V}$). Wykonanie pomiarów napięcia zaburzeń występujących w liniach zasilania bądź sygnałowych wymaga zastosowania również osprzętu pomocniczego. W zależności od przedziału częstotliwości badań są to: sieć sztuczna (9 kHz do 30 MHz) lub cęgi absorpcyjne (30 MHz÷300 MHz) [18], [31], [118], [158].

Pomiar emisji zaburzeń przeprowadzono zgodnie z wymaganiami CISPR 16-1, CISPR 16-2, norm europejskich serii EN50081-1 oraz EN50081-2 [18], [31], [125], [173], [259], [340–341].

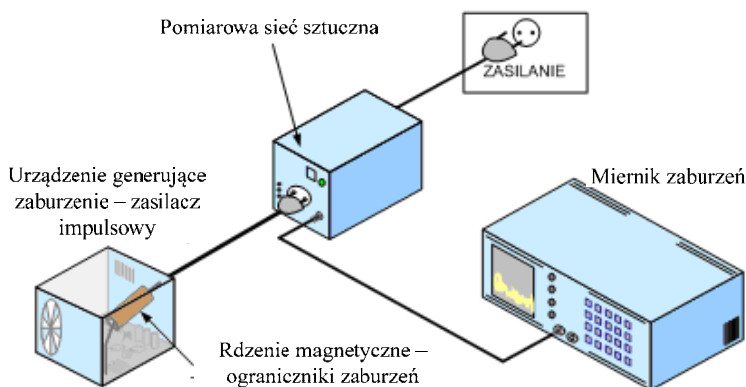


Rys. 5.57. Sposób podłączenia sieci sztucznej do źródła zaburzeń oraz ogólna prezentacja pomiaru zaburzeń wspólnych i różnicowych

W zakresie pomiarowym 9 kHz do 30 MHz zastosowano układ ze sztuczną siecią przedstawiony na Rys. 5.57, pozwalający analizować zaburzenia wspólne oraz różnicowe na podstawie zmierzonych napięć przewód – ziemia U_L oraz U_N [125], [173], [342].

Zastosowana sieć sztuczna – LISN (ang. *Line Impedance Stabilization Network*) stabilizuje warunki pomiarów i obciąża badane źródło określoną przez normy impedancją ($50 \Omega/50 \mu H + 5 \Omega$), a spadek napięcia na niej jest miarą poziomu zaburzeń.

Strukturę stanowiska pomiarowego realizowanego w ekranowanym pomieszczeniu Laboratorium EMC Politechniki Lubelskiej prezentuje Rys. 5.58.

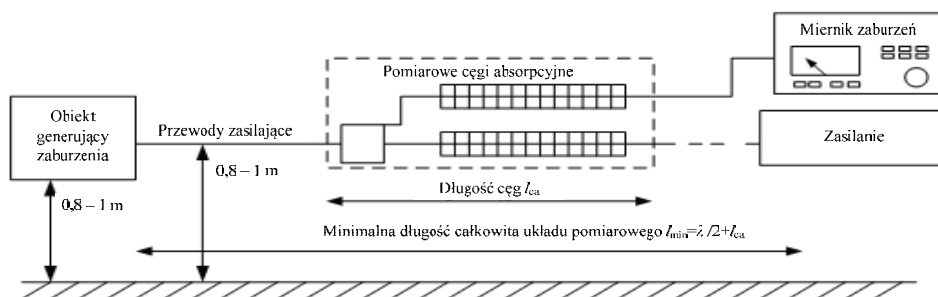


Rys. 5.58. Elementy stanowiska do pomiaru tłumienności wtrąceniowej rdzeni magnetycznych w zakresie 9kHz÷30 MHz [311]

Pomiary tłumienności wtrąceniowej przeprowadzano zgodnie z zależnością (5.3), mierząc poziom sygnału w przypadku pracującego i niepracującego dławika w obwodzie. Na przewód (dwa przewody – w przypadku zaburzeń wspólnych) zasilający badany obiekt nakładano rdzenie testowanych dławików.

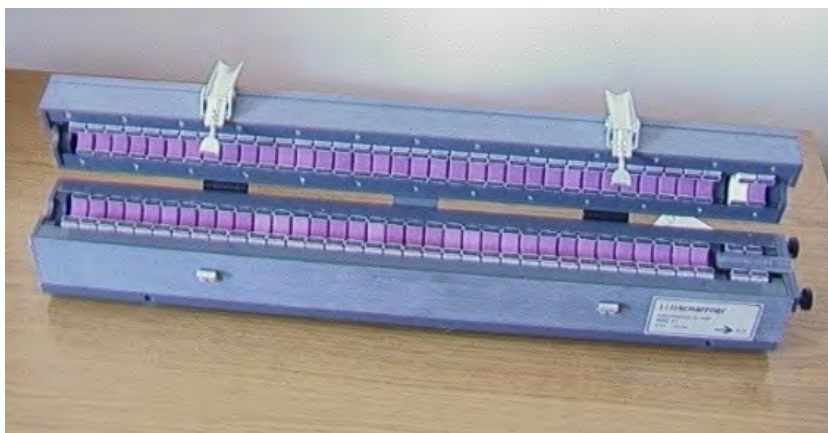
Analiza przewodzonych zaburzeń elektromagnetycznych w zakresie wyższych częstotliwości 30÷300 MHz polega na wyznaczeniu mocy dysponowanej, za pomocą cęgów absorpcyjnych [31], [121], [125], [173], [341] (Rys. 5.59) i pomiarze natężenia prądu zaburzeń płynącego w obwodzie: źródło zaburzeń → impedancja źródła zaburzenia → impedancja obciążenia w warunkach dopasowania [121], [173], [342], [344]. Jako układ dopasowujący stosuje się odcinek linii dołączonej do badanego obiektu o odpowiednio dobranej długości. Jeżeli impedancja obciążająca Z_{obc} umieszczona jest w miejscu występowania pierwszego maksimum fali stojącej powstałej w linii, następuje kompensacja jej składowych urojonych ($Z_{obc} \approx R_0$). W praktycznych zastosowaniach impedancję obciążającą stanowią właśnie cęgi absorpcyjne. Obejmują one promieniującą linię i jej elementy mogą być przesuwane wzdłuż niej do miejsca, w którym następuje

wspomniana kompensacja, a więc dopasowanie. Miernik zaburzeń jest dołączony do specjalnego transformatora prądowego umieszczonego w cęgach, który umożliwia pomiar prądu płynącego przez obciążenie R_0 .



Rys. 5.59. Konfiguracja stanowiska do pomiaru mocy dysponowanej z cęgami absorpcyjnymi

Cęgi absorpcyjne składają się z trzech części umieszczonych we wspólnej obudowie: elementu pochłaniającego energię wielkiej częstotliwości tzw. absorbera, transformatora prądowego i filtru zaporowego. Moduł pochłaniający energię zawiera kilkadziesiąt pierścieni ferrytowych z umieszczonym wewnątrz promieniującym przewodem dołączonym do badanego obiektu. Przez odpowiedni dobór materiału, liczby i rozmiarów pierścieni uzyskuje się wymaganą wartość impedancji absorbującej energię w.c.z. Transformator prądowy umożliwia pomiar prądu wielkiej częstotliwości płynącego przez impedancję [342]. Jest on również wykonany z pierścieni ferromagnetycznych obejmujących promieniujący przewód, który stanowi uzwojenie pierwotne transformatora. Uzwojenie wtórne tworzy pętla przewodu współosiowego, połączona z miernikiem zaburzeń ESCI firmy Rohde&Schwarz.



Rys. 5.60. Cęgi pomiarowe AMZ 41C firmy Schaffner

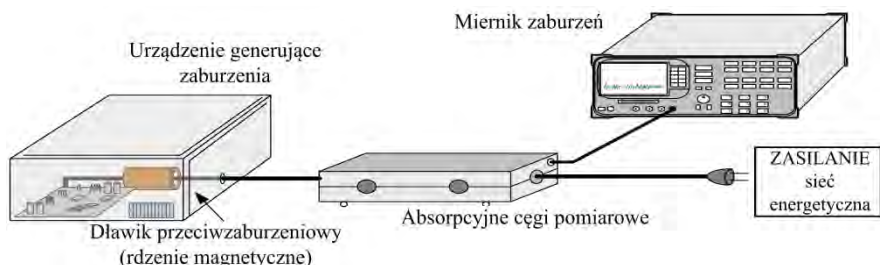
W celu umieszczania promieniującego przewodu wewnątrz cęgów absorpcyjnych, pierścienie ferrytowe wykonane są jako system półpierścieni umieszczonych na zawiasowo połączonych częściach obudowy (Rys. 5.60)

Tłumienność wtrąceniowa wyznaczana jest z relacji [31], [125], [173], [340], [342]:

$$a = 10 \log \left[\frac{P_D'}{P_D''} \right] \quad \text{dBmW} \quad (5.24)$$

gdzie: P_D' , P_D'' – odpowiednio wartość zmierzonej mocy w układzie bez dławika i z dławikiem (Rys. 5.61).

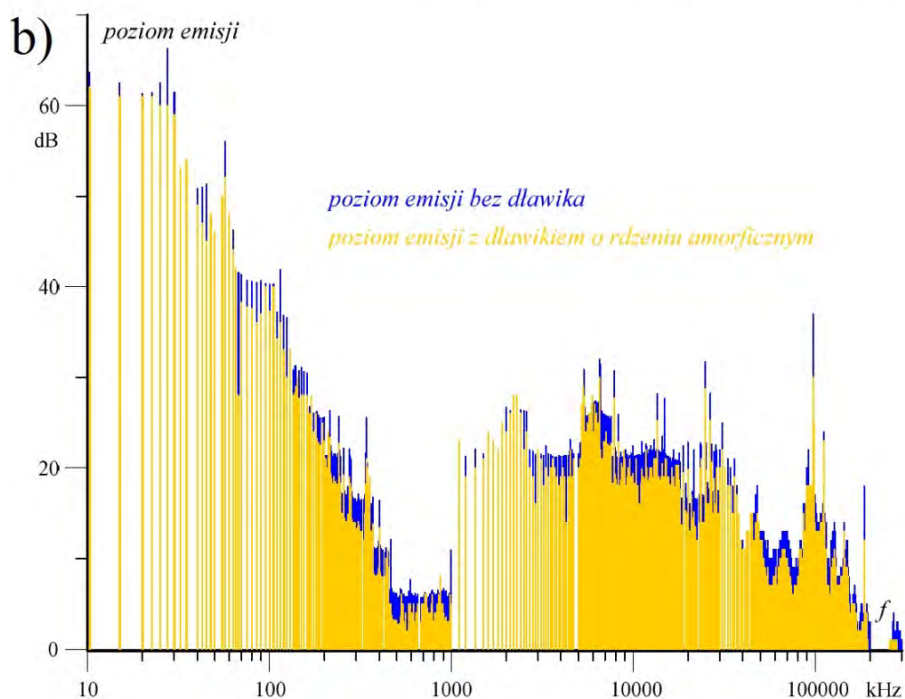
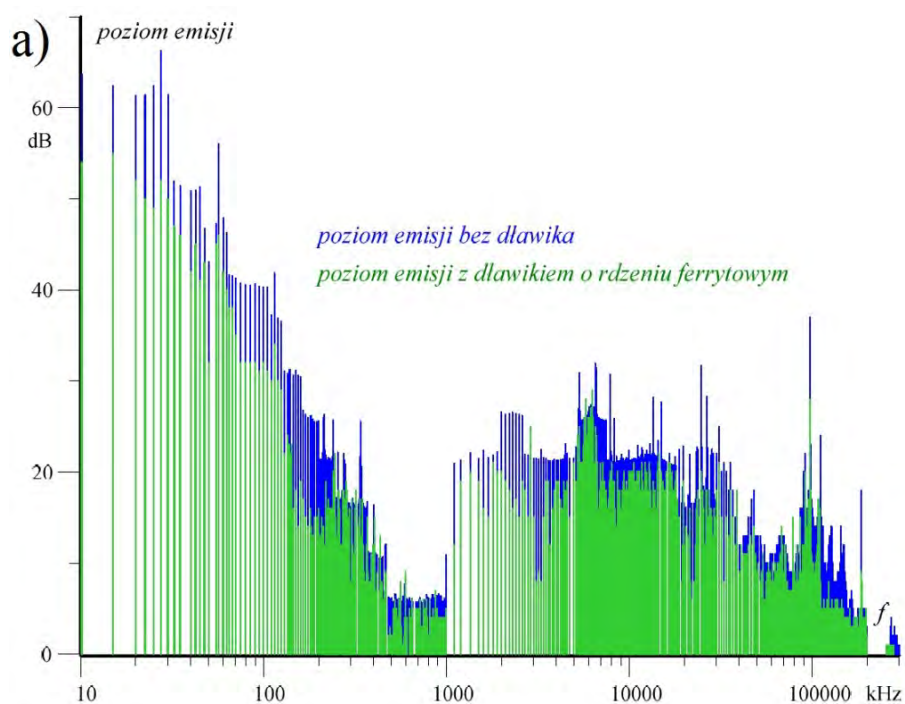
Strukturę stanowiska prezentują schematy na Rys. 5.61

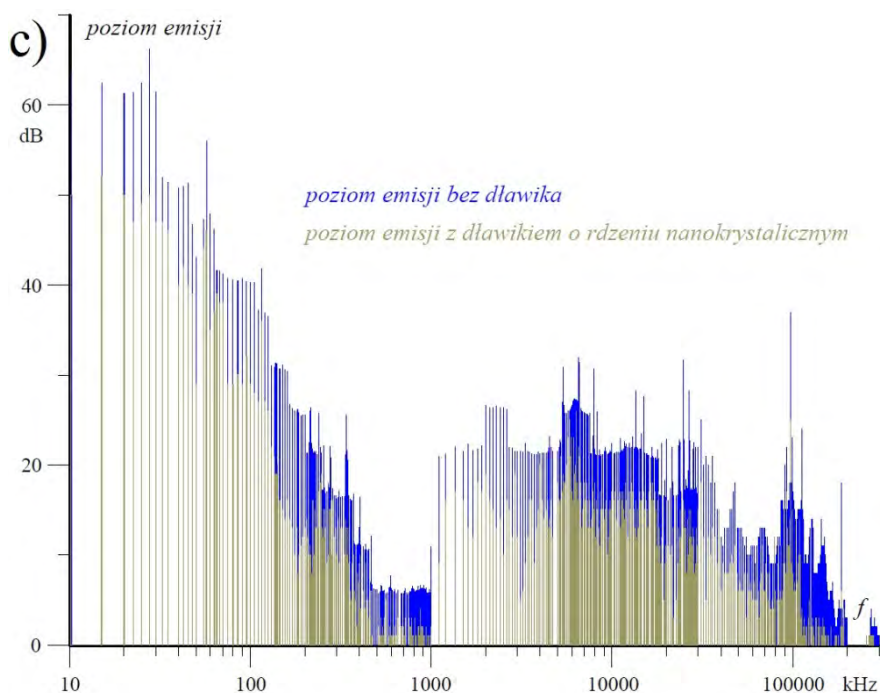


Rys. 5.61. Schemat stanowiska do badania tłumienności wtrąceniowej rdzeni pracujących w obwodach zasilania, w zakresie częstotliwości 30÷300 MHz z włączonym dławikiem

Wyniki sumarycznie uzyskanych pomiarów w pełnym zakresie częstotliwości 9 kHz÷300 MHz z użyciem sztucznej sieci i cęgów absorpcyjnych przedstawiono na Rys. 5.62. Badaniom poddano emisję zaburzeń impulsowego zasilacza komputerowego ograniczane dławikami o rdzeniach ferrytowych, amorficznych i nanokrystalicznych.

Dla graficznej oceny skuteczności dławików zastosowano charakterystyki poziomów emisji w układzie bez dławika i z dławikiem o 5 zwojach. Uzyskane wartości potwierdzają, że najlepszym materiałem rdzeniowym okazał się nanokrystaliczny Vitroperm 500F. Wynik ten jest tym bardziej zadowalający, że objętość nanokrystalicznego rdzenia była najmniejsza. Dobre parametry tłumienia osiągnął również rdzeń ferrytowy, który do tej pory dominował w podobnych zastosowaniach. Jednak jego największe gabaryty i masa nie są optymistycznymi prognozykami w dobie miniaturyzacji sprzętu elektryczno-elektronicznego. Najśłabsze wyniki uzyskano dla rdzenia amorficznego, który pomimo dosyć dobrych, teoretycznych parametrów, nie obniżył poziomu zaburzeń o więcej niż kilka decybeli.





