

AGH

AKADEMIA GÓRNICZO-HUTNICZA IM. STANISŁAWA STASZICA W KRAKOWIE

Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej

Rozprawa doktorska

Joanna Tomkowicz

Struktura i własności sieci nanoskopowych drutów magnetycznych

Promotor: **prof. dr hab. Krzysztof Kułakowski**

Kraków, maj 2013

Oświadczenie autora rozprawy:

Oświadczam, świadoma odpowiedzialności karnej za poświadczenie nieprawdy, że niniejszą pracę doktorską wykonałam osobiście i samodzielnie i że nie korzystałam ze źródeł innych niż wymienione w pracy.

data, podpis autora

Oświadczenie promotora rozprawy:

Niniejsza rozprawa jest gotowa do oceny przez recenzentów.

data, podpis promotora rozprawy

Podziękowania

Serdecznie dziękuję mojemu Promotorowi Profesorowi Krzysztofowi Kułakowskiemu za poświęcony czas na liczne dyskusje, udzielane zawsze cenne rady i wskazówki, a także za niezwykle życzliwość i wyrozumiałość.

Moje podziękowania kieruję również w stronę:

Profesora Juliana Gonzáleza, za umożliwienie przeprowadzenia pomiarów na Uniwersytecie Kraju Basków w San Sebastián w 2010 roku, oraz za jego gościnność. Dziękuję także Doktor Valentinie Zhukova za wszelką pomoc udzieloną w trakcie przeprowadzania pomiarów.

Profesora Manuela Vázqueza, za możliwość przeprowadzenia badań w Instytucie Nauk Materiałowych w Madrycie w 2012 roku, opiekę naukową, zainteresowanie i odbyte dyskusje w trakcie stażu. Dziękuję całemu zespołowi „Group of Nanomagnetism and Magnetization Processes” za życzliwość oraz chęć pomocy. W szczególności podziękowania składam Doktor Cristinie Bran, za wprowadzenie w tematykę wytwarzania i pomiaru tablic nanodrutów oraz Dawidowi Gonzálezowi za wszystkie jego wskazówki dotyczące mojej pracy laboratoryjnej. Dziękuję także Javierowi Garcii z Uniwersytetu w Oviedo, za wytworzenie jednej z membran, oraz cenną dyskusję dotyczącą otrzymywanych wyników pomiarów tablic nanodrutów.

Całego zespołu Układów Złożonych, za przyjazną atmosferę sprzyjającą pracy. Szczególnie dziękuję Doktorowi Przemysławowi Gawrońskiemu, za wprowadzenie w tematykę mikrodrutów.

Praca była finansowana przez Fundację na Rzecz Nauki Polskiej przy udziale Funduszu Rozwoju Regionalnego Unii Europejskiej w ramach programu MPD „Krakow Interdisciplinary PhD-Project in Nanoscience and Advanced Nanostructures”.

Spis treści

1	Cel pracy	3
2	Wprowadzenie teoretyczne	6
2.1	Materiały magnetyczne i ich własności	6
2.1.1	Pętla histerezy	6
2.1.2	Oddziaływanie magnetostaticzne	9
2.1.3	Anizotropia magnetokrystaliczna	11
2.1.4	Anizotropia kształtu	12
2.2	Budowa wewnętrzna materiałów magnetycznych	15
2.2.1	Zagadnienie powstawania ścianki domenowej	15
2.2.2	Kryterium jednodomenowości nanodrutów	17
2.3	Wytwarzanie drutów magnetycznych	23
2.3.1	Amorficzne bistabilne mikrodruty	24
2.3.2	Tablice nanodrutów na membranach z tlenku glinu	26
2.4	Rozprzestrzenianie się uszkodzeń	35
2.5	Skalowanie skończonych rozmiarów	36
3	Sieci rosnące	37
3.1	Struktury sieci rosnących	37
3.2	Rozprzestrzenianie się uszkodzeń	39
3.2.1	Widma lawin spinowych	41
3.2.2	Problem skalowania zasięgu oraz średnicy lawin	42
4	Symulacje dwuwymiarowych układów nanodrutów	46
4.1	Przestrzenna generacja układu i podstawy modelu	47
4.2	Asymetria w układach dwuwymiarowych	51
4.2.1	Rozkłady wielkości asymetrii	54
4.2.2	Zależność wartości asymetrii od procentowej zawartości drutów równoległych do pola	58
4.3	Problem rajskich ogrodów	61

4.3.1	Powstawanie rajskich ogrodów	61
4.3.2	Liczba układów z ogrodami	64
4.3.3	Rozkłady wielkości rajskich ogrodów X i Y	69
4.3.4	Liczba układów z przemagnesowującymi się drutami Y	72
4.3.5	Rozkłady liczby przemagnesowujących się drutów Y	74
4.4	Rozprzestrzenianie się uszkodzeń	77
4.4.1	Badane struktury przestrzenne	77
4.4.2	Analiza uszkodzeń w układzie bazowym	79
4.4.3	Analiza uszkodzeń w układach typu A	88
4.4.4	Analiza uszkodzeń w układach typu B	96
5	Amorficzne bistabilne mikrodruty	107
5.1	Własności strukturalne oraz sposób przemagnesowania	107
5.2	Pomiary pętli histerezy mikrodrutów o składzie $Fe_{75}B_{15}Si_{10}$	109
5.2.1	Pętle namagnesowania pojedynczych drutów oraz ich układów	111
5.2.2	Pole włączeniowe w funkcji średnicy drutów	114
5.2.3	Pętle histerezy w funkcji częstotliwości zmian pola	115
5.3	Propagacja ścianki domenowej	118
6	Tablice nanodrutów o składzie $FeCo$	124
6.1	Własności strukturalne wytworzonych tablic nanodrutów	124
6.2	Pomiary własności magnetycznych	125
6.2.1	Zależność od składu chemicznego materiału magnetycznego	128
6.2.2	Zależność od długości nanodrutów	133
6.2.3	Zależność od średnicy porów membrany	136
6.2.4	Zależność od kąta pomiędzy polem zewnętrznym a osią podłużną nanodrutów	138
7	Wnioski	143
	Bibliografia	147

Rozdział 1

Cel pracy

Coraz szybszy postęp technologii opartych o materiały magnetyczne oraz wciąż rosnące możliwości ich zastosowania wymuszają ciągle poszukiwanie nowych materiałów, które charakteryzowałyby się ulepszonymi własnościami magnetycznymi. Nieustanne dążenie do miniaturyzacji urządzeń we wszystkich dziedzinach nauki i techniki doprowadziło w ostatnich latach do powstania i znaczącego rozwoju nanotechnologii. W tym obszarze znaczącą rolę odgrywają nano-materiały, wśród których najczęściej wymienia się nanodrut, nano-kropki oraz cienkie warstwy. Wszystkie branże nowoczesnego przemysłu oczekują poszukiwania tanich materiałów o bogatych własnościach magnetycznych, które można by było z powodzeniem wykorzystywać między innymi przy produkcji magnetycznych detektorów [1, 2], w mikroelektronice, a także stosować w coraz potrzebniejszych na powszechną skalę systemach bezpieczeństwa.

Poza poszukiwaniem nowych materiałów, również badanie układów złożonych z nanostruktur magnetycznych pokazuje obiecujące perspektywy osiągnięcia nowych charakterystycznych własności. Rozważając jednak układy gęsto upakowanych struktur magnetycznych należy wziąć pod uwagę również oddziaływania pomiędzy pojedynczymi nanocząstkami. W tablicach nanodrutów jak w większości układów nanocząsteczek ważną rolę odgrywa oddziaływanie dipolowe. Jest ono oddziaływaniem dalekozasięgowym, dlatego też rozważanie go stanowi próbę podejścia do problemu wielu ciał, który w większości przypadków jest nierozwiązywalny analitycznie. W ogólnym przypadku różne orientacje przestrzenne pojedynczych nanocząstek, a także rozrzut ich rozmiarów oraz zmiany ich własności magnetycznych między innymi wraz ze zmianą temperatury komplikują problem.

Poza pojedynczymi, uproszczonymi przypadkami układów, ich własności są badane z wykorzystaniem metod komputerowych opierających się na modelowaniu mikromagnetycznym [3, 4, 5] lub różnego rodzaju modelach przybliżających zachowanie się materiału w skali makroskopowej. Ze względu na skomplikowane i długotrwałe obliczenia,

wymagające znajomości wielu parametrów magnetycznych materiału, modelowanie mikromagnetyczne oparte o równanie Landau'a - Lifshitz'a - Gilbert'a [6], stosowane jest w celu zrozumienia mechanizmu przemagnesowywania pojedynczych mikro- i nanodrutów. W rozważaniu ewolucji układów wielu drutów dominującą rolę odgrywają symulacje oparte na modelach przybliżających rzeczywiste zachowanie się systemów wielu ciał bez bezpośredniego używania wiadomości o ich strukturach wewnętrznych.

Oddziaływanie dipolowe w układach losowych prowadzi do frustracji podobnie jak oddziaływanie antyferromagnetyczne. W szczególności pętla histerezy w układach losowych z frustracją magnetyczną jest bardziej złożona niż w przypadku sprzężenia ferromagnetycznego. Układy takie mogą wykazywać efekt pinningu [7, 8], czyli blokowania procesu przemagnesowania spowodowanego różnymi rodzajami niejednorodności układów. Konsekwencją tego jest przyjmowanie przez te układy lokalnych minimów energii.

Tytułowa sieć jest uogólnieniem układu oddziałujących momentów magnetycznych o w zasadzie dowolnej topologii. Połączenie między momentami magnetycznymi należy rozumieć jako oddziaływanie. W prezentowanej tu pracy obok modelowych sieci rosnących o strukturze eksponencjalnej i bezskalowej [9, 10] rozpatrywane są również przypadkowe sieci przestrzenne drutów magnetycznych [11, 12]. O ile dla tych pierwszych oddziaływanie jest krótkozasięgowe i zachodzi z definicji jedynie między najbliższymi sąsiadami, o tyle w przypadku sieci przestrzennych oddziaływanie magnetostatyczne jest dalekozasięgowe i zależy od odległości między drutami. Dla takich układów rozwiązaniem mogłaby być sieć ważona, a waga połączenia wyznaczona z natężenia pola wytwarzanego przez jeden drut na tym końcu drugiego drutu, na którym to natężenie jest większe. Taki układ byłby równoważny sieci neuronowej, w której zapłon neuronu [13] jest równoważny przemagnesowaniu drutu. Tak jak w sieciach neuronowych, dynamika magnetycznej sieci przestrzennej może być badana tylko metodą symulacji. Dodajmy, że problem spójności sieci przestrzennych był badany w pracy [14].

Punktem wyjścia do prowadzonych badań stały się wyniki rozprzestrzeniania się uszkodzeń w układach sieci z oddziaływaniem antyferromagnetycznym [10], dające podstawę do twierdzenia, że rozmiar rozchodzenia się zaburzenia stanu magnetycznego nie jest ograniczony od góry. Oznacza to, że układ pod działaniem zmiennego pola magnetycznego może ewoluować w sposób nieperiodyczny, co z kolei nasuwa skojarzenie z samozorganizowanym stanem krytycznym [15]. Mamy tu na myśli sytuację, w której jakiś przypadkowy czynnik prowadzi do lokalnej zmiany momentu magnetycznego jednego z drutów w sieci. Pytanie brzmi, czy taka zmiana może się rozszerzać na inne części układu, czy też pozostaje ograniczona. Celem pracy było zbadanie czy układy drutów nanoskopowych mogą przejawiać taką niestabilność struktury.

Niniejsza praca została podzielona na dwie główne części. Pierwsza zawiera rozważania teoretyczne dla różnych struktur układów nanodrutów, a druga wyniki pomiarów własności magnetycznych dla mikro- i nanodrutów przeprowadzonych w trakcie staży zagranicznych w Hiszpanii. Pierwszy z nich, na Uniwersytecie Kraju Basków w San Sebastián (Universidad del Pais Vasco, luty-lipiec 2010), dotyczył własności amorficznych bistabilnych mikrodruków. Drugi - w Instytucie Nauk Materiałowych w Madrycie (Insitutio de Ciencia de Materiales de Madrid, marzec-czerwiec 2012) - ukierunkowany był na badania dotyczące nanodruków.

Praca zawiera sześć rozdziałów. Rozdział 2 stanowi niezbędne wprowadzenie literaturowe w tematy poruszane w dalszej części pracy. W rozdziale 3 temat pracy [10] został rozszerzony o rozważania dotyczące sposobu rozchodzenia się lawin spinowych w sieciach rosnących, oparte na analizie zasięgu oraz średnicy takich lawin w funkcji rozmiaru układu.

Kolejny rozdział (numer 4) jest kontynuacją opisu zjawiska propagacji zaburzeń. Omawiane są w nim dwuwymiarowe układy losowo rozmieszczonych bistabilnych molekuł. Układy takie wykazują nowe cechy dające możliwość ich potencjalnych zastosowań w problemach kodowania magnetycznego [16, 17] oraz rozpoznawania wzorców magnetycznych [18, 19, 20, 21].

Rozdziały 5 oraz 6 stanowią próbę odpowiedzi na pytanie jakie cechy układów rzeczywistych należałoby uwzględnić w kolejnych etapach modelowania komputerowego, aby uzyskać wyniki dla struktur podobnych do wytwarzanych obecnie w laboratoriach.

Ostatni rozdział (7) stanowi podsumowanie pracy.

Rozdział 2

Wprowadzenie teoretyczne

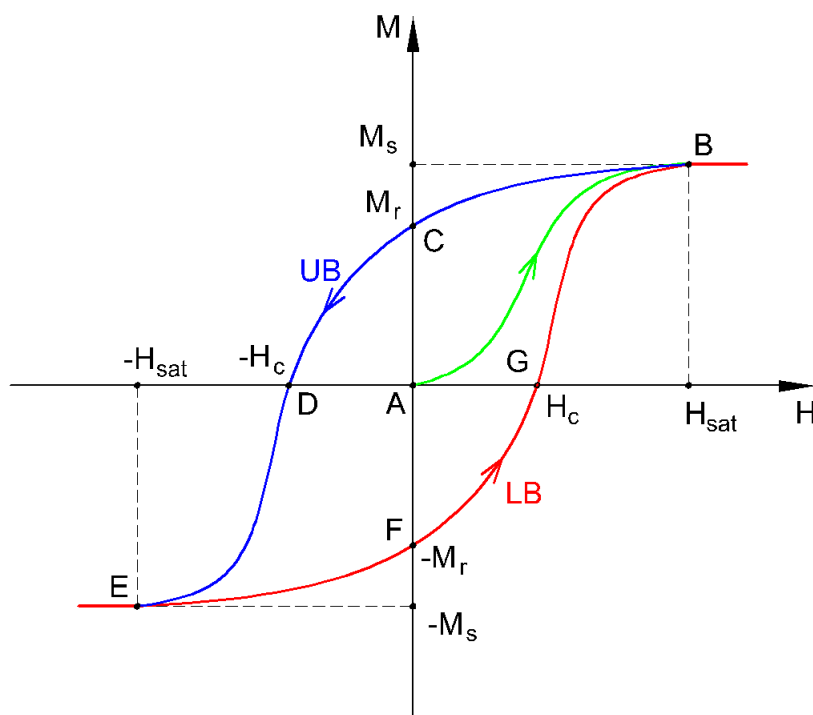
2.1 Materiały magnetyczne i ich własności

Materiały magnetyczne dzielimy najczęściej ze względu na ich własności magnetyczne na dwie główne grupy. Są to materiały magnetycznie miękkie (soft magnetic materials) oraz materiały twarde (hard magnetic materials). Pierwsze z nich magnesują się przy niskich pola zewnętrznych, a po ich usunięciu wykazują niewielkie wartości remanencji. O takich materiałach mówimy w stosunku do substancji, których pola koercji nie przekraczają kilku erstedów. Są one stosowane, tam gdzie ważne jest zagadnienie magnetycznej indukcji. Materiały twarde używane są najczęściej jako źródła pola magnetycznego, gdyż wykazują wysokie namagnesowanie resztkowe, a ich pola koercji przekraczają kilkaset erstedów. Również do zapisu magnetycznego potrzebujemy materiałów ferromagnetycznych o dużej wartości namagnesowania nasycenia oraz o wysokim polu koercji.

2.1.1 Pętla histerezy

Każda substancja ferromagnetyczna posiada charakterystyczną dla niej zależność pomiędzy zewnętrznym polem magnetycznym H a namagnesowaniem M , a dokładniej mówiąc - składową namagnesowania w kierunku natężenia pola magnetycznego [22]. Zależność ta jest powszechnie stosowana do opisu struktur magnetycznych. Pomimo pojawiających się różnic w zależności od rozpatrywanego materiału, można przedstawić ogólny wygląd odpowiedzi magnetycznej materiału ferromagnetycznego na przyłożone pole zewnętrzne, tak jak to pokazano na rysunku 2.1. Przy założeniu, że początkowo materiał pozostaje rozmagnesowany (punkt A na rysunku 2.1), jego odpowiedź na wzrost natężenia pola magnetycznego przejawiająca się w postaci namagnesowania M zmienia się wzdłuż krzywej namagnesowania AB . W punkcie B przy wartości pola H_{sat} , gdy wszystkie momenty magnetyczne w materiale mają identyczny kierunek i

zwrot, zostaje osiągnięte namagnesowanie nasycenia M_s . Dalsze zwiększanie natężenia pola zewnętrznego nie powoduje wzrostu namagnesowania. W kolejnym kroku, przy obniżaniu wartości pola zewnętrznego, otrzymujemy krzywą $BCDE$. W punkcie C , gdy natężenie pola zewnętrznego jest zerowe, otrzymujemy tak zwaną remanencję M_r ($M_r \leq M_s$) lub inaczej namagnesowanie resztkowe (pozostałość magnetyczną). Otrzymana wartość może być równa namagnesowaniu nasycenia, ale nie musi, gdyż jest to już cecha konkretnego materiału magnetycznego. W punkcie D , gdy namagnesowanie materiału jest równe zero, otrzymujemy tak zwane pole koercji H_c . Krzywa zamknięta $BCDEFG$ nosi nazwę pętli histerezy. Jest ona w normalnych warunkach symetryczna względem układu współrzędnych, a jej kształt pozostaje taki sam po przejściu kilku pierwszych pełnych cykli zmian wartości pola zewnętrznego.



Rysunek 2.1: Ogólna pętla histerezy z podziałem na gałąź górną (UB) i dolną (LB) wraz z krzywą namagnesowania dla materiału ferromagnetycznego.

Pętlę histerezy możemy podzielić na dwie gałęzie. Wyróżniamy gałąź górną (UB), czyli krzywą $BCDE$, powstającą przy zmianie natężenia zewnętrznego pola magnetycznego od wartości H_{sat} do $-H_{sat}$, oraz gałąź dolną (LB), czyli krzywą $EFGB$, powstającą przy przejściu w pole od $-H_{sat}$ do H_{sat} .

Mówiąc o drutach magnetycznych często używamy dodatkowo pojęcia pola przełączeniowego H_s . Pole przełączeniowe jest to wartość pola zewnętrznego potrzebna

do zmiany zwrotu namagnesowania pojedynczej nanocząstki [23]. Definiuje się je jako wartość pola zewnętrznego przy którym nachylenie krzywej $M(H)$ jest największe, czyli

$$\frac{d^2 M}{dH^2} = 0 \quad (2.1)$$

W wielu przypadkach jest ono równe polu koercji H_c . Dla tablic nanodrutów najczęściej spotykamy się rozrzutem pola przełączeniowego ze względu na niewielkie różnice w kształcie, wielkości oraz strukturze elementów tablicy. W takiej sytuacji H_s podlega pewnemu rozkładowi prawdopodobieństwa. Często jest to rozkład symetryczny, na przykład rozkład Gaussa [23].

Wartości H_c , H_{sat} oraz M_r są silnie zależne od wielkości i kształtu próbki, a także od kierunku przyłożonego pola magnetycznego. Namagnesowanie nasycenia M_s natomiast jest niezależne od kształtu próbki.

Całkowita energia w obecności pola zewnętrznego wynosi

$$E = E_{ext} + E_H + E_{EA} + E_{ca} + E_D \quad (2.2)$$

gdzie:

E_{ext} – energia wymiany

E_H – energia Zeemana

E_{EA} – energia magnetoelastyczna

E_{ca} – energia anizotropii krystalicznej

E_D – energia magnetostatyczna (energia demagnetyzacji)

Energia wymiany jest związana z oddziaływaniem pomiędzy spinami tworzącym uporządkowanie magnetyczne. Jest ono krótkozasięgowe, a energię oddziaływania można przedstawić jako

$$E_{ex} = -2 \sum_{\langle i,j \rangle} J_{ij} S_i \cdot S_j \quad (2.3)$$

gdzie

J_{ij} – całka wymiany

S – spin związany z każdym z atomów

Dla ferromagnetyków całka wymiany ma wartość dodatnią ($J > 0$), a minimum energii występuje gdy spiny są równoległe.

Energia Zeemana stanowi energię magnetyzacji w zewnętrznym polu magnetycznym. Osiąga minimum gdy namagnesowanie jest równoległe do pola zewnętrznego i

ma taki sam zwrot, jak pole

$$E_H = -\vec{M} \cdot \vec{H} \quad (2.4)$$

gdzie

$\vec{H}$ – wektor natężenia pola magnetycznego

$\vec{M}$ – wektor namagnesowania

Energia magnetoelastyczna E_{EA} opisuje zależność anizotropii magnetycznej od naprężeń.

Energia anizotropii magnetokrystalicznej E_{ca} (omówiona w punkcie 2.1.3) oraz energia demagnetyzacji E_D (omówiona w punkcie 2.1.4) opisują odpowiednio zależność energii całkowitej w kierunku namagnesowania z uwzględnieniem orientacji sieci oraz kształtu próbki.

Całkowita energia materiału magnetycznego opisana jest równaniem (2.2) w przypadku, gdy materiał ten (dana próbka magnetyczna) nie oddziałuje z innymi materiałami o własnościach magnetycznych.

Jeżeli jednak rozważamy układ pewnych struktur magnetycznych, musimy rozważyć też oddziaływanie pomiędzy nimi i jego wpływ na energię całkowitą badanej próbki. W punkcie 2.1.2 omówione zostało oddziaływanie magnetostatyczne.

2.1.2 Oddziaływanie magnetostatyczne

Przejawem oddziaływania magnetycznego są momenty sił działające pomiędzy dwoma magnesami [24]. Jeżeli założymy, że na końcach magnesów istnieją teoretyczne bieguny magnetyczne, to oddziaływanie możemy opisać podobnie jak zjawisko przyciągania i odpychania się ładunków zgodnie z oddziaływaniem elektrostatycznym. Poprzez analogię do siły Coulomba, możemy zapisać siłę oddziaływania pomiędzy dwoma ładunkami magnetycznymi Q_i (w Wb) i Q_j (w Wb) odległymi od siebie o r_{ij} (w m) jako

$$F_{ij} = \frac{Q_i Q_j}{4\pi\mu_0 r_{ij}^2} \quad (2.5)$$

gdzie $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{H/m}$ nazywana jest przenikalnością magnetyczną próżni, zaś obszar przestrzeni, w którym biegun magnetyczny doznaje działania siły wyrażonej wzorem (2.5) zwany jest polem magnetycznym. Jednostką natężenia pola magnetycznego w układzie SI amper przez metr (A/m), jednak często stosowaną jednostką jest ersted (Oe). Zachodzą przy tym zależności: $1 \text{ A/m} = 4\pi \cdot 10^{-3} \text{ Oe}$ 0.0126 Oe oraz $1 \text{ Oe} = 79.6 \text{ A/m}$.

Jeżeli ładunek magnetyczny Q_i umieścimy w zewnętrznym polu magnetycznym w punkcie o współrzędnych (x_i, y_i, z_i) , w którym natężenie pola magnetycznego jest równe

H_i , to wtedy siłę (w N) działającą na ten ładunek możemy zapisać jako

$$\vec{F}_i = Q_i \vec{H}_i \quad (2.6)$$

Bieguny magnetyczne zawsze występują parami, jeden - dodatni, drugi - ujemny. Pary takie nazywane są dipolami. Dla magnesu o długości L posiadającego bieguny Q oraz $-Q$ definiuje się dipolowy moment magnetyczny (w Wb·m) w postaci

$$M = QL \quad (2.7)$$

Kierunek momentu magnetycznego wyznaczany jest przez oś magnesu, a zwrot przyjmuje się od bieguna ujemnego $-Q$ do bieguna dodatniego Q .

Jeżeli rozważymy magnes o momencie magnetycznym M_1 , w którego polu zostanie umieszczony drugi magnes o momencie magnetycznym M_2 , a długość L_1 pierwszego z nich będzie dużo mniejsza od odległości pomiędzy magnesami, to taki magnes stanowiący źródło pola magnetycznego nazywamy idealnym dipolem magnetycznym. Oddziaływanie pomiędzy dipolami dążące do namagnesowania równoległych względem siebie dipoli w ten sposób, aby ładunek magnetyczny dodatni (lub ujemny) jednego z nich znajdował się jak najbliżej ładunku ujemnego (lub dodatniego) drugiego z nich nazywamy oddziaływaniem dipolowym.

Rozważając materiał magnetyczny o objętości V namagnesowany jednorodnie jako zbiór N dipoli, jego moment magnetyczny na jednostkę objętości nazywany namagnesowaniem nasycenia M_s i wyrażamy jako

$$\vec{M}_s = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^N \vec{M}_i = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^N Q_i \cdot \vec{L}_i \quad (2.8)$$

gdzie M_i stanowi moment magnetyczny i -tego dipola. Jednostką namagnesowania nasycenia jest w tym przypadku tesla (T) lub inaczej weber przez metr do kwadratu (Wb/m²).

Jeżeli przyjmiemy, że materiał magnetyczny składa się z dipoli o tej samej długości L i jednakowej wartości ładunku magnetycznego Q , a ponadto wszystkie momenty magnetyczne są ustawione równolegle to powyższy wzór w postaci skalarnej będzie wyrażony jako

$$M_s = \frac{NQL}{V} \quad (2.9)$$

Dla pojedynczego jednodomenowego drutu ($N = 1$) o długości L i przekroju kołowym o średnicy D , z powyższego wzoru otrzymujemy wyrażanie na bezwzględną wartość ładunku magnetycznego

$$Q = \frac{\pi}{4} M_s \cdot D^2 \quad (2.10)$$

Oddziaływanie magnetostatyczne jest przyczyną energii rozmagnesowania, a także przyczyną powstawania struktury domenowej w próbkach, które nie są jednodomenowe.

2.1.3 Anizotropia magnetokrystaliczna

Eksperymentalnie stwierdzono, że ze względu na określone rozmieszczenie atomów w materiałach krystalicznych, wektor namagnesowania dąży do ustawienia się wzdłuż określonych osi krystalograficznych [22, 23]. Efekt ten nazywamy anizotropią magnetokrystaliczną. Ponadto, otrzymanie namagnesowania nasycenia kryształów dla pewnych kierunków wymaga znacznie słabszych pól niż dla innych. Osie te zostają wyróżnione gdyż ustawienie się wektora namagnesowania wzdłuż nich jest energetycznie bardziej korzystne. Takie kierunki noszą nazwę osi łatwych, zaś osie wzdłuż których najtrudniej osiągnąć nasycenie próbki nazywamy osiami trudnymi. Energia anizotropii krystalograficznej jest więc związana ze strukturą i symetrią materiału.

Energia magnetokrystaliczna jest równa pracy potrzebnej do ustawienia namagnesowania wzdłuż określonego kierunku, jeżeli leżał on poprzednio wzdłuż osi łatwej. Energię anizotropii wyraża się w postaci szeregu potęgowego funkcji trygonometrycznych kątów, jakie tworzy wektor namagnesowania z osiami krystalograficznymi. Dla kryształów o strukturze kubicznej zapisujemy

$$E_{ca} = K_0 + K_1(\cos^2\theta_1\cos^2\theta_2 + \cos^2\theta_2\cos^2\theta_3 + \cos^2\theta_3\cos^2\theta_1) + K_2\cos^2\theta_1\cos^2\theta_2\cos^2\theta_3 + \dots \quad (2.11)$$

gdzie

K_i – stałe

$\theta_1, \theta_2, \theta_3$ – kąty pomiędzy wektorem namagnesowania i osiami krystalograficznymi.

Współczynnik K_0 jest niezależny od kąta i może zostać pominięty jeżeli interesuje nas tylko różnica pomiędzy energiami dla różnych kierunków krystalograficznych. W wielu przypadkach również K_2 może zostać pominięta, gdyż czynnik ją zawierający jest mały. Dla $K_1 > 0$, E_{ca} przyjmuje minimum dla kierunku [100], co oznacza, że kierunek ten wyznacza oś łatwą. W przeciwnej sytuacji ($K_1 < 0$) oś łatwą stanowi kierunek [111]. Dla żelaza, który ma strukturę regularną powierzchniowo centrowaną ograniczamy się tylko do wyrazów przy K_1 i K_2 , a osiami łatwymi są krawędzie sześcianu [100], zaś trudnymi jego przekątne [111].

Dla struktury heksagonalnej gęsto upakowanej mamy

$$E_{ca} = K_0 + K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta \quad (2.12)$$

gdzie

K_0, K_1, K_2 – stałe

θ – kąt pomiędzy wektorem namagnesowania i osią c .

Dla większości problemów wyraz przy K_2 można pominąć. Jeżeli wtedy $K_1 > 0$ to energia osiąga minimum gdy $\theta = 0$, co oznacza, że oś łatwą wyznacza oś c . Jako wynik symetrii heksagonalnej otrzymujemy anizotropię jednoosiową. Strukturę heksagonalną przybiera w większości przypadków kobalt, dla którego kierunek łatwy stanowi właśnie oś heksagonu, a każdy kierunek prostopadły do płaszczyzny ją zawierającej jest kierunkiem trudnym.