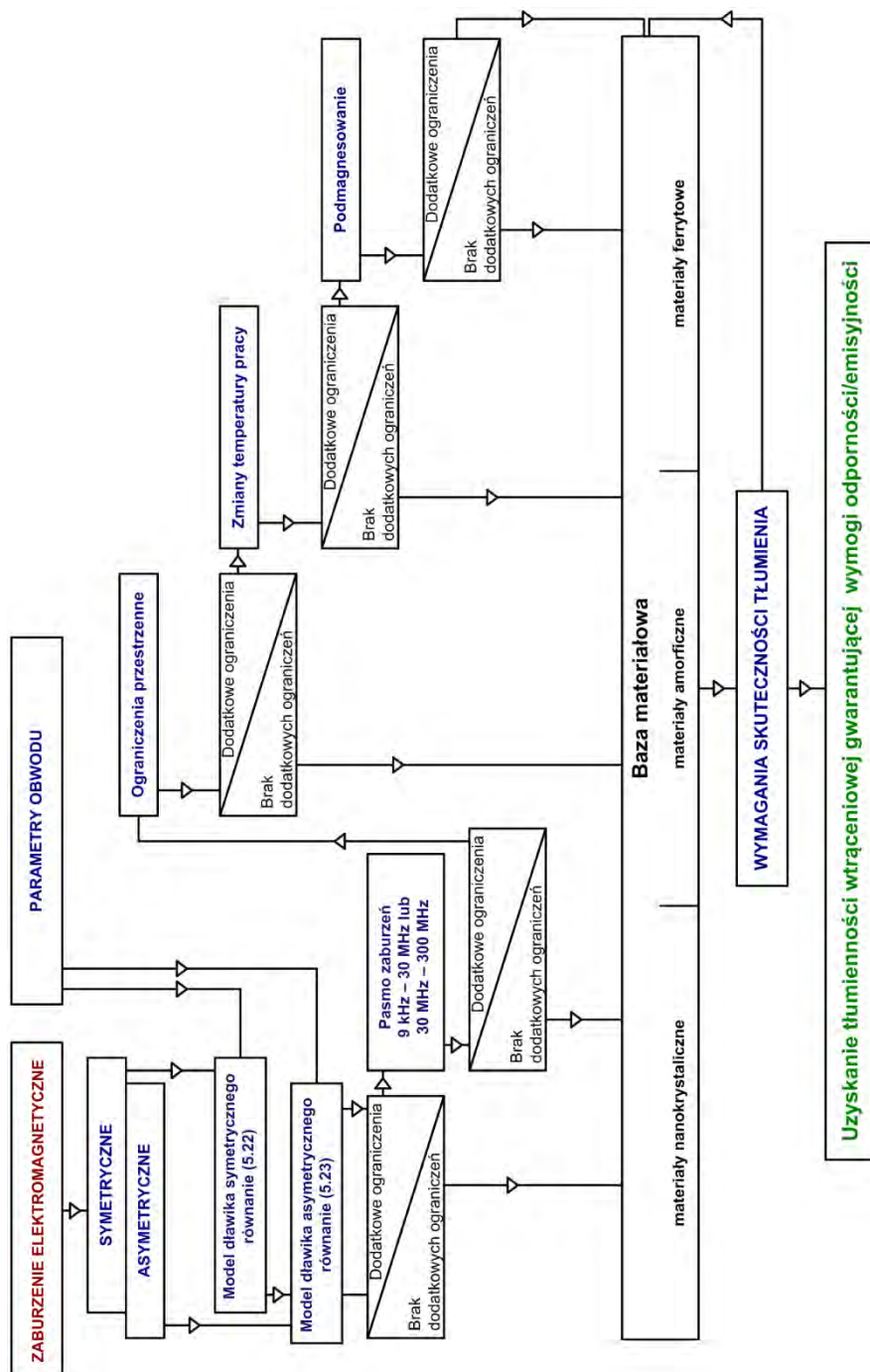
Rys. 5.62. Wartości pomiarowe poziomów emisji impulsowego zasilacza z dławikiem przeciwzaburzeniowym o rdzeniu: a) ferrytowym, b) amorficznym, c) nanokrystalicznym

5.8. Kryterium przydatności materiałów magnetycznych na rdzenie dławików przeciwzaburzeniowych

Skuteczne tłumienie przewodzonych zaburzeń elektromagnetycznych przez zastosowanie dławików przeciwzaburzeniowych wymaga prawidłowego doboru zintegrowanych parametrów samego materiału magnetycznego jak i rodzaju rdzenia.

Klasyczne rozwiązania istniejące w produktach występujących na rynku nastawione są zazwyczaj na ograniczenie emisji danego elementu przy jednocześnie niewielkim nakładzie finansowym. W rezultacie uzyskiwane niewielkie zapasy poziomów kompatybilności umożliwiają spełnienie podstawowych wymogów bezpieczeństwa i EMC. Sytuacja staje się jednak krytyczna w chwili, gdy dany produkt zostanie zakwalifikowany do pracy w mocno zaburzonym środowisku i jednocześnie o większych rygorach technicznych.

Na podstawie przeprowadzonych badań opracowano kryteria i algorytm (Rys. 5.63) doboru materiałów magnetycznie miękkich w aplikacjach rdzeniowych układów ograniczających zaburzenia elektromagnetyczne.



Rys. 5.63. Algorytm doboru materiału magnetycznego na rdzeń dławika przeciwzaburzeniowego

Kryterium doboru rdzenia dławika uwzględnia:

- kategorię sygnału zaburzającego;
- przedział częstotliwości i formy występujących zaburzeń;
- wymiary przestrzeni przeznaczonej do zamontowania dławika;
- warunki otoczenia określone m.in. temperaturą i odmagnesowaniem;
- wartości impedancji występujących w analizowanym obwodzie z dławikiem;
- wymagane wartości tłumienia sygnałów zakłócających.

Każdy z tych czynników został bezpośrednio lub pośrednio uwzględniony w proponowanym i opisanym wcześniej matematycznym modelu dławika (5.22) materiałów.

W zależności od zidentyfikowanego rodzaju zaburzenia wybierany jest dławik – symetryczny lub asymetryczny. W sytuacjach występowania obydwu typów zaburzeń, stosuje się uniwersalny, zintegrowany układ filtrujący o walcowym lub pierścieniowym kształcie rdzeni. Sam rodzaj zaburzenia nie wpływa jeszcze na wybór materiału użytego w konstrukcji dławika i mogą nim być np. różne materiały nanokrystaliczne (Vitroperm 500F z firmy Vacuumschmelze), amorficzne (Vitrovac 6030F, 6025Z) lub ferryty (Kitagawa serii TN, TR TRCN).

Ważnym w wyborze dławików jest określenie zakresu częstotliwości zaburzeń i ich formy. Czy generowane zaburzenie charakteryzuje pojedyncza częstotliwość, kilka dominujących i w jakim odstępie od sygnału użytecznego częstotliwości, czy też ma ono charakter szumu? Dławiki pracujące w obwodach sygnałowych w.cz. posiadają mniejszą „odległość” pomiędzy sygnałem użytecznym a zaburzeniem, co w doborze materiału może skutkować wymaganiem charakterystyki tłumienności o większej stromości narastania i przesądzić o przewadze ferrytów.

Główną wielkością określającą materiał rdzeniowy na tym etapie analizy jest magnetyczna przenikalność początkowa. Z przytoczonych wcześniej wykresów (podrozdz. 5.6) wynika prawidłowość, że im niższa jest częstotliwość przy której wymaga się wystarczająco dużego tłumienia, tym większą przenikalnością początkową powinien charakteryzować się stosowany materiał. W zakresie 9 kHz÷30 MHz należy więc stosować nanokrystaliki i amorfiki. Przy wyższych częstotliwościach ich krzywe tłumienności wykazują spływanie, polegające na zbliżeniu wartości minimalnej z wartością drugiego maksimum (Rys. 5.51). Dla rdzeni ferrytowych (Ni-Zn) ten efekt jest mniej widoczny.

Kontynuując identyfikację materiału magnetycznego względem wymaganej charakterystyki tłumienności wtrąceniowej, mniej znaczącym czynnikiem okazały się wartości indukcji magnetycznej i rezystywności. Stwierdzono [313], że dwukrotny wzrost rezystywności podnosi zaledwie o kilka procent skuteczność ograniczania zaburzeń. Natomiast, dwukrotne zmniejszenie wartości indukcji

maksymalnej magnetyka skutkuje „wyrównaniem” lokalnych ekstremów tłumienności w obrębie minimum i drugiego maksimum charakterystyki.

Postępująca miniaturyzacja układów i urządzeń elektrycznych wymusza instalowanie coraz sprawniejszych filtrów, przy spełnieniu warunku zapewnienia niewielkich gabarytów. Jednak zmniejszenie objętości rdzenia, czy to poprzez średnicę zewnętrzną czy jego długość, obniża wartość tłumienności (pierwsze maksimum) i jednocześnie oddala od siebie ekstrema jej funkcji.

Z geometrią rdzenia związana jest również liczba zwojów, której wzrost zwiększa tłumienność dławika. Ale przekroczenie jej optymalnej wartości powoduje wzrost pasożytniczych pojemności, co skutkuje utratą dobrego tłumienia. Nie bez znaczenia jest również sam sposób uzwajania rdzenia. Zwiększenie odległości między przewodami likwiduje pasożytnicze oddziaływania pojemności ale ogranicza całkowitą liczbę zwojów dławika. Z analizy wyników symulacji i pomiarów – stosowania dwóch rdzeni z kilkoma zwojami lub jednego z większą liczbą zwojów wynika przewaga tego drugiego wariantu.

W ramach postawionych warunków dotyczących wymiarów dławika stwierdzono [313], że najefektywniejszym spośród badanych materiałów jest nanokryształik Vitroperm 500F o przenikalności 30 000. Uzyskiwane w tym przypadku wartości tłumienności wtrąceniowej są porównywalne z ferrytowymi nawet przy dwu-trzykrotnym zmniejszeniu objętości.

Rdzenie nanokrystaliczne wykazują najlepszą stabilność pracy wśród materiałów przy zmianach temperatury aż do 120°C, która dla niektórych ferrytów stanowi już temperaturę Curie, powodującą zanik własności magnetycznych.

Czynnikiem negatywnie wpływającym na pracę dławika jest zjawisko podmagnesowania rdzenia. Skrajny przypadek może doprowadzić do zaniku jego własności tłumiących. Aby temu przeciwdziałać należy zastosować odporniejszy w tej sytuacji materiał amorficzny VC 6030F albo zaprojektować rdzeń dławika ze szczelinę powietrzną. Mniej odporne są ferryty, ale mogą podnieść swą stabilność dzięki utworzeniu szczeliny. Dzielone rdzenie posiadają dodatkowy atut, umożliwiając łatwiejsze zakładanie rdzenia na przewody zabezpieczanego obwodu.

Wzrost wartości modułu impedancji całego zabezpieczanego obwodu (bez dławika) obniża skuteczność tłumienia sygnałów. Aby zatem uzyskać wysokie wartości tłumienności, wybierany materiał rdzenia powinien charakteryzować się dużą i stałą w dziedzinie częstotliwości wartością μ_1 . W układach nieznormalizowanych (o impedancjach większych od 50 Ω) dla częstotliwości 9 kHz÷30 MHz, zgodnie z wynikami symulacji należy stosować rdzenie nanokrystaliczne, natomiast przy wyższych częstotliwościach ferryty.

Konfiguracja układu filtrującego w każdym przypadku powinna być dobierana indywidualnie. Jeżeli wymagana wartość tłumienia obiektu nie przekracza 15÷30 dB, celowym jest stosowanie filtrów jednoelementowych. Oczekując lepszych efektów należy rozważyć możliwość scalania różnych typów filtrów

w bardziej złożone, np. ograniczająco-separujące układy. Ponadto, należy pamiętać, że uzyskanie tłumienia $a > 50$ dB bez zastosowania ekranowania nie będzie skuteczne przy wysokich częstotliwościach ($f > 30$ MHz), ze względu na przenikanie sygnałów poza strukturę filtra również poprzez promieniowanie.

Podsumowując krótko, w ramach przeprowadzonego kryterium stwierdzono, że dotychczasowa dominacja ferrytowych aplikacji przeciwzaburzeniowych w zakresie przewodzonych zaburzeń elektromagnetycznych (do 30 MHz), zostaje ograniczona na korzyść nowoczesnych materiałów nanokrystalicznych, szczególnie tych o dużych wartościach przenikalności początkowej. Materiały amorficzne pomimo swych wielu dobrych parametrów nie wykazały dużych zdolności tłumiących, co potwierdza ich niewielkie znaczenie na rynku aplikacji kompatybilnościowych. Natomiast w częstotliwościowym zakresie setek megaherców, ciągle wyraźną przewagę właściwości tłumiących utrzymują ferryty NiZn.

5.9. Podsumowanie

Każde urządzenie elektryczne lub elektroniczne może być zarówno odbiornikiem jak i źródłem niepożądanych sygnałów zakłócających. Zazwyczaj niemożliwa jest ich całkowita eliminacja, a jedynie obniżenie wartości stosownie do wymaganego minimum. Możliwość wystąpienia zaburzeń, rozkład ich energii oraz charakterystyki czasowe w pełnym spektrum częstotliwości są uzależnione od struktury fizycznej i parametrów elektromagnetycznych rozpatrywanych elementów i układów.

Kwestie zmniejszenia wpływu sygnałów niepożądanych powinny być uwzględnione już w procesie projektowania lub w trakcie konstruowania urządzeń. Wprowadzanie technologii przeciwzaburzeniowych w późniejszych etapach jest zwykle mniej skuteczne, a liczba dostępnych sposobów ich redukcji maleje przy jednoczesnym, znacznym wzroście kosztów zastosowanych rozwiązań technicznych.

Podstawowym środkiem do minimalizacji poziomu wartości przewodzonych sygnałów zaburzających w obwodach elektrycznych jest układ filtrujący. Jego klasyczne rozwiązanie to dławik przeciwzaburzeniowy, bazujący na rdzeniu z materiału magnetycznie miękkiego. Posiada on ograniczony zakres skuteczności, swoje granice zastosowań oraz uwarunkowania co do instalacji. Konfiguracja układu filtrującego w każdym przypadku powinna być projektowana indywidualnie. Zdarzyć się może, że porównywalne, a nawet lepsze efekty można osiągnąć stosując prosty jednoelementowy filtr niż rozbudowany, wieloelementowy. Dlatego też, zasadnym stają się dokładne analizy parametrów dławika przeciwzaburzeniowego w odniesieniu do uzyskiwanej przez niego skuteczności ograniczania zaburzeń.

Analiza układu pracy zarówno rozbudowanego filtru, czy pojedynczego dławika, wymaga szczegółowego schematu zastępczego, uwzględniającego jego zasadnicze jak i dodatkowe – pasożytnicze elementy układu. Ujęcie wszystkich czynników wpływających na skuteczność tłumienia zaburzeń napotyka na wiele ograniczeń i praktycznie jest trudne do realizacji; ponadto nie zawsze znajduje uzasadnienie ekonomiczne. W aplikacjach technicznych oraz doniesieniach literaturowych spotykane są zazwyczaj rozwiązania, które bazują na prostym, szeregowym modelu dławika RL ze stałą wartością przenikalności magnetycznej w dziedzinie częstotliwości. Jakkolwiek obliczone w pewnych przypadkach wartości ograniczenia zaburzeń mogą być głównie jakościowo zgodne z wynikami laboratoryjnymi, to wartości z zakresu wyższych, megahercowych częstotliwości daleko odbiegają od rzeczywistych pomiarów. Zasadnym stało się opracowanie nowego modelu dławika, który dokładniej odzwierciedlałby parametry pracy w szerszym zakresie częstotliwości.

Zaproponowany model dławika przeciwzaburzeniowego bazuje na podwójnym układzie równoległym elementów RLC, reprezentujących indukcyjność dławika, jego straty oraz parametry dodatkowe, takie jak rozproszenie i pojemności pasożytnicze. Określenie rezystancji i indukcyjności dławika rdzeniowego oparto na zespolonej przenikalności magnetycznej rdzenia, reprezentowanej przez składową rzeczywistą μ'_{mag} i składową urojoną μ''_{mag} . Zastosowanie tej postaci przenikalności materiału rdzeniowego uzależniło model dławika od częstotliwości. Dodatkowo w pracy zawarto symulacje dotyczące oddziaływania negatywnych zjawisk na pracę dławika przeciwzaburzeniowego, tj. zmian temperatury i wpływu pola podmagnesowującego. Przedstawiona dyskusja błędów przenikalności magnetycznej modeli analogicznych do rozważań Stolla i Nakamury, wykazała wyższość tego pierwszego. Uzyskana weryfikacja symulacji z danymi katalogowymi dla nanokrystalików i amorfików okazała się bezbłędna.

Opracowanie matematycznego wyrażenia, opisującego charakterystyki częstotliwościowe współczynnika tłumienności wtrąceniowej, umożliwiło określenie charakteru zmian wartości tłumienia wnoszonego przez dławik w różnych konfiguracjach. Relacje tłumienności (uzależnionych od impedancji) dławika w funkcji częstotliwości, wykazują lokalne ekstrema będące skutkiem istniejących rezonansów pomiędzy reaktancjami indukcyjnymi i pojemnościowymi dławika. Podstawowy zakres rozpatrywania zaburzeń przewodzonych, sięgający do trzydziestu megaherców, obejmował obszar pierwszego maksimum krzywej tłumienności. Rozszerzenie badań do trzystu megaherców, spowodowało rejestrację kolejnych ekstremów – minimum i drugiego maksimum.

Przeprowadzona weryfikacja modelu matematycznego dotyczyła aplikacji ferrytowych, nanokrystalicznych i amorficznych. Wszystkie porównania w zakresie jakościowym (a często także ilościowym) okazały się poprawne i dobrze odwzorowywały skuteczność tłumienia w funkcji częstotliwości wraz z istniejącymi efektami rezonansów własnych elementów schematu zastępczego. Wyniki

te stały się zachętą i podstawą do opracowania kryterium doboru materiałów magnetycznie miękkich na rdzenie dławików przeciwzaburzeniowych.

Do weryfikacji zaproponowanego kryterium wykorzystano stanowisko laboratoryjne z rzeczywistym obiektem – impulsowym zasilaczem komputerowym. Dzięki wykorzystaniu pomocniczych urządzeń pomiarowych – sieci sztucznej i cęg absorpcyjnych stworzono prosty i bezinwazyjny system pomiarowy, chroniony od zewnętrznych zaburzeń. Zaprezentowany układ dwóch stanowisk umożliwia pomiar tłumienności wtrąceniowej w szerokim zakresie, tj. od 9 kHz do 300 MHz.

Szczegółowe porównania tłumienności modelowanych z uzyskanymi w rzeczywistym obwodzie wykazują pewne rozbieżności (niekiedy sięgające 20÷30%), niemniej idea odzwierciedlenia w modelu wnoszonej tłumienności przez dany typ magnetyka została osiągnięta. Tak więc stwierdzono że, zaproponowane kryterium przydatności magnetyków i system weryfikacyjny są poprawne i umożliwiają optymalne dobieranie rdzeni w aplikacjach przeciwzaburzeniowych.

Prowadzone aktualnie badania naukowe i poświęcona im literatura techniczna wyraźnie wskazują na wielką rolę kompatybilności elektromagnetycznej urządzeń elektrycznych. Przytoczony rozdział książki zawiera znaczny fragment tej tematyki, skupiający się na ograniczaniu zaburzeń przewodzonych. Zaproponowano w nim algorytm doboru materiału magnetycznego na rdzeń dławika przeciwzaburzeniowego i wskazano materiał nanokrystaliczny jako optymalne rozwiązanie aplikacyjne w tym zakresie.

Wykazana odpowiednio duża przenikalność magnetyczna i minimalne straty rdzeni nanokrystalicznych w stosunku do ferrytowych i amorficznych pozwala liczyć na nowe konkurencyjne rozwiązania na rynku elementów indukcyjnych – w dławikach przeciwzaburzeniowych i transformatorach separujących.

W opracowaniu nie podjęto dyskusji wpływu zjawiska naskórkowości, pominięto efekty starzenia się magnetyków, nie rozpatrywano charakteru samych zaburzeń tj. ich dynamiki i czasu występowania oraz modułowo potraktowano impedancje obwodów. Wymienione okoliczności stanowią więc, kolejne wyzwania do dalszych realizacji naukowych, w ramach rozwojowej tematyki kompatybilności elektromagnetycznej urządzeń.

LITERATURA

- [1] Aniołczyk H., Pachocki K., Różycki S.: *Pole elektromagnetyczne wielkiego miasta z punktu widzenia wielkiego miasta*, Państwowy Instytut Ochrony Środowiska, Warszawa, 1996.
- [2] Appino C., Valsania M., Basso V.: *A vector hysteresis model including domain wall motion and coherent rotation*, Physica B, Vol. 275, 2000.
- [3] Awerejcewicz J., Dzyubak L.: *Hysteresis modeling and chaos prediction in one- and two-D of hysteretic models*, Archive Application Mechanic, Vol. 77, 2007.
- [4] Azzerboni B., Cardelli E., Finocchio G.: *A comparative study of Preisach scalar hysteresis models*, Physica B 343, 2004.
- [5] Azzerboni B., Carpentieri M., Finocchio G.: *Super-Lorentzian Preisach function and its applicability to model scalar hysteresis*, Physica B 343, 2004.
- [6] Bamdas A.M., Blinov I.V., Zacharov N.V., Sapiro S.V.: *Ferromagnitnyje umnoziteli czastoty*, Energia, Moskwa, 1968.
- [7] Baranowski J.H.: *Zmodyfikowane ujęcie modelu Jilesa-Athertona*, Kwartalnik Elektroniki i Telekomunikacji, PAN, Tom XL - zeszyt 1, 1994, s. 1–20.
- [8] Barlik R., Nowak M.: *Technika tyrystorowa*, Wyd. 4. Warszawa, WNT 1997.
- [9] Bednarek K., Nawrowski R.: *Oddziaływanie na organizm człowieka pól elektromagnetycznych i elektrycznych emitowanych przez monitory komputerowe*, Bioelektromagnetyzm, red. i oprac. Krawczyk A., Instytut Naukowo-Badawczy ZTUREK, Warszawa 2002, s. 124–143.
- [10] Benabou A., Clénet S., Piriou F.: *Comparison of Preisach and Jiles-Atherton models to take into account hysteresis phenomenon for finite element analysis*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Vol. 261, 2003.
- [11] Bendzsak G.J., Biringer P.P.: *The influence of magnetization characteristics upon tripler performance*, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. MAG-1, No 3, 1974, pp. 961–964.
- [12] Bendzsak G.J., Biringer P.P.: *Unbalanced operation of a magnetic frequency tripler*, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. MAG-18, No 6, 1982, pp. 1755–1757.
- [13] Berkan W., Dusza A., Michalski A., Serafin S.: *Tranzystorowe przekształtniki częstotliwości do zasilania urządzeń grzejnych wysokiej czę-*

- stotliwości, Materiały konferencyjne „Energoelektronika w zastosowaniach przemysłowych”, Warszawa - Międzyzlesie, 1996, s. 1–8.
- [14] Berkan W., Dusza A., Michalski A., Serafin S.: *Tyrystorowe urządzenia zasilające dla grzejnictwa indukcyjnego średniej częstotliwości*, Materiały konferencyjne „Energoelektronika w zastosowaniach przemysłowych”, Warszawa - Międzyzlesie, 1996, s. 9–20.
- [15] Berkan W., Michalski A., Serafin S., Zymmer K.: *Tranzystorowe przekształtniki częstotliwości do nagrzewania indukcyjnego*, Materiały konferencyjne „Podstawowe problemy energoelektroniki i elektromechaniki”, Gliwice - Ustroń, 1995, s. 121–126.
- [16] Bertotti G.: *Hysteresis in magnetism*, Academic Press, San Diego 1998.
- [17] Bessho K., Yamada S.: *High-frequency power supply composed of the combination of a thyristor inverter and a magnetic frequency multiplier*, Fifth International Telecommunication Energy Conference, IEEE CH 1855-6, 1983, pp. 570–573.
- [18] Boonma P., Tarateeraseth V., Khanngern W.: *A study of integrated choke characteristic for EMI Filter Design*, ICEMC 05, 2005.
- [19] Bortkiewicz A., Gadzicka E., Szyjowska A., Koniarek J.: *Ocena wpływu pola elektromagnetycznego i stresu na stan zdrowia i samopoczucie użytkowników telefonów komórkowych*, Pole elektromagnetyczne w biosferze, CIOP-PIB Warszawa 2005, s. 54–72.
- [20] Borzi A., Grossauer H., Scherzer O.: *Analysis of Iterative Methods for Solving a Ginzburg-Landau Equation*, International Journal of Computer Vision, Vol. 64(2/3), 2005.
- [21] Boyle G.R., Colin B.M., Pederson D.O., Solomon J.E.: *Macromodeling of integrated circuit operational amplifiers*, Journal of Solid - State Circuit, Vol. SC-9, No. 6, 1974, pp. 353–363.
- [22] Bozorth R.M.I.: *Ferromagnetism*, D van Nostrand Co., New York 1956.
- [23] Broszura ABB Medium voltage AC drive ACS 5000, 1.5 MW-21 MW, 6.0-6.9 kV, 2011.
- [24] Caltun O., Spinu L., Feder M., Padduraru.: *Modeling the complex permeability spectra of NiZnCo ferrite*, Soft Magnetic Materials 16, Dusseldorf, Germany, 9–12 September 2003, p. 823–828.
- [25] Charoy A.: *Zakłócenia w urządzeniach elektronicznych*, tomy 1–4, WNT – Warszawa 2000.
- [26] Chikazumi S., Charap S.H.: *Physics of Magnetism*, J. Willey, New York, 1964.

-
- [27] Christodoulou C., Georgiopolus M.: *Applications of neural networks in electromagnetics*, Artech House, Norwood 2001.
 - [28] Chwastek K., Szczygłowski J., Najgebauer M.: *A direct search algorithm for estimation of Jiles-Atherton hysteresis model parameters*, Materials Science and Engineering B, Vol. 131, 2006.
 - [29] Cimrák I.: *Analysis of the 3D Maxwell-Landau-Lifshitz system of ferromagnetism*, Third International Conference on Advanced Computational Methods in Engineering, Belgium 2005.
 - [30] Cirrincione M., Miceli R., Galluzzo G.R., Trapanese M.: *Preisach Function Identification by Neural Networks*, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 35. No 5, 2002, pp. 2421–2423.
 - [31] Clayton P.R.: *Introduction to Electromagnetic Compatibility*, John Wiley & Sons Inc., 1992.
 - [32] Craik D.: *Magnetism. Principles and Applications*, J.Wiley, Chichester 1996.
 - [33] Dackiewicz A., Krawczyk A.: *Pola elektromagnetyczne a środowisko*, Pole elektromagnetyczne w biosferze, CIOP-PIB Warszawa 2005, s. 45–53.
 - [34] Dackiewicz A.: *Analiza i ocena obowiązującego stanu prawnego w zakresie ochrony środowiska przed polami elektromagnetycznymi. Elektromagnetyczne oddziaływania na obiekty biologiczne*, red. i oprac. Krawczyk A., Instytut Naukowo-Badawczy ZTUREK, Warszawa 2001, s. 1–7.
 - [35] Dąbrowski M.: *Analiza obwodów magnetycznych. Straty mocy w obwodach*, PWN W-wa, 1981.
 - [36] de Oliveira T.T.: *Dynamic phase transition in the kinetic Ising model under a time-dependent oscillating field*, Phys. Rev. A 41, 1990, pp. 4251–4254.
 - [37] Deberasi N., Meydan T., Deberasi G.: *Influence of scratching on domain structure and power loss in amorphous ribbons*, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 30 No 6, November 1994, pp. 4821–4823.
 - [38] *Directive 2004/108/EC of the European Parliament and of the Council of 15 December 2004 on the approximation of the laws of the Member States relating to electromagnetic compatibility and repealing Directive 89/336/EEC* L 390/24 Official Journal of the European Union EN, 31.12.2004.
 - [39] *Dobranie materiału amorficznego na transduktory i transformatory przeznaczone dla przetwornic napięcia*, Raport dla Centralnego Planu Badawczo - Rozwojowego CPBR 2.4 (Cel A.2.2.13) koordynowanego

- przez Instytut Inżynierii Materiałowej Politechniki Warszawskiej, 1988, 33 strony.
- [40] Domaradzki R.: *Zastosowanie sieci neuronowych do generowania strategii decyzyjnych*, Rozprawa doktorska. Akademia Górniczo – Hutnicza im. Stanisława Staszica w Krakowie, Kraków 2007.
- [41] Dupre L., Bertotti G., Basso V., Fiorillo F., Melkebeek J.: *Generalisation of the dynamic Preisach model toward grain oriented Fe-Si alloys*, Physica B 275, 2000.
- [42] Fiorillo F.: *Measurement and characterization of magnetic material*, ELSEVIER Academic Press, 2004.
- [43] Friedman G.: *Second-order Preisach model of scalar hysteresis*, Physica B, Vol. 275, 2000.
- [44] Füzı J.: *Dynamic vector hysteresis modeling*, Physica B, Vol. 372, 2006.
- [45] Giżewski T., Wac-Włodarczyk A., Czerwiński D., Komarzynieć G.: *The applying of algorithms of artificial neural network to analysis and the processing of measured data in tasks of classification of ferromagnetic objects*, Book of Abstracts 5th European Magnetic Sensors and Actuators Conference EMSA 2004, Wolfson Centre for Magnetism Technology, Cardiff University, United Kingdom, July 4 – 7, 2004, W-P.10.
- [46] Giżewski T., Wac-Włodarczyk A., Czerwiński D., Mazur G.: *Identyfikacja materiału magnetycznego z wykorzystaniem algorytmu Kohonena*, XIII Sympozjum Środowiskowe: Zastosowania Elektromagnetyzmu w Nowoczesnych Technikach i Informatyce, Kraków, 16–18.06.2003, s. 26–28.
- [47] Giżewski T., Wac-Włodarczyk A., Czerwiński D., Wolszczak P.: *Grouping process of magnetic materials in similarity classes on the base of dynamic magnetic permeability measurements*, Book of Abstracts 5th European Magnetic Sensors and Actuators Conference EMSA 2004, Wolfson Centre for Magnetism Technology, Cardiff University, United Kingdom, July 4 – 7, 2004, W-P.9.
- [48] Giżewski T., Wac-Włodarczyk A., Czerwiński D., Wolszczak P.: *Identification of Magnetic Material with Artificial Neural Network*, Conference Proceedings, 4th International Conference Electromagnetic Devices and Processes in Environment Protection-ELMECO – 4, 2003, pp. 309 - 316.
- [49] Giżewski T., Wac-Włodarczyk A., Czerwiński D., Wolszczak P.: *Identification of magnetic material with Kohonen artificial neural network*, Soft Magnetic Materials 16, Max-Planck-Institut für Eisenforschung GmbH, Düsseldorf, Germany, Vol.1, Stahl Eisen, 2004, pp. 281–286.

-
- [50] Giżewski T., Wac-Włodarczyk A., Czerwiński D.: *Algorytmy sztucznych sieci neuronowych jako narzędzie wspomagające modelowanie właściwości materiałów magnetycznych*, XIV Symposium Środowiskowe, Zastosowania Elektromagnetyzmu w Nowoczesnych Technikach i Informatyce, Zakopane, 20–23.06.2004, s. 45–46.
- [51] Giżewski T., Wac-Włodarczyk A., Goleman R., Czerwiński D.: *Analiza nieparametrycznych metod analitycznej klasyfikacji obiektów wielowymiarowych w aplikacji do nieniszczącej detekcji uszkodzeń*, Proceedings of the 7th International Conference ELMCO-7 Electromagnetic Devices and Processes in Environment Protection joint with 10th Seminar “Applications of Superconductors AoS-10”, Nałęczów- Poland, September 28–30, 2011, pp. 33–34.
- [52] Giżewski T., Wac-Włodarczyk A., Goleman R., Kowalski I.: *Zastosowanie neuronowych klasyfikatorów grup podobieństwa dla wybranych wirtualnych obrazów wad materiałowych*, Przegląd Elektrotechniczny Nr 12b/2011, s. 53–56.
- [53] Giżewski T., Wac-Włodarczyk A.: *Determination Values of Static Hysteresis of the Preisach Model by Experimental Results*, Conference Proceedings, 4th International Conference Electromagnetic Devices and Processes in Environment Protection-ELMCO – 4, 2003, pp. 317 - 322.
- [54] Giżewski T., Wac-Włodarczyk A.: *Modelling of Dynamical Reluctance Using Neural Network Algorithm*, International Conference on Electromagnetic Devices and Processes in Environment Protection ELMCO 5, Nałęczów - Poland, 4–7 September 2005, s. 54.
- [55] Giżewski T.: *Modelowanie obwodów magnetycznych przy zastosowaniu algorytmów sztucznych sieci neuronowych*, Rozprawa doktorska, Lublin 2009.
- [56] Giżewski T., Wac-Włodarczyk A.: *Realizacja układu pomiarowo-symulacyjnego pętli histerezy magnetycznej z wykorzystaniem algorytmu neuronowego*, Seminarium Środowiskowe PTZE: Zastosowania Elektromagnetyzmu w Nowoczesnych Technikach i Informatyce, Bydgoszcz-Wenecja, 25–27 czerwca 2001, s. 51.
- [57] Goleman R., Guz J., Janowski T., Wawszczak J.: *Potentials of Primary Neutral Points in the Three-Phase Magnetic Frequency Tripler*, Scientific Papers of the Electrical Engineering Department of Lublin Technical University, Seria B No. 5, 1983, pp. 99–117.
- [58] Goleman R., Janowski T., Szponder J., Wac-Włodarczyk A.: *Badania zakłóceń elektromagnetycznych emitowanych przez nagrzewnicę indukcyjną*, Krajowe Sympozjum: Kompatybilność elektromagnetyczna