2.1.4 Anizotropia kształtu

Magnetyzacja obiektów sferycznych ze względu na symetrię jest niezależna od kierunku przyłożonego pola [23]. Jednakże, w przypadku obiektów niesferycznych, dużo łatwiej namagnesować obiekt wzdłuż jego dłuższej osi. Jeżeli namagnesujemy podłużny obiekt, to na jednym z jego końców otrzymamy biegun magnetyczny dodatni a na drugim biegun ujemny. Na zewnątrz materiału linie pola wychodzą z bieguna dodatniego i biegną do bieguna ujemnego, a wewnątrz próbki kierunek jest przeciwny. Powstające w ten sposób pole wewnątrz materiału magnetycznego dąży do rozmagnesowania próbki i jest nazywane polem rozmagnesowania lub demagnetyzacji H_d . Pole to ma zwrot przeciwny niż wektor namagnesowania $\vec{M}$, który powoduje jego powstanie.

$$\vec{H}_d = -N_d \cdot \vec{M} \quad (2.13)$$

gdzie N_d nazywane jest czynnikiem rozmagnesowującym, zależnym od kształtu próbki. Czynniki te możliwe jest do wyliczenia jedynie dla próbki o kształcie elipsoidy której namagnesowanie jest jednorodne. Energię magnetostatyczną związaną z polem rozmagnesowania wyrażamy jako

$$E_D = \frac{1}{2} N_d M_s^2 \quad (2.14)$$

gdzie

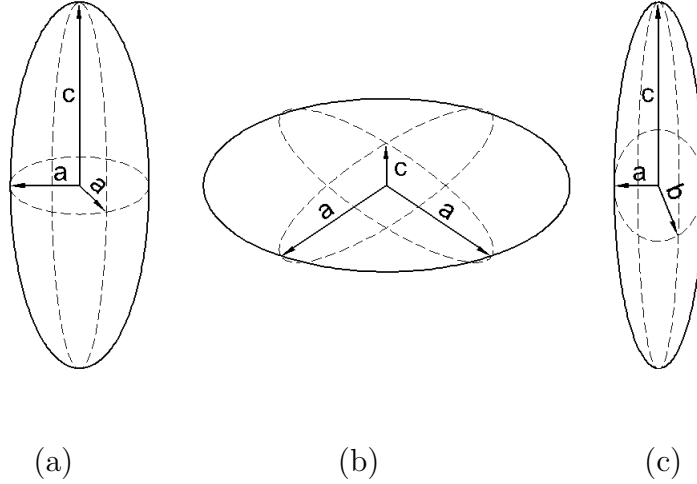
M_s – namagnesowanie nasycenia materiału

N_d – czynnik rozmagnesowania w kierunku wektora namagnesowania próbki

Dla elipsoidy o osiach a , b , c (gdzie $c \geq b \geq a$) oznaczamy czynniki rozmagnesowania wzdłuż tych osi jako N_a , N_b , N_c . Czynniki rozmagnesowania są wtedy powiązane relacją

$$N_a + N_b + N_c = 4\pi \quad (2.15)$$

Wyróżniamy trzy przypadki szczególne, przedstawione na rysunku 2.2.



Rysunek 2.2: Schematyczne przedstawienie szczególnych przypadków elipsoidy: (a) wydłużona sferoida, (b) spłaszczona sferoida oraz (c) cienka elipsoidalna [23].

Wydłużoną sferoidę (prolate spheroid) przedstawioną na rysunku 2.2a otrzymujemy gdy $c > a = b$. Taki kształt jest rozpatrywany dla nanodrutów o kołowym przekroju poprzecznym wykonanych z jednego typu materiału magnetycznego. Gdy zdefiniujemy współczynnik proporcjonalności kształtu (aspect ratio) elipsoidy w postaci

$$m = \frac{c}{a} \quad (2.16)$$

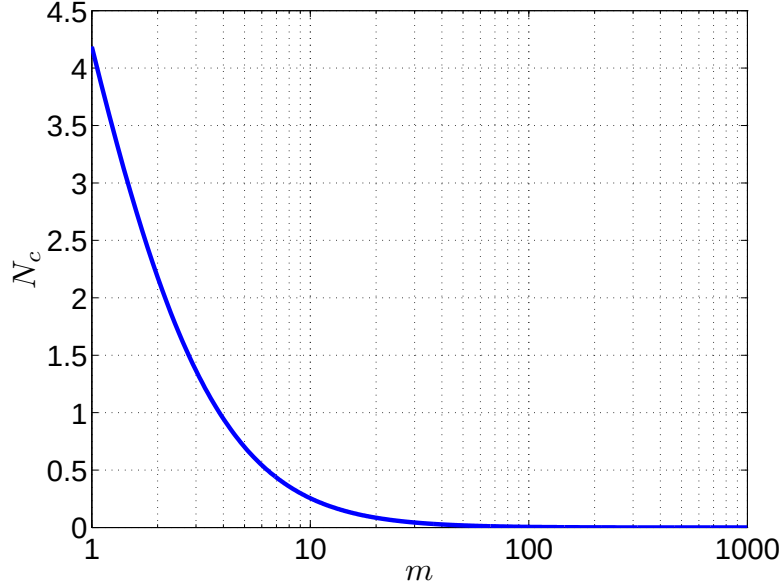
wtedy czynniki demagnetyzacji przedstawiamy następująco [23]:

$$N_a = N_b = 4\pi \frac{m}{2(m^2 - 1)} \left[m - \frac{1}{2(m^2 - 1)^{1/2}} \ln \left(\frac{m + (m^2 - 1)^{1/2}}{m - (m^2 - 1)^{1/2}} \right) \right] \quad (2.17)$$

$$N_c = 4\pi \frac{1}{(m^2 - 1)} \left[\frac{m}{2(m^2 - 1)^{1/2}} \ln \left(\frac{m + (m^2 - 1)^{1/2}}{m - (m^2 - 1)^{1/2}} \right) - 1 \right] \quad (2.18)$$

Najczęściej rozważa się namagnesowanie wzdłuż podłużnej osi sferoidy, stąd też przedmiotem największego zainteresowania staje się współczynnik demagnetyzacji N_c . Zależność tego współczynnika została przedstawiona w skali półlogarytmicznej na wykresie 2.3. Jak można zauważyć współczynnik demagnetyzacji wzdłuż osi c zaczyna

przyjmować wartości bliskie zera już przy współczynniku proporcjonalności osi $m > 10$. Przy większych wartościach parametru m energia rozmagnesowania E_D jest zazwyczaj zaniedbywana w ogólnym wyrażeniu na energię całkowitą ze wzoru 2.2.



Rysunek 2.3: Współczynnik demagnetyzacji wzdłuż osi c (N_c) wydłużonej sferoidy w funkcji współczynnika proporcjonalności osi $m = c/a$ (ze wzoru (2.18)).

Spłaszczona sferoida (oblate spheroid) przedstawiona na 2.2b jest otrzymywana gdy $c < a = b$. Taki rodzaj struktur jest rozważany gdy mówimy o nanodrutach składających się z wielu segmentów (multiple-segment) o kształcie dysku. Dla takich przypadków przy definicji współczynnika proporcjonalności osi m zgodnej ze wzorem (2.16) otrzymujemy czynniki rozmagnesowania

$$N_a = N_b = 4\pi \frac{m}{2(1-m^2)} \left[\frac{1}{(1-m^2)^{1/2}} \arcsin(1-m^2)^{1/2} - m \right] \quad (2.19)$$

$$N_c = 4\pi \frac{1}{1-m^2} \left[1 - \frac{m}{(1-m^2)^{1/2}} \arcsin(1-m^2)^{1/2} \right] \quad (2.20)$$

Cienką elipsoidę (slender ellipsoid) pokazaną na rysunku 2.2c otrzymujemy gdy $c \gg b > a$. Kształt ten jest rozważany gdy mamy do czynienia z nanodrutami o przekrojach nie kołowych, takich jak na przykład nanodrut o przekroju diamentu (diamond-shaped) utworzone w porach miki [25]. Dla tego rodzaju struktur czynniki demagnetyzacji przedstawiamy jako [23]:

$$N_a = 4\pi \frac{b}{a+b} - \frac{1}{2} \frac{ab}{c^2} \ln \left(\frac{4c}{a+b} \right) + \frac{ab(3a+b)}{4c^2(a+b)} \quad (2.21)$$

$$N_b = 4\pi \frac{a}{a+b} - \frac{1}{2} \frac{ab}{c^2} \ln \left(\frac{4c}{a+b} \right) + \frac{ab(a+3b)}{4c^2(a+b)} \quad (2.22)$$

$$N_c = 4\pi \frac{ab}{c^2} \left[\ln \left(\frac{4c}{a+b} \right) - 1 \right] \quad (2.23)$$

Rzeczywiste próbki najczęściej nie mają kształtu elipsoidalnego. Jak wykazali jednak W.F. Brown i A.H. Morrish [26], ze względu na zachowanie namagnesowania w jednorodnym zewnętrznym polu magnetycznym cząstki jednodomenowe można traktować jako odpowiednio dobrane elipsoidy.

2.2 Budowa wewnętrzna materiałów magnetycznych

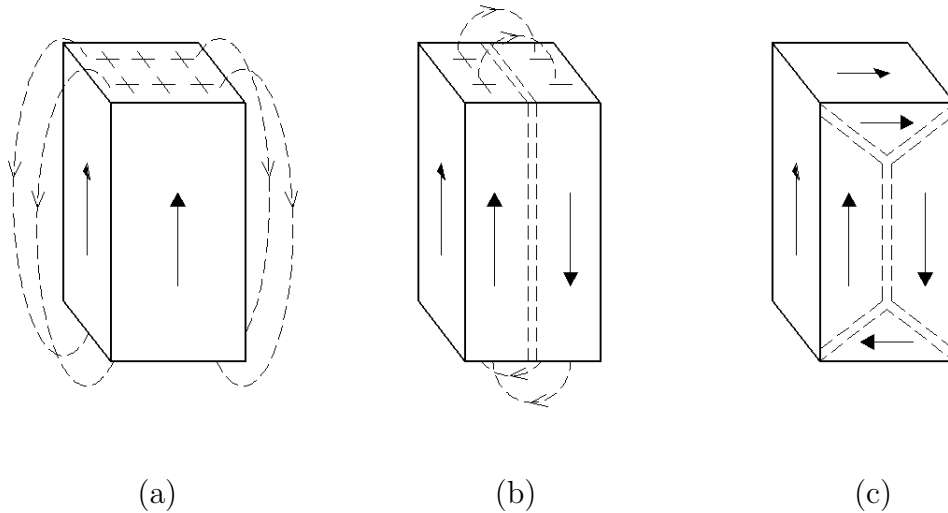
2.2.1 Zagadnienie powstawania ścianki domenowej

W próbce ferromagnetycznej w obecności nawet słabego pola magnetycznego występuje moment magnetyczny o wiele rzędów wielkości większy niż ma to miejsce dla materiału paramagnetycznego [22, 27]. W 1907 roku Pierre-Ernest Weiss zapostulował istnienie w materiałach ferromagnetycznych istnienie niewielkich obszarów o jednorodnym namagnesowaniu nazwanych domenami magnetycznymi. Całkowity moment magnetyczny w takim wypadku stanowi suma momentów magnetycznych poszczególnych domen. Struktura domenowa jest wynikiem dążenia układu do minimum całkowitej energii swobodnej (wzór (2.2)), a liczba i rodzaj powstających domen wynikają z wartości poszczególnych energii dla danego materiału magnetycznego.

Obszar znajdujący się na styku dwóch domen nazywany jest ścianą domenową. Jego grubość jest niezerowa.

Rozważmy podłużny ferromagnetyk znajdujący się w zerowym zewnętrznym polu magnetycznym ($E_H = 0$), na który nie działają żadne naprężenia ($E_{EA} = 0$) i którego oś łatwa ma ten sam kierunek co oś podłużna. Minimalizacja jego całkowitej energii wymaga minimalizacji sumy energii demagnetyzacji (E_D), energii anizotropii krystalicznej (E_{ca}) i energii wymiany (E_{ext}).

Zarówno energia magnetokrystaliczna jak i energia wymiany przyjmują minima, gdy wszystkie momenty magnetyczne ustawią się zgodnie z kierunkiem osi podłużnej próbki. Energia demagnetyzacji nie będzie wtedy jednak minimalna. Jeżeli taka struktura zapewni minimum energii całkowitej to uzyskamy przypadek jednodomenowy, pokazany na rysunku 2.4a.



Rysunek 2.4: Przykładowe struktury domenowe [22].

Gdyby rozważyć konfigurację dwudomenową (rysunek 2.4b), to okazuje się, że energia demagnetyzacji maleje o połowę. Kosztem tego rosną jednak energie E_{ext} i E_{ca} , gdyż pojawia się obszar ścianki domenowej, w którym momenty magnetyczne nie są ustawione równolegle względem siebie a ponadto nie są równoległe do kierunku łatwego. Zazwyczaj energia całkowita układu dwudomenowego jest mniejsza od energii układu jednodomenowego.

Możliwy jest utworzenie także takiego układu domen (przedstawionego na rysunku 2.4c), który daje w wyniku zerową energię rozmagnesowania E_D . Domeny tego typu nazywamy domenami zamykającymi. Pojawiają się najczęściej gdy kierunek ich namagnesowania jest zgodny z kierunkiem łatwym.

Za pojawienie się struktury domenowej odpowiada energia rozmagnesowania będąca wynikiem oddziaływania dipolowego. Dalekozasięgowe oddziaływanie dipolowe jest słabsze niż oddziaływanie wymiany mające charakter krótkozasięgowy (ograniczające się do najbliższych sąsiadów). Jednak energia oddziaływania dipolowego wycalkowana po objętości próbki jest większa i decyduje o strukturze domenowej. Natomiast obszary pojedynczych domen, dla których oddziaływanie wymiany odgrywa największą rolę, są zwykle namagnesowane jednorodnie, a ich rozmiary są niewielkie (rzędu μm - mm).

Zmiana namagnesowania następuje albo poprzez rozrastanie się pojedynczej domeny kosztem pozostałych (mówimy wtedy o ruchu ścianki domenowej), albo poprzez zmianę kierunku namagnesowania każdej z domen dzięki obrótowi wektora namagnesowania wokół kierunku pola.

2.2.2 Kryterium jednodomenowości nanodrutów

Wytworzenie struktury domenowej jest czasami energetycznie niekorzystne [23].

Dla struktur nanometrowych energia magnetoelastyczna jest zazwyczaj bardzo mała, a energia magnetokrystaliczna odgrywa rolę tylko dla pojedynczych kryształów lub wysoko uporządkowanych struktur, ale zwykle jest dużo mniejsza niż anizotropia kształtu.

Rozmiar cząstki, poniżej którego wytworzenie struktury domenowej nie jest korzystne energetycznie, a cząstka pozostaje jednodomenowa, nazywamy promieniem krytycznym.

Dla wydłużonej sferoidy, promień krytyczny krótkiej osi b wyrażamy jako

$$r_{sd} = \sqrt{\frac{6A}{N_c M_s^2} \left[\ln \left(\frac{2r_{sd}}{a_1} - 1 \right) \right]} \quad (2.24)$$

gdzie

A – stała sztywności (erg/cm)

N_c – współczynnik rozmagnesowania wzdłuż osi podłużnej (ze wzoru (2.18))

M_s – namagnesowanie nasycenia (emu/cm³)

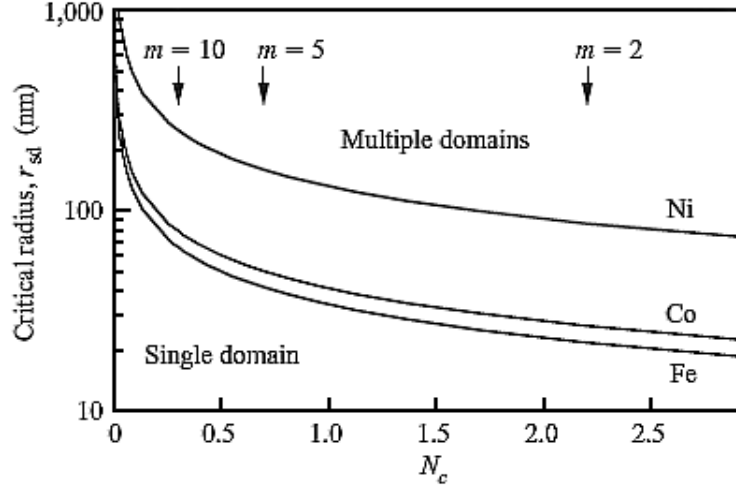
a_1 – odległość między najbliższymi sąsiadami (cm).

Półoś c nie występuje w tym wzorze w postaci jawnej, ale przejawia się w postaci współczynnika rozmagnesowania N_c .

Na wykresie 2.5 zostały przedstawione zależności promienia krytycznego w funkcji współczynnika demagnetyzacji dla żelaza, kobaltu oraz niklu (wykres pochodzi z pracy [23]). Niezbędne stałe materiałowe, na podstawie których powstał ten wykres, zostały zamieszczone w tabeli 2.1. Zauważamy, że im większy współczynnik demagnetyzacji, czyli im mniejszy stosunek c/a tym mniejszy promień krytyczny. Z drugiej strony, jeśli będziemy mieć drut niklowy o współczynniku proporcjonalności osi jedynie równym $c/a = 2$, to aby był on jednodomenowy wystarczy gdy jego promień będzie mniejszy od około 80 nm. Dla cząstek o współczynniku proporcjonalności osi $c/a = 10$ krytyczna

Tablica 2.1: Wartości stałych materiałowych dla żelaza, kobaltu i niklu używanych w równaniu (2.24) oraz na wykresie 2.5 [23].

	Nikiel	Żelazo	Kobalt
M_s (emu/cm ³)	485	1710	1440
a_1 (nm)	0.2942	0.2482	0.2507
A (erg/cm)	$1 \cdot 10^{-6}$		



Rysunek 2.5: Krytyczny promień r_{sd} dla wydłużonej sferoidy w funkcji współczynnika demagnetyzacji wzdłuż osi podłużnej N_c (z równania (2.24)). Wykres z pracy [23].

średnica wynosi 600 nm (dla cząstek niklowych) lub mniej niż 140 nm (dla cząstek z kobaltu lub żelaza) [23].

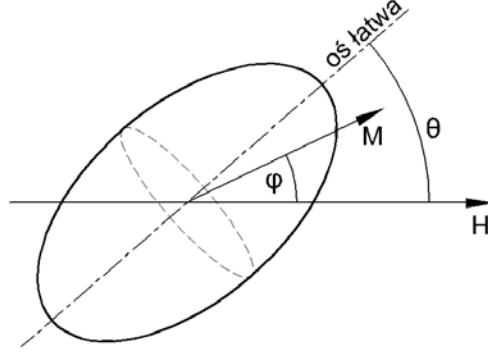
W nieobecności zewnętrznego pola magnetycznego moment magnetyczny przyjmuje kierunek osi łatwej (osi podłużnej elipsoidy). W obecności zewnętrznego pola magnetycznego cząstki nie muszą pozostawać jednak jednodomenowymi.

Sposób przemagnesowania cząstek jednodomenowych najczęściej opisujemy poprzez model Stonera-Wohlfartha (koherentną rotację) lub model przemagnesowania wirowego (curling). Który ze sposobów przemagnesowania zostanie zrealizowany zależy od tego, która z energii dominuje - energia Zeemana E_H czy energia demagnetyzacji E_D . Wraz ze wzrostem współczynnika proporcjonalności osi c/a rośnie energia demagnetyzacji wyróżniając sposób przemagnesowania wirowego jako bardziej prawdopodobny. Przy zmniejszaniu natomiast rozmiarów cząstki rośnie względny udział energii wymiany wyróżniając koherentną rotację.

Model Stonera-Wohlfartha [28, 29] został zaproponowany w 1984 roku przez Edmunda Cliftona Stonera i Ericha Petera Wohlfartha.

Na rysunku 2.6 pokazano jednodomenową cząstkę wraz z oznaczeniem kierunku momentu magnetycznego, kierunku pola zewnętrznego oraz z wprowadzeniem oznaczeń kątów pomiędzy polem i momentem magnetycznym (φ), a także pomiędzy polem i osią łatwego magnesowania (θ).

W modelu Stonera-Wohlfartha ogranicza się całkowitą energię jedynie do sumy energii magnetostatycznej E_D i energii oddziaływania z polem E_H . Dla magnetyzacji wzdłuż kierunku pola zewnętrznego otrzymujemy



Rysunek 2.6: Jednodomenowa cząstka w zewnętrznym polu magnetycznym [22].

$$E = E_D + E_H = VK_u \sin^2(\varphi - \theta) - VHM_s \cos\varphi \quad (2.25)$$

gdzie

K_u – stała jednoosiowej anizotropii kształtu

V – objętość cząstki

Dla wydłużonej sferoidy o dużym współczynniku proporcjonalności ($c/a \geq 10$) osi stała jednoosiowej anizotropii kształtu wynosi $K_u = \pi M_s^2$.

W modelu tym wszystkie momenty magnetyczne pozostają równoległe względem siebie w trakcie przemagnesowania i obracają się wokół osi łatwej, w celu minimalizacji energii Zeemana. Sposób ustawienia momentów magnetycznych w trakcie przemagnesowania podłużnej sferoidy został przedstawiony na rysunku 2.7a.

Wprowadzamy nowe zmienne

$$h = \frac{M_s H}{2K_u} \quad (2.26)$$

$$\eta = \frac{E}{2K_u V} \quad (2.27)$$

Wtedy równanie (2.25) po odpowiednim przekształceniu przyjmuje postać

$$\eta = \frac{1}{2} \sin^2(\varphi - \theta) - h \cos\varphi \quad (2.28)$$

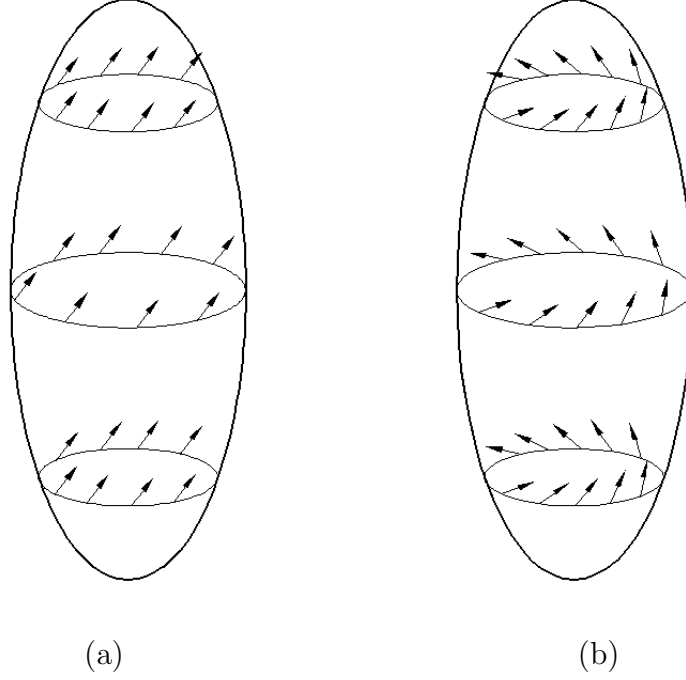
W stanie stabilnym w polu magnetycznym H , wektor magnetyzacji przyjmie taki kierunek, aby energia całkowita osiągała minimum. W celu znalezienia stanu stabilnego magnetyzacji minimalizujemy więc wyrażenie na energię, wyznaczając jej ekstrema

$$\frac{\partial \eta}{\partial \varphi} = \cos(\varphi - \theta) \sin(\varphi - \theta) + h \sin(\varphi) = 0 \quad (2.29)$$

$$\frac{1}{2}\sin 2(\varphi - \theta) + h\sin \varphi = 0 \quad (2.30)$$

Minimum energii otrzymamy gdy:

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial \varphi^2} = \cos(2(\varphi - \theta)) + h\cos \varphi > 0 \quad (2.31)$$



Rysunek 2.7: Przemagnesowania cząstki jednodomenowej poprzez (a) koherentną rotację (koherent rotation) oraz (b) przemagnesowanie wirowe (curling) [23].

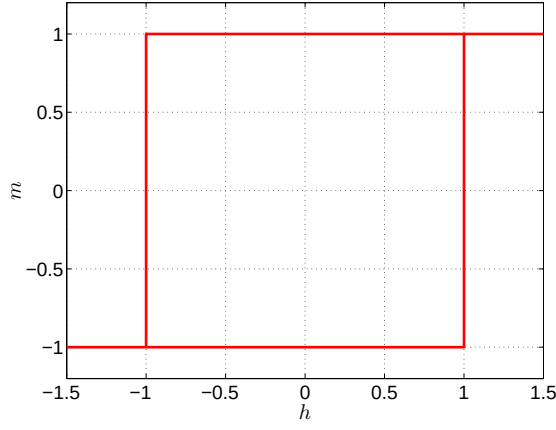
Dla określonej orientacji pola zewnętrznego (θ) równanie (2.30) definiuje kąt (φ) pomiędzy magnetyzacją i polem zewnętrznym dla każdej wartości h . Przekształcając to równanie przy pomocy tożsamości trygonometrycznych otrzymujemy

$$2\cos\varphi(1 - \cos^2\varphi)^{1/2}\cos 2\theta + (1 - 2\cos^2\varphi)\sin 2\theta = \pm 2h(1 - \cos^2\varphi)^{1/2} \quad (2.32)$$

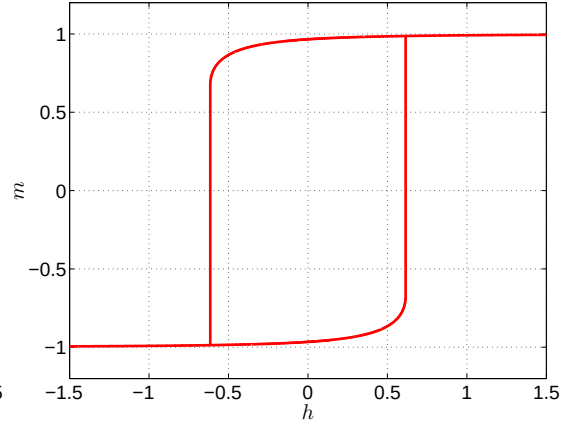
Zredukowana magnetyzacja ma postać $m = M/M_s$. Jeżeli prawdziwa pozostaje zależność $M = M_s\cos\varphi$, to wtedy $m = \cos\varphi$. Używając zredukowanej magnetyzacji wzór (2.32) przyjmuje postać

$$2m(1 - m^2)^{1/2}\cos 2\theta + (1 - 2m^2)\sin 2\theta = \pm 2h(1 - m^2)^{1/2} \quad (2.33)$$

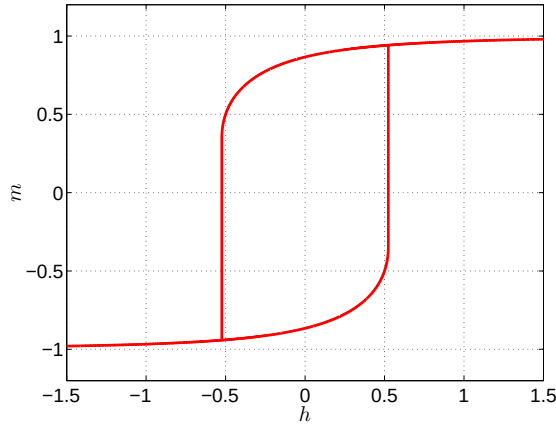
Na wykresie 2.8 zostały przedstawione pętle $m(h)$ otrzymane ze wzoru (2.33) dla różnych kątów (θ) pomiędzy wektorem natężenia pola magnetycznego, a osią podłużną cząstki będącą jednocześnie osią łatwą magnetyzacji



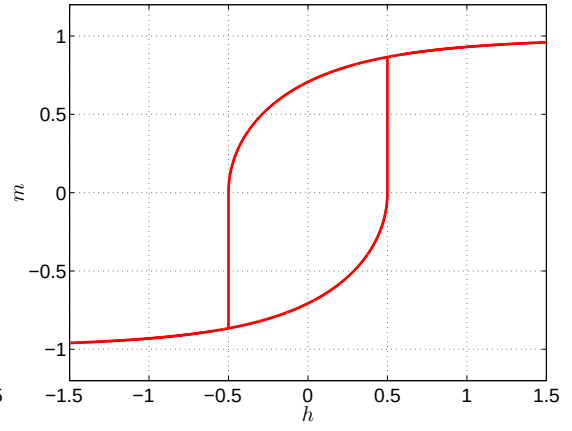
(a)



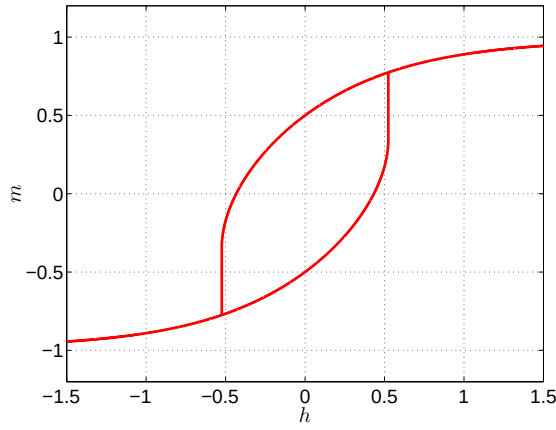
(b)



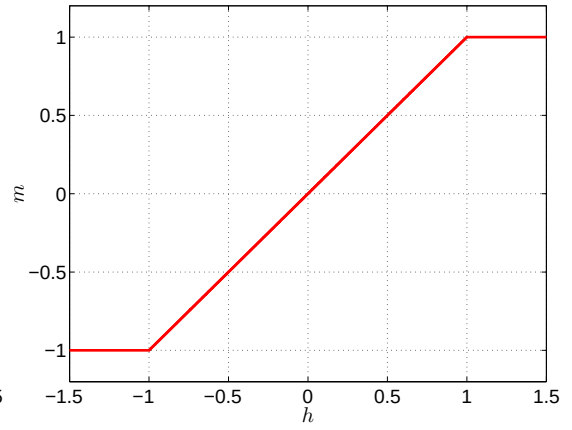
(c)



(d)



(e)



(f)

Rysunek 2.8: Krzywe namagnesowania $m(h)$ otrzymywane z modelu koherentnej rotacji dla kąta pomiędzy polem magnetycznym a osią łatwą θ równym: (a) 0° , (b) 15° , (c) 30° , (d) 45° , (e) 60° , (f) 90° . Krzywe otrzymano ze wzoru (2.33) przy zachowaniu warunku (2.31).

Pole przełączeniowe można wyznaczyć obliczając

$$\frac{\partial h}{\partial m} = 0 \quad (2.34)$$

przy zachowaniu warunku (2.31). Wtedy wartość pola przełączeniowego wyrażamy jako [23]

$$H_s = \frac{2K_u}{M_s} (\cos^{2/3}\theta + \sin^{2/3}\theta)^{-3/2} \quad (2.35)$$

Wartość kąta θ w przedziale $0^\circ < \theta < 45^\circ$ oznacza sytuację, że zewnętrzne pole magnetyczne jest przyłożone blisko osi podłużnej drutu. W takim zakresie otrzymujemy relatywnie prostokątne pętle histerezy. Stąd przyjmuje się, że pole koercji H_c jest równe polu przełączeniowemu H_s i jest dane wzorem (2.36).