- w elektrotechnice i elektronice EMC'99, Zeszyty Naukowe Politechniki Łódzkiej "Elektryka", s. 207–216.
- [59] Goleman R., Wac-Włodarczyk A.: *Odkształcenie prądu zasilającego wielofazowy magnetyczny potrajacz częstotliwości*, SPETO IX, 1986, s. 223–234.
- [60] Goleman R.: *Straty mocy w transformatorowym potrajacu częstotliwości*, Rozprawa doktorska, Politechnika Lubelska, 1983.
- [61] Gorbet R.B.: *Control of hysteresis systems with Preisach representations*, The thesis presented to University of Waterloo, Waterloo, Ontario, Canada 1997.
- [62] Gordon E., Fish: *Soft Magnetic Materials*, Proceedings of the IEEE, Vol.78 No 6, June 1990, pp. 947–972.
- [63] Guidelines on the Application of Council Directive 89/336/EEC of 3 May 1989 on the Approximation of the Laws of the Member States Relating to Electromagnetic Compatibility (DIRECTIVE 89/336/EEC amended by DIRECTIVES 91/263/EEC, 92/31/EEC, 93/68/EEC, 93/97/EEC), <http://www.europa.org> [dostęp 16 stycznia 2012 r.].
- [64] Guz J., Matras G., Nafalski A., Wac-Włodarczyk A.: *Application of Amorphous Alloys in Ground Fault Interrupters*, Magnetic Properties of Amorphous Metals, Elsevier Science Publishers B.V., 1987, pp. 278–280.
- [65] Guz J.: *Analityczne wyznaczanie prądów i napięć magnetycznego pięciokrotnika częstotliwości*, Rozprawa doktorska, Politechnika Lubelska, 1984.
- [66] Han Y.M., Lim S.C., Lee H.G., Choi S.B., Choi H.J.: *Hysteresis identification of polymethylaniline-based ER fluid using Preisach Model*, Materials and Design, Vol. 24, 2003.
- [67] Hanze O., Rucker W.M.: *Identification procedures of Preisach model*, IEEE Transactions on Magnetics, Vol.38, No 2, 2002, pp. 833–836.
- [68] Hasegawa R.: *Soft magnetic properties of metallic glasses*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, No.41, 1984.
- [69] Hasumi T., Hirokawa T., Tadokoro M.: *Frequency tripler with very little input current distortion*, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. MAG-5, No 4, 1969, pp. 905–908.
- [70] Hasumi T., Tadokoro M., Kasahara H.: *An Analysis of the Frequency Tripler*, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. MAG-2, No 3, 1966, pp. 647–652.
- [71] Heck C.: *Magnetics Materiale and their Applications*, Butterworth & Co. (Publishers) Ltd, 1974.

-
- [72] Hering M.: *Podstawy elektrotermii*, Wydawnictwo Naukowo-Techniczne, Warszawa 1992.
- [73] Hertz J., Krogh A., Palmer G.R.: *Wstęp do teorii obliczeń neuronowych*, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 1995.
- [74] Herzer G.: *Nanocrystalline Soft Magnetic Alloys*, Chapter 3 – Handbook of Magnetic Materials, Vol. 10, Edited by K.H.J. Buschow, Elsevier Science, 1997.
- [75] Hołubowicz W.: *Stacje telefonii komórkowej jako źródło promieniowania elektromagnetycznego*, Sympozjum Środowiskowe PTZE, Zastosowania elektromagnetyzmu w nowoczesnych technikach i informatyce, Wenecja, 25–27 czerwca 2001, s. 146–153.
- [76] Huang K.: *Podstawy fizyki stochastycznej*, Wydawnictwo Naukowe PWN, 2006.
- [77] Ivanyi M.: *Hysteresis models in electromagnetic computation*, Akademiai Kiado, Budapest 1997.
- [78] Izydorczyk J.: *Analiza niejednorodnej linii transmisyjnej w środowisku PSpice*, Wydawnictwo Politechniki Śląskiej, Gliwice 2010.
- [79] Izydorczyk J.: *PSpice - komputerowe symulacje układów elektronicznych*, Helion, Gliwice 1998.
- [80] Jabłoński M.: *Transformatory specjalne*, Przegląd Elektrotechniczny, RLXXIII, Nr 4, 1997, s. 100–101.
- [81] Jankovskis J.: *Empirical relations analogous to Snoek's law for account of polycrystalline ferrites grain size effects*, Scientific Proceedings of RTU, Series 7, Telecommunications and Electronics, 2002, pp. 68–77.
- [82] Janowski T., Goleman R., Guz J., Wac-Włodarczyk A.: *Open-circuit Induction of Magnetic Frequency Multipliers*, Scientific Papers of the Electrical Engineering Department of Lublin Technical University, Seria B No 5, 1983, pp. 19–35.
- [83] Janowski T., Goleman R., Stryczewska H., Wac-Włodarczyk A.: *Primary current waveforms in the three-phase output magnetic frequency tripler*, Scientific Papers of the Electrical Engineering Department of Lublin Technical University, Seria B No 5, 1983, pp. 119–140.
- [84] Janowski T., Guz J., Goleman R.: *Analiza indukcji w rdzeniach magnetycznego pięciokrotnika częstotliwości w stanie jałowym*, Materiały VI SPETO, Gliwice, 1983, s. 404–411.
- [85] Janowski T., Wac-Włodarczyk A., Stryczewska H.: *Amorphous Materials for Cores of Magnetic Frequency Multipliers*, Anales de Fisica, seria B, vol. 86, 1990, pp. 323–325.

- [86] Janowski T., Wac-Włodarczyk A.: *Analiza drgań nieliniowych metodą stroboskopową*, VII Krajowa Konferencja Teoria Obwodów i Układy Elektroniczne, Politechnika Warszawska, Kazimierz Dolny n/Wisłą 1984, s. 192–198.
- [87] Janowski T., Wac-Włodarczyk A.: *Model matematyczny magnetycznego dziewięciokrotnika częstotliwości*, Rozprawy Elektrotechniczne 32, z. 3, 1986, s. 759–783.
- [88] Janowski T., Wac-Włodarczyk A.: *Technologie i urządzenia elektromagnetyczne w ochronie środowiska- nowy blok dyplomowania w Politechnice Lubelskiej*. Sympozjum "Zagadnienia Ochrony Środowiska w Dydaktyce Wydziałów Elektrycznych Szkół Wyższych, Warszawa 1995, s. 81–86.
- [89] Janowski T., Wac-Włodarczyk A.: *The mathematical model of a non-linear circuit using as an example a magnetic frequency nontupler*, Proceed. Int. AMSE Conference on Modelling and Simulation, Sorento, Vol. 2.4, 1986, pp. 115–123.
- [90] Janowski T., Wac-Włodarczyk A.: *Wykorzystanie metody stroboskopowej do analizy układów nieliniowych na przykładzie magnetycznego dziewięciokrotnika częstotliwości*, VII SPETO Gliwice 1984, s. 104–112.
- [91] Janowski T., Wawszczak J., Wac-Włodarczyk A.: *Układ kaskadowego dziewięciokrotnika częstotliwości*, 1984, P-245728.
- [92] Janowski T.: *Magnetyczne potrajacze częstotliwości*, Prace Naukowe Politechniki Lubelskiej, No 202, Lublin, 1990.
- [93] Jiles D.C., Atherton D.L.: *Theory of Ferromagnetic Hysteresis*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 61, North - Holland, Amsterdam 1986, pp. 48–60.
- [94] Jiles D.C.: *Frequency dependence of hysteresis curves in „nonconducting” magnetic materials*, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 29, No. 6, November 1993, pp. 3490 - 3492.
- [95] Jiles D.C.: *Hysteresis models: non-linear magnetism on length scales from the atomistic to the macroscopic*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2002, pp. 242–245.
- [96] Jiles D.C.: *Introduction to magnetism and magnetic materials*, Chapman & Hall 1998.
- [97] Kaczor A., Wac-Włodarczyk A.: *Ocena zgodności wyrobów z wymaganiami zasadniczymi w zakresie kompatybilności elektromagnetycznej*, Przegląd Elektrotechniczny Nr 12/2009, s. 61–64.
- [98] Kaczor A., Wac-Włodarczyk A.: *Projekt badań przewodzonych zaburzeń elektromagnetycznych reaktora plazmowego*, Konferencja Pol-

- skiego Towarzystwa Zastosowań Elektromagnetyzmu „Elektromagnetyzm w środowisku człowieka – szansa czy zagrożenie”, Warszawa-Kraków, Folwark Zalesie k/Wieliczki, 7–9.XII.2009, s. 15–16.
- [99] Karpowicz J., Gryz K., Wincenciak S.: *Pola elektromagnetyczne w środowisku pracy – zasady bezpiecznej ekspozycji*, Bioelektromagnetyzm, Instytut Naukowo-Badawczy ZTUREK, Warszawa 2002, s. 14–27.
 - [100] Katalog - *Tape-wound cores for common mode chokes*, VITROVAC 6025F, PK-004, 1995.
 - [101] Katalog produktów, ASTAT, <http://www.astat.com.pl>, IV 2006, [dostęp 16 stycznia 2012 r.].
 - [102] Katalog produktów, Edition 2004, KEKITAGAWA GmbH, www.kitagawa.de [dostęp 16 stycznia 2012 r.].
 - [103] Katalog produktów, Fair-Rite, 14th Edition, Fair-Rite Products Corp., 2002–2006, www.fair-rite.com [dostęp 16 stycznia 2012 r.].
 - [104] Katalog produktów, Ferroxcube International Holding B.V, <http://www.ferroxcube.com> [dostęp 16 stycznia 2012 r.].
 - [105] Katalog produktów, *Hitachi Metals Ltd.*, 2002, <http://www.hitachi-metals.co.jp/isc2001/emc/emc.htm> [dostęp 16 stycznia 2012 r.].
 - [106] Katalog produktów, *MAGNETEC GmbH*, Langenselbold 2005.
 - [107] Katalog produktów, *Murata Manufacturing Co.* 2006, <http://www.murata.com/emc> [dostęp 16 stycznia 2012 r.].
 - [108] Katalog produktów, *Philips Magnetic Products*, Philips Electronics N.V. 1999–2006.
 - [109] Katalog produktów, TDK, edycje 1998–2006, <http://www.tdk.com> [dostęp 16 stycznia 2012 r.].
 - [110] Katalog produktów, *Vacuumschmelze GmbH & Co. KG (VAC)*, 2000–2006, <http://www.vacuumschmelze.com> [dostęp 16 stycznia 2012 r.].
 - [111] Katalog produktów: *Magnetics*, www.magnetics.com, 2000–2006, [dostęp 16 stycznia 2012 r.].
 - [112] Katalog produktów: *Metglas®*, Inc. (*Allied Signal*), www.metglas.com/PRODUCTS, 2000–2006, [dostęp 16 stycznia 2012 r.].
 - [113] Katalog Stalprodukt S.A. *Blachy i taśmy elektrotechniczne i rdzenie transformatorowe* - zasoby internetowe: <http://www.stalprodukt.pl> [dostęp 16 maja 2012 r.].
 - [114] Katalog-zasoby internetowe: <http://elektronikab2b.pl/technika/12087-tranzystory-igbt-konkurencja-dla-mosfet-ow-i-bjt> 2010 [dostęp 16 stycznia 2012 r.].

- [115] Katalog-zasoby internetowe: <http://www.irf.com/indexnsw.html> 2011 [dostęp 16 stycznia 2012 r.].
- [116] Katalog-zasoby internetowe: <http://www.mitsubishielectric.com/semi-conductors/> 2011 [dostęp 16 stycznia 2012 r.].
- [117] Katalog-zasoby internetowe: <http://www.pwrx.com/> 2011 [dostęp 16 stycznia 2012 r.].
- [118] Keenan A., Blievernicht R.: *Störunterdrückung mit EMV-Ferriten Auswahl und Platzierung von SMD-Ferriten auf Leiterplatten*, EMC KOMPENDIUM 2003, pp. 112–115.
- [119] Kim H.T., Kim K.Y., Noh T.H., Kang I.K., Kim S.J.: *High permeability and low core loss of amorphous Fe-Zr-B-M (M=Ni, Nb) alloys in high frequency range*, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 29, No 6, November 1993, pp. 3463–3465.
- [120] Kis P., Iványi A.: *Parameter identification of Jiles-Atherton model with nonlinear least-square method*, Physica B, Vol. 343, 2004.
- [121] Kodali V. Prasad: *Engineering Electromagnetic Compatibility: Principles, Measurements, and Technologies*, IEEE Press, 1996.
- [122] Kolano R., Kolano-Burian A.: *Magnetycznie miękkie materiały amorficzne i nanokrystaliczne – nowa generacja materiałów dla elektrotechniki*, Przegląd Elektrotechniczny, 11/2002, s. 241–248.
- [123] Kolbiński K., Słowikowski J.: *Materiałoznawstwo elektrotechniczne*, WNT, Warszawa, 1988.
- [124] Konopiński T.: *Transformatory i dławiki elektronicznych urządzeń zasilających*, WNT, Warszawa '79.
- [125] Koszmider A. (red.): *Certyfikat CE w zakresie kompatybilności elektromagnetycznej*, Alfa-Weka, 2000–2002.
- [126] Koszmider A. Brodecki D.: *Badanie transferu zaburzeń w przekładniku IWZ 12*, Materiały XVIII Krajowego Sympozjum Przekładnikowego, Warszawa, 2003, s. 49–58.
- [127] Koszmider A. Brodecki D.: *Wpływ przekładnika prądowego na przenoszenie zakłóceń impulsowych*, ZN PŁ Elektryka, Łódź, 2003, nr 100, s. 135–144.
- [128] Koszmider A.: *Cykl wykładów z kompatybilności elektromagnetycznej*, <http://matel.p.lodz.pl/wee/k23/wyklad/>, 2003–2006 [dostęp 16 stycznia 2012 r.].
- [129] Koszmider A.: *Dwustopniowe nauczanie kompatybilności elektromagnetycznej w uczelniach technicznych*, II Krajowe Sympozjum, Kompatybilność Elektromagnetyczna w Elektrotechnice i Elektronice - EMC'2001, Politechnika Łódzka, Zeszyty Naukowe, s. 111–120.

-
- [130] Koszmider A.: *Właściwości indukcyjnych przekładników wysokonapięciowych w świetle wymagań dyrektywy kompatybilnościowej*, ZN PŁ Elektryka, Łódź, nr 100, 2003, s. 171–182.
- [131] Koszmider A.: *Zagadnienia pomiarowe w pracach nad EMC urządzeń*, XXXI Międzyuczelniana Konferencja Metrologów, Politechnika Białostocka 1999.
- [132] Krawczyk A., Tegopoulos J.A.: *Numerical Modeling of Eddy Currents*, Oxford Science Publications, Clarendon Press Oxford 1993.
- [133] Krawczyk A.: *Podstawy elektromagnetyzmu matematycznego*, Polskie Towarzystwo Zastosowań Elektromagnetyzmu, Instytut Naukowo-Badawczy ZTurek, Warszawa 2001.
- [134] Kubacki R.: *Anteny mikrofalowe. Technika i środowisko*, Wyd.Komunikacji i Łączności, Warszawa 2008.
- [135] Kurzydłowski K., Lewandowska M.: *Nanomateriały inżynierskie, konstrukcyjne i funkcjonalne*, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 2010.
- [136] Lachowicz H.: *Materiały magnetyczne – postęp i wyzwanie*, Przegląd Elektrotechniczny, 11/2002, s. 287–291.
- [137] Leonowicz M.: *Nanokrystaliczne materiały magnetyczne*, WNT Warszawa, 1998.
- [138] Li H., Li Q., Xu Xiao-Bang, Lu T., Zhang J., Li L.: *A Modified Method for Jiles-Atherton Hysteresis Model and its Application in Numerical Simulation of Devices Involving Magnetic Materials*, IEEE Transactions on Magnetics, Vol.47., No.5, May 2011, pp. 1094–1097.
- [139] Lisowski B.: *Właściwości magnetyczne metalicznych szkła amorficznych*, Elektronika, No 3, 1984, s. 15–22.
- [140] Liu J., Liu Z.G.: *Dynamic hysteresis for Potts spin system: A Monte Carlo Simulation*, Applied Physics A, Vol. 70, 2000.
- [141] Łęski J.: *Systemy neuronowo-rozmyte*, Wydawnictwo Naukowo-Techniczne, Warszawa 2008.
- [142] Machczyński W.: *Wprowadzenie do kompatybilności elektromagnetycznej*, Wydawnictwo Politechniki Poznańskiej, Poznań 2010.
- [143] Mammano B., Carsten B.: *Understanding and Optimizing Electromagnetic Compatibility in Switch mode Power Supplies*, Texas Instruments Incorporated, 2003, focus.ti.com/lit/ml/slup202/ [dostęp 16 stycznia 2012 r.].
- [144] Mandziuk J.: *Sieci neuronowe typu Hopfieldda, Teoria i przykłady zastosowań*, Akademicka Oficyna Wydawnicza EXIT, Warszawa 2000.
- [145] Materiały informacyjne, *The role and contribution of IEC standards*, International Electrotechnical Commission, 2001.

- [146] Matras G., Wac-Włodarczyk A., Stryczewska D., Malik C.: *Przykłady zastosowań taśm szkieł metalicznych na bazie żelaza*, III Krajowe Seminarium Magnetyczne Materiały Amorficzne, Kazimierz n/Wisłą, 1985, s. 59.
- [147] Mayergoyz I., Serpico C.: *Nonlinear diffusion and the Preisach model of hysteresis*, Physica B, Vol. 275, 2000.
- [148] Mayergoyz I.D.: *Mathematical Models of Hysteresis*, Springer-Verlag, Berlin 2002.
- [149] Mazurek A.P., Wac-Włodarczyk A.: *Wpływ przenikalności magnetycznej rdzeni dławików przeciwzakłóceńowych na tłumienność wtrącenia*, Przegląd Elektrotechniczny, Nr 9, wrzesień 2007, s. 73 -75.
- [150] Mazurek P., Wac-Włodarczyk A.: *Stanowisko do analizy zaburzeń przewodzonych impulsowego zasilacza komputerowego*, Zeszyty Naukowe Politechniki Łódzkiej, Nr 927, Elektryka Nr 100, Łódź, 2003, s. 283–291.
- [151] Mazurek P., Wac-Włodarczyk A.: *Suppression Efficiency Analysis of the Shielding Chamber Carried out at the Institute of Electrical Engineering and Electrotechnologies*, 4th International Conference Electromagnetic Devices and Processes in Environment Protection-ELMECO – 4, September 21–24, 2003, p. 49.
- [152] Mazurek P., Wac-Włodarczyk A.: *The Shielding Effectiveness of the Anechoic, Shielding Chamber at the Institute of Electrical Engineering and Electrotechnologies*, Conference Proceedings, 4th International Conference Electromagnetic Devices and Processes in Environment Protection-ELMECO – 4, 2003, pp. 239 - 244.
- [153] Mazurek P.: *Wpływ właściwości materiałów magnetycznych rdzeni dławików przeciwzakłóceńowych na skuteczność filtrowania zakłóceń przewodzonych*, Rozprawa doktorska, Lublin 2006.
- [154] Mazurek P.A., Wac-Włodarczyk A.: *Analiza skuteczności wtrąceniowej rdzeni ferrytowych i nanokrystalicznych*, 15 Jubileuszowe Sympozjum Środowiskowe PTZE, Zastosowania elektromagnetyzmu w nowoczesnych technikach i informatyce, Ciechocinek 1–3 września 2005, s. 121–123.
- [155] Mazurek P.A., Wac-Włodarczyk A.: *Model ferrytowego ogranicznika elektromagnetycznych zakłóceń przewodzonych*, Materiały konferencyjne „Zastosowania Elektromagnetyzmu w Nowoczesnych Technikach i Informatyce”, Warszawa – Białowieża, 13–15.05.2002, s. 53–59.
- [156] Mazurek P.A., Wac-Włodarczyk A.: *Modelling the Insertion Loss of Bead and Common Mode Choke*, International Conference on Electro-

- magnetic Devices and Processes in Environment Protection ELMCO 5, Nałęczów 4–7 September 2005, 2008, s. 215–220.
- [157] Mazurek P.A., Wac-Włodarczyk A.: *Stanowisko do analizy zaburzeń przewodzonych impulsowego zasilacza komputerowego*, Zeszyty Naukowe Politechniki Łódzkiej Nr 927, Elektryka Nr 100, Łódź 2003, s. 283–291.
 - [158] Mazurek P.A., Wac-Włodarczyk A.: *Stanowisko laboratoryjne do badania tłumienności wtrąceniowej dławików przeciwzakłóceńowych*, IV Krajowe Sympozjum, Kompatybilność Elektromagnetyczna w Elektrotechnice i Elektronice - EMC'05, Politechnika Łódzka, Zeszyty Naukowe Nr 962, 2005, s. 147–154.
 - [159] Mazurek P.A., Wac-Włodarczyk A.: *Wpływ materiału rdzenia dławików na ograniczanie zakłóceń elektromagnetycznych*, Seminarium Środowiskowe PTZE: Zastosowania Elektromagnetyzmu w Nowoczesnych Technikach i Informatyce, Bydgoszcz-Wenecja, 25–27 czerwca 2001, s. 158–164.
 - [160] Mazurek P.A., Wac-Włodarczyk A.: *Wybrane zagadnienia z zakresu EMC w sieci Internet*, Elektrosystemy, nr 7(30), 2002, s. 74–77.
 - [161] Mazurek P.A., Wac-Włodarczyk A.: *Zagadnienia kompatybilności urządzeń medycznych w zakresie Dyrektywy Unijnych*, Sympozjum Środowiskowe PTZE Zastosowań Elektromagnetyzmu: Bioelektromagnetyzm - teoria i praktyka, Kraków-Folwark Zalesie, 12–14.XII 2005, s. 21–22.
 - [162] Mazurek P.A., Wac-Włodarczyk A.: *Zastosowania materiałów magnetycznie miękkich w ograniczaniu zakłóceń przewodowych*, II Krajowe Sympozjum, Kompatybilność elektromagnetyczna w elektrotechnice i elektronice, EMC'01, Zeszyty Naukowe Politechniki Łódzkiej, 2001, s. 241–250.
 - [163] Mecke H., Döbbelin R., Winkler Th., Keitel S., Winkler R., Gärtner U.: *Verringerung der elektromagnetischen Störemissionen von Widerstandsschweißmaschinen durch leistungsteilinterne Maßnahmen*, Abschlussbericht zum Forschungsvorhaben AiF-Nr. 13.284 B / DVS-Nr. 4.032, 2005.
 - [164] Melbourne I., Schneider G.: *Phase dynamics in the complex Ginzburg-Landau equation*, Journal of Differential Equations, Vol. 199, 2004.
 - [165] Meydan T., Deberasi N.: *The effect of surface layers on power loss in amorphous ribbon materials*, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 30, No. 6, November 1994, pp. 4818–4820.

- [166] Miaskowski A., Wac-Włodarczyk A., Krawczyk A.: *Ochrona ludzi i środowiska przed promieniowaniem niejonizującym*, VI Forum Inżynierii Ekologicznej, Nałęczów 23–25.10.2008, s. 42–43.
- [167] Międzynarodowy projekt - EIE – *SURVEYOR thematic network- Electrical and Information Engineering in Europe* - Project Number 225997-CP-1-2005-FR-ERASMUS-TNPP, Project funded by the European Commission – Socrates Thematic Network, Coordinating Institution – Université Henri Poincaré Nancy 1 ESSTIN, Partner Number P83, October 2005–September 2008.
- [168] Międzynarodowy projekt - ELLEIEC – *Enhancing Lifelong Learning for the Electrical and Information Engineering Community* - Project Number 142814-LLP-1-2008-FR-ERASMUS-ENW, EACEA-Education, Project Coordinator Organisation – Université Claude Bernard Lyon 1, France, Partner Number P20, 2009–2012.
- [169] Minorsky N.: *Drgania nieliniowe*, PWN, W-wa 1967.
- [170] Missala T.: *Ocena zgodności EMC – nowa Dyrektywa, nowe normy*, IV Krajowe Sympozjum Kompatybilność Elektromagnetyczna w Elektrotechnice i Elektronice, EMC 2005, Zeszyty Naukowe Politechniki Łódzkiej nr 962, 2005, s. 9–16.
- [171] Mitkowski S.: *Nieliniowe obwody elektryczne*, Uczelniane Wydawnictwa Naukowo-Dydaktyczne AGH, Kraków 1999.
- [172] Miyai E., Ohakawa F.J.: *On the Curie-Weiss law for ferromagnetic metals*, Physica B, Vol. 281&282, 2000.
- [173] Montrose M.I., Nakauchi E.M.: *Testing for EMC compliance*, IEEE PRESS, Wiley-Interscience, 2004.
- [174] Moroń W.: *Kompatybilność elektromagnetyczna*. Część I. Co to jest i dlaczego jest ona ważna?, Normalizacja, 7/2003, s. 23–29, Część II. Działalność normalizacyjna, Normalizacja, 8/03, s. 12–18.
- [175] Moses A.J., Meydan T., Nafalski A.: *Applications on Soft Magnetic Metallic Glasses* - rękopis autorski, 1991.
- [176] Moses A.J., Yasin M., Soinński M.: *Evaluation of novel transformer cores*. Abstracts SMM 11, Venezia 1993, p. S6–34.
- [177] Moses A.J.: *Electrical Steel; past, present and future developments*, IEEE Proceedings pt. A, Vol. 137, No5, 1990.
- [178] Nafalski A., Stryczewska H., Wac-Włodarczyk A.: *Influence of repetitive mechanical shocks on properties of amorphous cores for airborne equipment*, Digest of Intermag-90, Brighton UK, 1990, pp. DP-07.

-
- [179] Nafalski A., Janowski T., Stryczewska H.D., Wac-Włodarczyk A.: *Magnetyki amorficzne jako materiał na rdzenie transformatorów*, Przegląd Elektrotechniczny, nr 10–11, 1985, s. 302–308.
- [180] Nafalski A., Matras G., Wac-Włodarczyk A., Stryczewska H.: *Aging tests of amorphous current transformers used in ground fault interrupters*, IEEE Transactions on Magnetic, vol. MAG-226, No 5, 1990, pp. 2005–2007.
- [181] Nafalski A., Stryczewska D., Wac-Włodarczyk A., Matras G.: *Magnetyczne materiały amorficzne na rdzenie w podzespołach elektronicznych*, Elektronika, nr 4, 1987, s. 5–13.
- [182] Nafalski A., Stryczewska D., Wac-Włodarczyk A.: *Zastosowanie szkieł metalicznych w magnetowodach transformatorów*, II Krajowe Seminarium Magnetyczne Materiały Amorficzne, Poznań 1984, P-32.
- [183] Nafalski A., Szponder J., Iwahara M., Göll Ö., Goleman R., Wac-Włodarczyk A., Yamada S.: *Teaching of Computational Electromagnetics in Electrical Engineering Programs*, Third Japan-Australia-New Zealand Joint Seminar on Applications of Electromagnetic Phenomena in Electrical and Mechanical Systems, Digest Book, Auckland, New Zealand, 22–23 January 2004, p. 59.
- [184] Nafalski A., Wac-Włodarczyk A., Stryczewska H.: *Metalic glass cores for airborne equipment*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 112 North-Holland, 1992, pp. 325–327.
- [185] Nafalski A.: *Analiza magnetycznych mnożników częstotliwości z rdzeniami trójkolumnowymi*, Prace Naukowe Politechniki Lubelskiej 165, Politechnika Lubelska, Elektryka 19, Lublin 1987.
- [186] Nafalski A., Stryczewska D., Wac-Włodarczyk A.: *Investigation of amorphous cores for airborne equipment*, Anales de Fisica, Series B, Vol.86, No.1, 1990 pp. 55–57.
- [187] Najgebauer M., Chwastek K., Szczygłowski J.: *Blachy elektrotechniczne o wysokiej zawartości krzemu – właściwości i zastosowanie*, Przegląd Elektrotechniczny, 12/2004, s. 1225–1227.
- [188] Nakamura T.: *Snoek's limit in high-frequency permeability of polycrystalline Ni–Zn, Mg–Zn, and Ni–Zn–Cu spinel ferrites*, J. Appl. Phys. 88, 348, 2000.
- [189] Nakane K.: *Numerical calculation of singularities for Ginzburg-Landau functionals with a variable coefficient*, Ginzburg-Landau Vol. 47, 2001.
- [190] Neugebauer T.C., Perreault D.J.: *Parasitic capacitance cancellation in filter inductors*, IEEE Transactions on Power Electronics, VOL. 21, NO. 1, January 2006, pp. 282–288.

- [191] *Opracowanie i wykonanie modelu przetwornicy napięcia stosowanej w sprzęcie lotniczym*, Raport dla Centralnego Planu Badawczo-Rozwojowego CPBR 2.4 (Cel A.2.2.13) koordynowanego przez Instytut Inżynierii Materiałowej Politechniki Warszawskiej, 1988, 63 strony.
- [192] *Opracowanie przetworników indukcyjnych z rdzeniami z materiału amorficznego*, Raport dla Centralnego Planu Badawczo - Rozwojowego CPBR 2.4 (Cel. A.2.2.9) koordynowanego przez Instytut Inżynierii Materiałowej Politechniki Warszawskiej. 1987, 17 stron.
- [193] *Opracowanie transformatorów o rdzeniach z materiału amorficznego dla przetwornic napięcia stosowanych w sprzęcie lotniczym*, Raport dla Centralnego Planu Badawczo - Rozwojowego CPBR 2.4 (Cel A.2.2.13) koordynowanego przez Instytut Inżynierii Materiałowej Politechniki Warszawskiej, 1987, 20 stron.
- [194] *Opracowanie wyłącznika ochronnego o rdzeniu z materiału amorficznego*, Raport dla Centralnego Planu Badawczo-Rozwojowego CPBR 2.4 (Cel A.2.2.9) koordynowanego przez Instytut Inżynierii Materiałowej Politechniki Warszawskiej, 1989, 51 stron.
- [195] Osaci M., Panoiu M., Muscalagiu I.: *Comparative study of the models for simulating the behavior of the ferritic nano-composites within radio-frequency magnetic fields*, Bucharest, Rom. Journ. Phys., Vol. 49, Nos. 9–10, 2004, pp. 789–793.
- [196] Osowski S., Toboła A.: *Analiza i projektowanie komputerowe obwodów z zastosowaniem języków MATLAB i PCNAP*, WPW, Warszawa, 1995.
- [197] Osowski S.: *Sieci neuronowe do przetwarzania informacji*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, Warszawa 2000.
- [198] Osowski S.: *Sieci neuronowe w ujęciu algorytmicznym*, Wydawnictwo Naukowo-Techniczne, Warszawa 1996.
- [199] Ott H.W.: *Metody redukcji zakłóceń i szumów w układach elektronicznych*, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 1979.
- [200] Parker C., Spotlight On.: *Components, How to choose ferrite components for EMI suppression*, 2004 CONFORMITY 40-46, Fair-Rite Products Corp., www.conformity.com [dostęp 16 stycznia 2012 r.].
- [201] Pasek-Siurek H., Skiba J.: *Zastosowanie rdzeni nanokrystalicznych w transformatorach impulsowych*, Przegląd Elektrotechniczny, 11/2002, s. 248–252.
- [202] Pasternak J.: *Analiza skrośnego nagrzewania indukcyjnego prądami o częstotliwości 150Hz*, Zeszyty naukowe - Elektrotechnika, Akademia Górniczo-Hutnicza w Krakowie, No. 22, Kraków, 1992.

-
- [203] Pasternak J.: *Analiza ustalonych stanów pracy elektromagnetycznego potrajacza częstotliwości*, Rozprawy Elektrotechniczne, z. 3, 1973, s. 423-435.
- [204] Petzold J., Klinger R.: *Nanocrystalline materials in common-mode chokes*, Excellent damping properties achieved by small volumes, PCIM Europe, 06-2000.
- [205] Petzold J., Pöss H.J., Richter J.: *Nanocrystalline materials. Soft magnetic alloys for high-tech devices*, Advanced materials - the key to progress, Vacuumschmelze GmbH, Hanau, 1997.
- [206] Petzold J.: *Applications of nanocrystalline softmagnetic cores in modern electronics*, Soft Magnetic Materials, 16th Conference SMM, Düsseldorf - 2003, Germany, pp. 97-106.
- [207] Pfützner H., Schonhuber P., Erbil B., Harasko G. and Klinger T.: *Problems of Loss Separation for Crystalline and Consolidated Amorphous Soft Magnetic Materials*, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 27, No 3, May 1991, pp. 3426-3432.
- [208] PN-CISPR 16-2:1999 *Kompatybilność elektromagnetyczna. Wymagania dotyczące urządzeń i metod pomiarów zaburzeń radioelektrycznych i odporności na zaburzenia radioelektryczne*.
- [209] Polskie Normy PN-T-01030:1996 *Kompatybilność elektromagnetyczna. Terminologia*.
- [210] Prigozy S.: *PSpice computer modeling of hysteresis effects*, IEEE Transactions on Education, Vol. 36, No. 1, February 1993, pp. 2-5.
- [211] *Profesor Anthony John Moses Doktor Honoris Causa Politechniki Lubelskiej*, Lublin, 2003.
- [212] Program TEMPUS - JEP-00112 *Modernization of postgraduate courses in engineering and staff development at Lublin Technical University*, University of Wales College of Cardiff, Cardiff, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig 1990-1993, Joint European Project Network JEN-00112, 1994-1995.
- [213] Program TEMPUS - JEP-11030-96 *Highly-processed electromagnetic technologies and devices*, 1996-1999.
- [214] Program TEMPUS - JEP-11088-96 *High Performance Computing in Electrical Engineering*, 1996-1999.
- [215] Projekt aparaturowy, Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego, Nr 126/01/E-361/S/2006-3 z dnia 1 grudnia 2006 r.
- [216] Projekt aparaturowy, Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego, Nr 126/01/E-361/S/2007-3 z dnia 10 grudnia 2007 r.