Większe wartości kąta θ ($45^\circ < \theta < 90^\circ$) oznaczają, że pole jest bliższe osi trudnej drutu a pętle histerezy dla tego przedziału kątów wyraźnie odbiegają od kształtu prostokątnego. W tym obszarze pole przełączeniowe i pole koercji nie są równe. Wyznaczamy wtedy pole koercji ze wzoru (2.33) przyjmując $m = 0$ i otrzymujemy [23]

$$H_c = \frac{2K_u}{M_s} \sin\theta \cos\theta \quad (2.36)$$

Drugim możliwym sposobem przemagnesowania jest model przemagnesowania wirowego (curling) [30, 31]. Model ten jest realizowany gdy cząstka jest nadal jednodomenowa, ale jej promień przekracza promień krytyczny

$$r_c(\theta = 0) = \frac{q}{M_s} \sqrt{\frac{2A}{N_a}} \quad (2.37)$$

gdzie N_a jest współczynnikiem demagnetyzacji wzdłuż krótkiej półosi (wzór 2.17), a q jest rozwiązaniem funkcji Bessela. Zależnie od kształtu cząstki q zawiera się w przedziale $1.8412 < q < 2.0816$ (najmniejsza wartość - dla nieskończonego cylindra, największa - dla sfery)[23].

W ogólności promień krytyczny zależny jest od kąta pomiędzy polem magnetycznym a osią podłużną cząstki, jednak dla kątów θ większych od zera realizowane jest przemagnesowanie w postaci koherentnej rotacji. Sposób ustawienia momentów magnetycznych w trakcie przemagnesowania podłużnej sferoidy w tym modelu pokazano na rysunku 2.7b.

Zmiana namagnesowania w tym modelu następuje gwałtownie, stąd pole przełączeniowe jest równe polu koercji. Pola te są jednak zależne od parametrów geometrycznych próbki.

Dla pola magnetycznego skierowanego wzdłuż osi drutu pole koercji w tym modelu jest równe [23]

$$H_c = \frac{2K_u}{M_s} \frac{(2N_c - \frac{k}{S^2})(2N_a - \frac{k}{S^2})}{|2N_a - \frac{k}{S^2}|} \quad (2.38)$$

gdzie

$$S = r/r_0, \quad r_0 = A^{1/2}/M_s, \quad k = q^2/\pi.$$

Zgodnie z modelem przemagnesowania wirowego pole koercji jest odwrotnie proporcjonalne do promienia drutu zgodnie z $H_c \propto 1/r^2$.

Obydwa wspomniane sposoby przemagnesowań cząstek jednodomenowych są klasycznymi teoretycznymi modelami opisującymi sposób przemagnesowania materiału magnetycznego. W rzeczywistości zwykle materiały te nie są jednodomenowe, przez co sposób ich przemagnesowania bywa bardziej skomplikowany. W dziedzinie mikro i nanodrutów najczęściej mówi się o propagacji ścianki domenowej wzdłuż drutu, a w celu zbadania dokładnie tego procesu prowadzi się symulacje mikromagnetyczne [3, 5, 32] dla pojedynczych drutów, oparte o równanie Landau’a-Lifszic’a-Gilbert’a [6] i na znajomości wielu stałych materiałowych. Przedstawione modele są jednak zwykle punktem wyjścia do dalszych rozważań.

2.3 Wytwarzanie drutów magnetycznych

Na obecnym zaawansowaniu prac nad materiałami magnetycznymi w postaci drutów prowadzi się badania nad różnych formami wytwarzania takich struktur. Sposób otrzymywania drutów magnetycznych jest zależny od tego jakie kształty, rozmiary i składy chemiczne pojedynczych drutów, oraz jakie struktury układów stanowią przedmiot zainteresowania.

Do wytwarzania pojedynczych drutów magnetycznych wykorzystywana jest najczęściej technika Taylora-Ulitovskiego [33] (omówiona w punkcie 2.3.1). Ma ona jednak swoją wadę - nie pozwala wytwarzać nanodrutów. Najczęściej wykorzystuje się ją do otrzymywania mikrodrutów o średnicach rdzenia metalowego większych niż $0.8\mu m$ [34].

Techniki oparte na elektrodpozycji (elektroosadzaniu) materiału magnetycznego w przygotowanych membranach z materiałów niemagnetycznych stanowią dość szeroką grupę metod. Różnią się one między sobą przede wszystkim sposobem wykonania matrycy, co znów jest zależne od wymaganych parametrów układów. W technikach tych średnica drutów jest zdefiniowana przez średnicę nanoporów użytej membrany. Niewątpliwymi zaletami tego typu technik jest przystępna cena wytwarzania takich struktur, niezbyt długi czas przygotowania próbek oraz w większości przypadków brak konieczności posiadania specjalistycznego, drogiego sprzętu. Najbardziej pracochłonnym i

najtrudniejszym etapem w tych technikach jest wykonanie odpowiedniej membrany dla procesu elektrodpozycji. Metody elektrodpozycji materiału magnetycznego w matrycach pozwalają również otrzymywać druty o wysokim współczynniku proporcjonalności (wzór (2.16)) na podłożu o złożonej geometrii [35], a ponadto umożliwiają otrzymywanie drutów nie tylko z pojedynczych metali ale też z ich stopów. Takie struktury układów drutów są trudne do uzyskania przy pomocy metod litograficznych.

Techniki litograficzne pozwalają jednak wytwarzać pojedyncze nanodrutu i układy o niekoniecznie periodycznych strukturach, choć należy przy tym brać pod uwagę, że są to metody drogie i długotrwałe.

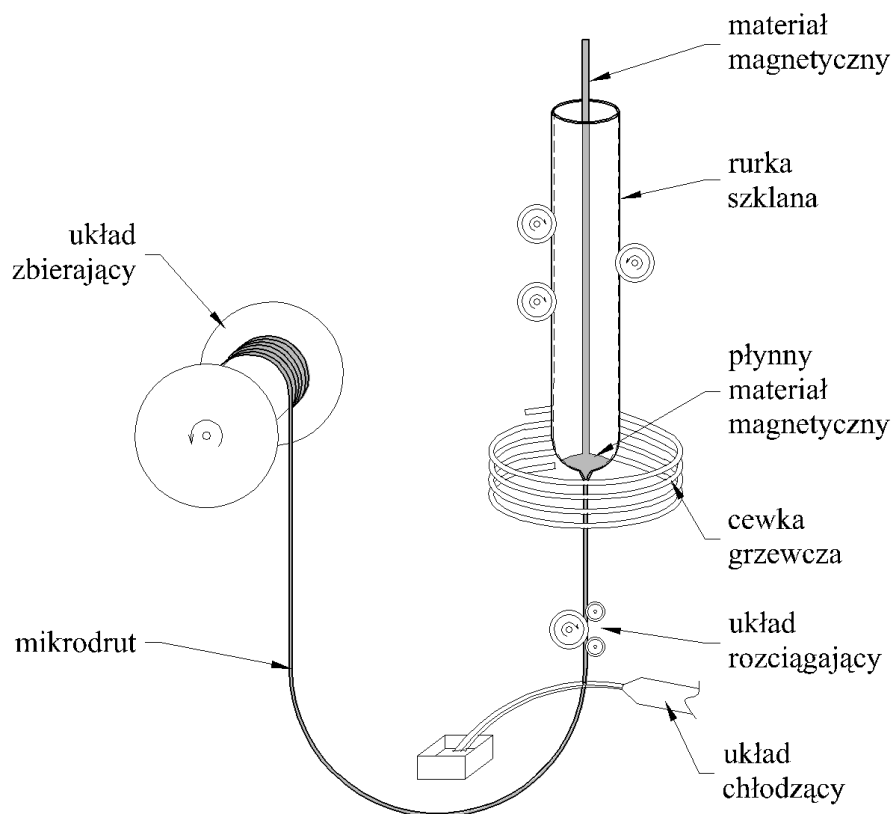
Poniżej przedstawiony został opis otrzymywania drutów magnetycznych, które stanowiły przedmiot zainteresowania tej pracy w części doświadczalnej. Proces wytwarzania materiałów amorficznych bistabilnych mikrodrutów został oparty na wiadomościach literaturowych oraz informacjach uzyskanych w trakcie odbytego stażu na Uniwersytecie Kraju Basków (Universidad del Pais Vasco) w San Sebastián. Sposób otrzymywania tablic nanodrutów został przedstawiony na podstawie wytwarzania nanodrutów o składzie $FeCo$. Opis ten został oparty na wiedzy zdobytej w trakcie pobytu w Instytucie Nauk Materiałowych w Madrycie (Instituto de Ciencia de Materiales de Madrid) oraz przede wszystkim własnej pracy w tamtejszym laboratorium, stanowiącej przygotowanie materiału do dalszego badania własności magnetycznych takich tablic.

2.3.1 Amorficzne bistabilne mikrodruty

Amorficzne materiały magnetyczne tak jak wszystkie materiały amorficzne cechuje brak uporządkowania dalekiego zasięgu [33, 34]. Oznacza to brak powtarzalności określonego elementu strukturalnego w całej jego objętości. Istniejące uporządkowania są jedynie krótkozasięgowe, przez co materiały te cechuje izotropia. Anizotropia pojawia się tylko i wyłącznie w wyniku oddziaływań zewnętrznych na materiał amorficzny.

Istnieją różne metody wytwarzania amorficznych mikrodrutów [33]. Druty pokryte szkłem otrzymuje się w wyniku produkcji zmodyfikowaną metodą Taylor’a-Ulitovskiego (zwaną też „quenching-and-drawing method”). Metoda ta pozwala uzyskać mikrodruty o średnicy metalowego rdzenia pomiędzy 1 a 30 μm oraz o grubości szklanej powłoki pomiędzy 2 a 10 μm . Szklana powłoka chroni drut przez korozją oraz stanowi izolację elektryczną. Metoda ta wprowadza jednak silne mechaniczne naprężenia do metalowego rdzenia drutu.

W metodzie Taylora-Ulitovskiego (schematycznie przedstawionej na rysunku 2.9) w układzie poruszającym się pionowo ze zmienną prędkością (w celu kontroli ciągłości produkcji drutu) umieszcza się pionowo szklaną rurkę (o grubości 0.5-2 mm [33]) zawierającą metalowy surowiec (w postaci proszku, ziaren lub prętów).



Rysunek 2.9: Schemat układu do wytwarzania mikrodrutów pokrytych szkłem metodą „quenching-and-drawing” [33].

Wysokoczęstotliwościowa cewka indukcyjna otaczająca szklaną rurkę z materiałem metalowym powoduje topienie tego materiału w temperaturze około $1200^{\circ} - 1300^{\circ} \text{C}$ i powstawanie kropli stopu. Temperatura do jakiej zostaje podgrzany materiał musi być na tyle duża aby roztopić metal oraz zmiękczyć (uplastyczyć) szkło nie doprowadzając do jego roztopienia.

Po ogrzaniu, plastyczny materiał trafia do układu powodującego jego wyciąganie (rozciąganie na długości) i jednocześnie szybkie chłodzenie (szybkość chłodzenia wynosi 10^5 K/s [33])(drawing and quenching system). W procesie tym plastyczny materiał bardzo szybko zastyga w postaci metalowego rdzenia pokrytego warstwą szkła tworząc mikro-druk. Zastygły drut trafia do układu zbierającego (collector system). Układ ten stanowi wirujący cylinder, pozwalający na zebranie na szpulę drutu o długości kilku kilometrów.

Mikrostruktura drutów zależy głównie od tempa chłodzenia. Tempo to może być kontrolowane przez mechanizm chodzący w czasie gdy metal pokryty szkłem przechodzi przez strumień chłodzącej cieczy (wody lub oleju) w drodze do odbierającej szpuli.

Aby możliwa była produkcja mikrodrutów w ten sposób musi być zachowana równowaga pomiędzy tempem dostarczania oraz wykorzystywania materiału magnetycznego. Równowaga ta może zostać zachowana poprzez utrzymywanie kropli metalu (materiału z którego ma powstać rdzeń mikrodrutu) w obszarze powyżej cewki grzewczej. Gdyby materiał ten znalazł się w maksymalnym gradiencie pola cewki mógłby zostać przegrzany. Doprowadziłoby to do przegrzania szkła, a w konsekwencji do jego zerwania. Z drugiej strony, jeżeli metal znajdowałby się zbyt wysoko, mógłby się ochłodzić na tyle, że nie rozgrzałyby szkła do takiej temperatury aby stało się plastyczne.

Ilość szkła użytego w procesie może zostać dostosowywana poprzez ciągle dostarczanie szklanej rurki do obszaru nagrzewającego, podczas gdy formowanie metalowego rdzenia może być ograniczone poprzez początkową ilość drobinek stopu [34].

Średnice drutów, możliwych do wytworzenia przy pomocy metody Taylora-Ulitovskiego, są ograniczone poprzez własności materiałów wykorzystywanych do ich produkcji [34].

Nie jest możliwe wytworzenie przy pomocy tej techniki nanodrutów ze względu na możliwość nieciągłości metalowego rdzenia a także na możliwość zerwania drutu w trakcie produkcji.

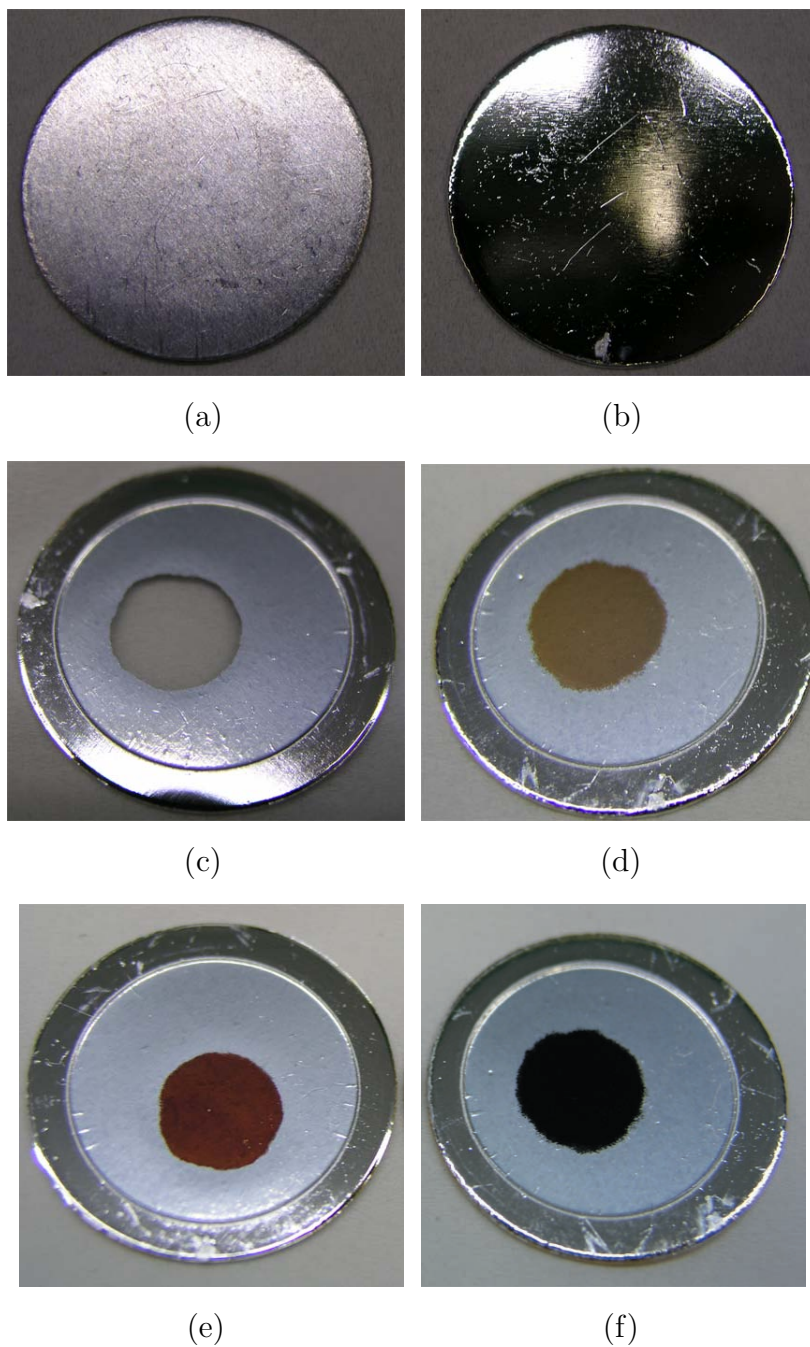
2.3.2 Tablice nanodrutów na membranach z tlenku glinu

Przygotowanie matryc

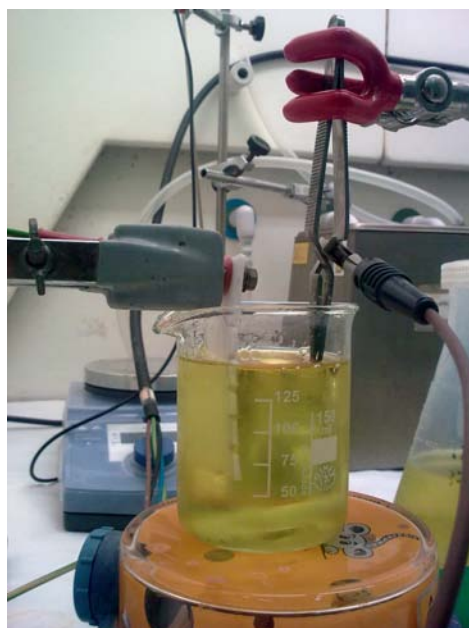
Jedną z podstawowych matryc, w których wytwarza się tablice nanodrutów są aluminiowe formy (templates) (99.999% Al) o średnicy 25 mm (± 0.5 mm) i grubości 0.5 mm ($\pm 10\%$). Krążek taki został pokazany na zdjęciu 2.10a.

Na początku procesu przygotowywania membran, w celu usunięcia wszelkich zanieczyszczeń z powierzchni materiału, formy zanurza się w acetonie i poddaje działaniu ultradźwięków przez około 15 minut (w zależności od stopnia zabrudzenia powierzchni). Po zakończeniu przekłada się próbki do etanolu i ponownie używa ultradźwięków przez około 10 minut.

Kolejny etap stanowi polerowanie elektrochemiczne (electropolishing) z użyciem roztworu kwasu nadchlorowego i etanolu (125 ml $\text{HClO}_4(60\%) + 375$ ml $\text{C}_2\text{H}_6\text{O}(96\%)$), gdzie katodę stanowi polerowana próbka aluminiowa. Proces ten przeprowadza się przy napięciu 20 V i trwa on zwykle 2 minuty i 30 sekund (czasami dłużej, a czasem krócej w zależności od jakości powierzchni wykorzystywanych krążków aluminiowych). Zestawiony układ do polerowania elektrochemicznego został pokazany na zdjęciu 2.11. Po wykonaniu polerowania elektrochemicznego z krążka aluminiowego zostaje usunięta cienka warstwa tlenku glinu, przez co staje się on błyszczący jak widać na rysunku 2.10b.



Rysunek 2.10: Kolejne etapy przygotowania membran aluminiowych oraz ich wygląd po elektrodopozycji materiału magnetycznego. Aluminiowe krążki służące do przygotowania membran na tablice nanodrutów: (a) przed oczyszczeniem, (b) po procesie oczyszczenia w acetonie, etanolu i polerowaniu elektrochemicznym. Wygląd aluminiowych membran (c) po procesie anodyzacji i usunięciu aluminium ze spodniej strony membrany, następnie (d) po napyleniu warstwy złota na spód membrany, (e) po elektrodopozycji złota oraz (f) po naniesieniu materiału magnetycznego (gotowa próbka).

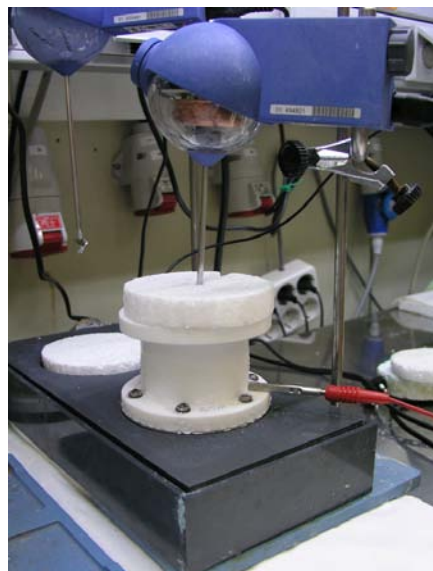


Rysunek 2.11: Układ laboratoryjny do polerowania elektrochemicznego form aluminiowych.

Następnie wykonywany jest dwuetapowego procesu anodyzacji. Otrzymane po polerowaniu elektrochemicznym próbki montuje się w komórki (cell) pokazane na zdjęciu 2.12a. W jednej komórce w zależności od potrzeb umieszcza się od jednego do czterech krążków aluminiowych. Następnie komórki takie wypełnia się odpowiednim kwasem



(a)



(b)

Rysunek 2.12: Proces anodyzacji form aluminiowych. Wygląd komórki w której montuje się krążki aluminiowe (a) oraz układu do anodyzacji (b).

(lub odpowiednio dobranym elektrolitem nie będącym kwasem), nakłada okrągłe elektrody, całość umieszcza się na chłodzących płytach i wykorzystuje się mieszadła, które nieustannie mieszają kwas znajdujący się w komórce. Po osiągnięciu odpowiedniej temperatury kwasu podłącza się napięcie w układzie. W procesie tym używa się różnego rodzaju elektrolitów o różnych temperaturach oraz różnych wartości napięcia [36, 37] w zależności od pożądanej szerokości porów i odległości pomiędzy nimi. Jak zostało pokazane w pracy [38], w procesie anodyzacji przy stałym napięciu średnice porów oraz odległości pomiędzy nimi zależą wprost proporcjonalnie od przyłożonego napięcia:

$$d = C_d \cdot U \quad (2.39)$$

$$D_{int} = C_D \cdot U \quad (2.40)$$

gdzie

$C_d \approx 0.9 \text{ nm/V}$ – stała proporcjonalności dla średnicy porów

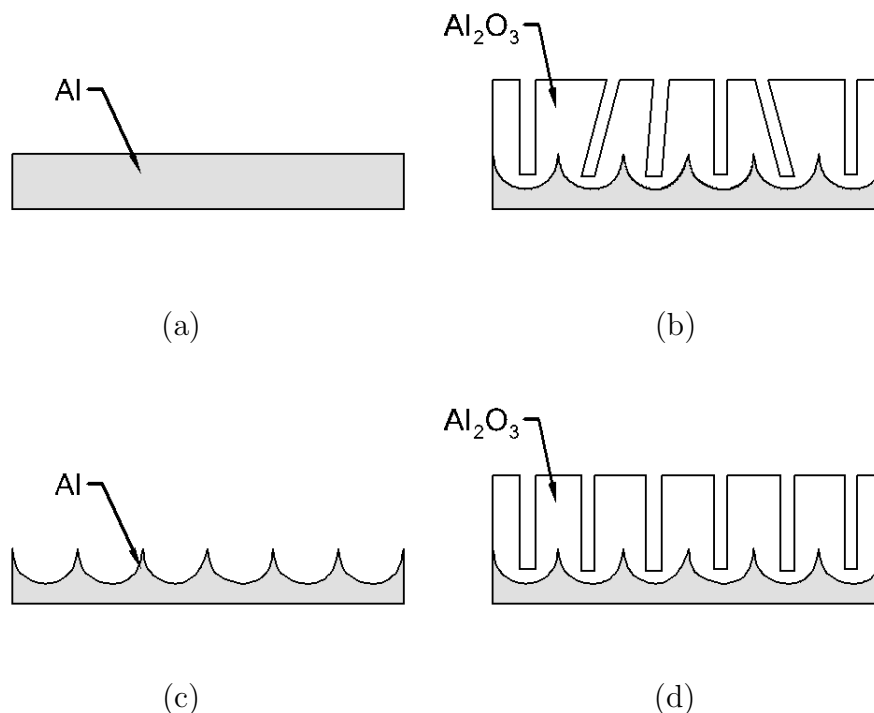
$C_D \approx 2.5 \text{ nm/V}$ – stała proporcjonalności dla odległości pomiędzy środkami porów

Zestawiony układ do procesu anodyzacji został przedstawiony na 2.12b. Układ do obydwu etapów anodyzacji przygotowuje się w identyczny sposób.

Formy aluminiowe poddawane są dwukrotnej anodyzacji, aby otrzymać ostatecznie membrany o równoległych porach. Początkowo mamy krążek aluminiowy (pokazany na rysunku 2.13a), który od góry poddany jest działaniu odpowiedniego kwasu [36]. W trakcie pierwszego procesu anodyzacji na powierzchni aluminium wytwarzana jest warstwa tlenku glinu Al_2O_3 (alumina) (rysunek 2.13b). Warstwa ta charakteryzuje się nierównoległymi porami. Stąd też pomiędzy pierwszą a drugą anodyzacją należy usunąć powstały na powierzchni tlenek poddając krążki działaniu odpowiedniego roztworu ($9 \text{ g Cr}_2\text{O}_3 + 35.5 \text{ g H}_3\text{PO}_4 + 475 \text{ ml H}_2\text{O}$) o temperaturze pokojowej przez około 24 h, pokazanego na zdjęciu 2.14a (po prawej stronie). Po usunięciu warstwy tlenku glinu podłoże aluminiowe wygląda tak jak na rysunku 2.13c. Dopiero na tak przygotowanej powierzchni można w wyniku drugiego procesu anodyzacji (wykonywanego przy użyciu takiego samego kwasu i tej samej wartości napięcia jak w pierwszym etapie) otrzymać równoległe pory o uporządkowaniu heksagonalnym (rysunek 2.13d).

Aby mieć pewność otrzymania jednakowych membran z procesu anodyzacji wykonuje się zwykle większą liczbę próbek w jednej komórce, gdyż w takim przypadku naturalnie zapewnione zostają identyczne warunki procesu dla wszystkich aluminiowych krążków.

Do wytworzenia próbek opisanych w tej pracy został użyty kwas szczawiowy (kwas etanodiowy) ($\text{H}_2\text{C}_2\text{O}_4$, oxalic acid) oraz napięcie $U = 40 \text{ V}$. W procesie anodyzacji uzyskuje się dzięki temu membrany o strukturze heksagonalnej, porach średnicy $d =$



Rysunek 2.13: Schematyczne przedstawienie wyglądu form aluminiowych w kolejnych etapach anodyzacji. Wygląd (a) przed rozpoczęciem procesu anodyzacji, (b) po jego pierwszym etapie, (c) po usunięciu warstwy tlenku glinu oraz (d) po drugiej anodyzacji.

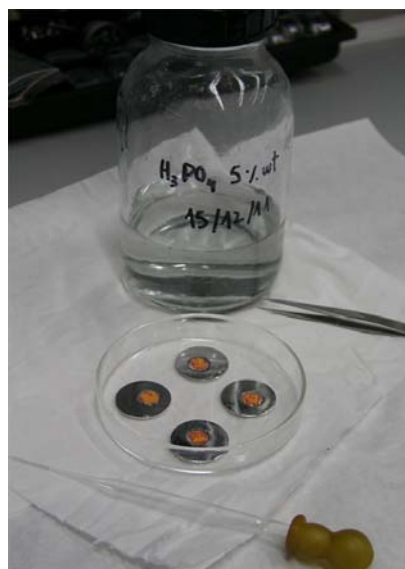
35 nm i odległości między środkami porów $D_{int} = 105$ nm. Dla kwasu szczawiowego przeprowadza się proces anodyzacji w stałej temperaturze $2 - 6^\circ \text{C}$ (zwykle w 2°C). Pierwsza anodyzacja trwa 24 h, a długość kolejnej zależna jest od pożądanej głębokości porów [38] (zwykle jest to około 20 godzin).

Po wykonaniu dwuetapowego procesu anodyzacji otrzymujemy strukturę, która od strony górnej posiada pory z tlenku glinu, a na spodzie warstwę aluminium. Aby uzyskać membrany usuwamy warstwę aluminium przy pomocy odpowiedniego roztworu ($6.8 \text{ g CuCl}_2 + 100 \text{ ml HCl (37\%)} + 200 \text{ ml H}_2\text{O}$) (na zdjęciu 2.14 po lewej stronie). Po usunięciu całej spodniej warstwy otrzymujemy membranę taką jak pokazano na rysunku 2.10c, gdzie środkowa prawie przezroczysta część to heksagonalna tablica porów utworzona z tlenku glinu.

Następnie przy pomocy kwasu fosforowego (H_3PO_4 (5%)) otwieramy pory (zdjęcie 2.14b). W procesie tym oprócz usunięcia bariery z tlenku glinu utworzonej na dnie porów następuje także ich poszerzenie. Membrany można przez pewien czas trzymać zanurzone w kwasie fosforowym w całości, a po wyjęciu umyć i dokładnie osuszyć. W celu upewnienia się, że wszystkie pory zostały otwarte wykonuje się najczęściej



(a)



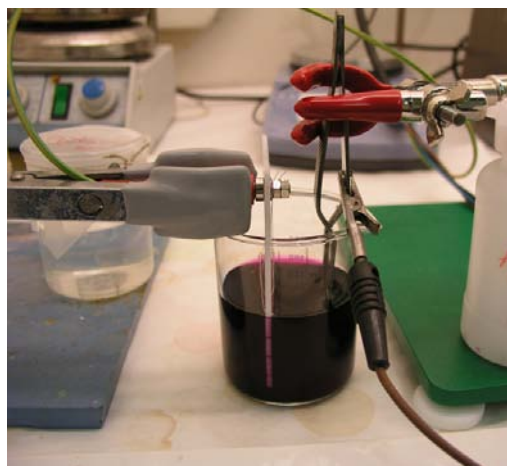
(b)

Rysunek 2.14: Wykorzystywane (a) roztwory do usuwania tlenku glinu (roztwór po prawej stronie) i glinu (po lewej stronie) oraz (b) kwas fosforowy do procesu otwierania porów.

dotatkowy krok z użyciem papierka lakmusowego. Papierek podkłada się pod membrany, a na ich wierzch nakłada się 2-3 krople kwasu. Gdy cały papierek zmieni kolor można wnioskować, że wszystkie pory membrany zostały otwarte. Poszerzenie porów jest zależne od czasu trwania procesu oraz od temperatury otoczenia (temperatura utrzymywana w laboratorium była równa 22° C). Im dłużej membrany poddajemy działaniu kwasu fosforowego oraz im wyższa jest temperatura otoczenia tym szersze pory ostatecznie otrzymujemy [39].

Kolejno na spód membrany nakłada się przewodzący materiał niemagnetyczny (w tym wypadku złoto Au) poprzez napylenie (sputtering) cienkiej warstwy. Jest ona niezbędna w następujących potem procesach elektordepozycji, gdzie stanowi jedną z elektrod. Próbkę po tym procesie wygląda tak jak na zdjęciu 2.10d. Później w procesie elektordepozycji (pokazanym na zdjęciu 2.15) przy stałym napięciu równym 2.4 V i czasie trwania 5 lub 10 minut nakłada się kolejną, grubsza warstwę złota. Próbkę po tym procesie wygląda tak jak na zdjęciu 2.10e.

Dopiero po wykonaniu wszystkich opisanych w tym punkcie kroków membrany są gotowe do wykorzystania ich w procesie nanoszenia materiału magnetycznego prowadzącego do wytworzenia tablic nanodrutów.



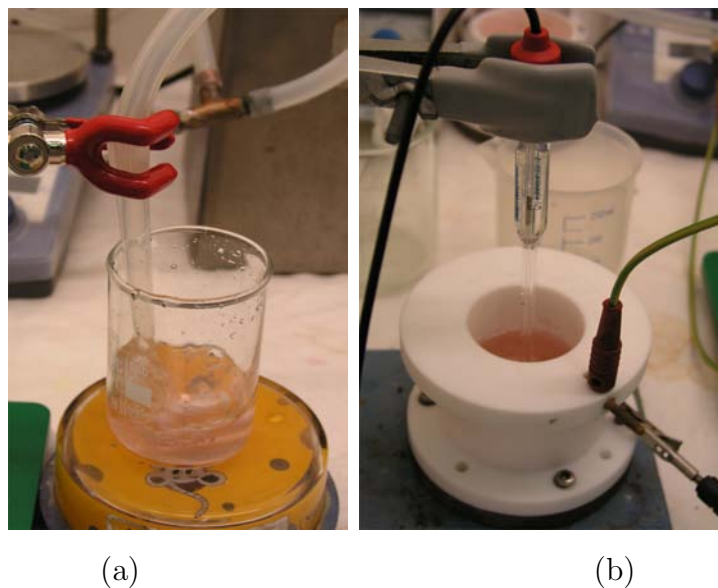
Rysunek 2.15: Układ laboratoryjny do elektrodepozycji złota w membranach z tlenku glinu.

Nanoszenie materiału magnetycznego

Tablice nanodrutów na podłożu z tlenku glinu otrzymuje się poprzez wykorzystanie jako matryc membran, których proces wytwarzania został opisany powyżej i wykonaniu dla nich procesu elektrodepozycji. Proces ten często jest wykonywany przy stałym napięciu (w tym przypadku 1.8 V), a czas jego trwania zależy od pożądanej długości drutów.

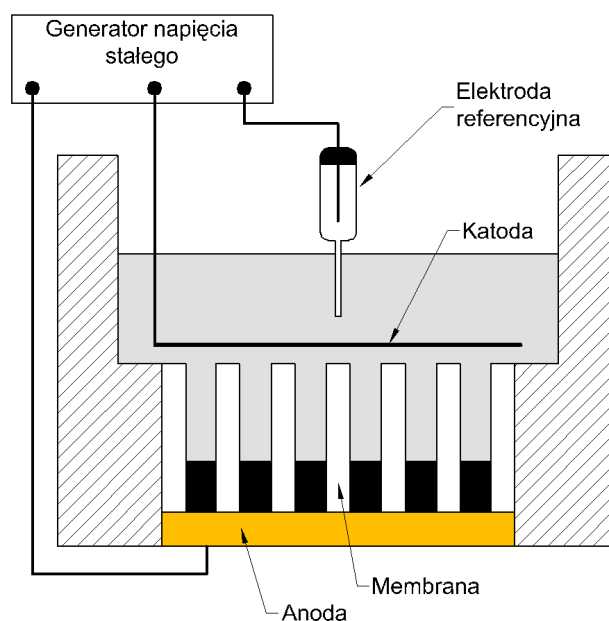
Podstawą w procesie elektrodepozycji jest wykonanie odpowiedniego elektrolitu. Jako bazy używa się ultraczystej wody destylowanej. Aby wykonać druty o składzie Fe-Co jako pierwszy odważa się kobalt ($\text{CoO}_4\text{S} \cdot 7 \text{H}_2\text{O}$), a następnie dolewa się około 50 ml wody i miesza aż do momentu całkowitego rozpuszczenia się kobaltu w wodzie. Kolejnym krokiem jest dodanie kwasu borowego (H_3BO_3), a potem żelaza ($\text{FeO}_4\text{S} \cdot 7\text{H}_2\text{O}$). Przed dodaniem do elektrolitu żelaza należy jednak elektrolit nasycić azotem (nitrogen) w celu niedopuszczenia do utlenienia się żelaza w elektrolicie. Jest to ważny etap, gdyż w konsekwencji znaczącej ilości tlenku żelaza w elektrolicie, który usadziłby się następnie w membranie w trakcie procesu elektrodepozycji, otrzymalibyśmy próbkę o zupełnie innych właściwości magnetycznych niż w przypadku próbki nie zawierającej w swoim składzie tego tlenku. Nasycanie azotem należy utrzymywać do czasu gdy elektrolit zostanie wykorzystany w procesie elektrodepozycji (zdjęcie 2.16a). Na samym końcu do elektrolitu dodaje się kwas askorbinowy (witaminę C, $\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_6$). Po rozpuszczeniu wszystkich substancji całość dopełnia się wodą tak, aby otrzymać 100 ml elektrolitu. Kwas borowy i askorbinowy stanowią katalizatory i zapewniają utworzenie w kolejnym etapie odpowiednich jonów, wymaganych do otrzymania pożądanego składu nanodrutów.

Elektrodepozycja jest ostatnim etapem w procedurze wytwarzaniu tablic nanodru-



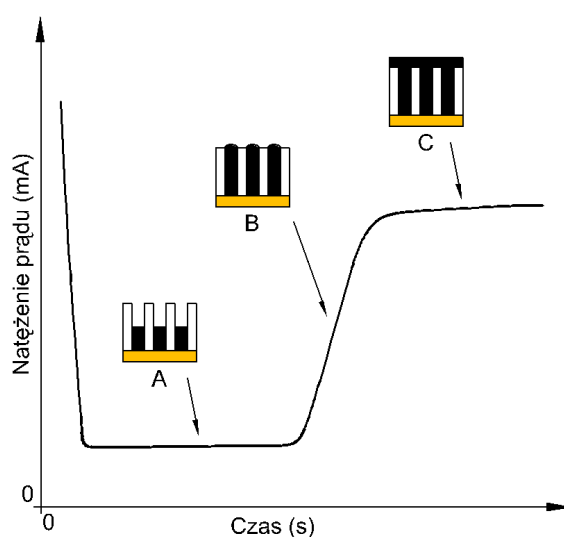
Rysunek 2.16: Nanoszenie materiału magnetycznego. (a) Nasycanie azotem elektrolitu Fe – Co oraz (b) układ do procesu elektroosadzania materiału magnetycznego.

tów. Zestawiony układ laboratoryjny do tego procesu został pokazany na rysunku 2.16b, zaś jego schemat na rysunku 2.17. W metodzie tej wykorzystuje się trzy elektrody. Oprócz katody i elektrody referencyjnej, używa się warstwa metalu na spodzie membrany (w przypadku tablic Fe–Co była to warstwa złota) jako anody. Nanodrutu są tworzone poprzez osadzanie się materiału z elektrolitu w porach membrany.



Rysunek 2.17: Schemat układu do elektrodepozycji nanodrutów [23].

Stan wypełnienia membrany materiałem magnetycznym można ocenić poprzez obserwację zależności prądowej w trakcie procesu elektrodpozycji. Typowa zależność została pokazana na rysunku 2.18. Początkowo po podłączeniu stałego napięcia do układu i rozpoczęciu procesu, wartość natężenia prądu gwałtownie spada i stabilizuje się (etap A na rysunku 2.18). Wartość natężenia prądu jest zależna od rodzaju elektrolitu oraz od struktury wytwarzanego układu. Jeżeli otrzymujemy stałą zależność prądową, oznacza to, że materiał magnetyczny osadza się wewnątrz membrany. Obserwuje się prawie liniową zależność długości powstałych na tym etapie nanodrutów od czasu trwania procesu [40].



Rysunek 2.18: Zależność prądowa w trakcie procesu elektrodpozycji materiału magnetycznego [23].

Po pewnym czasie wartość natężenia prądu może zacząć gwałtownie rosnąć. Zdarza się to w sytuacji gdy materiał magnetyczny zaczyna narastać powyżej górnej powierzchni membrany (etap B na rysunku 2.18). Jeżeli proces elektrodpozycji nie zostanie przerwany to po pewnym czasie natężenie prądu znów się stabilizuje, co oznacza, że cała górna powierzchnia membrany pokryła się materiałem magnetycznym (etap C na rysunku 2.18) i dalsze trwanie procesu będzie powodować wzrost grubości warstwy materiału magnetycznego na powierzchni membrany. Wygląd membrany po procesie elektrodpozycji materiału magnetycznego, czyli gotowej próbki, został przedstawiony na zdjęciu 2.10f.

2.4 Rozprzestrzenianie się uszkodzeń

W 1969 roku S.A Kauffman wprowadził metodę rozprzestrzeniania się uszkodzeń (Damage Spreading) w celu ilościowego opisu ewolucji początkowych zaburzeń w układach [41]. Metoda ta ma na celu opis różnic pomiędzy dwoma układami w zadanej chwili czasowej t . Wprowadza się w niej pojęcia układu nieuszkodzonego U oraz układu z wprowadzonym początkowym zaburzeniem U' . Każdy z układów składa się z N węzłów połączonych za sobą (oddziałujących ze sobą). Układy te poddawane są ewolucji czasowej w identycznych warunkach zewnętrznych. Ewolucję zaburzeń opisujemy wtedy odległością Hamminga definiowaną jako

$$D(t) = \sum_{i=1}^N D_i(t) \quad (2.41)$$

lub znormalizowaną odległość Hamminga

$$\frac{D(t)}{N} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N D_i(t) \quad (2.42)$$

gdzie $D_i(t)$ opisuje uszkodzenie występujące w i -tym węźle w chwili czasowej t . Dla zdefiniowania pojęcia uszkodzenia używa się często także odległości Hamminga w postaci z deltą Kroneckera

$$D(t) = \sum_{i=1}^N (1 - \delta_{U_i(t), U'_i(t)}) \quad (2.43)$$

oraz jej postaci znormalizowanej

$$\frac{D(t)}{N} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (1 - \delta_{U_i(t), U'_i(t)}) \quad (2.44)$$

gdzie funkcja delta jest określona następująco

$$\delta_{U_i(t), U'_i(t)} = \begin{cases} 1 & \text{gdy } U_i(t) = U'_i(t) \\ 0 & \text{gdy } U_i(t) \neq U'_i(t) \end{cases} \quad (2.45)$$

gdzie $U_i(t)$ oznacza stan węzła i -tego w układzie nieuszkodzonym U w chwili czasowej t , natomiast $U'_i(t)$ oznacza stan tego samego węzła w tej samej chwili czasowej tyle, że w układzie uszkodzonym U' .

Zastosowanie metody rozprzestrzeniania się uszkodzeń ma na celu odpowiedzieć na pytanie czy małe początkowe zaburzenia ($D(t_0 = 0) \rightarrow 0$) są w stanie w wyniku ewolucji czasowej w danym typie układów osiągnąć większe rozmiary. Znormalizowana odległość Hamminga ($D(t)/N$) może przyjmować wartości z przedziału zamkniętego od zero do jeden. Pierwszą wartość graniczną otrzymujemy gdy dla t dążącego do nieskończoności mamy zerową wartość znormalizowanej odległości Hamminga

($D(t \rightarrow \infty)/N \rightarrow 0$). Wnioskujemy wtedy, że początkowe uszkodzenia są nieistotne dla ewoluującego w zadany sposób układu. Znormalizowana odległość Hamminga przyjmująca wartość niezerową (mniejszą od jedności) dla t dążącego do nieskończoności oznacza, że początkowe zaburzenia rozprzestrzeniły się w układzie. Drugą wartość graniczną otrzymujemy, gdy przyjmowaną wartością znormalizowanej odległości Hamminga jest jedynka ($D(t \rightarrow \infty)/N = 1$). W takiej sytuacji dostajemy w wyniku ewolucji czasowej układ całkowicie uszkodzony, czyli taki w którym wszystkie węzły w układach U i U' przyjmują odmienne wartości.

2.5 Skalowanie skończonych rozmiarów

Złożoność otaczającego świata przejawia się istnieniem w naturze układów o nieskończonych (lub prawie nieskończonych) rozmiarach. Pełny opis rzeczywistych zjawisk wymaga obserwacji zmian zachodzących w olbrzymich systemach. Pomimo ciągłego i szybkiego rozwoju technologii otrzymywania i przetwarzania danych, w symulacjach komputerowych jesteśmy ograniczeni do układów o rozmiarach mniejszych niż układy rzeczywiste. Powstaje pytanie w jaki sposób na podstawie zachowania układów modelowych możemy wnioskować cokolwiek o zachowaniu się układów rzeczywistych. Pomocnym narzędziem przy tego typu problemach jest teoria skalowania skończonego rozmiaru (finite size scaling) [42, 43].

Jeżeli w układzie o rozmiarze N podejrzewamy, że zachodząca zależność $y(x)$ skaluje się wraz z rozmiarem układu, co oznacza, że $x \propto N^\alpha$ i $y \propto N^\beta$ to korzystając z metody skalowania skończonych rozmiarów możemy taką hipotezę sprawdzić. Przygotowujemy wykres $\log(y)$ od $\log(x)$ dla kilku różnych rozmiarów układów N ($N_1, N_2, \dots$). Następnie transformujemy wykresy

$$\log(x) \rightarrow \log(x) - \alpha \log(N) \quad (2.46)$$

$$\log(y) \rightarrow \log(y) - \beta \log(N) \quad (2.47)$$

Współczynniki α i β dobieramy tak, aby przeskalowane wykresy dla różnych wielkości układów posiadały punkt wspólny. Gdy otrzymamy zlanie się wykresów dla układów o różnych wielkościach N , to znaczy, że stawiane hipotezy są prawdziwe dla dowolnej wielkości układów, w tym również dla układów nieskończonych.

Rozdział 3

Sieci rosnące

W wstępie do niniejszej rozprawy wspomniano, że motywacją do rozpoczęcia pracy były wyniki symulacji rozchodzenia się lawin spinowych w sieciach z oddziaływaniem antyferromagnetycznym. Ponieważ wyniki pracy [10] wskazywały na fakt propagacji uszkodzeń w sieciach rosnących, pojawiło się pytanie o to jak daleko od pierwotnego miejsca uszkodzenia może rozchodzić się niewielkie początkowe zaburzenie.

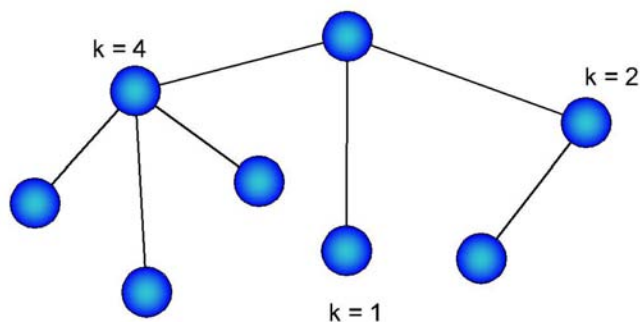
Podjęte badania w tym zakresie miały więc na celu odpowiedzieć na pytanie czy lawiny rozchodzą się radialnie od miejsca pierwotnego zaburzenia, oraz czy odległość jaka może zostać pokonana przez zaburzenie w sieci rosnącej jest z natury ograniczona. Otrzymane wyniki zostały przedstawione w poniższym rozdziale.

3.1 Struktury sieci rosnących

Opis sieci rosnących opiera się na teorii grafów. Graf składa się z N wierzchołków przyjmujących pewne wartości oraz połączeń między nimi zwanych krawędziami. W rozdziale tym rozważamy grafy proste nieskierowane z tą samą wagą krawędzi, w których możliwe są dwa rodzaje wierzchołków (w zależności od wartości spinu), dla których brak jest wierzchołków izolowanych. Stopień wierzchołka k stanowi liczbę krawędzi wychodzących (out-degree) z wierzchołka lub wchodzących (in-degree) do niego.

Sieć rosnąca [44, 45, 46] to taka struktura do której w każdym kroku czasowym t ewolucji (powstawania) sieci przyłączamy kolejny węzeł poprzez utworzenie m ($m < N(t)$) połączeń. Połączenia te są tworzone pomiędzy dołączanym węzłem a m istniejącymi już wierzchołkami. Wśród sieci rosnących wyróżniamy między innymi sieci eksponencjalne i bezskalowe. Te drugie znane są także jako sieci z preferencyjnym przyłączaniem lub samopodobne.

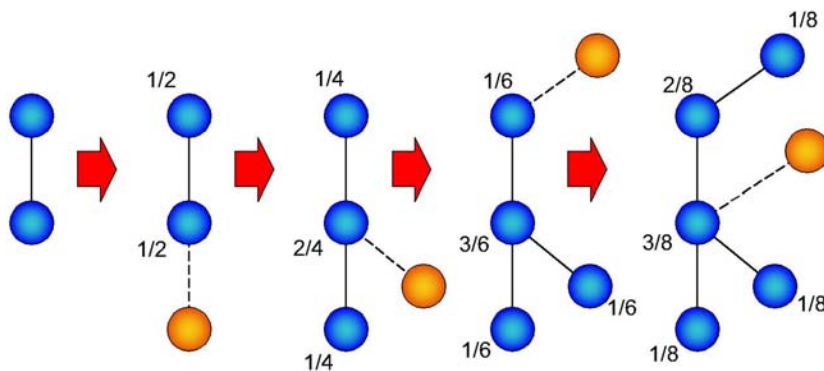
Rysunek 3.1 przedstawia najprostszą sieć eksponencjalną z trzema wierzchołkami opisanymi ich stopniami k .



Rysunek 3.1: Sieć eksponencjalna [46] z opisanymi poprzez stopień wierzchołka trzema węzłami. Rysunek z pracy [10].

W sieci eksponencjalnej w każdym kroku czasowym t dołączany jest nowy wierzchołek do wybieranych losowo m węzłów już istniejących w sieci o rozmiarze $N(t)$. Jest to struktura powstająca bez preferencji, a więc prawdopodobieństwo przyłączenia nowego wierzchołka do któregośkolwiek z już istniejących węzłów jest równe i wynosi $1/N(t)$. Rozkład stopnia wierzchołka ma charakter eksponencjalny.

Na rysunku 3.2 został przedstawiony sposób tworzenia sieci bezskalowej, gdy parametr przyłączenia jest równy $m = 1$.



Rysunek 3.2: Tworzenie sieci bezskalowej [45, 47]. Rysunek z pracy [10].

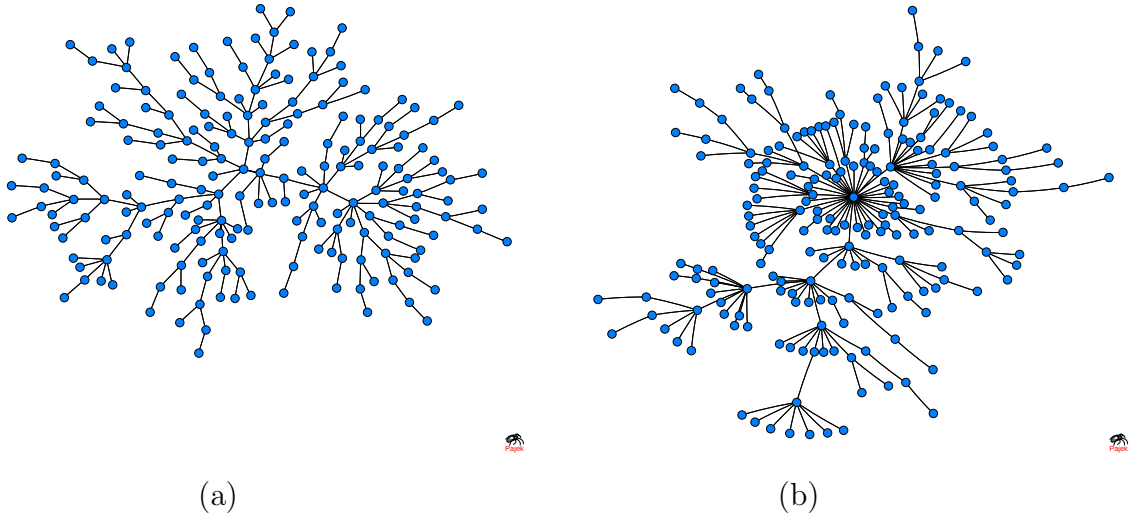
W pierwszym kroku mamy do dyspozycji sieć składającą się z dwóch węzłów połączonych ze sobą. Prawdopodobieństwo przyłączenia do któregośkolwiek z nich nowego węzła jest równe $1/2$, gdyż każdy z tych wierzchołków ma tylko jednego sąsiada. Inaczej mówiąc - z każdego z tych węzłów wychodzi tylko jedna krawędź. Po dołączeniu nowego węzła (węzeł pomarańczowy) sytuacja ulega zmianie i prawdopodobieństwo przyłączenia kolejnego węzła do jednego z dwóch wierzchołków jest takie samo (równe $1/4$), a przyłączenia do trzeciego z nich jest większe ($2/4$). Kolejny węzeł jest więc

przyłączany do istniejącego układu z preferencją. W następnych krokach prawdopodobieństwa przyłączenia nowego wężła do konkretnych wierzchołków znów się zmieniają. Dla wężła i -tego w chwili czasowej t prawdopodobieństwo przyłączenia nowego wężła można zapisać

$$p_i = \frac{k_i}{\sum_j k_j} \quad (3.1)$$

Rozkład stopnia wierzchołka w tego typu sieciach ma więc charakter potęgowy $P(k) \propto k^{-\alpha}$.

Porównanie struktur sieci eksponencjalnej i bezskalowej składających się z $N = 200$ wężłów dla parametru przyłączenia $m = 1$ zostało przedstawione na rysunku 3.3. Zauważamy na nim, że już dla drzew istnieją wyraźne różnice pomiędzy strukturami tych sieci. W sieciach bezskalowych istnieje wiele wężłów o niskim i tylko kilka o wysokim stopniu wierzchołka k . W sieciach eksponencjalnych natomiast nie istnieją silnie wyróżnione wężły.



Rysunek 3.3: Sieć eksponencjalna (a) oraz bezskalowa (b) dla $m = 1$ (drzewa). Rysunki wykonane przy pomocy programu Pajek [48] w pracy [10].

3.2 Rozprzestrzenianie się uszkodzeń

W pracy [10] został przedyskutowany problem rozprzestrzeniania się uszkodzeń w temperaturze $T = 0$ w sieciach eksponencjalnych i bezskalowych, w których węzłach umieszczone zostały spiny $S_i = \pm 1$. Energię i -tego spinu w zewnętrznym polu magnetycznym H_{ext} przyjęto jako

$$E_i = -J \sum_{j(i)} S_i S_j - H_{ext} S_i \quad (3.2)$$

gdzie $J < 0$ (gdyż rozważane było oddziaływanie antyferromagnetyczne), a sumowanie przebiegało po najbliższych sąsiadach spinu i -tego.

Metoda rozprzestrzeniania się uszkodzeń była realizowana poprzez wprowadzanie zaburzenia w postaci zmiany zwrotu spinu w jednym z węzłów. Wyniki rozmiarów lawin wynikających z wprowadzonego uszkodzenia zostały uzyskane dla dziesięciu sieci, składających się z $N = 2 \cdot 10^3$ węzłów. Aby zwiększyć statystykę, dla każdej wartości pola zewnętrznego rozpatrywane były przypadki odwrócenia każdego ze spinów w sieci.

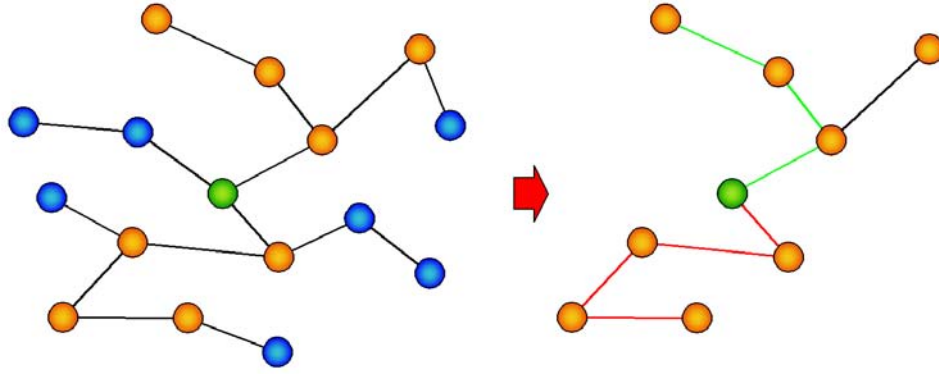
Algorytm obliczeń wyglądał następująco:

- Ustawiano jeden ze spinów na przeciwny w układzie uszkodzonym U' i blokowano go
- Zmieniano wartość pola zewnętrznego H_{ext}
- Aktualizowano spiny w sieci z uszkodzeniem U' i w sieci bez uszkodzenia U
- Porównywano stany sieci bez uszkodzeń i z uszkodzeniem (bez uwzględniania spinu ustawionego jako zaburzenie początkowe)

Po przebadaniu wpływu zmiany zwrotu spinu na przeciwny na wielkość wywołanej w ten sposób lawiny następował powrót do stanu sieci sprzed zmiany pola. Wprowadzane było następnie uszkodzenie dla innego spinu w sieci. W ten sposób badane było zachowanie dla każdego spinu w sieci, a dopiero po przebadaniu wszystkich następowała trwała zmiana pola zewnętrznego.

Otrzymane wyniki rozprzestrzeniania się uszkodzeń w sieciach rosnących (omówione w punkcie 3.2.1) dały informację o rozkładach lawin spinowych. Pozostało jednak pytanie o sposób rozchodzenia się uszkodzeń, a mianowicie o to jak daleko może dotrzeć uszkodzenie w każdej z tych struktur. Aby rozszerzyć analizę przedstawioną w [10], wprowadzono pojęcie zasięgu i średnicy lawiny.

Na rysunku 3.4 został przedstawiony schematycznie proces wyznaczania tych wielkości. Aby otrzymać zasięg i średnicę lawin tworzymy podsieć U'_p składającą się jedynie z węzła stanowiącego początkowe zaburzenie oraz z uszkodzonych węzłów oryginalnej zaburzonej sieci rosnącej U' . W tak utworzonej podsieci korzystając z algorytmu najkrótszej ścieżki Floyda-Warshall'a [49] wyznaczamy odległości pomiędzy źródłem uszkodzenia (węzeł zielony na rysunku 3.4) a wszystkimi pozostałymi węzłami. Po



Rysunek 3.4: Tworzenie podsieci węzłów uszkodzonych U'_p , oraz wyznaczanie zasięgu (długość czerwonej linii) i średnicy (suma długości czerwonej i zielonej linii) uszkodzenia.

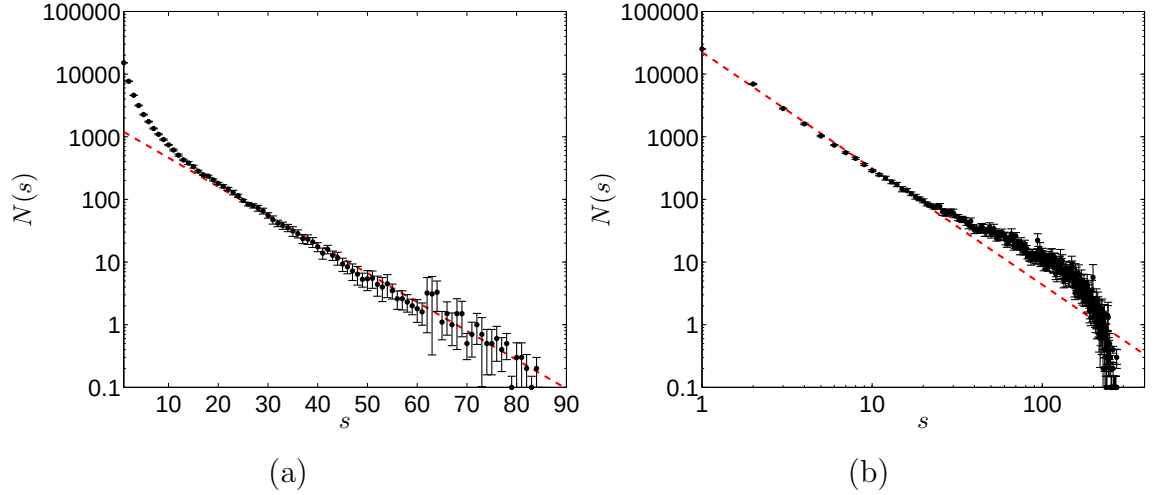
otrzymaniu macierzy odległości odnajdujemy ścieżkę o maksymalnej długości (czerwona ścieżka na rysunku 3.4). Otrzymana odległość stanowi zasięg lawiny w sieci U' , gdyż reprezentuje długość najkrótszej ścieżki po jakiej można przejść od węzła stanowiącego uszkodzenie do węzła będącego jego najdalszym sąsiadem. Wyznaczamy także średnicę sieci U'_p . Jest to największą odległość pomiędzy węzłami w obrębie lawiny (połączenie ścieżek czerwonej i zielonej na rysunku 3.4).

Metoda rozprzestrzeniania się uszkodzeń była krytykowana w literaturze [50, 51], gdyż otrzymywane rozmiary i sposób rozchodzenia się uszkodzeń mogą zależeć od zaimplementowanego algorytmu obliczeniowego. Jak pokazano w pracy [10], sposób aktualizacji spinów w sieciach rosnących zmienia sposób rozprzestrzeniania się uszkodzeń jedynie dla sieci eksponencjalnych. Pokazano, że największe lawiny wynikające z wprowadzonego uszkodzenia powstają przy sposobie aktualizacji sieci od najstarszego węzła. Z tego też względu, aby oszacować zachowanie się największych możliwych lawin w sieciach rosnących, w obliczeniach zasięgu i średnicy lawin spinowych w tym rozdziale został przyjęty sposób aktualizacji spinów od najstarszego węzła w sieciach, zarówno dla struktur eksponencjalnych jak i bezskalnych.

3.2.1 Widma lawin spinowych

Rozkłady $N(s)$ wielkości lawin s powstających w wyniku wprowadzenia uszkodzenia w postaci pojedynczego spinu dla sieci o strukturze eksponencjalnej i bezskalowej zostały przedstawione odpowiednio na wykresach 3.5a i 3.5b. Sieci te składały się z $N = 10^3$ węzłów, a parametr przyłączania wynosił $m = 5$.

Ograniczenie obserwowane na wykresie 3.5b dla dużych lawin s jest wynikiem ogra-



Rysunek 3.5: Rozkład wielkości lawin $N(s)$ w sieciach (a) eksponencjalnych oraz (b) bezskalowych. Parametru przyłączenia $m = 5$, rozmiar sieci $N = 10^3$ [9, 10].

niczenia rozmiaru układu.