- [217] Projekt badawczy nr N N510 623039 *Identyfikacja wnętrza obiektów trójwymiarowych metodą tomografii mikrofalowej na przykładzie nowotworu gruczołu piersiowego*, Grant promotorski Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego. Nr 6230/B/T02/2010/39, 2010–2012.
- [218] Przygodzki J.R.: *Straty mocy w materiałach magnetycznych*, Pomiary Automatyka Kontrola, PAK Nr 2, 1995, s. 43–46.
- [219] Ramotowski M.: *Zastosowanie programu NAP do obliczania układów elektrycznych*, WNT, Warszawa, 1992.
- [220] Ratajewicz-Mikołajczak E., Wac-Włodarczyk A.: *Wpływ pola magnetycznego na organizmy żywe*, I Forum Inżynierii Ekologicznej, Technika i technologia w ochronie środowiska, Nałęczów, 1996.
- [221] Rawa H.: *Elektryczność i magnetyzm w technice*, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1994.
- [222] *Rozporządzenie Ministra Środowiska z dnia 30 października 2003 r. w sprawie dopuszczalnych poziomów pól elektromagnetycznych w środowisku oraz sposobów sprawdzania dotrzymania tych poziomów* (Dz. U. Nr 192, poz. 1883).
- [223] Ruszel P.: *Filtry przeciwzakłóceń, podstawowe właściwości i zasady wyboru*, Elektronizacja, 9/1999, s. 2–5.
- [224] Ruszel P.: *Ograniczanie zakłóceń elektromagnetycznych za pomocą filtrów*, Elektronizacja, 7–8/1999, s. 10–13.
- [225] Ruszel P.: *Zalecenia normalizacyjne z zakresu kompatybilności elektromagnetycznej – barierą czy czynnikiem postępu dla krajowych producentów*, PAK, 8/1998, s. 306–310.
- [226] Ruszel P.: *Zastosowanie ferrytów do ograniczania sygnałów zakłóceń radioelektrycznych*, Pomiary Automatyka Robotyka, 12/1999 s. 9–13.
- [227] Rydzewski Z.: *Generacja napięć potrojonej częstotliwości w pewnych układach trójfazowych*, Rozprawy Elektrotechniczne 16, z. 1, 1970.
- [228] Sakaki Y.: *How to describe eddy current loss properties in soft magnetic cores*, Proceedings of the Second International Symposium on Applied Electromagnetics in Materials, Kanazawa, Japan, January 1990, Elsevier, 1990, pp. 209–215.
- [229] Sato T., Sakaki Y.: *Physical Meaning of Equivalent Loss Resistance of Magnetic Cores*, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 26, No 5, September 1990, pp. 2894–2897.
- [230] Serpico C., d'Aquino M., Visone C., Davino D.: *A new class of Preisach-type isotropic vector model of hysteresis*, Physica B, Vol. 343, 2004.

-
- [231] Shi D., Aktas B., Pust L.: *Mikhailov: Nanostructured Magnetic Materials and their Applications*, 2002.
- [232] Shinya K., Saito K., Miyazawa E.: *Design of saturable reactor for the magnetic frequency tripler*, IEEE Transactions on Magnetism, Vol. MAG- 23, No 5, September 1987, pp. 2779–2781.
- [233] Siepmann M.: *The Ising Model*, 2005.
- [234] Sievert J.: *Badanie właściwości magnetycznych blach elektrotechnicznych*, Przegląd Elektrotechniki, Nr 5/2005.
- [235] Skoczkowski T.: *Nagrzewanie indukcyjne*, Przegląd Elektrotechniczny, R. LXXII No. 10, 1996, s. 253–259.
- [236] Smet J.H., Deutschmann R.A., Wegschneider W., Abstreiter G., Klitzig K.: *Ising Ferromagnetism and Domain Morphology in the Fractional Quantum Hall Regime*, Physical Review Letters, Vol. 86, No. 11, 2001.
- [237] Smith.C.H.: *Magnetic shelding to multigogawatt magnetic switches*, IEEE Transactions on Magnetism, Vol. MAG 18, No 6, 1982.
- [238] Snelling E.C., Giles A.D.: *Ferrites for Inductors and Transformers*, Research Studies Press LTD, 1983.
- [239] Soiński M., Szczygłowski J.: *Nowe technologie stosowane w materiałach magnetycznych*, Materiały konferencji, Częstochowa, 1986, s. 1–15.
- [240] Soiński M.: *Materiały magnetyczne w technice*, Biblioteka COSiW, SEP, 2001.
- [241] Soiński M.: *Nowoczesne materiały magnetycznie miękkie w technice*, Przegląd Elektrotechniczny, 9/1999, s. 219–223.
- [242] Soiński M.: *Właściwości aplikacyjne taśm i włókien (drutów) amorficznych*, Wiadomości Elektrotechniczne, 6/1999, s. 308–310.
- [243] Soiński M.: *Wykorzystanie szybkochłodzonych metalicznych materiałów magnetycznych w nowoczesnych technikach telekomunikacyjnych*, Przegląd Elektrotechniczny, 6/2000, s. 165–167.
- [244] Soiński M.: *Wykorzystanie taśmy nanokrystalicznej w dławikach przeciwzakłóceńowych*, Wiadomości Elektrotechniczne, 10/1998, s. 584–588.
- [245] Stoll R.L.: *The Analysis of Eddy Currents*, Oxford University Press, 1974.
- [246] Stryczewska D.H.: *Technologie plazmowe w energetyce i inżynierii środowiska*, Wyd.Politechniki Lubelskiej, Lublin 2009.
- [247] Stryczewska H.: *Analiza pracy magnetycznego potrajacza częstotliwości jako źródła zasilania odbiornika nieliniowego na przykładzie wytwornicy ozonu*, Rozprawa doktorska, Politechnika Lubelska, 1986.

- [248] Stryczewska H.D., Wac-Włodarczyk A., Goleman R., Giżewski T.: *Sposób i urządzenie do badania nieciągłości struktury detali ferromagnetycznych*, 2008, A1 (21) 381652 (22) 2007 01 31, Biuletyn Urzędu Patentowego, Nr 16 (903) 2008, s. 24–25
- [249] Suzuki H., Aikawa T., Haneyoshi T., Tadokoro M.: *Operating characteristics of hybrid inverter system*, IEEE Translation Journal on Magnetism in Japan, TJMJ-1 No 5, 1985, pp. 600–602.
- [250] Szabó., Iványi A.: *Computer-aided simulation of Stoner-Wohlfarth model*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Vol. 215–216, 2000.
- [251] Szafrńska-Miller B., Szymura S., Wysocki B.: *Straty energii przy przemagnesowywaniu blach transformatorowych*, Elektronika, Nr 4, 1986, s. 8–13.
- [252] Szczurbanowski R., Zakrzewski K.: *Obliczanie strat we współczesnych blachach transformatorowych*, Przegląd Elektrotechniczny R. 87 Nr 6/2011, s. 2193–2197.
- [253] Szczygłowski J.: *Modelowanie obwodu magnetycznego o jednorodnej i niejednorodnej strukturze materiałowej*, Wydawnictwo Politechniki Częstochowskiej, Częstochowa 2002.
- [254] *Szklą metaliczne*, Instytut Inżynierii Materiałowej Politechniki Warszawskiej, ulotka informacyjna, 1984.
- [255] Szóstka J.: *Fale i anteny*, Warszawa: Wydawnictwa Komunikacji i Łączności, 2001.
- [256] Szponder J., Goleman R., Wac-Włodarczyk A.: *Computer Laboratory on the Theory of Electromagnetic Field*, 14th International EAEEIE Conference on Innovation in Education for Electrical and Information Engineering, Gdańsk, 16th-18th June 2003, EAEEIE Abstract A51 pp. 10–11, pełna treść referatu 6 stron na CD-ROM – ISBN 83-918622-0-8.
- [257] Szymański G., Waszak M.: *Vectorized Jiles-Atherton hysteresis model*, Physica B, Vol. 343, 2004.
- [258] Świetlik A.: *Wykaz norm zharmonizowanych z Dyrektywą 89/336/EWG dotyczącą kompatybilności elektromagnetycznej* (na podstawie Dziennika Urzędowego Wspólnot Europejskich nr 304 z 7.12.2002) (2003), <http://www.udt.gov.pl> [dostęp 16 stycznia 2012 r.].
- [259] Tabaczyńska M., Szugajew L.: *Dyrektywa kompatybilności elektromagnetycznej (EMC) a polskie przepisy o badaniach i certyfikacji*, II Krajowe Sympozjum Kompatybilność Elektromagnetyczna w Elektrotechnice i Elektronice, EMC'01, Zeszyty Naukowe Politechniki Łódzkiej, 2000, s. 251–261.

-
- [260] Tadeusiewicz R.: *Sieci neuronowe*, Akademicka Oficyna Wydawnicza RM 1993.
- [261] Takodoro M.: *Single-phase to three-phase conversion mechanism of a three-phase ferroresonance circuit*, IJEEJ, Vol. 86, No 8, 1966, pp. 10–20.
- [262] *Technologie nadprzewodnikowe i plazmowe w energetyce* pod redakcją T. Janowskiego, H.D. Stryczewskiej, A. Wac-Włodarczyka, Lubelskie Towarzystwo Naukowe, Lublin 2009.
- [263] Tesche F.M., Ianoz M.V., Karlsson T.: *EMC Analysis Methods and Computational Models*, John Wiley & Sons, Inc, 1997.
- [264] Tobin P., Thornton M.: *PSpice for Circuit Theory and Electronic Devices* Morgan & Claypool Publishers, 2007.
- [265] Tsaliovich A.: *Electromagnetic shielding handbook for wired and wireless EMC applications*, Kluwer Academic Publisher 1999.
- [266] Visintin A.: *Differential models of hysteresis*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 1994.
- [267] Visintin A.: *Maxwell's Equations with Vector Hysteresis*, Archive Rationat Mechanic Analysis, Vol. 175, 2005.
- [268] Visintin A.: *Quasilinear hyperbolic equations with hysteresis*, Annales Henri Poincaré, Vol. 19.4, 2002.
- [269] Wac Włodarczyk A., Goleman R., Giżewski T.: *Symulacja pracy mostkowego układu porównawczego materiałów ferromagnetycznych*, Przegląd Elektrotechniczny, Nr 12, Grudzień 2006, s. 141–144.
- [270] Wac Włodarczyk A., Goleman R., Giżewski T.: *Zastosowanie algorytmu sztucznych sieci neuronowych w identyfikacji uszkodzeń materiałów ferromagnetycznych*, Dozór Techniczny, Nr 2(236), marzec-kwiecień 2008, s. 41–45.
- [271] Wac Włodarczyk A.: *Zjawiska w ferromagnetykach inspiracją tematyki badań w Instytucie Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii*, Przegląd Elektrotechniczny, nr 9'2003, s. 595–598.
- [272] Wac-Włodarczyk A., Bednarczyk S.: *Kompatybilność elektromagnetyczna pojazdów samochodowych w aspekcie ochrony środowiska*, Monografia-Elektrotechnologie XXI wieku, IV Forum Inżynierii Ekologicznej, Nałęczów 2002, s. 214–223.
- [273] Wac-Włodarczyk A., Giżewski T., Czerwiński D., Goleman R., Koziół J.: *Calculation the anhysteretic curve of the Jiles-Atherton model*, Proceedings of the 6th International Conference ELMECO-6 Electromagnetic Devices and Processes in Environment Protection joint with 9th

- Seminar "Applications of Superconductors AoS-9", Nałęczów- Poland, June 24–27, 2008, pp. 59–60.
- [274] Wac-Włodarczyk A., Giżewski T., Czerwiński D.: *Modelowanie transformatora trójfazowego, trójkolumnowego z rdzeni związanych*, XVI Sympozjum Środowiskowe PTZE, Zastosowania Elektromagnetyzmu w Nowoczesnych Technikach i Informatyce, Wisła, 25–27.09. 2006, s. 209–211.
- [275] Wac-Włodarczyk A., Giżewski T., Goleman R.: *Eksperymentalna identyfikacja różnicowej powierzchni Preisacha w układzie mostka zmiennoprądowego*, Przegląd Elektrotechniczny Nr 12/2010, s. 160–163.
- [276] Wac-Włodarczyk A., Giżewski T., Goleman R.: Projekt badawczy nr N510 019 31/1037 pt.: *Defektoskop indukcyjny. Klasyfikacja uszkodzeń przy zastosowaniu statycznej histerezy z neuronowym klasyfikatorem podobieństwa*, Lublin 2006.
- [277] Wac-Włodarczyk A., Giżewski T., Goleman R.: *The Methodology of Classification Magnetic Materials*, 3rd Symposium on Applied Electromagnetics SEAM' 10, Ptuj, Slovenia, May 30-June 2010, pp. 111–112.
- [278] Wac-Włodarczyk A., Giżewski T., Goleman R.: *The methodology of magnetic materials classification*, Przegląd Elektrotechniczny Nr 3/2011, s. 216–219.
- [279] Wac-Włodarczyk A., Giżewski T.: *Modelowanie pętli histerezy magnetycznej z wykorzystaniem klasycznej metody Preisach'a z neuronowym aproksymatorem funkcji wagi*, Materiały Jubileuszowego X Sympozjum Środowiskowego PTZE „Zastosowania elektromagnetyzmu w nowoczesnych technikach i informatyce”, PTZE 2000. Warszawa-Kielce-Cedzyna, 3–5 lipca 2000r, s. 67–68.
- [280] Wac-Włodarczyk A., Giżewski T.: *Using the artificial neural network algorithm in modelling of the weighting function $\mu(\alpha, \beta)$ of the Preisach model*, Conference Proceedings ELMECO 2000, Nałęczów, 4–6.06.2000, s. 224–230.
- [281] Wac-Włodarczyk A., Giżewski T.: *Analiza funkcji wagi $\mu(\alpha, \beta)$ modelu Preisach'a przy wykorzystaniu algorytmu sztucznej sieci neuronowej*, Materiały V Konferencji Naukowo-Technicznej ZKwE 2000 pod patronatem Komitetu Elektrotechniki PAN, tom II, Poznań-Kiekrz, 10–12.04.2000, s. 535–538.
- [282] Wac-Włodarczyk A., Goleman R., Czerwiński D., Giżewski T.: *Applying the weighting function of the Preisach model to nondestructive testing of ferromagnetic materials*, Book of Abstracts, Soft Magnetic Materials Conference SMM 18, 2nd-5th September 2007, Cardiff, U.K., J-028, p. 129.

-
- [283] Wac-Włodarczyk A., Goleman R., Czerwiński D., Giżewski T.: *Mathematical models applied in inductive nondestructive testing*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 320(20), October 2008, pp. 1044–1048.
 - [284] Wac-Włodarczyk A., Goleman R., Giżewski T., Marcinek M.: *Symulacja pracy mostkowego układu porównawczego materiałów ferromagnetycznych*, XVI Sympozjum Środowiskowe PTZE, Zastosowania Elektromagnetyzmu w Nowoczesnych Technikach i Informatyce, Wiśła, 25–27.09. 2006, s. 213–215.
 - [285] Wac-Włodarczyk A., Goleman R., Giżewski T.: *Sposób i urządzenie do badania nieciągłości struktury detali ferromagnetycznych na małej przestrzeni badawczej*, 2008, A1 (21) 381653 (22) 2007 01 31, Biuletyn Urzędu Patentowego, Nr 16 (903) 2008, s. 25.
 - [286] Wac-Włodarczyk A., Goleman R., Giżewski T.: *The methodology of magnetic materials classification*, Book of Abstracts, Soft Magnetic Materials Conference SMM 19, 6–9 September 2009, Torino, B2-24.
 - [287] Wac-Włodarczyk A., Goleman R., Guz J.: *Napięcie wyjściowe transformatorowego potrajacza w stanie obciążenia*, SPETO IX, 1986, s. 235–243.
 - [288] Wac-Włodarczyk A., Goleman R., Giżewski T.: *Nowoczesna defektoskopia indukcyjna*, Materiały XIII Seminarium „Nieniszczące badania materiałów”, IPPT PAN, Zakopane, 13–16.03. 2007, s. I–VIII.
 - [289] Wac-Włodarczyk A., Guz J., Goleman R.: *An analytical method of evaluating the output voltage of a magnetic frequency tripler under load*, Scientific Papers of the Electrical Engineering Department of Lublin Technical University, Seria B No 5, 1983, pp. 61–77.
 - [290] Wac-Włodarczyk A., Janowski T.: *Mathematical Description of a Plasma Reactor Supplier*, The Proceedings of 3rd Polish-Japanese Joint Seminar on Modelling and Control of Electromagnetic Phenomena, Kazimierz n/Wiśła, 19–21.04.1993. pp. 133–136.
 - [291] Wac-Włodarczyk A., Kaczor A.: *Conducted Electromagnetic Interference Emitted by Plasmatron Discharges*, 3rd Symposium on Applied Electromagnetics SEAM’ 10, Ptuj, Slovenia, May 30–June 2010, pp. 143–144.
 - [292] Wac-Włodarczyk A., Kaczor A.: *Przewodzone zaburzenia elektromagnetyczne emitowane przez wyładowania w plazmotronie*, Przegląd Elektrotechniczny, Nr 3/2011, s. 212–215.
 - [293] Wac-Włodarczyk A., Kaczor A.: *Reaktor plazmowy ze ślizgającym się wyładowaniem łukowym jako źródło elektromagnetycznych zaburzeń przewodzonych*, Przegląd Elektrotechniczny, Nr 12/2010, s. 164–166.