Dopasowane do wyników na wykresach krzywe mają postać $y = 1.33 \cdot 10^4 \cdot \exp(-0.11x)$ (dla sieci eksponencjalnych) i $y = 2.23 \cdot 10^3 \cdot x^{-1.86}$ (dla sieci bezskalowych). Z dopasowań tych widzimy, że rozkład lawin spinowych dla struktury eksponencjalnej ma charakter eksponencjalny, a dla bezskalowej – charakter potęgowy.

Dopasowanie potęgowe $N(s) \propto s^{-\gamma}$ dla sieci bezskalowych zostało dodatkowo sprawdzone przy pomocy testu Clauseta [52]. Porównanie zostało wykonane dla wielkości lawin s z przedziału od 2 do 20. Z teoretycznego rozkładu potęgowego o $\gamma = 1.86$ wygenerowano 2500 razy 163170 liczb losowych. Z uzyskanymi dla każdej z tych serii rozkładami porównywano liczbowo rozkład przedstawiony na wykresie 3.5b poprzez wyznaczenie współczynnika zgodności dopasowania p (goodness-of-fit). Uzyskana została wartość $p = 0.21(1)$. Ponieważ wartość tego parametru nie jest mniejsza niż 0.1 to można stwierdzić, że hipoteza o zgodności wyników z rozkładem potęgowym nie może zostać wykluczona [52].

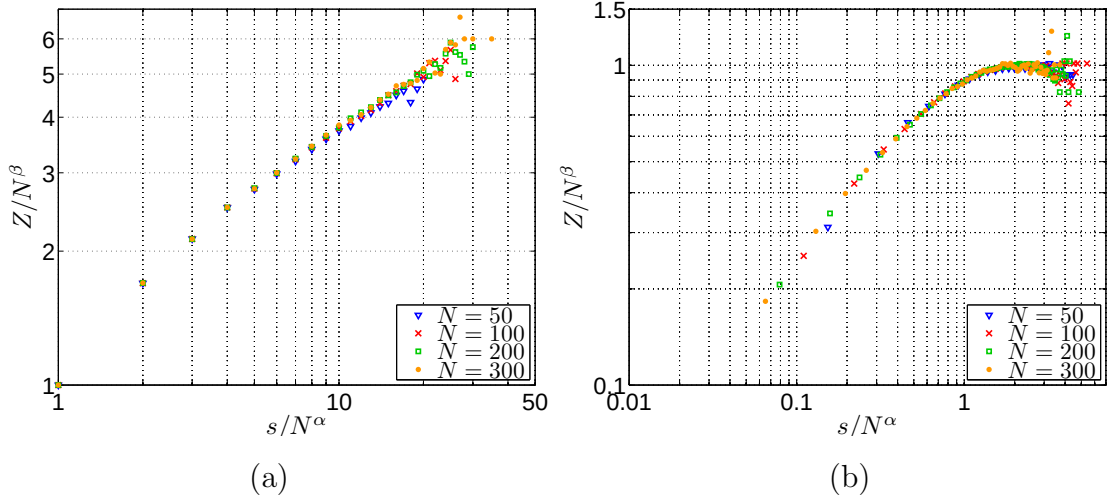
Widma lawin spinowych dla tych sieci mają więc charakterystyki takie jak ich rozkłady stopnia wierzchołka. Również dla mniejszych parametrów przyłączenia m (co pokazano w [10]) uzyskano te same charakterystyki rozkładów lawin.

3.2.2 Problem skalowania zasięgu oraz średnicy lawin

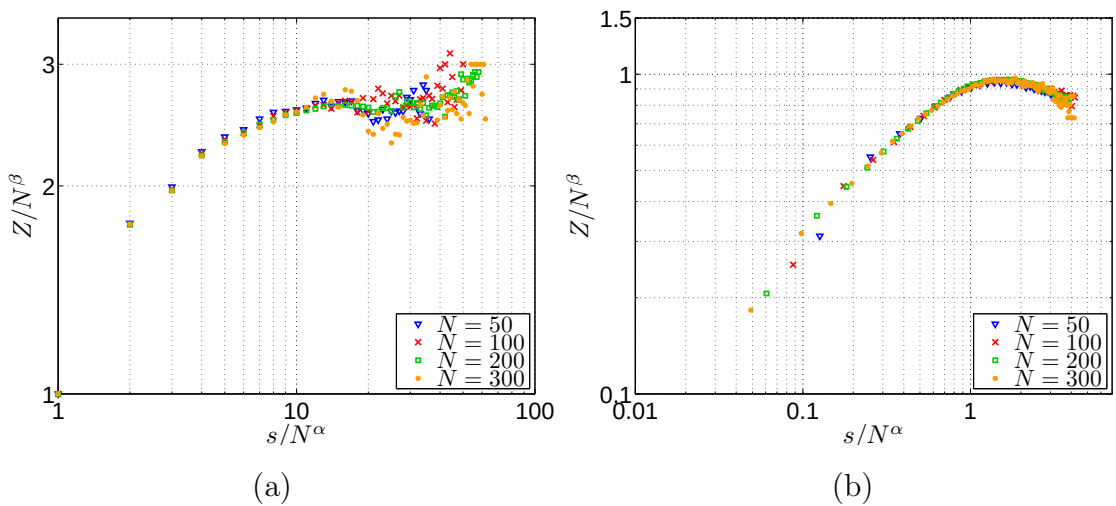
Wyznaczone zostały zasięgi Z oraz średnice D lawin w obydwu typach sieci rosnących (eksponencjalnych - EX i bezskalowych - SC) w zależności od rozmiaru otrzymanego uszkodzenia s w układzie. Sieci te charakteryzowały się różnymi parametrami przyłączenia m ($m \in \{1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 25\}$). Rozważana w kontekście

zasięgu i średnicy lawin statystyka obejmowała 10^3 sieci, a każda z nich składała się z $N \in \{50, 100, 200, 300\}$ węzłów.

Na wykresach 3.6 i 3.7 zostały przedstawione otrzymane zależności zasięgu lawin od ich wielkości odpowiednio dla sieci eksponencjalnych (wykres 3.6) i bezskalowych (wykres 3.7) dla różnych rozmiarów sieci N , dla parametru przyłączenia $m = 1$ (wykresy 3.6b i 3.7b) oraz 5 (wykresy 3.6a i 3.7a). Na osiach X i Y użyto przeskalowanych przez rozmiar układu N wielkości zasięgu (Z/N^β) i rozmiaru lawin (s/N^α).



Rysunek 3.6: Zależność zasięgu lawin Z od ich wielkości s w sieciach eksponencjalnych dla parametru przyłączenia (a) $m = 1$ oraz (b) $m = 5$ dla różnych rozmiarów sieci N [9].



Rysunek 3.7: Zależność zasięgu lawin Z od ich wielkości s w sieciach bezskalowych dla parametru przyłączenia $m = 1$ (a) oraz $m = 5$ (b)[9].

W sieciach bezskalnych otrzymujemy mniejsze zasięgi i średnice lawin niż w sieciach eksponencjalnych. Jest to wynikiem preferencyjnego przyłączania w sieciach bezskalnych, dla których im wyższy stopień wężła stanowiącego uszkodzenie tym mniejsza odległość od tego wężła do wszystkich pozostałych wierzchołków w sieci.

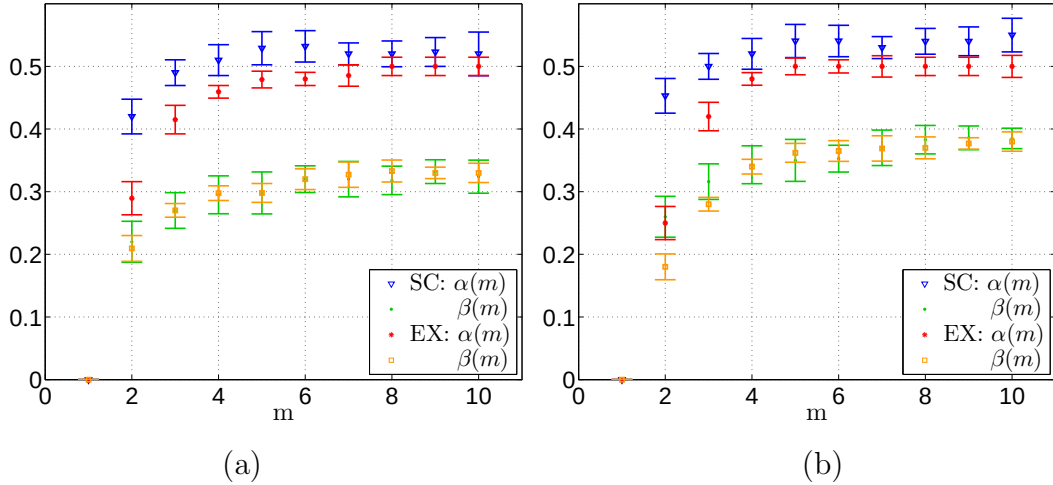
Jak zauważamy na wykresach 3.6 i 3.7 otrzymane wyniki dla różnych wielkości układów pokrywają się po przeskalowaniu ich przy użyciu metody skalowania skończonego rozmiaru (omówionego w rozdziale 2.5) przez tenże rozmiar. Możemy mówić o skalowaniu zasięgu i średnicy lawin wraz z wielkością układu, otrzymujemy więc zależności dla zasięgu

$$\frac{Z}{N^\beta} \propto f\left(\frac{s}{N^\alpha}\right) \quad (3.3)$$

oraz średnicy

$$\frac{D}{N^\beta} \propto f\left(\frac{s}{N^\alpha}\right) \quad (3.4)$$

Współczynniki skalowania zostały dobrane zgodnie z metodą skalowania skończonego rozmiaru, a ich wartości dla różnych parametrów przyłączenia m przedstawione zostały dla zasięgu na wykresie 3.8a, zaś dla średnicy na wykresie 3.8b. Zauważamy,



Rysunek 3.8: Współczynniki skalowania (α i β) (a) zasięgu [9] oraz (b) średnicy lawin od ich wielkości wraz z rozmiarem układu w sieciach bezskalnych (SC) i eksponencjalnych (EX).

że wraz ze wzrostem parametru przyłączenia współczynniki α i β dążą do wartości granicznych. Wyznaczone wartości współczynników skalowania przy $m = 25$ zostały zamieszczone w tabeli 3.1.

Tablica 3.1: Wartości współczynników skalowania zasięgu Z i średnicy D lawin od ich wielkości dla sieci o $m = 25$

Typ sieci	dla zasięgu Z		dla średnicy D	
	α	β	α	β
eksponencjalna	0.51	0.33	0.50	0.37
bezskałowa	0.52	0.34	0.54	0.40

Niezależnie od typu sieci rosnącej otrzymujemy dla $m \rightarrow \infty$ współczynniki skalowania zasięgu $\alpha \approx 1/2$ i $\beta \approx 1/3$. Dla średnicy lawin współczynniki te są nieznacznie większe.

Wnioski

W rozdziale tym został rozszerzony temat pracy o rozprzestrzenianiu uszkodzeń w układach nieuporządkowanych z oddziaływaniem antyferromagnetycznym.

Widma lawin dla struktur eksponencjalnych jak i bezskałowych mają taki sam charakter, jak ich widma stopnia wierzchołków.

Przebadana została zależność zasięgów i średnic lawin od ich wielkości. Uzyskane wyniki pokazały, że występuje ich skalowanie wraz z rozmiarem układu N . Co więcej, otrzymane współczynniki skalowania były w przybliżeniu takie same dla obydwu typów sieci. Przebadana zależność współczynników skalowania wielkości lawiny (α) oraz jej zasięgu lub średnicy (β) od liczby połączeń w obydwu sieciach pokazała, że wartości α i β dążą do wartości granicznych $1/2$ oraz $1/3$ wraz ze wzrostem liczby połączeń w sieciach rosnących.

Rozmiary układów rozważanych w przedstawionym problemie nie były tak duże jak w pracy [10]. Wynikało to z konieczności zwiększenia statystyki sieci, gdyż jak pokazały badania – miała ona istotny wpływ na klarowanie się występujących zależności.

Rozdział 4

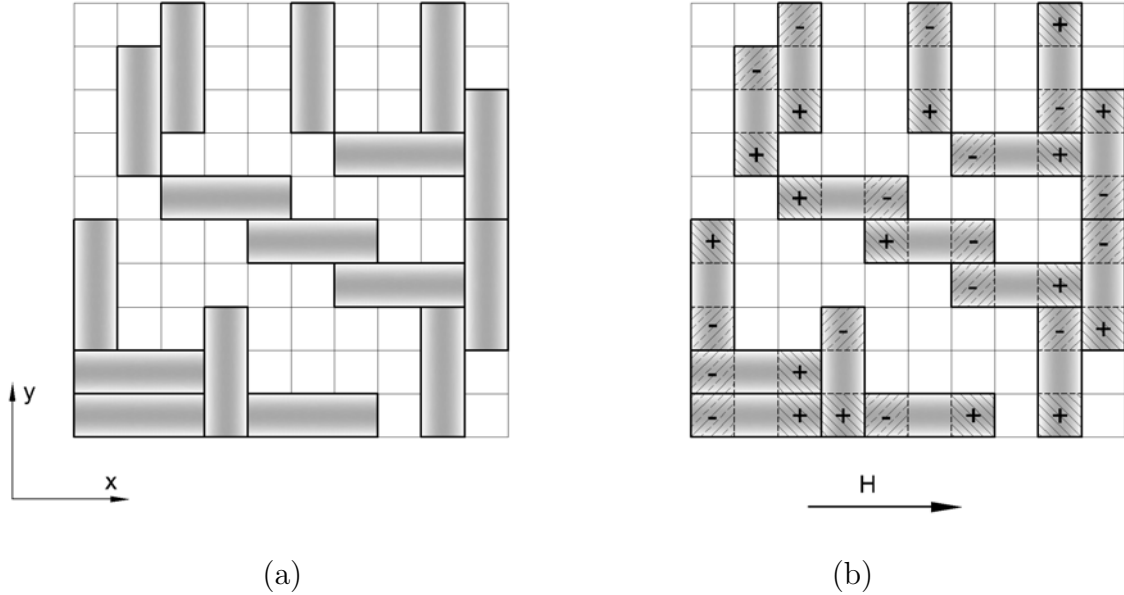
Symulacje dwuwymiarowych układów nanodrutów

W badaniach laboratoryjnych do tej pory najczęściej były (i nadal są) wytwarzane struktury o nanodrutach rozmieszczonych równolegle względem siebie. Jest to wynikiem poszukiwania najtańszych metod pozyskiwania układów możliwych do powszechnego zastosowania w przemyśle, które w dużej mierze ograniczają eksperymentatorów do tego typu struktur. Układy te po dobraniu odpowiednich własności geometrycznych oraz materiałów magnetycznych przejawiają różne korzystne własności magnetyczne, jak na przykład wysokie wartości pola koercji czy namagnesowania resztkowego. Pomimo niewątpliwych zalet, układy takie nie stanowią jednak idealnego materiału do wykorzystania w problemach takich jak kodowanie magnetyczne czy rozpoznawanie wzorców magnetycznych. W kontekście zapisu magnetycznego pojawia się koncepcja wytworzenia struktur o własnościach lepiej charakteryzujących otrzymywany układ.

Rozdział ten stanowi próbę zaproponowania wykorzystania odmiennego rodzaju układów, dla których nowe własności obserwowane są na pętłach histerezy. Jest on zarazem także kontynuacją rozważań (rozpoczętych w rozdziale 3) nad stabilnością struktur magnetycznych wykazujących frustracje wynikające z wzajemnego oddziaływania składników układu. Jednym z kluczowych zagadnień pojawiających się w tej części pracy jest pytanie o to czy podobne zaburzenia jakie rozchodziły się w sieciach rosnących mogą również powodować uszkodzenia w układach z zaimplementowanym oddziaływaniem dipolowym.

4.1 Przestrzenna generacja układu i podstawy modelu

Wygenerowana została dwuwymiarowa siatka kwadratowa o rozmiarze 10x10 komórek, na której rozmieszczono N nanometrowych drutów niklowych, każdy o długości $L = 115\text{nm}$, średnicy $D = 57\text{nm}$ [53]. Druty zostały rozmieszczone w sposób losowy w kierunkach równoległym i prostopadłym do osi OX . Przykładowy układ przestrzenny z siedmioma drutami równoległymi do osi OX i dziewięcioma prostopadłymi został przedstawiony na rysunku 4.1a. W celu uproszczenia opisu stosuje się w pracy pojęcia drutów X , czyli drutów równoległych do osi OX , oraz drutów Y oznaczających druty prostopadłe do osi OX . Ich liczbę w układzie oznacza się odpowiednio jako N_x oraz N_y ($N_y = N - N_x$).



Rysunek 4.1: Przykładowy układ przestrzenny z 16 drutami, gdzie 7 drutów jest równoległych do osi OX (a) oraz ten sam układ z oznaczonymi ładunkami magnetycznymi oraz kierunkiem zewnętrznego pola magnetycznego. [11, 12]

Każdy z drutów został przedstawiony jako obiekt składający się z trzech części:

- z dodatnim ładunkiem magnetycznym $+Q$
- neutralnej
- z ujemnym ładunkiem magnetycznym $-Q$

Wartość bezwzględna ładunku magnetycznego została wyznaczona z porównania z modelem idealnego dipola magnetycznego i wyniosła zgodnie ze wzorem (2.10):

$$Q = \frac{\pi}{4} M D^2 \quad (4.1)$$

gdzie M oznaczało namagnesowanie nasycenia (w Wb/m²). W obliczeniach przyjęto jednak wartość namagnesowania $M_s = 370$ emu/cm³ [53]. Aby więc uzgodnić jednostki, wartość M_s została przeskalowana odpowiednio przez μ_0 ($M = \mu_0 M_s$) przez co powyższy wzór przybrał postać

$$Q = \frac{\pi}{4} \mu_0 M_s D^2 \quad (4.2)$$

Zwroty momentów magnetycznych drutów zostały przyjęte zgodnie z rozkładem jednostajnym. Na rysunku 4.1b pokazano przedstawiony poprzednio układ przestrzenny (z rysunku 4.1a) wraz z oznaczonymi ładunkami magnetycznymi oraz kierunkiem pola zewnętrznego, równoległym do osi OX . Pole włączeniowe pojedynczego drutu podlegało rozkładowi normalnemu o średniej $\langle H_s \rangle = 710$ Oe oraz odchyleniu standardowym równym $u(H_s) = 105$ Oe [53] lub 5 Oe.

Na rysunku 4.2 przedstawiono schematycznie kolejne etapy prowadzonych obliczeń. W pierwszym etapie (etap 1) następowało wytworzenie układu, to znaczy wylosowanie pozycji drutów na siatce, kierunków ich namagnesowania oraz wartości pól włączeniowych. Dla tak wygenerowanego układu rozważane były następnie dwie możliwości. W jednym podejściu układ zaraz po jego wytworzeniu miał możliwość wstępnego zrelaksowania w nieobecności pola magnetycznego (etap 2a) albo zabroniona była relaksacja (etap 2b). Niezależnie od wybranej opcji w etapie drugim, dalsza ewolucja układu przebiegała tak samo. Kolejno (etap 3) układ był umieszczany w zewnętrznym polu magnetycznym o kierunku wzdłuż osi OX i o wartości H_m . Wartość ta była dobierana w zależności od liczby drutów X , tak aby przekraczała dla nich wartość pola nasycenia. W wyniku działania maksymalnego pola H_m druty przemagnesowały się, tak aby zwrot ich momentów magnetycznych był zgodny ze zwrotem zewnętrznego pola. W symulacji było to robione w jednym kroku przez zmianę zwrotów namagnesowania tych drutów X , które w konfiguracji przestrzennej w etapie 1 otrzymały zwroty przeciwne. Po ustawieniu wszystkich drutów równoległych do pola zgodnie z jego zwrotem, możliwe były przemagnesowania drutów prostopadłych (drutów Y), aż do momentu, gdy dla żadnego z drutów Y nie zachodziła zmiana namagnesowania. Następnie przeprowadzane było badanie trzech pełnych pętli histerezy, przy czym w każdej wartości pola magnetycznego układ miał możliwość dojścia do stanu stabilnego. Dla ułatwienia dalszego opisu wprowadzono pojęcia gałęzi górnych (UB) i dolnych (LB) pętli histerezy, zgodnie z oznaczeniami przedstawionymi na rysunku 2.1. Pomiedzy etapem trzecim (etap 3) i czwartym (etap 4) następowało obniżanie wartości zewnętrznego pola magnetycznego od wartości H_m do $-H_m$. Przejście to określone zostało mianem gałęzi

górną pierwszej pętli histerezy. Następnie badana była gałąź dolna pierwszej pętli, czyli następowało przejście pomiędzy etapem czwartym (etap 4) i piątym (etap 5), w którym podnoszona była wartość pola magnetycznego od wartości $-H_m$ do H_m . Po przebadaniu pierwszej pętli, następowały jeszcze dwa kolejne przejścia pętli histerezy (pomiędzy etapem 5 i etapem 7 oraz etapem 7 i etapem 9). Po trzykrotnym przejściu pętli każdy z układów z rozważanej statystyki zaczynał zachowywać się powtarzalnie w obecności pola zewnętrznego, czyli w każdym kolejnym przejściu pętli wszystkie druty w układzie przemagnesowywały się dokładnie przy takich samych wartościach pola zewnętrznego przy jakich miało to miejsce w trzeciej pętli histerezy. Dla części układów pojawienie się takiego powtarzalnego stanu magnetycznego następowało już po pierwszym czy drugim przejściu pętli, jednak aby otrzymać sto procent układów o takim zachowaniu konieczne były trzy przejścia.

Ważnym zagadnieniem w procesie badania układów był mechanizm przemagnesowywania się pojedynczych drutów w układzie. Dla każdego z drutów w danej wartości pola zewnętrznego wyznaczano pole wypadkowe, składające się z czynnika pochodzącego od pola zewnętrznego $\vec{H}_{zewn}$ oraz od pola pochodzącego z oddziaływania z pozostałymi drutami w układzie $\vec{H}_{oddz}$. Pole wypadkowe w chwili czasowej t dla i -tego drutu wynosiło

$$\vec{H}_w^{i(\pm)}(t) = \vec{H}_{zewn}(t) + \vec{H}_{oddz}^{i(\pm)}(t) \quad (4.3)$$

Dla każdego drutu wyznaczone były ze wzoru (4.3) pola wypadkowe działające na każdy z końców drutu z osobna: $H_w^{i(+)}$ dla końca drutu modelowanego przy pomocy dodatniego $(+Q)$ ładunku magnetycznego oraz $H_w^{i(-)}$ dla końca drutu modelowanego przy pomocy ujemnego $(-Q)$ ładunku magnetycznego.

Pole magnetyczne działające na ładunek $\pm Q$ drutu i -tego ze strony ładunków $\pm Q$ wszystkich pozostałych $(N - 1)$ drutów jest sumą pól wypadkowych pochodzących z oddziaływania tego ładunku z ładunkami dodatnimi i ujemnymi pozostałych drutów

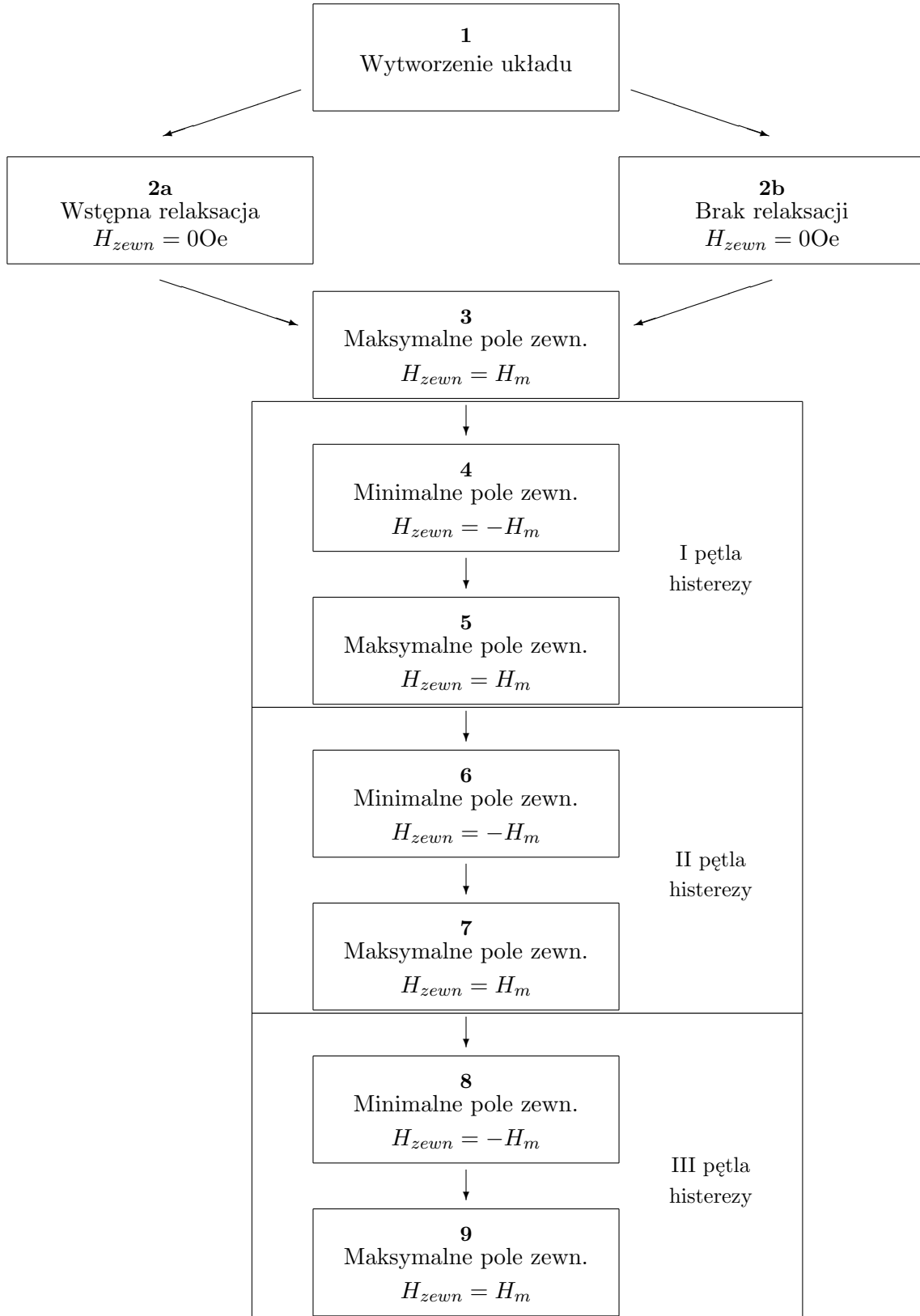
$$\vec{H}_{oddz}^{i(\pm)} = \sum_{j=0, j \neq i}^N \left(\vec{H}_{i(\pm), j(+)} + \vec{H}_{i(\pm), j(-)} \right) \quad (4.4)$$

gdzie suma po j oznacza sumowanie pól pochodzących z oddziaływania drutu i -tego z każdym z pozostałych $(N - 1)$ drutów w układzie.

Pole działające na ładunek magnetyczny $\pm Q$ drutu i -tego i pochodzące z jego oddziaływania z ładunkiem $\pm Q$ drutu j -tego wyznaczamy ze wzoru (2.6):

$$\vec{H}_{i(\pm), j(\pm)} = \frac{\vec{F}_{i(\pm), j(\pm)}}{Q_{i(\pm)}} \quad (4.5)$$

wykorzystując wzór (2.5) w postaci wektorowej otrzymujemy



Rysunek 4.2: Schemat kolejnych etapów obliczeń dla każdego układu ze statystyki.

$$\vec{H}_{i(\pm),j(\pm)} = \frac{1}{4\pi\mu_0} \cdot \frac{Q_{j(\pm)}}{|r_{i(\pm),j(\pm)}|^3} \cdot \vec{r}_{i(\pm),j(\pm)} \quad (4.6)$$

gdzie $\vec{r}_{i(\pm),j(\pm)}$ jest wektorem odległości pomiędzy ładunkiem $\pm Q$ drutu i -tego a ładunkiem $\pm Q$ drutu j -tego.

Po uwzględnieniu faktu, że bezwzględne wartości ładunków magnetycznych były identyczne ostatecznie otrzymywaliśmy

$$\vec{H}_{oddz}^{i(\pm)} = \frac{Q}{4\pi\mu_0} \sum_{j=0, j \neq i}^N \left(\frac{\vec{r}_{i(\pm),j(+)} }{|\vec{r}_{i(\pm),j(+)}|^3} - \frac{\vec{r}_{i(\pm),j(-)} }{|\vec{r}_{i(\pm),j(-)}|^3} \right) \quad (4.7)$$

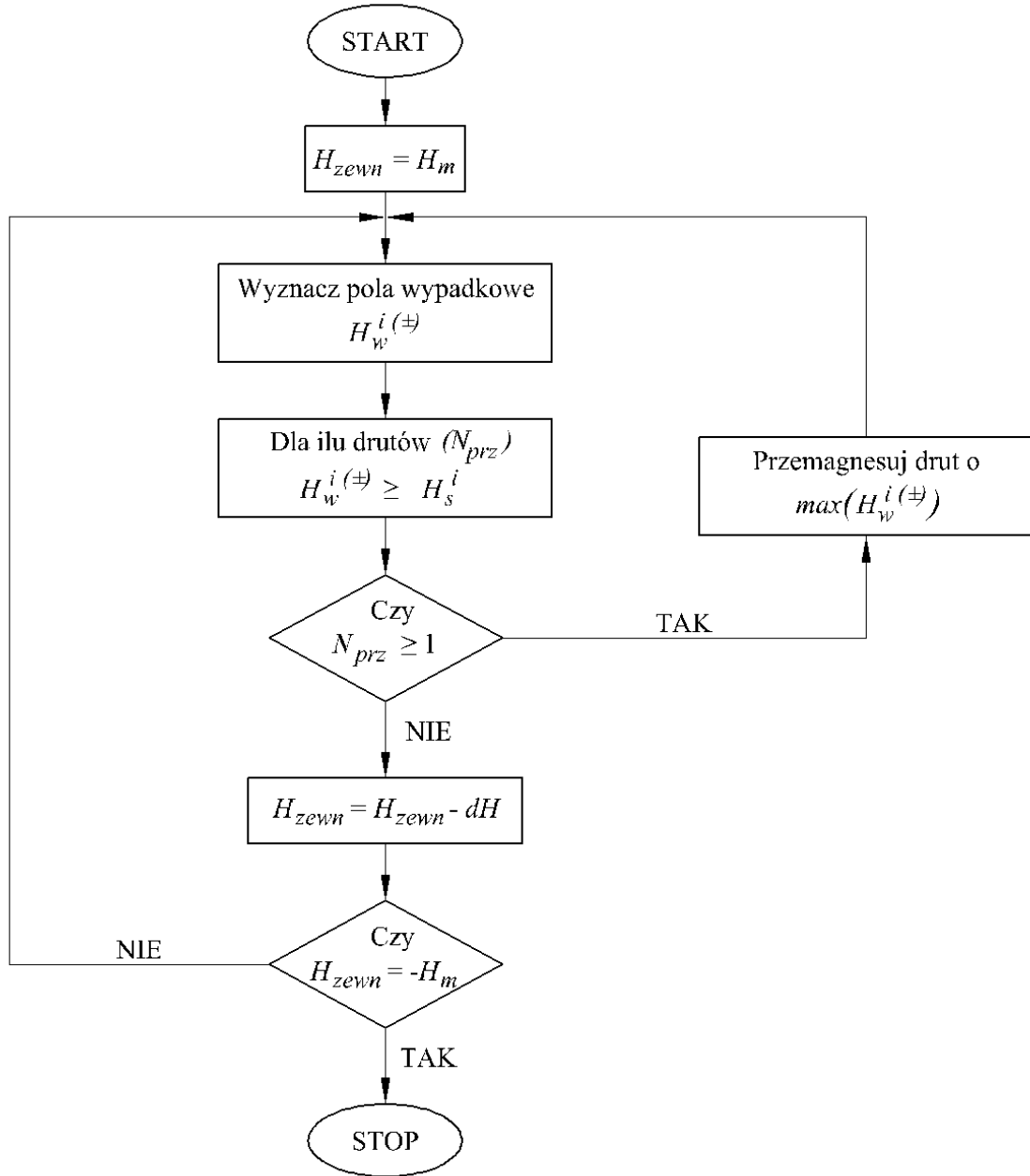
Korzystając z tego wzoru otrzymuje się pole oddziaływania w jednostkach A/m, aby przeliczyć je na erstedy zostały wykorzystane zależności podane na stronie 9.