- [294] Wac-Włodarczyk A., Kaczor A.: *Wpływ podstawowych parametrów pracy reaktora plazmowego typu GlidArc na wartości zaburzeń przewodzonych*, Przegląd Elektrotechniczny Nr 12b/2011, s. 198–200.
- [295] Wac-Włodarczyk A., Kaczor A.: *Zaburzenia elektromagnetyczne na liniach zasilających reactor plazmowy Glidarc*, Proceedings of the 7th International Conference ELMECO-7 Electromagnetic Devices and Processes in Environment Protection joint with 10th Seminar “Applications of Superconductors AoS-10”, Nałęczów- Poland, September 28–30, 2011, pp. 149–150.
- [296] Wac-Włodarczyk A., Kaczor A.: *Zanieczyszczenie środowiska człowieka spowodowane zaburzeniami elektromagnetycznymi*, VII Forum Inżynierii Ekologicznej 2010 - Energia niekonwencjonalna i zagospodarowanie odpadów, Monografia, Lublin 2010, rozd. 21., s. 234–244.
- [297] Wac-Włodarczyk A., Komarzyniec G., Mazurek P.A.: *Analiza możliwości zastosowań reaktora plazmowego typu GlidArc w ochronie środowiska*, Edukacja Ekologiczna. Podstawy działań naprawczych w środowisku. Monografia. Nałęczów, 2004, s. 143–150.
- [298] Wac-Włodarczyk A., Mazurek P.: *Analiza zaburzeń elektromagnetycznych emitowanych w lokalnej sieci przez komputery PC*, Przegląd Elektrotechniczny, nr 12’2003, s. 890–893.
- [299] Wac-Włodarczyk A., Mazurek P.: *Analiza zakłóceń elektromagnetycznych emitowanych w wielostanowiskowej sali komputerowej*, XIII Sympozjum Środowiskowe: Zastosowania Elektromagnetyzmu w Nowoczesnych Technikach i Informatyce, Kraków, 16–18.06.2003, s. 64–65.
- [300] Wac-Włodarczyk A., Mazurek P.: *Modelowanie ferrytowego ogranicznika zakłóceń przewodzonych*, Przegląd Elektrotechniczny, nr 11’2002, s. 317–320.
- [301] Wac-Włodarczyk A., Mazurek P.: *Soft Magnetic Materials Applied to Limit Electromagnetic Interferences*, Conference Proceedings, 4th International Conference Electromagnetic Devices and Processes in Environment Protection-ELMECO – 4, 2003, pp. 229 - 237.
- [302] Wac-Włodarczyk A., Mazurek P.: *The Investigation of Electric Devices’ Compatibility – Measurements and Conformity Verification*, 15th International EAEEIE Conference on Innovation in Education for Electrical and Information Engineering (EIE), Sofia, Bulgaria, 27th-29th May 2004, Proceedings EAEEIE, pp. 105–109.
- [303] Wac-Włodarczyk A., Mazurek P.: *Wybrane zagadnienia analizy tłumienności wtrąceniowej rdzeni magnetycznych*, XVI Sympozjum Środowiskowe PTZE, Zastosowania Elektromagnetyzmu w Nowoczesnych Technikach i Informatyce, Wisła, 25–27.09. 2006, s. 217–219.

-
- [304] Wac-Włodarczyk A., Mazurek P.A., Parys T., Ziętek Ł., Bernat M., Masłowski G.: *Badanie emisji elektromagnetycznej wybranych telefonów komórkowych*, VII Forum Inżynierii Ekologicznej 2010 - Energia niekonwencjonalna i zagospodarowanie odpadów, Monografia, Lublin 2010, rozdz. 22., s. 245–254.
- [305] Wac-Włodarczyk A., Mazurek P.A., Szponder J.: *Electromagnetic compatibility problems included in the teaching curricula for electrical engineering at Lublin University of Technology*, 14th EAEEIE Conference, Gdansk, ISBN 83-918622-0-8.
- [306] Wac-Włodarczyk A., Mazurek P.A.: *Analiza parametrów kompatybilnościowych rdzeniowych dławików zakłóceńowych*, Pole elektromagnetyczne w biosferze, Konferencja PTZE, Gdańsk, 8–10.11.2004, s. 19.
- [307] Wac-Włodarczyk A., Mazurek P.A.: *Analiza tłumienności wtrąceniowej rdzeni ferrytowych w układach zasilania*, Przegląd Elektrotechniczny, 12/2004, s. 890–893.
- [308] Wac-Włodarczyk A., Mazurek P.A.: *Analiza tłumienności wtrąceniowej rdzeni ferrytowych i nanokrystalicznych*, Przegląd Elektrotechniczny, 12'2005, s. 19–22.
- [309] Wac-Włodarczyk A., Mazurek P.A.: *Analiza wpływu właściwości wytypowanych materiałów rdzeniowych na tłumienność wtrąceniową*, IV Krajowe Sympozjum, Kompatybilność Elektromagnetyczna w Elektrotechnice i Elektronice - EMC'05, Politechnika Łódzka, Zeszyty Naukowe Nr 962, Łódź 2005, s. 139–146.
- [310] Wac-Włodarczyk A., Mazurek P.A.: *Materiały magnetycznie miękkie w aplikacjach poprawiających parametry środowiska elektromagnetycznego*, Edukacja Ekologiczna. Podstawy działań naprawczych w środowisku. Monografia. Nałęczów, 2004, s. 135–142.
- [311] Wac-Włodarczyk A., Mazurek P.A.: *Measuring Position to Analyze Insertion Loss of Chokes and EMI Filters*, 16th International Annual EAEEIE Conference on Innovation in Education for Electrical and Information Engineering (EIE), Lappeenranta- Finland, 6th-8th June 2005, Proceedings EAEEIE, CDROM and www-page: <http://www.it.lut.fi/eaeeie05/>, ISBN 952.214-052-x, Published by Lappeenranta University of Technology, p. 33- pp. 1–5.
- [312] Wac-Włodarczyk A., Mazurek P.A.: *Nanokrystaliczne dławiki przeciwwzakłóceńowe*, XVII Sympozjum Środowiskowe PTZE, Zastosowania Elektromagnetyzmu w Nowoczesnych Technikach i Informatyce, Rydzyna, 17–20.06. 2007, s. 145–147.
- [313] Wac-Włodarczyk A., Mazurek P.A.: *Sprawozdanie z projektu badawczego nr 3 T10A 061 27 Analiza właściwości fizycznych i chemicz-*

- nych rdzeni dławików przeciwzakłóceń w aspekcie tłumienia zaburzeń elektromagnetycznych, Grant KBN – Ministerstwa Nauki i Informatyzacji, Zespół Elektrotechniki, Energetyki i Metrologii, 2004.
- [314] Wac-Włodarczyk A., Mazurek P.A.: *Wybrane zagadnienia analizy tłumienności wtrąceniowej rdzeni magnetycznych*, Przegląd Elektrotechniczny, Nr 2, luty 2008, s. 114–116.
- [315] Wac-Włodarczyk A., Nafalski A., Goleman R., Giżewski T.: *Metoda wzorcowania funkcji wagi modelu Praisacha – oszacowanie błędu symulacji i wzorcowania*, XVII Sympozjum Środowiskowe - Zastosowania elektromagnetyzmu w nowoczesnych technikach i informatyce”, Rydzyna, 2007.
- [316] Wac-Włodarczyk A., Nafalski A., Yamada S.: *Modeling magnetic frequency nontupler taking hysteresis into account* Proceedings of Annual Conference of Japanese Institute of Electrical Engineers, Karuizawa, Japan, vol.MAG-98-118~131, 1998, pp. 67–71.
- [317] Wac-Włodarczyk A., Nafalski A.: *Hybrid system for frequency conversion*, Proceedings AUPEC '97 - Australasian Universities Power Engineering Conference, EECON '97 Institution of Engineers Australia Electric Energy Conference. Volume 1. The University of New South Wales, Sydney, Australia, 28.09–1.10.1997, p. 195–198.
- [318] Wac-Włodarczyk A., Nafalski A.: *PSPICE package applications to model magnetic amorphous material*, Abstract Soft Magnetic Materials SMM13, Grenoble, France, 24–26.09.1997, p. 267, Fpm/8-09.
- [319] Wac-Włodarczyk A., Sikora J., Piasecki T.: *Advanced Methods of Complex Electromagnetic Circuits Analysis by Means of PSPICE*, Proceedings 5th Polish - Japanese Joint Seminar, Gdańsk, 19–21.05.1997, pp. 68–71.
- [320] Wac-Włodarczyk A., Stryczewska H., Mazurek P., Komarzyniec G.: *Analiza zaburzeń elektromagnetycznych emitowanych przez urządzenia plazmowe*, XXVIII Międzynarodowa Konferencja z Podstaw Elektrotechniki i Teorii Obwodów IC- SPETO, Gliwice – Ustroń, 11–14 maja 2005, s. 183–186.
- [321] Wac-Włodarczyk A., Szponder J., Wójtowicz T.: *Constructions of screened chambers used in measurements of electromagnetic compatibility*, Conference Proceedings ELMCO 2000, Nałęczów, 4–6.06.2000, s. 100–105.
- [322] Wac-Włodarczyk A., Śnieżyński R.: *Analysis of the Polish and Foreign Standards Pertaining to MF Influence on Organisms*, Conference Proceedings, Second International Conference "Electromagnetic De-

- vices and Processes in Environment Protection" ELMCO '97, Nałęczów, 12–15.06.1997, p. 121–124.
- [323] Wac-Włodarczyk A., Zajdler K.: *The use of filters for elimination of disturbances in impulse feeding systems EMC*, Conference Proceedings ELMCO 2000, Nałęczów, 4–6.06.2000, s. 94–99.
- [324] Wac-Włodarczyk A.: *A magnetic frequency nontupler supplied with increased frequency*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 133, 1994, pp. 630–633.
- [325] Wac-Włodarczyk A.: *An approach to generalization of the analysis of magnetic frequency multipliers*, Prace Naukowe PL, Elektryka 26, 1992, s. 19–33.
- [326] Wac-Włodarczyk A.: *Analiza pracy magnetycznego dziewięciokrotnika częstotliwości*, Rozprawa doktorska, Politechnika Lubelska, 1983.
- [327] Wac-Włodarczyk A.: *Generacja napięć podwyższonej częstotliwości*, Prace Seminarium z Podstaw Elektrotechniki i Teorii Obwodów, XX SPETO, Tom II, Gliwice-Ustroń, 21–24.05.1997, s. 263–266.
- [328] Wac-Włodarczyk A.: *General approach to magnetic frequency multiplier mathematical model* Applied Electromagnetics in Materials, Japan Society of Applied Electromagnetics, Kyoto-Tokyo, 1995, pp. 179–190.
- [329] Wac-Włodarczyk A.: *Generation of High Frequency Voltages Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics*, Vol. 13, Non - Linear Electromagnetic Systems, Advanced Techniques and Mathematical Methods, IOS Press, Braunschweig 1998, pp. 819–822.
- [330] Wac-Włodarczyk A.: *Hybrydowe układy przetwarzania częstotliwości*, Wydawnictwa Uczelniane, Elektrotechnika, Politechnika Lubelska, Lublin 1997.
- [331] Wac-Włodarczyk A.: *Hybrydowe układy przetwarzania częstotliwości*, Praca badawcza PB 930/S5, Umowa nr 8 8211 92 03, Politechnika Lubelska, 1994, 259 stron.
- [332] Wac-Włodarczyk A.: *Komputerowa symulacja pracy magnetycznych mnożników częstotliwości*, Praca niepublikowana, Politechnika Lubelska, Lublin, 1996.
- [333] Wac-Włodarczyk A.: *Magnetic frequency nontupler supplied by higher frequency voltage*. Laboratory Testing. Cardiff, June 1992, 53 pages.
- [334] Wac-Włodarczyk A.: *Mathematical model of magnetic frequency multipliers*, Archives of Electrical Engineering, Vol. XLIV, No. 171-1/1995, pp. 83–93.

- [335] Wac-Włodarczyk A.: *Rozwój badań w zakresie zjawisk ferromagnetycznych w Instytucie Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii*, IV Seminarium Zastosowania Nadprzewodników, Lublin-Naęczów, 4–7 maja 2003, s. 12–21.
- [336] Wac-Włodarczyk A.: *Selection of core materials for magnetic frequency multipliers*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 160, 1996, pp. 201–202.
- [337] Wac-Włodarczyk A.: *The development of the new nanocrystalline soft magnetic alloys in electrotechnology*, II International Symposium NEET'2001, Kazimierz Dolny, 14–17.II.2001, p. 81–83.
- [338] Wawszczak J.: *Analiza obciążalności magnetycznych potrajaczy częstotliwości*, Rozprawa doktorska, Politechnika Lubelska, 1977.
- [339] Weidenfeller B., Riehemann W.: *Power loss of grain oriented Fe - Si sheets using nonsinusoidal waveforms*, Soft Magnetic Materials Conference SMM 12, PB - 22, Kraków, 1995.
- [340] Weston D.A.: *Electromagnetic Compatibility. Principles and Applications*, Second Edition, Marcel Dekker, 2001.
- [341] Więckowski T.: *Środowisko elektromagnetyczne a urządzenia radio-komunikacyjne*, Przegląd Telekomunikacyjny, 6/2004, s. 257–260.
- [342] Więckowski T.W.: *Pomiar emisyjności urządzeń elektrycznych i elektronicznych*, Biblioteka Kompatybilności Elektromagnetycznej, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, 1997.
- [343] Williams T.: Armstrong K.: *EMC for Systems and Instalations*, Newnes 2000.
- [344] Williams T.: *EMC for products designer*, third edition, Tim Williams 2001.
- [345] Williams T.: *Using ferrites for interference suppression*, Elmac Services, version 1.3, <http://www.elmac.co.uk/pdfs/ferrite.pdf> [dostęp 16 stycznia 2012 r.].
- [346] Włodarski Z., Włodarska J., Brykalski A.: *Experimental verification of hysteresis models*, Physica B, Vol. 372, 2006.
- [347] Włodarski Z.: *Alternative Preisach models*, Physica B, Vol. 367, 2005.
- [348] Włodarski Z.: *Modeling hysteresis by analytical reversal curves*, Physica B, Vol. 398, 2007.
- [349] Yu Y., Xiao Z., Lin E.B.: *Analytic and Experimental Studies of a Wavelet identification of Preisach Model of Hysteresis*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, No 208, 2000, pp. 255–263.
- [350] Yurshevich V., Jankovskis J., Scavinskis V.: *A Study on the use of Specific Points on the Complex Permeability Frequency Curves of Ferrites*

-
- for Presentation of Magnetic Loss*, Elektronika ir Elektrotechnika, Nr 5(61), 2005.
- [351] Zakrzewski K.: *Experimental Methods* in “Computational magnetics” / editor, Jan K. Sykulski, London, New York, Chapman & Hall, 1995.
- [352] Zakrzewski K.: *Modelowanie pól elektromagnetycznych w projektowaniu transformatorów*, Przegląd Elektrotechniczny, Nr 3, marzec 2002, s. 59–63.
- [353] Zakrzewski K., Kubiak W., Szulakowski J.: *Wyznaczanie współczynnika anomalii strat w blachach magnetycznych anizotropowych*, Prace Naukowe IMNPE Politechniki Wrocławskiej, Nr 48/2000, s. 298–305.
- [354] *Zbadanie właściwości i stabilności czasowej przetwornika pomiarowego*, Raport dla Centralnego Planu Badawczo-Rozwojowego CPBR 2.4 (Cel A.2.2.9) koordynowanego przez Instytut Inżynierii Materiałowej, Politechniki Warszawskiej, 1988, 41 stron.
- [355] Zheng G.P., Zhang J.X.: *Hysteresis scaling for Ising systems on fractal structures*, Physica A, Vol. 264, 1999.
- [356] Zyss T., Krawczyk A., Roman A., Koźluk E., Pławiak-Mowna A.: *Zagrożenia ze strony wybranych źródeł generujących pole elektromagnetyczne dla osób mających wszczepione stymulatory serca*, Kompatybilność Elektromagnetyczna w Biologii i Medycynie, Instytut Naukowo-Badawczy ZTUREK, Warszawa 2003, s. 56–68.