Przemagnesowanie drutu i -tego następowało jeżeli na jednym z jego końców składowa pola wypadkowego H_w^i (pole $H_w^{i(+)}$ lub $H_w^{i(-)}$) wzdłuż drutu przewyższała jego pole przełączeniowe H_s^i . Druty były przemagnesowywane w kolejności, która wynikała z wartości pola wypadkowego działającego na ich końce. Oznacza to, że najpierw przemagnesowywany był drut, na koniec którego działało największe pole wypadkowe (pod warunkiem, że przekraczało ono wartość pola włączeniowego dla konkretnego drutu H_s^i). Po tej zmianie działające w układzie pola wypadkowe były przeliczane ponownie i sprawdzano czy w danej wartości pola (w danej chwili czasowej t) jeszcze jakieś druty ulegną przemagnesowaniu. Jeżeli istniały w układzie takie druty, znów przemagnesowywany był ten, na który działało największe pole wypadkowe. Schemat blokowy działania mechanizmu przemagnesowywania drutów dla górnej gałęzi pętli histerezy został przedstawiony na rysunku 4.3. Algorytm ten jest znany jako algorytm Pardavi-Horvath [54].

4.2 Asymetria w układach dwuwymiarowych

Po przebadaniu przebiegu pętli histerezy okazało się, że pętle te wykazują asymetryczny charakter. Oznacza to, że zależność namagnesowania M od przyłożonego pola H przy obniżaniu wartości pola z H_m do $-H_m$ (oznaczana jako $M_{UB}(H)$) przyjmuje inny kształt niż zależność ta otrzymana przy podnoszeniu wartości pola od $-H_m$ do H_m (oznaczana jako $M_{LB}(H)$). Przebieg pierwszej pętli histerezy dla układu przedstawionego na rysunku 4.1b, został pokazany na wykresie 4.4 (czarna ciągła linia). Na wykresie tym przedstawiono również odwróconą pętlę histerezy (czerwona przerywana linia). Gdyby pętla histerezy przykładowego układu była symetryczna, jej pętla pokrywałaby się z odwróconą pętlą.

W celu ilościowego opisu asymetrycznego charakteru otrzymywanych pętli wprowadzone zostało pojęcie asymetrii A , którą wyznaczono jako różnicę $A = S_1 - S_2$ dwóch



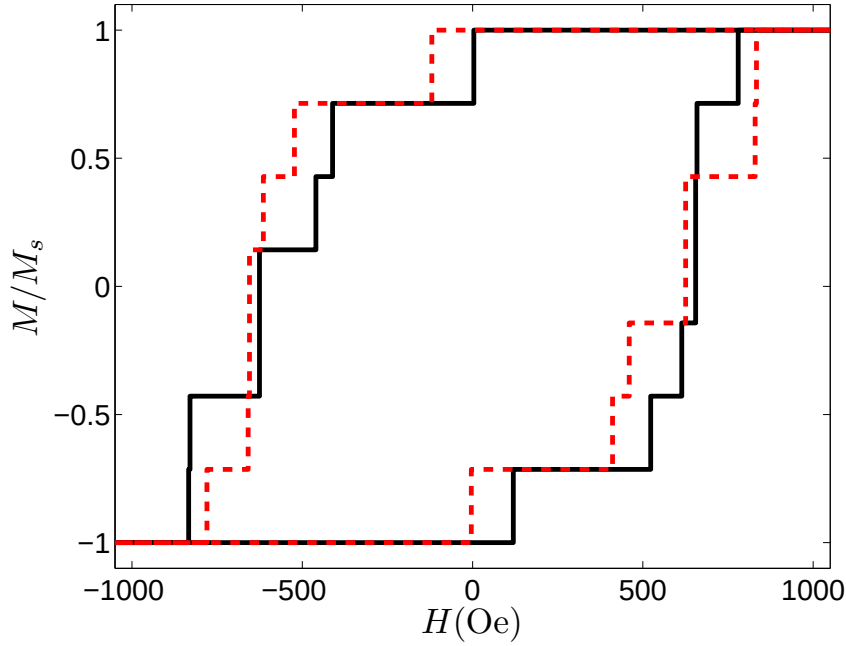
Rysunek 4.3: Schemat blokowy mechanizmu przemagnesowywania drutów dla górnej gałęzi pętli histerezy, znany jako algorytm Pardavi-Horvath [54].

całek:

$$S_1 = \int_{-H_m}^{H_m} \left(1 - \frac{M_{UB}(H)}{M_s} \right) dH \quad (4.8)$$

$$S_2 = \int_{-H_m}^{H_m} \left(\frac{M_{LB}(H)}{M_s} + 1 \right) dH \quad (4.9)$$

gdzie H_m stanowi maksymalne pole zewnętrzne.

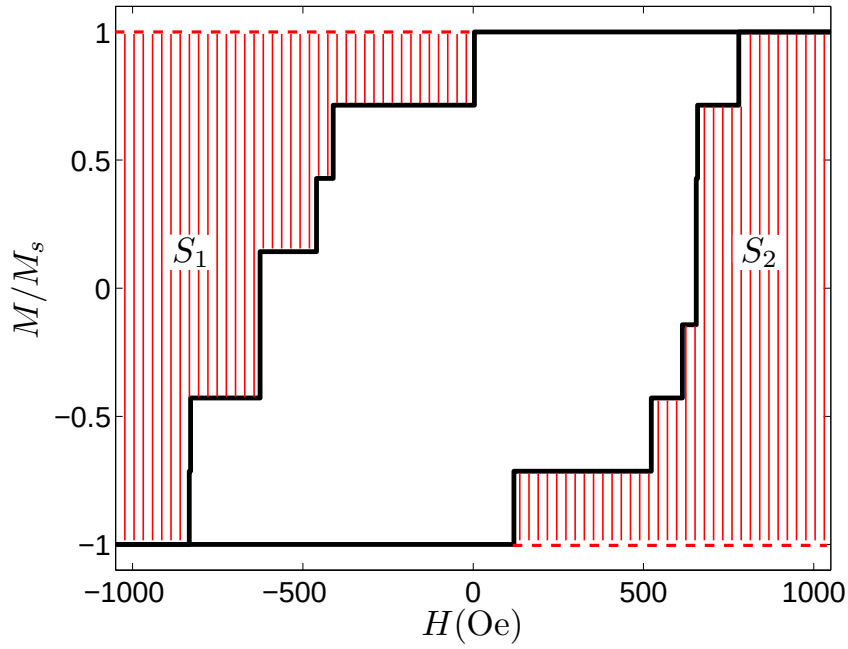


Rysunek 4.4: Pierwsza pętla histerezy dla układu przedstawionego na rysunku 4.1b (linia czarna ciągła), oraz odwrócona pętla histerezy (linia czerwona przerywana) dla tego układu [11].

Na wykresie 4.5 zaznaczono geometryczną interpretację powyższych całek. Różnica w kształcie pętli histerezy może przy takim podejściu w niektórych przypadkach zostać niezauważona. Możliwa jest sytuacja, że pola wyznaczone przez całki S_1 i S_2 będą sobie równe pomimo różnych kształtów górnej i dolnej gałęzi pętli histerezy. Jednakże tak zdefiniowana asymetria jest znacznie wygodniejsza w obliczeniach niż próby opisu zmian kształtu pętli histerezy.

W ogólności rozkłady prawdopodobieństwa wielkości asymetrii mogą wynikać z przestrzennej konfiguracji układów, rozrzutu pola włączeniowego pojedynczych drutów w układzie, oraz rozkładu zwrotów momentów magnetycznych drutów prostopadłych do zewnętrznego pola magnetycznego. W celu stwierdzenia, który z tych czynników odgrywa największą rolę i stanowi przyczynę pojawiania się asymetrycznych pętli histerezy rozważono zbiory układów o:

- (I) Różnych konfiguracjach przestrzennych drutów, różnych orientacjach przestrzennych momentów magnetycznych drutów, różnych polach włączeniowych poszczególnych drutów w kolejnych układach, oraz o odchyleniu standardowym pola włączeniowego $u(H_s) = 5$ Oe
- (II) Różnych konfiguracjach przestrzennych drutów, różnych orientacjach przestrzennych momentów magnetycznych drutów, różnych polach włączeniowych poszcze-



Rysunek 4.5: Pierwsza pętla histerezy dla układu przedstawionego na rysunku 4.1b wraz z oznaczeniem geometrycznej interpretacji całek S_1 oraz S_2 .

gólnych drutów w kolejnych układach, oraz o odchyleniu standardowym pola włączeniowego $u(H_s) = 105$ Oe

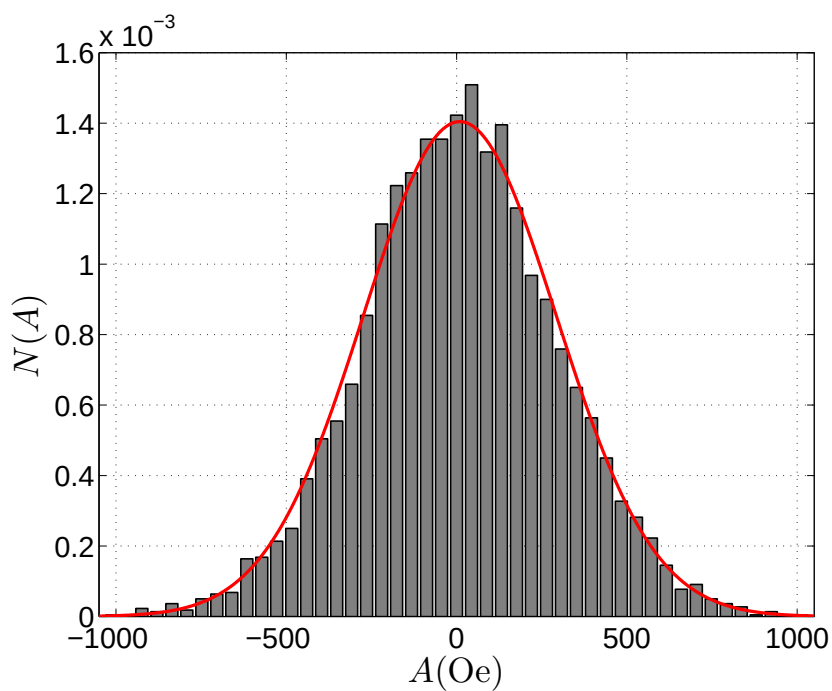
- (III) Jednej konfiguracji przestrzennej z zadanymi orientacjami momentów magnetycznych (takiej konfiguracji jak przedstawiona na rysunku 4.1b), o różnych polach włączeniowych poszczególnych drutów w kolejnych układach, oraz o odchyleniu standardowym pola włączeniowego $u(H_s) = 105$ Oe.

4.2.1 Rozkłady wielkości asymetrii

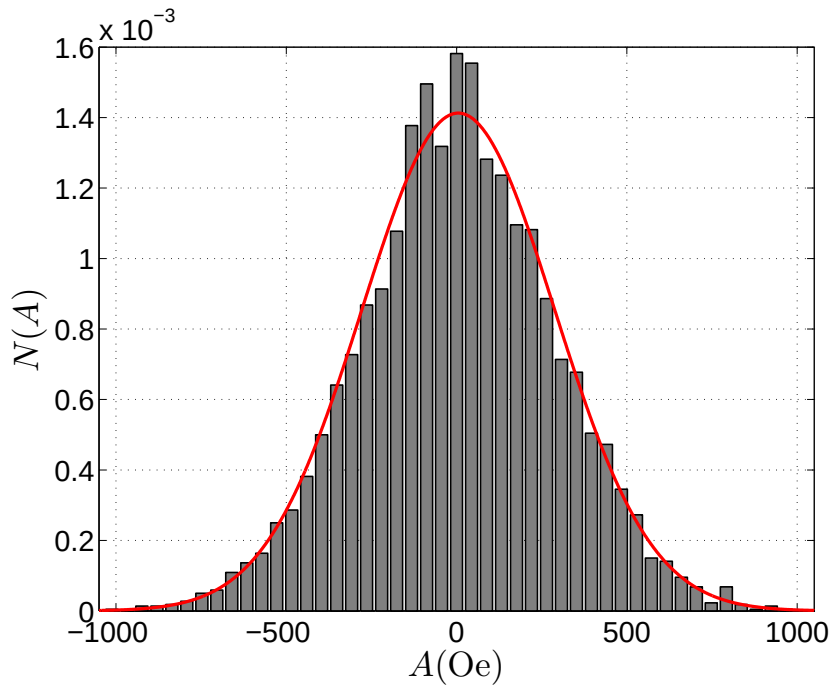
Wyznaczone zostały rozkłady wielkości asymetrii dla opisanych w punkcie 4.2 przypadków *I*, *II* i *III*. Układy zawierały $N = 16$ drutów, a $N_x = 7$ drutów było równoległych do zewnętrznego pola magnetycznego. Pod uwagę w każdym z przypadków wzięto statystykę $5 \cdot 10^3$ układów, którym nie pozwolono zrelaksować w nieobecności zewnętrznego pola magnetycznego tuż po ich wytworzeniu. Własności magnetyczne i strukturalne pojedynczych drutów były takie jak opisano w punkcie 4.1.

Rozkłady wielkości asymetrii dla przypadków *I*, *II* oraz *III* dla pierwszej pętli histerezy przedstawione zostały odpowiednio na wykresach 4.6, 4.7 oraz 4.8.

Jak zauważamy na wykresach 4.6 i 4.7 w przypadkach *I* i *II*, otrzymane rozkłady wykazują charakter symetryczny. Dla danych przedstawionych na tych wykresach



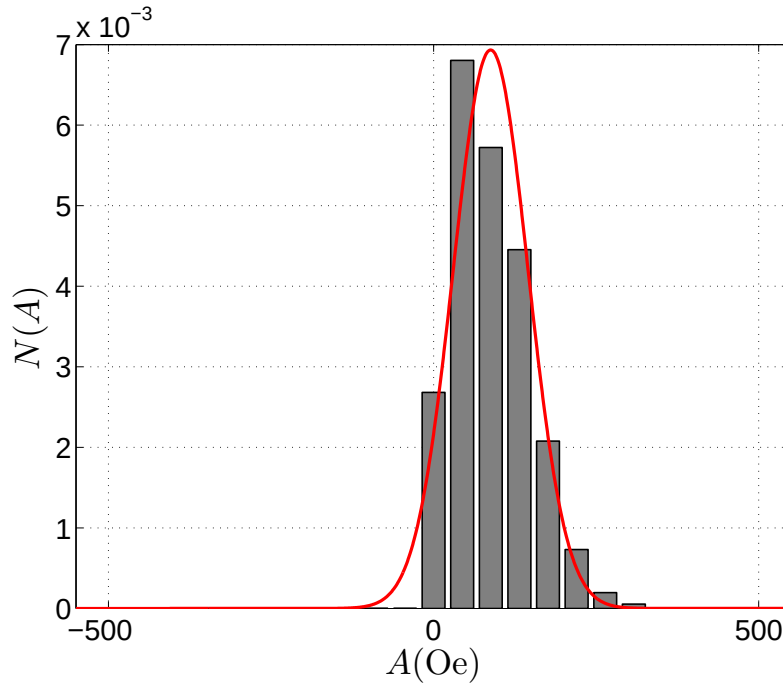
Rysunek 4.6: Rozkład wielkości asymetrii dla pierwszej pętli histerezy dla przypadku I (szary histogram) oraz rozkład Gaussa (czerwona linia ciągła) o $\mu = 9.47$ Oe i $\sigma = 284.08$ Oe [11].



Rysunek 4.7: Rozkład wielkości asymetrii dla pierwszej pętli histerezy dla przypadku II oraz rozkład Gaussa (czerwona linia ciągła) o $\mu = 4.97$ Oe i $\sigma = 282.39$ Oe [11].

wyznaczono wartości średnie oraz odchylenia standardowe otrzymując odpowiednio $\mu = 9.47\text{Oe}$ i $\sigma = 284.08\text{Oe}$ dla przypadku *I* oraz $\mu = 4.97\text{Oe}$, $\sigma = 282.39\text{Oe}$ dla przypadku *II*. Na wykresach 4.6 i 4.7 zostały przedstawiony również rozkłady Gaussa o średnich i odchyleniach standardowych identycznych jak wyznaczone dla otrzymanych rozkładów asymetrii dla przypadków *I* i *II*. Porównując otrzymane wartości średnie dla rozkładów wielkości asymetrii $N(A)$ dla przypadków *I* i *II* z otrzymanymi dla nich odchyleniami standardowymi stwierdzamy, że wartości średnie są bliskie zeru. Możemy również powiedzieć, że wartości odpowiednich parametrów rozkładów wyznaczone dla przypadku *I* i *II* są do siebie zbliżone. Przypadki *I* i *II* różniły się między sobą jedynie odchyleniem standardowym pola włączeniowego drutów w układach. Dla przypadku *I* było ono równe 5 Oe, a dla przypadku *II* mieliśmy $u(H_s) = 105\text{ Oe}$. Wnioskujemy stąd, że wielkość odchylenia standardowego pola włączeniowego pojedynczego drutu nie wpływa w istotny sposób na rozkład wielkości asymetrii.

W przypadku *III* rozważony został układ przedstawiony na rysunku 4.1b, z uwzględnieniem zarówno rozmieszczenia przestrzennego jak i zwrotów momentów magnetycznych wynikających z oznaczonych na rysunku ładunków magnetycznych. Otrzymany rozkład wielkości asymetrii dla tego przypadku przedstawia wykres 4.8. Również dla

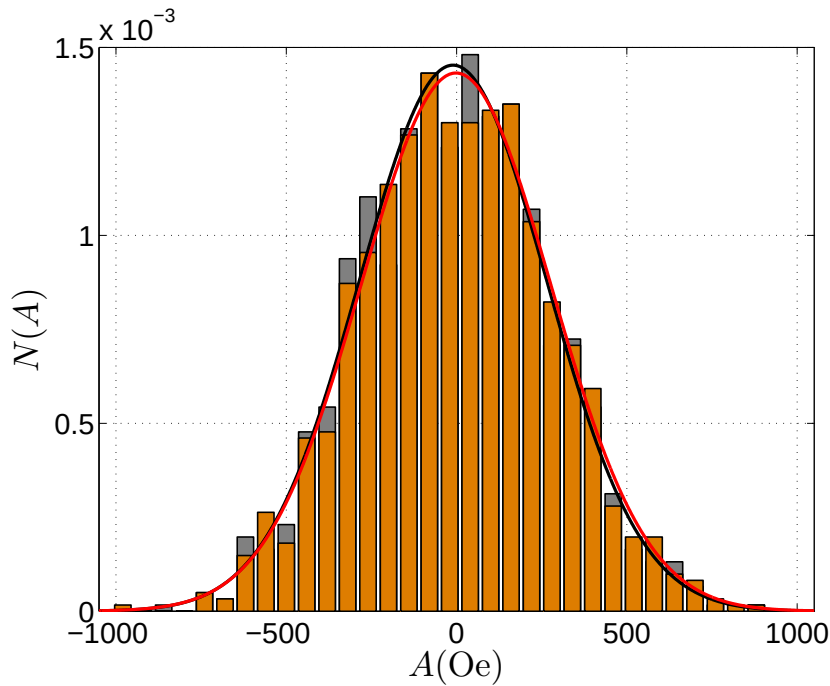


Rysunek 4.8: Rozkład wielkości asymetrii dla pierwszej pętli histerezy dla przypadku III oraz rozkład Gaussa (czerwona linia ciągła) o $\mu = 87.80\text{ Oe}$ i $\sigma = 57.54\text{ Oe}$ [11].

rozkładu przedstawionego na wykresie 4.8 wyznaczono wartość średnią oraz odchylenie standardowe i otrzymano $\mu = 87.80\text{Oe}$ oraz $\sigma = 57.54\text{Oe}$. Porównując jednak war-

tość odchylenia standardowego i wartości średniej wnioskujemy, że są one tego samego rzędu. Sytuacja taka oznacza, że przy wartości średniej różnej od zera i porównywalnej z wartością odchylenia standardowego nie możemy mówić o symetrii rozkładu względem zera. Co więcej, na wykresie 4.8 został przedstawiony rozkład Gaussa o takich samych parametrach jak rozkład wielkości asymetrii. Porównując obydwa rozkłady, od razu widać, że rozkład wielkości asymetrii nie jest opisywany podstawowym rozkładem prawdopodobieństwa w dziedzinie statystyki - rozkładem Gaussa, który jest najczęściej używany do opisu otrzymywanych wartości mierzonych parametrów w rzeczywistych układach.

Powstaje ponadto pytanie, czy otrzymane rozkłady są typowe dla wszystkich pętli histerezy, czy też zmieniają się wraz z kolejnymi przebiegami. Porównanie wyników dla pierwszej i trzeciej pętli histerezy dla przypadku *II* zostało przedstawione na wykresie 4.9. Rozkłady te zostały wykonane dla statystyki 10^3 układów, stąd też nieznacznie różne wartości otrzymanej średniej i odchylenia standardowego dla pierwszej pętli histerezy w porównaniu z wartościami otrzymanymi na wykresie 4.7. Dla rozkładów



Rysunek 4.9: Rozkład wielkości asymetrii dla przypadku II dla pierwszej (szary histogram) oraz trzeciej (pomarańczowy histogram) pętli histerezy oraz rozkłady Gaussa o $\mu_1 = -1.71$ Oe i $\sigma_1 = 278.63$ Oe (czarna linia ciągła) oraz o $\mu_2 = -10.36$ Oe, $\sigma_2 = 274.63$ Oe (czerwona linia ciągła).

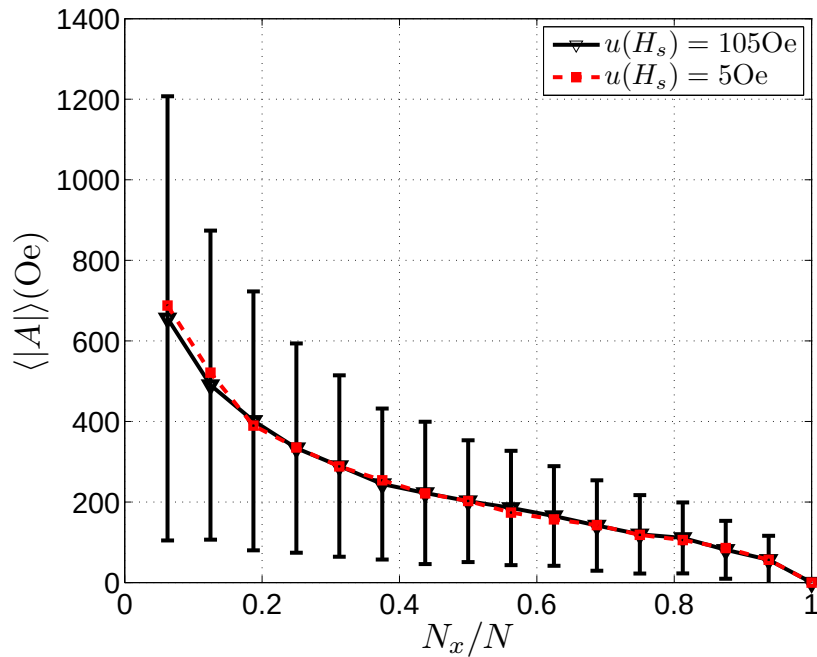
asymetrii dla pierwszej pętli histerezy została otrzymana średnia $\mu_1 = -1.71$ Oe oraz odchylenie standardowe $\sigma_1 = 278.63$ Oe. Dla trzeciej pętli histerezy wyznaczone zo-

stały wartości $\mu_2 = -10.36$ Oe oraz $\sigma_2 = 274.63$ Oe. Na wykresie 4.9 obserwujemy, że zarówno różnice pomiędzy rozkładami wielkości asymetrii dla pierwszej i trzeciej pętli histerezy jak i różnice pomiędzy rozkładami Gaussa o zadanych parametrach są nieznaczne. Możemy wywnioskować stąd, że rozkłady asymetrii nie zmieniają się znacząco wraz z kolejnymi cyklami zmian pola magnetycznego, a co za tym idzie - asymetria pętli histerezy nie zanika.

Również dla przypadku *I* otrzymane różnice pomiędzy rozkładami dla pierwszej i trzeciej pętli histerezy były niewielkie.

4.2.2 Zależność wartości asymetrii od procentowej zawartości drutów równoległych do pola

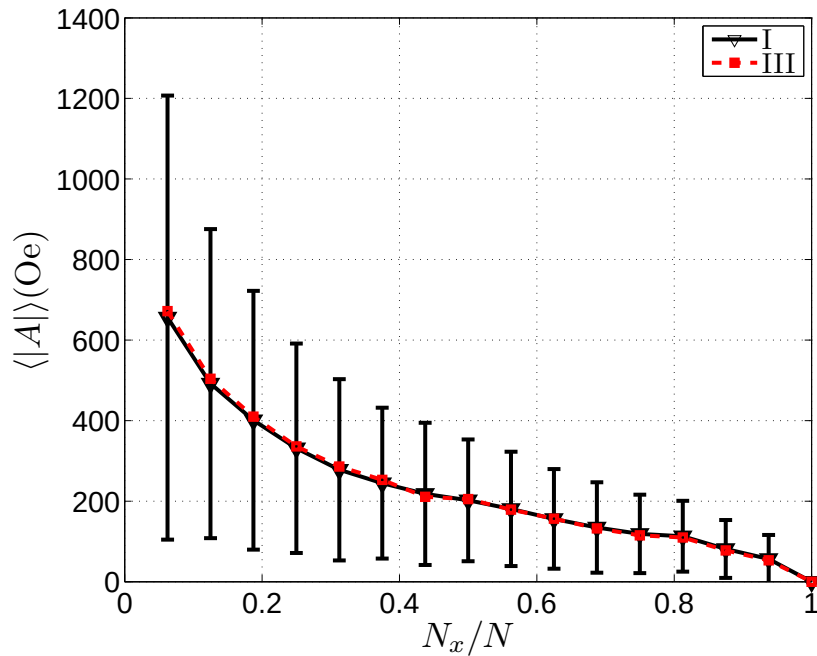
Aby lepiej zobrazować powstające różnice w kształcie pętli histerezy, a co za tym idzie, różnice całek S_1 oraz S_2 , wyznaczone zostały zależności wartości bezwzględnej asymetrii od procentowej zawartości drutów *X*-owych w układzie. Rozważane układy składały się z $N = 16$ drutów. Dla każdej z możliwych liczb drutów równoległych w układzie N_x ($N_x \in \{1, 2, \dots, 15\}$), wyznaczana była średnia wartości asymetrii A na podstawie 10^3 układów.



Rysunek 4.10: Zależność średniej bezwzględnej wartości asymetrii $\langle |A| \rangle$ od procentowej zawartości drutów równoległych do zewnętrznego pola (N_x/N) w układzie dla przypadku *I* (czerwone kwadraty i przerywana czerwona linia) oraz *II* (czarne trójkąty i ciągła czarna linia) [11].

Na wykresie 4.10 została przedstawiona średnia bezwzględna wartości asymetrii $\langle |A| \rangle$ w funkcji procentowej zawartości drutów X -owych (N_x/N) w układzie, w przypadku gdy odchylenia standardowe pól włączeniowych drutów były równe $u(H_s) = 5$ Oe (przypadek *I*) oraz 105 Oe (przypadek *II*), a układy zaraz po ich wytworzeniu nie miały możliwości wstępnej relaksacji w nieobecności zewnętrznego pola magnetycznego. Wyznaczone niepewności zostały przedstawione tylko dla przypadku *II* aby nie zaciemniać dodatkowo wykresu. Niepewności otrzymane dla przypadku *I* miały porównywalne wartości.

W kontekście pytania o zależność średniej bezwzględnej wartości asymetrii od liczby drutów X -owych w układach powstało również pytanie o wpływ wstępnej relaksacji na otrzymywane wyniki oraz o zmienność tej wartości wraz z kolejnymi cyklami zmian pola magnetycznego.



Rysunek 4.11: Zależność średniej bezwzględnej wartości asymetrii $\langle |A| \rangle$ od procentowej zawartości drutów równoległych do zewnętrznego pola (N_x/N) w układzie dla przypadku *II* dla pierwszej (czarne trójkąty i ciągła czarna linia) oraz trzeciej pętli histerezy (czerwone kwadraty i przerywana czerwona linia).

Po wykonaniu symulacji ukierunkowanych na odpowiedź na postawione pytania stwierdzono, że wykonanie wstępnej relaksacji nie wpływa na wyniki uzyskane zarówno dla pierwszej jak i trzeciej pętli histerezy. Wyniki dla pierwszego i trzeciego przejścia pełnego cyklu zmian pola magnetycznego, pokazane na wykresie 4.11 dla przypadku *II* ($u(H_s) = 105$ Oe), są ze sobą porównywalne. Wartości niepewności otrzymane dla

obydwu pętli były również zbliżone, dlatego na wykresie zostały zaznaczone jedynie niepewności dla pierwszej pętli histerezy.