SKOROWIDZ

A

algorytm 10, 18, 72, 76, 104, 105, 206, 212
– sztucznych sieci neuronowych 83, 90,
91, 92, 93, 94, 96, 97, 104
Ampère 15
anizotropia 27, 28, 38, 40, 47, 62, 65

B

badania
– defektoskopowe 103, 105, 106
Barkhausen 57, 72
Bean 35
blacha 32, 139
– elektrotechniczna 16, 17, 29, 31, 35,
36, 53, 99, 100, 104, 105, 150
– nieorientowana (izotropowa) 32, 35
– niskokrzemowa 31
– transformatorowa 32, 140
– wysokokrzemowa 31
– zorientowana (anizotropowa) 32, 33,
35
Bronk 107

C

całka Everetta 73, 76
cegi absorpcyjne 170, 201, 202, 203, 204
charakterystyka 61, 67
– dynamiczna 18
– magnesowania 7, 18, 27, 55, 61, 67,
70, 71, 105, 111, 113, 128, 133, 139,
151, 152
– napięciowa 128, 129, 132, 149, 151,
152, 153
– nieliniowa 18, 26, 27, 51, 53, 55, 62,
87, 92, 101, 104, 107, 113, 135, 137,
139, 152
– odmagnesowania 30

– pierwotnego magnesowania 30, 56, 71,
139
– rozgałęziona 60, 62, 64, 72, 74, 76, 80,
90, 95, 98
– statyczna 90
częstotliwość 10, 19, 34, 36, 50, 104, 107,
120, 147, 167, 197, 208
– podwyższona 19, 20, 31, 32, 43, 148,
153
– przemagnesowania 35
– rezonansowa 196, 197
– robocza 120, 191
– sieciowa 18, 43, 125, 147

D

dławik
– przeciwzaburzeniowy 13, 18, 22, 23,
49, 51, 52, 171, 172, 173, 174, 175,
176, 182, 185, 187, 189, 193, 201,
206, 207, 210, 211, 212
domena magnetyczna 37, 68, 70, 187
dyrektywa 21, 156, 157, 159
dziewięciokrotnik 7, 8, 10, 20, 107, 108,
109, 110, 112, 113, 115, 117, 118, 121,
124, 125, 126, 127, 128, 130, 131, 132,
133, 135, 137, 139, 143, 144, 146, 147,
148, 149, 150, 151, 152, 153

E

efekt przekątnikowy 127, 131, 151
ekran 22, 32, 78, 137, 182, 193
elementy
– magnetyczne 13, 17, 107
energoelektronika 13, 18, 52, 53, 159, 161
Epstein 107
Ewing 30

F

Faraday 15
 ferrimagnetyk 26, 30
 ferromagnetyk 16, 17, 18, 26, 27, 28, 31,
 34, 35, 46, 47, 56, 57, 63, 68, 69, 73, 85,
 138
 Feynman 45
 filtry 22, 107, 171
 – aktywne 22, 171
 – bezstratne 22, 171
 – ograniczające 171, 210
 – separujące 171, 210
 – stratne 22, 70, 171
 Fourier 102, 137, 141, 147, 148
 funkcja
 – dwuparametrowa hiperboliczna 111
 – Gaussa 83, 84, 96
 – hiperboliczno-tangensoidalna 83
 – Langevina 68, 69
 – Lorentza 83, 84, 85
 – Preisacha 18, 94
 – wagi 7, 8, 18, 65, 73, 74, 77, 80, 83,
 84, 86, 87, 88, 89, 90, 91, 92, 94, 96,
 103, 104, 105
 – wielomianowa 111

G

Gilbert 15

H

Hall 40
 harmoniczne 7, 8, 9, 10, 102, 103, 107,
 109, 110, 112, 115, 116, 118, 120, 121,
 122, 132, 133, 152, 172
 Hertz 16, 155
 histereza
 – magnetyczna 13, 18, 34, 46, 55, 60, 62,
 67, 69, 70, 77, 85, 91, 92, 104, 105,
 106, 134, 138, 139, 152
 – dynamiczna 145
 – statyczna 145
 histeron 72, 74

Hopkinson 91, 93, 98, 99, 105

I

impedancja 10, 19, 112, 165, 167, 171,
 173, 174, 176, 177, 180, 182, 185, 186,
 187, 189, 190, 191, 192, 199, 202, 203,
 208, 209, 211
 indukcja magnetyczna 8, 10, 15, 16, 25,
 26, 30, 34, 59, 60, 100, 111, 114, 151,
 162, 197, 208
 – nasycenia 8, 16, 20, 31, 42, 43, 44, 45,
 48, 50, 51, 139, 150, 153, 173
 – remanencji 8, 71
 indukcyjność 9, 22, 58, 131, 134, 135, 136,
 171, 174, 175, 177, 185, 186, 191, 197,
 211

K

Kittel 35
 klasyfikacja 13, 25, 29, 90, 103, 105
 koercja 9, 16, 29, 30, 34, 38, 40, 42, 44,
 47, 51, 55, 57, 61, 65, 70, 71, 145
 komora 9, 10, 170
 – bezodbiciowa 168
 – rewerberacyjna 168
 kompatybilność elektromagnetyczna 9,
 13, 18, 21, 22, 23, 155, 156, 157, 159,
 167, 168, 169, 171, 174, 202, 206, 212
 konduktancja 7, 9, 10, 111, 113, 128, 133,
 135, 136, 151

M

magnetostrykcja 7, 27, 28, 31, 33, 42, 43,
 44, 47, 48
 magnetowody 17, 30, 49, 58, 100, 104,
 105, 111, 122, 150, 153
 magnetyczny mnożnik częstotliwości 11,
 19, 112, 133, 147
 materiały 13, 16, 17, 25, 27, 28, 29, 31, 37,
 43, 44, 45, 46, 48, 49, 51, 53, 55, 87, 208
 – diamagnetyczne 26

- magnetyczne 13, 15, 16, 17, 19, 23, 26, 28, 29, 30, 36, 37, 40, 47, 49, 50, 52, 54, 72, 107, 138, 150, 153, 185, 196, 206, 210
- amorficzne 17, 28, 31, 36, 37, 38, 39, 40, 42, 43, 44, 45, 46, 47, 48, 138, 145, 150, 153, 177, 178, 179, 180, 186, 189, 194, 196, 200, 204, 206, 208, 209, 210, 211, 212
- ferrytowe 23, 51, 52, 193, 196, 200, 203, 206, 209, 210, 211, 212
 - manganowo-cynkowe 51
 - niklowo-cynkowe 51
- miękkie 13, 16, 17, 29, 30, 31, 32, 36, 44, 45, 47, 48, 49, 51, 53, 54, 70, 71, 87, 206, 212
- mikrokrystaliczne 32, 33, 48
- nanokrystaliczne 17, 29, 45, 46, 47, 48, 177, 179, 193, 195, 196, 200, 201, 204, 205, 208, 210, 211
- paramagnetyczne 26, 27, 63
- rdzeniowe 13, 17, 23, 25, 34, 37, 44, 53, 55, 111, 130, 133, 139, 143, 148, 149, 150, 178, 186, 193, 196, 197, 199, 204, 211

Maxwell 15

metaloide 38, 42, 45

metoda 37, 151

- bilansu harmonicznych 120, 122, 151
- numeryczna 21, 55, 83, 90, 133, 134
- perturbacyjna małego parametru 111

mnożnik częstotliwości 10, 20, 70, 107, 108, 110, 111, 119, 120, 123, 129, 148, 151, 153, 154

model 18, 20, 35, 54, 55, 62, 67, 68, 80, 83, 85, 90, 96, 104, 109, 110, 112, 133, 134, 135, 138, 139, 149, 151, 152, 166, 173, 182, 193, 201, 211

- analityczny 83, 110, 152, 153
- Curie-Weissa 18, 64, 68, 85, 104
- histerezowy 55
- Isinga 18, 64, 85, 104
- Jilesa-Athertona 18, 67, 69, 70, 71, 104, 138, 139, 148

- matematyczny 20, 60, 71, 98, 109, 110, 119, 129, 132, 133, 134, 149, 211
- Nakamury 180, 182, 211
- Preisacha 7, 13, 18, 67, 72, 73, 74, 76, 78, 80, 81, 83, 95, 97, 103, 104, 105, 106
- Rayleigh'a 55
- Stolla 178, 180, 181, 182, 211
- Stonera-Wohlfartha 65, 67
- uogólniony 13, 118, 151, 153

moduł Younga 40

N

namagnesowanie 9, 16, 25, 26, 27, 28, 29, 55, 57, 63, 64, 65, 68, 69, 70, 75, 90

napięcie 10, 108, 110, 114, 121, 126, 152, 166, 170, 174, 182

- pierwotne 121
- wejściowe 19, 147, 153
- wtórne 121, 124, 125, 126, 130, 133, 137, 149
- wyjściowe 9, 10, 108, 110, 113, 126, 127, 128, 129, 131, 133, 142, 146, 147, 148, 151, 152
- zaburzeń 10, 174, 201
- zasilające 9, 20, 101, 110, 125, 126, 128, 134, 135, 136, 143, 146, 147

natężenie pola magnetycznego 10, 15, 26, 57, 58, 59, 60, 61, 70, 71, 72, 73, 111, 161, 178

Neckman 15

norma kompatybilnościowa 18

O

obciążenie 125, 127, 128, 203

- indukcyjne 22, 23, 127, 128, 129, 130, 131, 132, 133, 163, 165, 166
- pojemnościowe 20, 125, 127, 129, 130, 132, 133, 149, 151, 152, 153
- rezystancyjne 127, 128, 132
- rezystancyjno-indukcyjne 150, 152
- rezystancyjno-pojemnościowe 129, 152

obróbka 37, 47

- plastyczna 19, 28, 29
- termiczna 32, 36
- termomagnetyczna 28, 42, 44, 45

Oersted 15

Overshott 36

P

Panczakiewicz 35

parametry 13, 16, 17, 19, 20, 22, 23, 25,
27, 33, 37, 42, 51, 52, 53, 60, 61, 62, 65,
68, 70, 71, 83, 84, 86, 87, 89, 90, 91, 93,
100, 105, 107, 112, 118, 124, 125, 128,
129, 130, 131, 132, 133, 138, 139, 140,
142, 143, 151, 152, 153, 156, 161, 167,
168, 171, 172, 173, 175, 176, 177, 179,
185, 189, 192, 193, 196, 201, 204, 206,
210, 211

permaloy 32, 43, 45, 47

pętla histerezy 44, 60, 73, 85, 86, 111, 127

- okrągła 46
- płaska 41, 44, 46
- prostokątna 43, 44, 46
- wąska 30, 111

pięciokrotnik 7, 8, 10, 11, 20, 108, 109,
110, 112, 118, 122, 135, 137, 151, 152,
153

pojemność 22, 125, 126, 127, 129, 130,
132, 138, 149, 151, 152, 165, 166, 171,
174, 182, 183, 184, 185, 186, 190, 197,
199, 209, 211

potrajacz 7, 8, 10, 11, 19, 20, 107, 108,
109, 110, 112, 118, 122, 124, 125, 126,
127, 129, 130, 131, 132, 134, 135, 136,
137, 139, 140, 141, 142, 143, 147, 151,
152, 153

prąd 15, 49, 100, 101, 107, 166, 203

- magnesowania 16, 107, 151
- wirowy 16, 34, 37, 40, 67, 138, 178

przenikalność elektryczna względna 7

przenikalność magnetyczna 7, 16, 25, 43,
138, 185, 199, 212

- bezwzględna 7, 25
- impulsowa 41, 44

– maksymalna 44

– początkowa 7, 16, 47, 50, 71, 180, 181,
198, 208, 210

– próżni 26, 177

– względna 7, 25, 26, 44, 48, 50, 51, 52,
177, 178, 179, 180

przetwornica częstotliwości

półprzewodnikowa 19, 147

R

rdzenie

- amorficzne 29, 36, 38, 39, 42, 43, 44,
45, 46, 47, 138, 145, 153, 177, 178,
180, 186, 189, 194, 196, 204, 211, 212
- ferrytowe 23, 52, 173, 177, 184, 186,
189, 195, 204, 206, 208
- nanokrystaliczne 45, 47, 178, 179, 186,
189, 194, 196, 197, 200, 206, 209, 212

remanencja 8, 16, 61

rezystywność 7, 16, 31, 33, 34, 35, 37, 38,
40, 42, 43, 49, 51, 52, 138, 173, 179,
185, 197, 208

Richter 34

S

Sharp 36

Shockley 35

sieć sztuczna 9, 170, 201, 202, 212

Sokrates 15

Spinelli 107

sprawność 17, 23, 43, 161, 172

stała Boltzmanna 68

Steinmetz 34

stratność

- anomalna (dodatkowa) 11, 34, 35
- histerezowa 11, 29, 32, 34, 37, 49, 67,
185
- wiropądowa 11, 28, 34, 35, 36, 49,
138, 150, 152

straty

- mocy 7, 10, 16, 17, 20, 32, 34, 35, 36,
40, 43, 44, 49, 53, 70, 111, 113, 133,

135, 136, 151, 153, 174, 176, 185,
187, 191, 211, 212
– rdzeniowe 7, 10, 17, 52, 121, 124, 128,
129, 132, 133, 136, 149, 151, 152
struktura 25, 46, 47, 57, 167
– domenowa 33, 35, 37, 53
– Gossa 32
– krystaliczna 29, 37, 46, 47
– polikrystaliczna 28, 56
strumień magnetyczny 7, 30, 57, 93, 96,
100, 107, 112, 191
supermaloy 44, 45
szkła metaliczne 35, 38, 39, 40, 42, 43, 44,
45, 46, 47, 53

Ś

ściany
– Blocha 35, 57
– domenowe 65, 66, 70, 180
środowisko 18, 22, 28, 33, 71, 78, 100,
101, 105, 157, 159, 161, 163, 199, 206

T

Tales 15
taśma 38
– amorficzna 32, 37, 38, 42, 53, 179
– krystaliczna 32
tekstura 29, 32, 33, 38, 47
temperatura 10, 27, 43, 199
– Curie 10, 18, 27, 42, 43, 50, 51, 63, 64,
68, 85, 104, 145, 199, 209
– Néela 26, 28
tłumienność wtrąceniowa 10, 173, 175,
187, 189, 192, 193, 198, 199, 201, 202,
204, 208, 209, 211, 212
transformator 7, 9, 10, 11, 16, 17, 19, 20,
28, 33, 37, 38, 42, 43, 44, 49, 53, 58, 70,
103, 105, 107, 108, 109, 110, 112, 113,
114, 118, 121, 134, 135, 138, 139, 143,
148, 151, 190, 203, 212

U

układ 19, 23, 63, 74, 107, 110, 114, 120,
134, 148, 193, 201, 202, 208, 210, 212
– filtrujący 22, 23, 172, 173, 201, 208,
209, 210
– hybrydowy przetwarzania
częstotliwości 19, 20, 147, 149, 150,
151
– o podwyższonej częstotliwości 17, 150

V

Vallaurie 107

W

wartość 8, 9, 10, 11, 16, 17, 25, 26, 27, 30,
34, 40, 41, 42, 43, 50, 52, 57, 59, 61, 65,
68, 70, 74, 76, 78, 80, 81, 83, 89, 90, 92,
93, 94, 96, 100, 114, 116, 121, 125, 128,
133, 136, 139, 151, 152, 166, 179, 183,
184, 185, 186, 189, 190, 191, 196, 197,
199, 203, 204, 209
– chwilowa 8, 10, 11, 113, 114, 118
– maksymalna 8, 16, 34, 61, 63, 76, 94,
103, 104
– skuteczna 9, 10, 121, 140, 143
– średnia 122
Weiss 27
Williams 35
współczynnik 7, 8, 10, 11, 27, 36, 42, 47,
68, 121, 126, 128, 136, 138, 149, 151,
185, 200
– mocy 125
– obciążenia 121, 129, 151
– sprzężenia magnetomechanicznego
135, 192
– strat anomalnych 11, 36
– temperaturowy 47
wyżarzanie 28, 42, 44, 45, 47

Y

Yoshizawa 45

Z

zaburzenia elektromagnetyczne 21, 22, 170, 206

- przewodzone 22, 157, 165, 167, 168, 170, 171, 181, 193, 201, 202, 206, 210, 211, 212
- asymetryczne 170, 172, 185, 189, 190, 191, 193
- niesymetryczne 170
- symetryczne 61, 110, 114, 117, 170, 172, 173, 182
- sztuczne 163, 164

- typu różnicowego (symetryczne) 170, 202
- typu wspólnego (asymetryczne) 170, 171, 190, 202

zakłócenia elektromagnetyczne 22, 155, 163, 164

założenia upraszczające 21, 35, 110, 114, 153

Zenneck 107

Ź

źródła podwyższonej częstotliwości 18, 150, 153