Wnioski

Wprowadzenie do układu drutów równoległych do zewnętrznego pola magnetycznego dodatkowych drutów prostopadłych do tego kierunku powoduje wystąpienie zjawiska asymetrii pętli histerezy mierzonej wzdłuż kierunku przyłożonego pola. Na fakt ten w nieznacznym stopniu wpływają własności użytych drutów. Niezależnie czy układ składa się z nanodrutów o polach przełączeniowych charakteryzujących się niewielkim rozrzutem (5 Oe) czy też rozrzut tych pól jest zdecydowanie większy (105 Oe) otrzymujemy podobne rozkłady wielkości asymetrii, a także wartość średniej bezwzględnej asymetrii w zależności od liczby drutów równoległych do pola nie różni się w znacznym stopniu. Przedstawiony rozkład wielkości asymetrii dla przypadku *III*, dla którego ustalona była taka sama konfiguracja przestrzenna wraz ze zwrotami momentów magnetycznych dla wszystkich układów z rozważonej statystyki, pokazuje, że to ustalone położenia przestrzenne oraz zwroty momentów magnetycznych drutów prostopadłych do pola magnetycznego wytwarzają specyficzną asymetrię (widoczną dla całej statystyki). Z niezależności otrzymanych wyników od faktu wykonania lub nie wykonania wstępnej relaksacji wnioskujemy, że wielkość średniej wartości bezwzględnej asymetrii $\langle |A| \rangle$ jak również rozkłady wielkości asymetrii nie zależą od tego czy układ został wytworzony w zerowym polu zewnętrznym czy też w obecności pola nasycenia H_m . Co więcej, średnia bezwzględna asymetria nie zmienia się w sposób istotny wraz z kolejnymi cyklami zmian zewnętrznego pola magnetycznego.

4.3 Problem rajskich ogrodów

Pojęcie rajskich ogrodów po raz pierwszy zostało użyte w dziedzinie automatów komórkowych w latach sześćdziesiątych XX wieku przez Moore’a [55] w odniesieniu do przemian nieodwracalnych. Rajskim ogrodem nazywamy stan układu, który może wystąpić jedynie jako stan początkowy, a układ po zmianie takiego stanu nie może więcej do niego powrócić.

Wyróżniamy dwa rodzaje rajskich ogrodów w zależności od orientacji przestrzennej drutów:

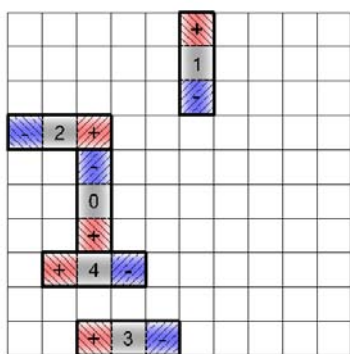
- rajskie ogrody X – występujące dla drutów równoległych do zewnętrznego pola magnetycznego (drutów X), oraz
- rajskie ogrody Y – występujące dla drutów prostopadłych do zewnętrznego pola magnetycznego (drutów Y)

Wielkość rajskiego ogrodu definiujemy jako liczbę drutów, które w procesie badania pętli histerezy, w dwóch następujących po sobie pełnych cyklach przebiegu wartości zewnętrznego pola magnetycznego, przemagnesowały się przy różnych wartościach tego pola. Przyjmujemy oznaczenia $SGoEX$ dla wielkości ogrodu X , oraz $SGoEY$ dla wielkości ogrodu Y .

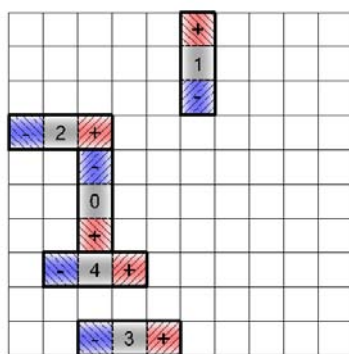
W punkcie tym zostały rozważone układy $N = 16$ (poza podpunktem 4.3.1) drutów o odchyleniu standardowym pola przełączeniowego pojedynczego drutu równym $u(H_s) = 105$ Oe opisane w punkcie 4.1. Rozważana statystyka obejmowała $5 \cdot 10^3$ układów.

4.3.1 Powstawanie rajskich ogrodów

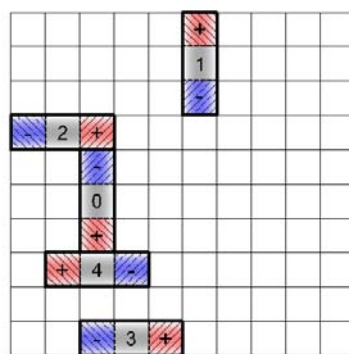
Aby dokładnie i w prosty sposób wyjaśnić przyczyny pojawiania się i rozpoznawania rajskich ogrodów w układach została przeprowadzona symulacja zachowania małego układu (zawierającego $N = 5$ drutów) w zmiennym zewnętrznym polu magnetycznym. Układ ten składał się z $N_x = 3$ drutów równoległych oraz $N_y = 2$ drutów prostopadłych do kierunku zewnętrznego pola magnetycznego. Na rysunkach 4.12a-4.12l przedstawione zostały kolejne zmiany namagnesowania drutów w układzie, a na wykresie 4.13 pokazano odpowiadające tym przemagnesowaniom zmiany na dwóch pierwszych pętlach histerezy.



(a)



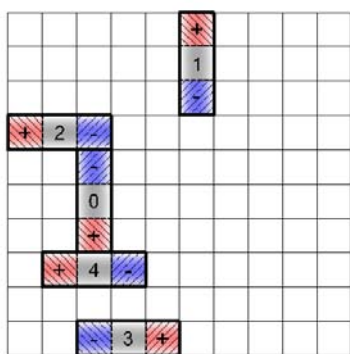
(b)



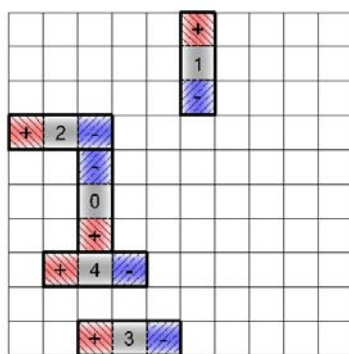
(c)

H_m

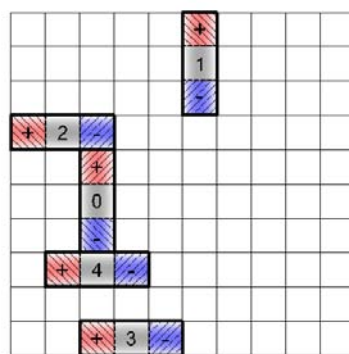
H



(d)



(e)

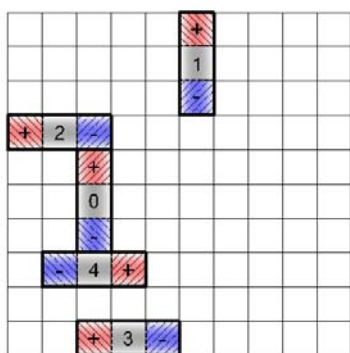


(f)

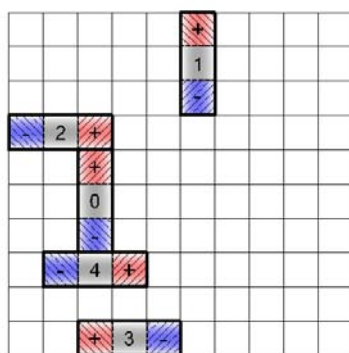
H

H

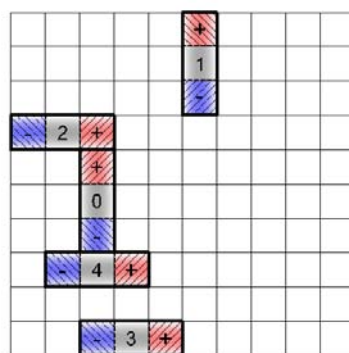
H



(g)



(h)

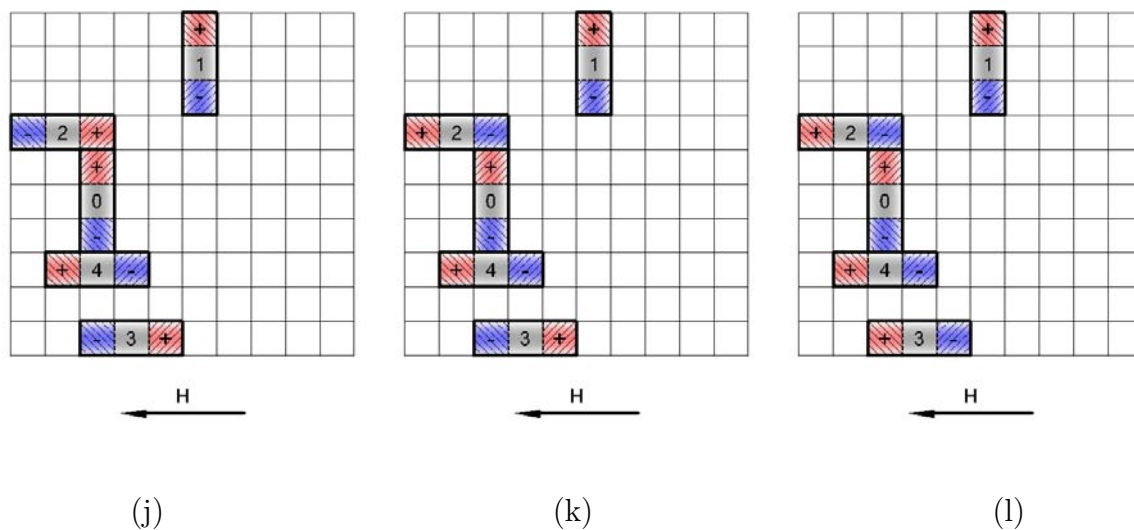


(i)

H

H

H



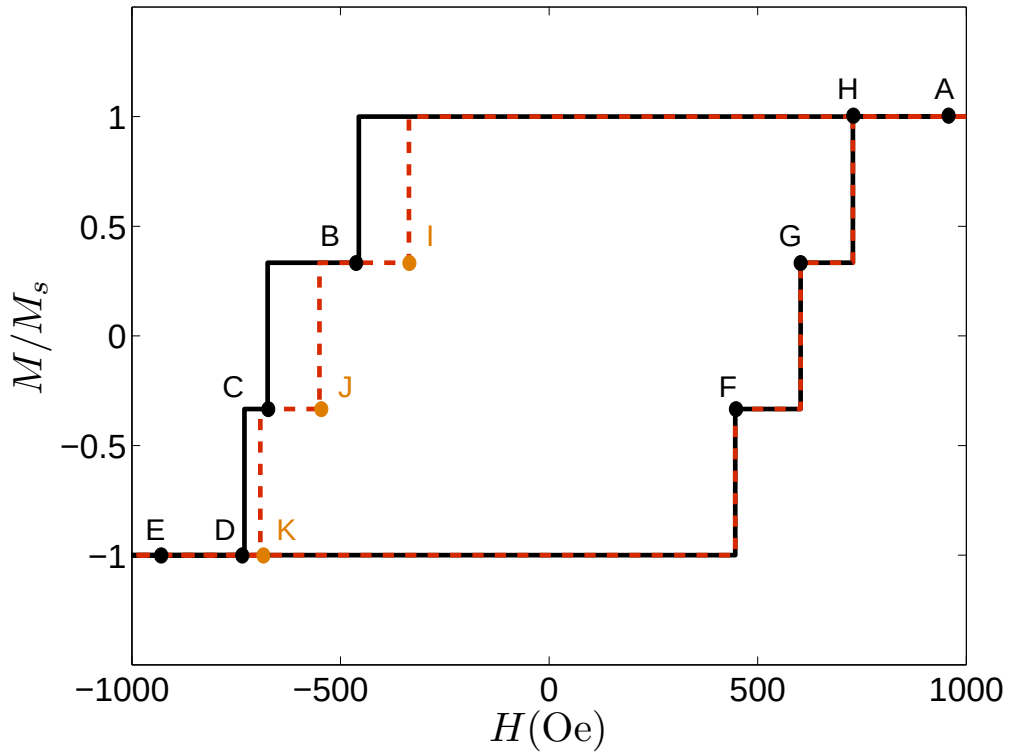
Rysunek 4.12: Konfiguracja układu dla stanu: (a) po wstępnej relaksacji; (b) w $H = H_m$; (c) I-szej gałęzi górnej: przemagnesowanie drutu nr. 4, $H = -456.1$ Oe; (d) I-szej gałęzi górnej: przemagnesowanie drutu nr. 2, $H = -674.4$ Oe; (e) I-szej gałęzi górnej: przemagnesowanie drutu nr. 3, $H = -730.3$ Oe; (f) I-szej gałęzi górnej: przemagnesowanie drutu nr. 0, $H = -730.3$ Oe; (g) I-szej gałęzi dolnej: przemagnesowanie drutu nr. 4, $H = 446.3$ Oe; (h) I-szej gałęzi dolnej: przemagnesowanie drutu nr. 2, $H = 603.0$ Oe; (i) I-szej gałęzi dolnej: przemagnesowanie drutu nr. 3, $H = 728.4$ Oe; (j) II-giej gałęzi górnej: przemagnesowanie drutu nr. 4, $H = -336.9$ Oe; (k) II-giej gałęzi górnej: przemagnesowanie drutu nr. 2, $H = -550.4$ Oe; oraz (l) II-giej gałęzi górnej: przemagnesowanie drutu nr. 3, $H = -692.0$ Oe [12].

Po wygenerowaniu struktury układu w sposób opisany w punkcie 4.1 otrzymujemy konfigurację początkową (Rys. 4.12a). Następnie umieszczamy układ w maksymalnym polu zewnętrznym H_m (Rys. 4.12b, punkt A na wykresie 4.13) i obserwujemy przemagnesowanie drutów o numerach 3 i 4 w taki sposób aby miały taki sam zwrot jak zewnętrzne pole magnetyczne. Kolejno obniżamy wartość pola zewnętrznego H (rozpoczynamy przechodzenie gałęzi górnej pierwszej pętli histerezy). Po dojściu do pola $H = -456.1$ Oe drut o numerze 4 jest przemagnesowywany (Rys. 4.12c, punkt B na wykresie 4.13). Dalej obniżając wartość pola zewnętrznego otrzymujemy przemagnesowanie się drutu nr.2 w $H = -674.4$ Oe (Rys. 4.12d, punkt C na wykresie 4.13). Kolejno zmienia się zwrot namagnesowania drutu nr.3 w $H = -730.3$ Oe (Rys. 4.12e, punkt D na wykresie 4.13). Przy tej samej wartości pola magnetycznego, po przemagnesowaniu drutu nr.3, zostaje przemagnesowany drut Y-owy o numerze 0 (Rys. 4.12f, punkt D na wykresie 4.13). Przemagnesowuje się on ze względu na oddziaływanie magnetostatyczne z pozostałymi drutami w układzie. Pole magnetyczne jest

obniżane następnie do wartości $-H_m$ (punkt E na wykresie 4.13) bez dalszych przemagnesowań. Kolejnym krokiem w badaniu pętli histerezy jest wykonanie przejścia odpowiadającego zwiększaniu pola magnetycznego (gałąź dolna pierwszej pętli histerezy). W pierwszej kolejności przemagnesowuje się drut nr.4 (Rys. 4.12g, punkt F na wykresie 4.13), następnie drut nr.2 (Rys. 4.12h, punkt G na wykresie 4.13), a na końcu drut o numerze 3 (Rys. 4.12i, punkt H na wykresie 4.13). Dla drugiego przejścia pętli histerezy otrzymujemy inny kształt pętli, gdyż drut nr.0 (drut Y-owy) został przemagnesowany w trakcie górnej gałęzi pętli histerezy, a w trakcie dolnej gałęzi zwrot jego namagnesowania nie uległ zmianie. Ze względu na zachowanie drutu nr. 0, na początku badania drugiej pętli histerezy otrzymujemy inny stan układu niż na początku badania pierwszej pętli. Fakt ten powoduje, że otrzymujemy inny kształt pierwszej i drugiej pętli histerezy (w szczególności tylko ich gałęzi górnych). Dla drugiej pętli histerezy otrzymujemy przemagnesowanie się drutu nr.4 w większej wartości pola zewnętrznego $H = -336.9$ Oe (Rys. 4.12j, punkt I na wykresie 4.13). Podobna sytuacja występuje dla drutu nr.2, którego przemagnesowanie następuje przy $H = -550.4$ Oe (Rys. 4.12k, punkt J na wykresie 4.13) oraz dla drutu nr. 3, zmieniającego zwrot namagnesowania przy $H = -692.0$ Oe (Rys. 4.12l, punkt K na wykresie 4.13). Po przejściu pełnej gałęzi górnej drugiej pętli histerezy otrzymujemy taki sam stan układu jak po przejściu pełnej gałęzi górnej dla pierwszej pętli histerezy. Z tego faktu wynika, że dolna gałąź pierwszej i drugiej pętli wyglądają identycznie. Trzecia i kolejne pętle histerezy wyglądają identycznie z drugą pętlą, gdyż stany układu otrzymywane w H_m i $-H_m$ od tego momentu są identyczne po kolejnych przejściach pętli.

4.3.2 Liczba układów z ogrodami

Jednym z pytań pojawiających się w kontekście istnienia układów, dla których występuje zjawisko rajskiego ogrodu, jest pytanie o liczbę takich układów w rozważanej statystyce. Interesujące jest czy układy o takich cechach występują jedynie sporadycznie, czy też stanowią istotny procent wszystkich rozważanych konfiguracji. Aby odpowiedzieć na to pytanie przebadane zostały trzy kolejne przejścia pętli histerezy. Na rysunku 4.2 oznaczono je jako przejścia od etapu 3 do 5 (pierwsza pełna pętla histerezy), od 5 do 7 (druga pętla), od 7 do 9 (trzecia pętla). W obliczeniach zostały uwzględnione jednak nie tylko różnice pomiędzy pełnymi przejściami kolejnych pętli, ale również różnice pomiędzy konkretnymi ich gałęziami. W rozważaniach wzięto pod uwagę różnice w wartościach pola zewnętrznego przy jakich następowało przemagnesowanie drutów X oraz drutów Y , stąd też rozróżnienie na rajskie ogrody X oraz rajskie ogrody Y .



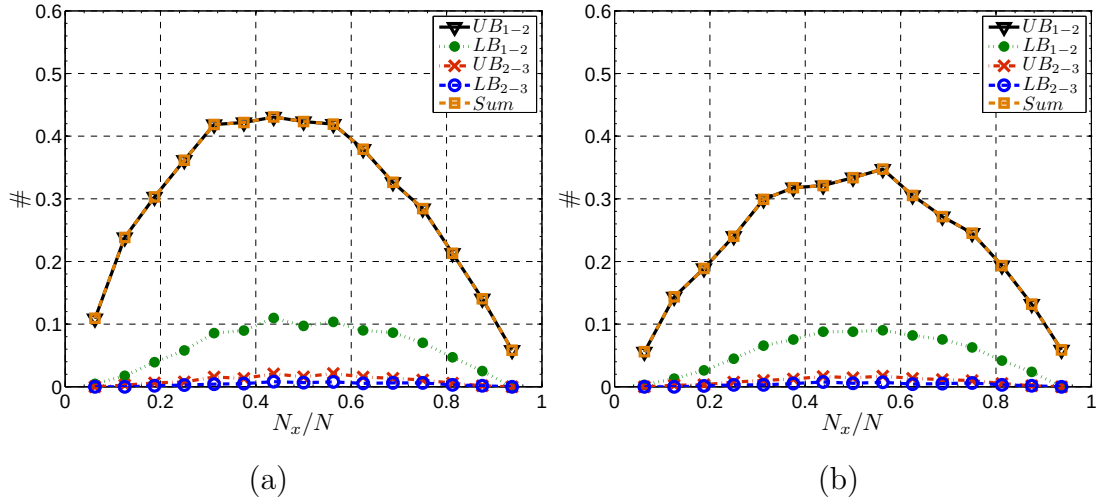
Rysunek 4.13: Pierwsza (ciągła czarna linia) oraz druga (czerwona przerywana linia) pętla histerezy dla małego układu o $N_x = 3$ drutach równoległych i $N_y = 2$ drutach prostopadłych do zewnętrznego pola magnetycznego (przedstawionego na Rys 4.12) [12].

Liczba układów z rajskimi ogrodami X

Procentowa liczba układów, w których wystąpiły rajskie ogrody, czyli sytuacji gdy kształt pętli histerezy różnił się dla pierwszego i drugiego oraz drugiego i trzeciego przebiegu zmian wartości pola magnetycznego została przedstawiona na wykresach 4.14a oraz 4.14b odpowiednio dla przypadku z brakiem wstępnej relaksacji oraz z możliwą relaksacją. Przyjęte na wykresach oznaczenia należy interpretować jako liczbę układów dla których wystąpiła różnica pomiędzy wartościami pól zewnętrznych, przy których przemagnesowują się poszczególne druty X w trakcie:

- UB_{1-2} – gałęzi górnych pierwszej i drugiej pętli histerezy,
- LB_{1-2} – gałęzi dolnych pierwszej i drugiej pętli histerezy,
- UB_{2-3} – gałęzi górnych drugiej i trzeciej pętli histerezy,
- LB_{2-3} – gałęzi dolnych dla drugiej i trzeciej pętli histerezy.

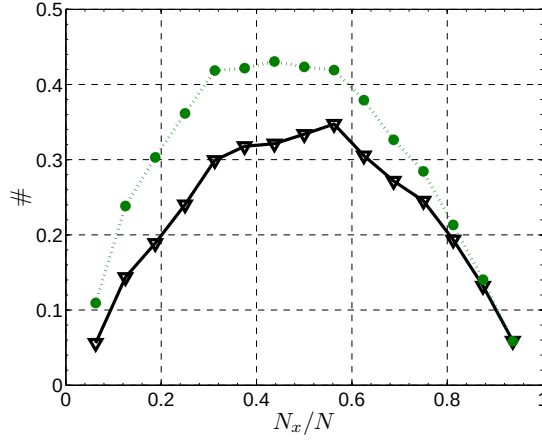
Wprowadzone oznaczenie Sum należy interpretować jako liczbę układów, dla których wystąpiła jakakolwiek różnica pomiędzy wartościami pól, przy których nastąpiło przemagnesowanie drutów X w pierwszym i drugim przejściu pętli histerezy (niezależnie czy ta różnica wystąpiła dla gałęzi górnych czy dolnych) lub w drugim i trzecim jej przejściu. Identyczne wartości otrzymane dla UB_{1-2} oraz Sum (na wykresach 4.14a



Rysunek 4.14: Średnia liczba układów, w których wystąpiły rajskie ogrody dla poszczególnych gałęzi kolejnych pętli histerezy dla drutów X w funkcji ich procentowej zawartości w układzie, (a) w przypadku braku wstępnej relaksacji, oraz (b) ze wstępną relaksacją w nieobecności pola magnetycznego [12].

i 4.14b) świadczą, że jeżeli w danym układzie nie wystąpiła różnica pomiędzy wartościami pól zewnętrznymi, przy których przemagnesowywały się konkretne druty X w trakcie gałęzi pętli histerezy odpowiadających obniżaniu wartości pola zewnętrznego dla pierwszego i drugiego przejścia pętli, to nie wystąpiły dla nich również różnice dla gałęzi odpowiadających podnoszeniu wartości pola oraz brak jest różnic dla całych kolejnych przejść pętli histerezy - drugiego i trzeciego. Ponadto możemy zaobserwować, że w największej liczbie układów różnice pomiędzy polami przemagnesowania drutów X występują dla pierwszej i drugiej gałęzi górnej pętli histerezy.

Na wykresie 4.15 przedstawione zostało porównanie wyników Sum dla układów o tych samych konfiguracjach początkowych, którym pozwolono zrelaksować w zerowym polu magnetycznym przed badaniem pętli histerezy, oraz dla układów, które od razu zostały umieszczone w maksymalnym polu zewnętrznym H_m . Możemy zauważyć, że w wyniku wstępnej relaksacji otrzymujemy przy badaniu tych struktur w polu magnetycznym mniej układów, w których wystąpiły rajskie ogrody dla drutów X pomiędzy pierwszym i drugim przebiegiem pętli histerezy lub pomiędzy drugim a trzecim jej przejściem. Różnica ta występuje dla przypadków, gdy w układzie znajduje się więcej



Rysunek 4.15: Średnia liczba układów, w których wystąpiły rajskie ogrody X w funkcji procentowej zawartości drutów X w układzie, w przypadku braku wstępnej relaksacji (zielone kropki i przerywana linia), oraz ze wstępną relaksacją (czarne trójkąty i ciągła linia) w nieobecności pola magnetycznego [12].

niż jeden lub dwa druty prostopadłe do zewnętrznego pola magnetycznego. Ponadto trzeba zwrócić uwagę, że w zależności od proporcji pomiędzy drutami równoległymi i prostopadłymi do zewnętrznego pola w układach, liczba takich układów, w których wystąpiły rajskie ogrody waha się od kilku do ponad trzydziestu (w przypadku wstępnej relaksacji) lub nawet ponad czterdziestu (w przypadku braku wstępnej relaksacji) procent.

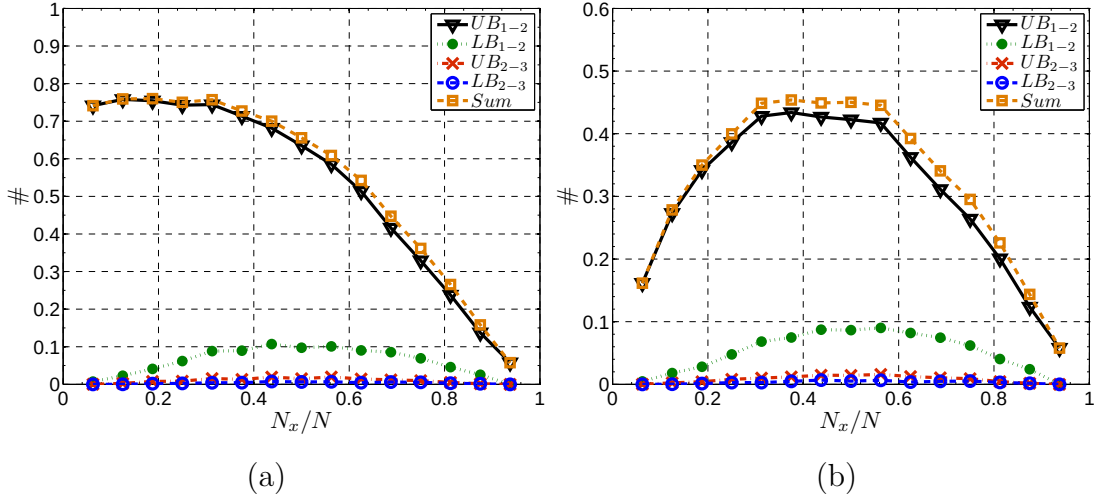
Z wykresu tego wyciągamy wniosek, że gdy pozwolimy układowi wstępnie zrelaksować, to musimy przeprowadzić cykl trzech przejść pętli dla mniejszej liczby układów aby uzyskać układ zachowujący się powtarzalnie w zewnętrznym polu.

Należy zauważyć, że najwięcej układów z rajskimi ogrodami X uzyskujemy, gdy w układach występuje porównywalna liczba drutów równoległych i prostopadłych do zewnętrznego pola magnetycznego. Im większa różnica pomiędzy liczbą drutów X i Y w układzie, tym w rozważanej statystyce mniej otrzymujemy układów wykazujących rajskie ogrody X .

Liczba układów z rajskimi ogrodami Y

Procentowa liczba układów, w których druty mające kierunek prostopadły do zewnętrznego pola (druty Y) przemagnesowały się przy innych wartościach pola zewnętrznego w pierwszym, a innych w drugim przejściu pętli histerezy lub różnice takie nastąpiły pomiędzy drugim a trzecim przejściem, przedstawiona została na wykresie 4.16a (w przypadku braku wstępnej relaksacji) oraz na wykresie 4.16b (w przypadku wykonania wstępnej relaksacji). Przyjęte oznaczenia należy interpretować analogicznie jak dla

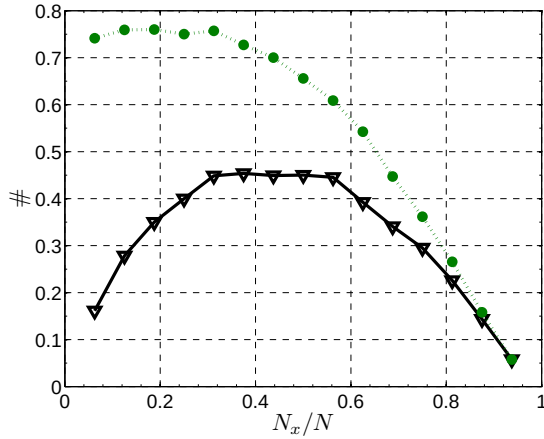
drutów w kierunku OX .



Rysunek 4.16: Średnia liczba układów, w których wystąpiły rajskie ogrody dla poszczególnych gałęzi kolejnych pętli histerezy dla drutów Y w funkcji procentowej zawartości drutów X w układzie, (a) w przypadku braku wstępnej relaksacji, oraz (b) ze wstępna relaksacją w nieobecności pola magnetycznego [12].

Z faktu, że na wykresach 4.16a i 4.16b wartości dla UB_{1-2} są różne od Sum wnioskujemy, że nawet jeżeli nie wystąpiły rajskie ogrody dla gałęzi górnych I i III pętli histerezy, to nie oznacza to, że nie mogą one wystąpić dla gałęzi dolnych tych pętli, lub dla II i III przebiegu zmian wartości pola magnetycznego.

Na wykresie 4.17 przedstawione zostało porównanie wyników dla układów o tych samych konfiguracjach początkowych, którym pozwolono oraz zabroniono zrelaksować w zerowym polu magnetycznym przed badaniem pętli histerezy. Z wykresu tego wnioskujemy, że jeżeli w układach, które nie przeszły wstępnej relaksacji występuje więcej drutów prostopadłych do zewnętrznego pola magnetycznego (drutów Y) niż drutów równoległych (drutów X) to otrzymujemy więcej rajskich ogrodów Y niż w sytuacji przeciwnej. Dla procentowej zawartości drutów X w układzie równej $N_x/N = 0.3$ i mniejszej otrzymujemy nawet 75% układów wykazujących rajskie ogrody Y . Dla układów po wstępnej relaksacji, które charakteryzują się porównywalną liczbą drutów X i Y otrzymujemy ponad 45% układów z ogrodami Y . Jeżeli natomiast w układach, które miały możliwość relaksacji w nieobecności zewnętrznego pola magnetycznego przed rozpoczęciem badania pętli histerezy występuje przewaga któregoś z typów drutów, to liczba układów z ogrodami Y jest mniejsza.



Rysunek 4.17: Średnia liczba układów, w których wystąpiły rajskie ogrody Y w funkcji procentowej zawartości drutów X w układzie, w przypadku braku wstępnej relaksacji (zielone kropki i przerywana linia), oraz ze wstępną relaksacją (czarne trójkąty i ciągła linia) w nieobecności pola magnetycznego [12].

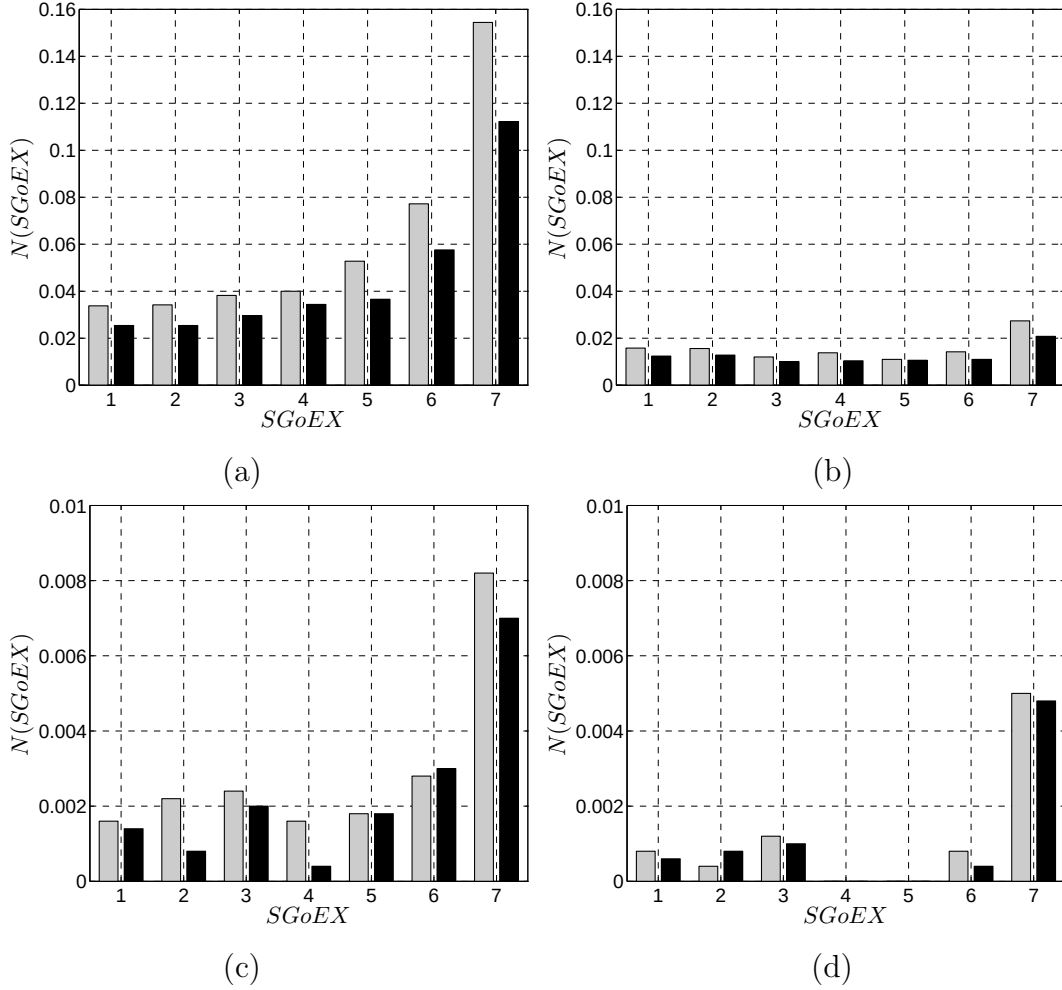
4.3.3 Rozkłady wielkości rajskich ogrodów X i Y

Wykresy 4.18 i 4.19 przedstawiają odpowiednio rozkłady rajskich ogrodów X i Y . Układy składały się z $N = 16$ drutów, w tym $N_x = 7$ z nich miało kierunek równoległy do zewnętrznego pola magnetycznego.

Wykres 4.18 przedstawia rozkład wielkości rajskich ogrodów X występujących pomiędzy górnymi (4.18a) lub dolnymi (4.18b) gałęziami pierwszej i drugiej pętli histerezy, a także pomiędzy gałęziami górnymi (4.18c) lub dolnymi (4.18d) drugiego i trzeciego przejścia. Wykresy przedstawiają wyniki dla przypadku z brakiem wstępnej relaksacji (szary histogram) oraz dla sytuacji w której układy przeszły przez etap relaksacji w nieobecności zewnętrznego pola (czarny histogram).

Na wykresie 4.18a należy zwrócić uwagę, że im większy rozmiar rajskiego ogrodu dla drutów X (S_{GoEX}), tym częściej taki ogród występuje. W sytuacji ze wstępną relaksacją układów rajskie ogrody X dla pierwszej i drugiej gałęzi górnej obejmujące wszystkie druty równoległe (druty X) do zewnętrznego pola stanowią ponad 10% wszystkich układów. W przypadku braku wstępnej relaksacji, układy takie stanowią nawet ponad 15% rozważanej statystyki.

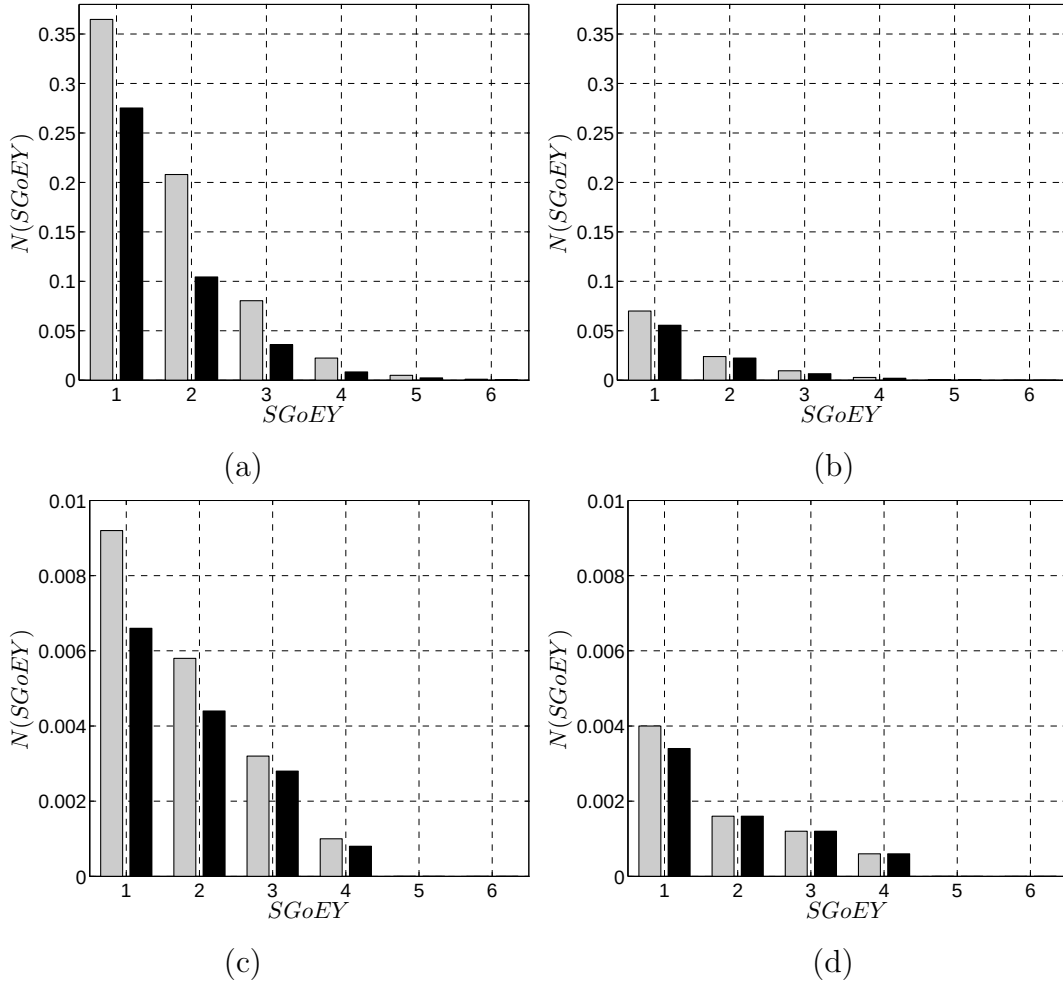
Pomimo że zjawisko występowania coraz to większej liczby układów dla coraz to większych rozmiarów rajskich ogrodów X jest najlepiej widoczne dla górnych gałęzi pierwszej i drugiej pętli histerezy, to jednak dla pozostałych wykresów (4.18b, 4.18c, 4.18d) zauważalna jest również zależność, że najwięcej występuje rajskich ogrodów X obejmujących wszystkie druty równoległe do pola.



Rysunek 4.18: Rozkłady wielkości rajszych ogrodów X dla przypadku braku wstępnej relaksacji (szare histogramy) oraz ze wstępną relaksacją (czarne histogramy) dla gałęzi (a) górnej I i II [12], (b) dolnej I i II, (c) górnej II i III oraz (d) dolnej II i III pętli histerezy. Układy składały się z $N_x = 7$ drutach równoległych oraz $N_y = 9$ drutach prostopadłych do zewnętrznego pola..

Z analizy wykresów 4.18 dla przypadku ze wstępną relaksacją wynika, że najwięcej (30%) rajszych ogrodów X występowało pomiędzy pierwszym i drugim przejściem górnej pętli histerezy, mniej (około 10%) było ich dla porównania pierwszej i drugiej gałęzi dolnej, jeszcze mniej (około 1.5%) dla drugiej i trzeciej gałęzi górnej, a najmniej (mniej niż 1%) dla drugiego i trzeciego przejścia gałęzi dolnej pętli histerezy. Taka tendencja jest widoczna dla wszystkich proporcji liczby drutów X do Y w układzie na wykresie 4.14b. Należy zauważyć, że przy uwzględnieniu analizy wykonanej dla wykresu 4.14b, te sumaryczne około 10% procent układów, które wykazywały rajske ogrody w trakcie pierwszego i drugiego przejścia dolnej gałęzi pętli histerezy to około 1/3 spośród tych układów, które wykazywały rajske ogrody dla pierwszej i drugiej gałęzi górnej.

Co więcej, około 1/20 z układów charakteryzujących się rajskimi układami pomiędzy pierwszą i drugą gałęzią górną wykazuje też rajskie ogrody pomiędzy drugą a trzecią gałęzią górną, a około 1/30 z nich wykazuje różnice również pomiędzy drugą a trzecią gałęzią dolną. Analogiczna sytuacja występuje dla przypadku układów, którym nie pozwolono na wstępną relaksację.



Rysunek 4.19: Rozkłady wielkości rajskich ogrodów Y dla przypadku braku wstępnej relaksacji (szare histogramy) oraz ze wstępną relaksacją (czarne histogramy) dla gałęzi (a) górnej I i II [12], (b) dolnej I i II, (c) górnej II i III oraz (d) dolnej II i III pętli histerezy. Układy składały się z $N_x = 7$ drutach równoległych oraz $N_y = 9$ drutach prostopadłych do zewnętrznego pola.

Wykres 4.19 przedstawia rozkłady wielkości rajskich ogrodów dla drutów Y w przypadku braku wstępnej relaksacji (szare histogramy) oraz po przejściu układów relaksacji w nieobecności zewnętrznego pola magnetycznego (czarne histogramy) dla pierwszej i drugiej gałęzi górnej (4.19a), pierwszej i drugiej gałęzi dolnej (4.19b), drugiej i trzeciej gałęzi górnej (4.19c), oraz drugiej i trzeciej gałęzi dolnej (4.19d) pętli histerezy.

Na wykresach 4.19 można zauważyć, że im mniejsza wielkość ogrodu dla drutów prostopadłych (S_{GoEY}), tym częściej takie ogrody występują. Najwięcej układów z rajskimi ogrodami Y występuje pomiędzy pierwszą i drugą gałęzią górną pętli histerezy. Trzeba zwrócić uwagę, że dla tego porównania dla układów ze wstępną relaksacją (na wykresie 4.19a) stosunkowo dużo jest przypadków (ponad 25% wszystkich układów ze statystyki) kiedy występuje rajski ogród Y o wielkości zaledwie jednego z drutu. Rzadziej zdarzają się sytuacje, gdy takie różnice występują w układzie dla dwóch (około 10% układów) czy trzech drutów (około 4% układów) drutów Y , a większe ogrody niż obejmujące 6 drutów prostopadłych do kierunku pola zewnętrznego praktycznie nie występują.

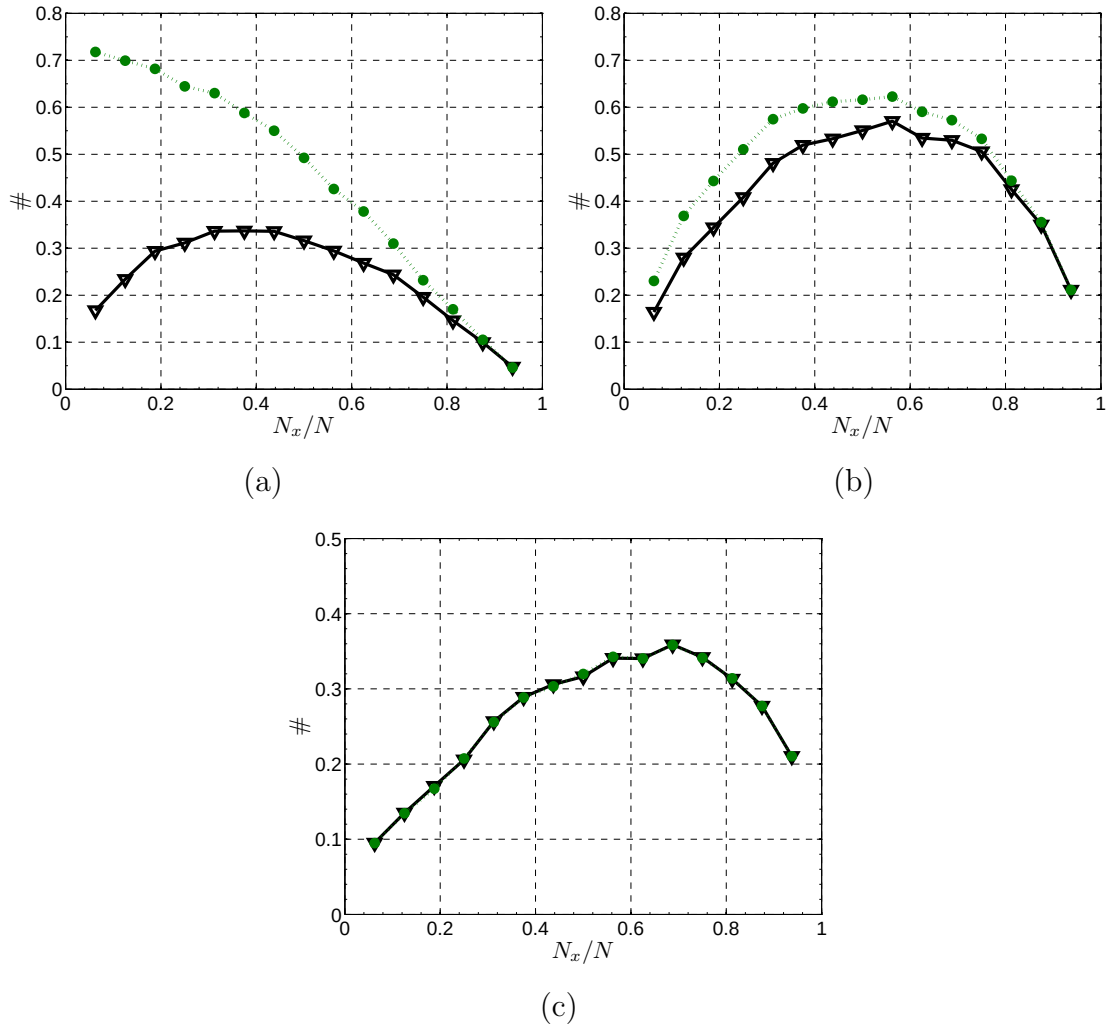
Rajskie ogrody dla drutów prostopadłych do zewnętrznego pola magnetycznego w układach ze wstępną relaksacją występują dla pierwszej i drugiej gałęzi górnej w ponad 40% układów, dla pierwszej i drugiej gałęzi dolnej w około 10% układów, podczas gdy dla drugiej i trzeciej pętli górnej już tylko w zaledwie około 1.7% i w mniej niż 1% układów dla drugiej i trzeciej dolnej pętli histerezy. Inaczej mówiąc, prawie wszystkie układy już po przejściu drugiej pętli histerezy zaczynają zachowywać się powtarzalnie przy badaniu kolejnych pętli.

4.3.4 Liczba układów z przemagnesowującymi się drutami Y

Wykres 4.20 przedstawia procentową liczbę układów, w których druty prostopadłe do zewnętrznego pola magnetycznego przemagnesowały się: przed rozpoczęciem badania pętli histerezy (przy maksymalnej wartości pola zewnętrznego H_m , etap 3 na rys. 4.2, wykres 4.20a), w trakcie choć jednej z trzech pierwszych pętli histerezy (wykres 4.20b) oraz w każdej z trzech pętli histerezy (wykres 4.20c) w funkcji procentowej zawartości w układzie drutów równoległych do pola H . Rozważone zostały przypadki braku oraz możliwej wstępnej relaksacji układów w nieobecności pola magnetycznego.

Na wykresie 4.20a zauważamy, że możliwość wstępnej relaksacji zmniejsza liczbę układów, w których nastąpiło przemagnesowanie choć jednego drutu Y przed rozpoczęciem badania pętli histerezy a po umieszczeniu układu w maksymalnym polu zewnętrznym. Różnica ta jest szczególnie widoczna dla dużej liczby drutów prostopadłych do pola. Najwięcej układów (rozważając przypadek ze wstępną relaksacją), w których wystąpiły przemagnesowania drutów Y w maksymalnym polu, otrzymujemy dla porównywalnej liczby drutów X i Y w układzie.

Wykres 4.20b pokazuje, że wstępna relaksacja redukuje liczbę układów, w których następuje przemagnesowanie drutów Y w trakcie badania trzech pierwszych pętli histerezy. Różnica pomiędzy przedstawionymi przypadkami wynosi jednak maksymalnie około 10% i przejawia się głównie dla układów z małą zawartością drutów X . Po-



Rysunek 4.20: Średnia liczba układów, w których druty Y przemagnesowywały się (a) na początku (po przyłożeniu maksymalnego pola zewnętrznego H_m) [12], (b) w trakcie badania trzech pierwszych pętli histerezy [12] oraz (c) stabilnie (w każdej z pętli) w funkcji procentowej zawartości drutów równoległych do pola w układzie dla przypadku braku wstępnej relaksacji (zielone kropki i przerywana linia) oraz ze wstępną relaksacją (czarne trójkąty i ciągła linia).

nadto zauważamy, że najczęściej układów, w których w badaniu ich zachowania się w zmiennym polu magnetycznym otrzymujemy przemagnesowywanie się drutów Y -owych występuje dla układów o porównywalnej liczbie drutów X i Y .

Średnia liczba układów, w których choć jeden drut Y przemagnesowuje się stabilnie, czyli następuje jego przemagnesowanie zarówno w drugiej jak i w trzeciej pętli histerezy na obydwu gałęziach przedstawiona na wykresie 4.20c nie zmienia się wskutek wstępnej relaksacji. Takie stabilne zachowanie się drutu Y -owego oznacza, że drut ten będzie się przemagnesowywał tak samo przy każdym kolejnym przejściu pętli histerezy,

czyli wtedy gdy układ osiągnie stan powtarzalny w obecności pola magnetycznego. W rozważonej statystyce otrzymaliśmy maksymalnie około 35% układów, w których choć jeden drut Y przemagnesowuje się na każdej z gałęzi kolejnych pętli histerezy. Maksimum to występuje dla układów o lekkiej przewodze drutów X -owych nad Y -owymi. Jednakże dla wartości skrajnych N_x/N otrzymujemy najmniejsze liczby układów z tak zachowującymi się drutami Y .

4.3.5 Rozkłady liczby przemagnesowujących się drutów Y

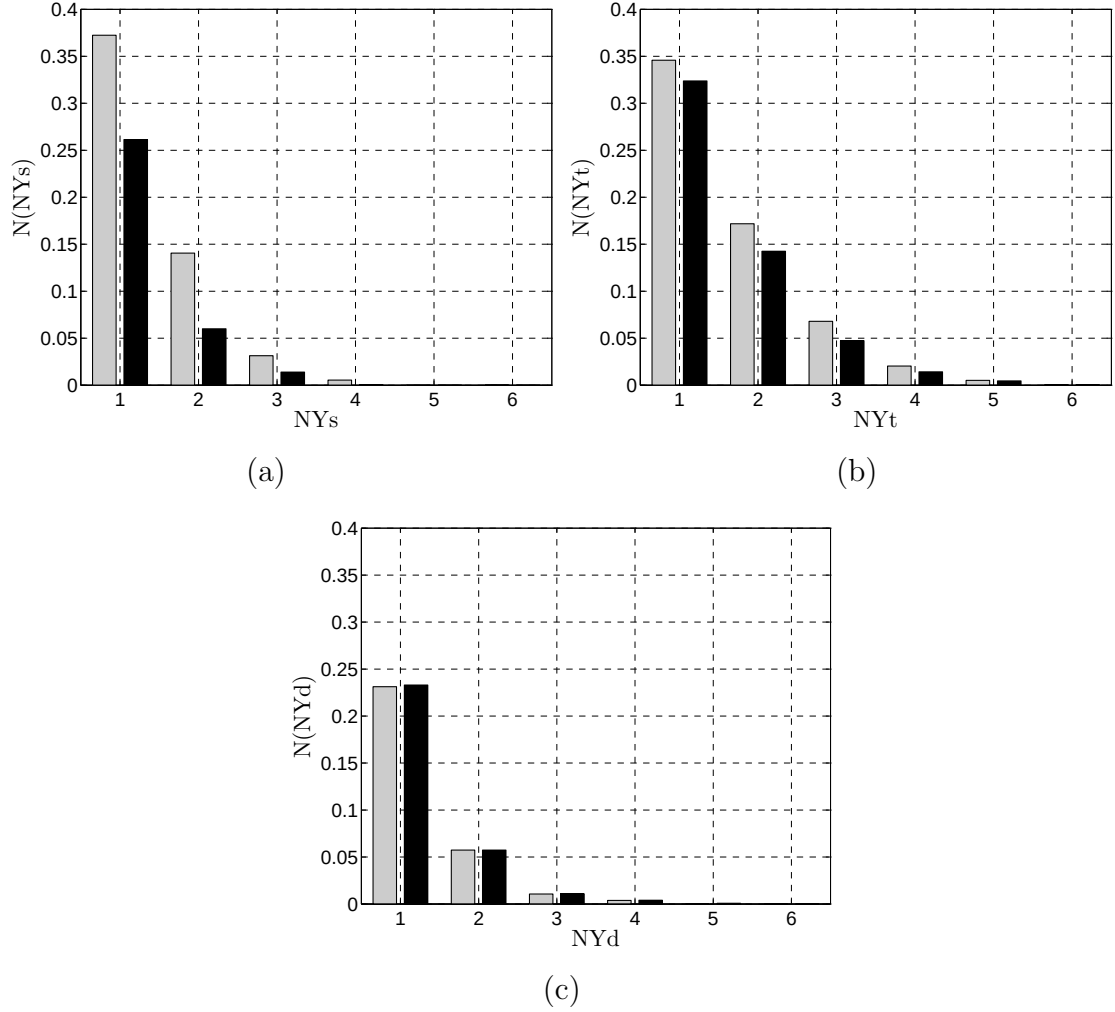
Wykresy 4.21 przedstawiają rozkłady liczby przemagnesowujących się drutów Y dla układów składających się z $N = 16$ drutów, w tym z $N_x = 7$ drutów równoległych do zewnętrznego pola magnetycznego.

Wykres 4.21 przedstawia rozkład liczby drutów Y przemagnesowujących się: tuż po przyłożeniu maksymalnego pola zewnętrznego, a przed rozpoczęciem badania zachowania się układów w zmiennym polu magnetycznym (4.21a, etap 3 na rys.4.2), w trakcie badania trzech pętli histerezy (4.21b), oraz stabilnie (4.21c).

Z otrzymanych wyników (wykres 4.21a) wnioskujemy, że jeżeli układy nie miały możliwości wstępnej relaksacji, to po przyłożeniu maksymalnego zewnętrznego pola magnetycznego H_m dla większej liczby układów następowały przemagnesowania choć jednego drutu Y niż to miało miejsce w przypadku z możliwą relaksacją. Należy zwrócić uwagę, że w największej liczbie układów przemagnesowuje się tylko pojedynczy drut (około 37% dla przypadku braku wstępnej relaksacji lub 26% w przypadku zachodzenia relaksacji). Układów z przemagnesowującymi się dwoma drutami otrzymujemy zaledwie kilka (lub kilkanaście procent) zależnie od możliwości zrelaksowania (lub nie) układu w zerowym polu magnetycznym.

Również rozkład liczby przemagnesowujących się drutów Y w trakcie badania trzech pierwszych pętli histerezy (wykres 4.21b) wykazuje, że najczęściej przemagnesował się tylko jeden drut Y (w ponad 30% przypadków), podczas gdy sytuacji przemagnesowywania się dwóch drutów było o połowę mniej.

Wykres 4.21c stanowi szczególny przypadek wyników zaprezentowanych na wykresie 4.21b. Przedstawia on rozkład liczby drutów Y przemagnesowujących się stabilnie po przejściu trzech pętli histerezy. Oznacza to, że takie druty przemagnesowywały się zarówno w drugiej jak i trzeciej pętli histerezy, a więc były to druty, które przy kolejnych pełnych przejściach pętli histerezy przemagnesowywałyby się również przy tych samych wartościach pola magnetycznego co w trzeciej pętli histerezy. Z wykresu 4.21c wnioskujemy, że wstępna relaksacja nie miała w tym wypadku praktycznie żadnego wpływu. Pokazuje on ponadto, że w ponad 30% układów występowało stabilne przemagnesowywanie się choć jednego z drutów Y . Najczęściej sytuacja stabilnego



Rysunek 4.21: Rozkłady liczby drutów Y przemagnesowujących się (a) na początku (po przyłożeniu maksymalnego pola zewnętrznego H_m), (b) w trakcie badania trzech pierwszych pętli histerezy oraz (c) stabilnie (w każdej z pętli) dla przypadku braku wstępnej relaksacji (szare histogramy) oraz ze wstępną relaksacją (czarne histogramy). Układy składały się z $N_x = 7$ drutów równoległych oraz $N_y = 9$ drutów prostopadłych do zewnętrznego pola.

przemagnesowywania dotyczyła jednak pojedynczego drutu i występowała w prawie 1/4 rozważanych układów.

Wnioski

Dla układów zawierających druty równoległe i prostopadłe do kierunku zewnętrznego pola magnetycznego mówimy o powstawaniu rajskich ogrodów. Nazwa oznacza stan układu, który może wystąpić jedynie jako konfiguracja początkowa. Dalsza ewolucja układu w obecności pola magnetycznego powoduje, że powrót do stanu wyj-

ściowego nie jest możliwy poprzez normalną dynamikę układu. Rajskie ogrody we wszystkich układach z rozważanej statystyki zanikają po przejściu trzech pętli histerezy, co powoduje, że przy kolejnych przejściach układy zachowywać się będą tak jak to ma miejsce w trzecim przebiegu zmian wartości pola zewnętrznego. Największa liczba rajskich ogrodów zarówno dla drutów X jak i Y występuje dla gałęzi górnych pierwszej i drugiej pętli histerezy i wraz z kolejnymi przejściami (I i II gałęzi dolnej, następnie II i III gałęzi górnej, a na końcu II i III gałęzi dolnej) liczba ta maleje. Ogrody rajskie dla drutów X wykazują tę cechę, że jeżeli nie zaobserwujemy różnic pomiędzy I i II gałęzią górną pętli histerezy, to nie obserwujemy już różnic pomiędzy kolejnymi gałęziami. Cecha ta nie charakteryzuje ogrodów Y . Najwięcej rajskich ogrodów zarówno X jak i Y (w przypadku ze wstępną relaksacją) otrzymujemy dla porównywalnej liczby tych drutów w układzie.

Ponadto wyciągamy wnioski, że rozkłady wielkości rajskich ogrodów dla drutów X oraz Y mają odmienny charakter. Dla ogrodów X wraz ze wzrostem wielkości ogrodu rośnie liczba układów, w których wystąpiły różnice pomiędzy gałęziami górnymi lub dolnymi kolejnych pętli histerezy. Dla ogrodów Y natomiast im większy rozmiar ogrodu tym mniej jest układów, w których takie różnice można było zaobserwować. Wstępna relaksacja zmniejsza liczbę występujących rajskich ogrodów X i Y .

W układach rozróżniamy możliwości przemagnesowywania się drutów Y przed rozpoczęciem badania pętli histerezy a po umieszczeniu układu w maksymalnym polu zewnętrznym, lub w trakcie badania pierwszych trzech pętli histerezy. W obydwu przypadkach najwięcej układów, w których następowały przemagnesowania, obserwowanych było dla układów o zbliżonej liczbie drutów X i Y (w przypadku ze wstępną relaksacją). Dla pierwszego z tych przypadków obserwowane było maksimum dla niewielkiej przewagi drutów Y w układzie, podobnie jak to miało miejsce dla liczby układów w ogrodach Y . Podobny charakter wykresów 4.17 i 4.20a świadczy o tym, że część z ogrodów Y wynika z przemagnesowania się drutów Y już w maksymalnym polu zewnętrznym H_m . Ponadto zaobserwowano, że jeżeliby rozróżnić w ilu układach druty Y przemagnesowują się stabilnie, czyli robią to dla każdej z gałęzi kolejnych pętli histerezy, to otrzymujemy takie przemagnesowania najczęściej również dla porównywalnej liczby drutów X i Y w układzie (z pewną przewagą drutów X). Rozkłady liczby przemagnesowujących się drutów Y pokazały, że przemagnesowania te dotyczą jednak najczęściej tylko pojedynczych drutów Y .

4.4 Rozprzestrzenianie się uszkodzeń

Istotnym zagadnieniem w dziedzinie zapisu i przechowywania informacji przy użyciu urządzeń opartych o materiały magnetyczne jest zagadnienie trwałości zapisanych danych. Pytanie czy raz zapisane dane mogą przez działanie czynników zewnętrznych zostać przypadkowo zmienione stanowi kluczowy problem do rozwiązania przy poszukiwaniu nowych materiałów i struktur służących do przechowywania informacji. Punkty 4.4.3 i 4.4.4 przedstawiają próbę odpowiedzi na pytanie czy wraz ze wzrostem wielkości układu, a dokładnie – ze wzrostem liczby drutów w układzie, wprowadzone celowo uszkodzenie w układach składających się z drutów X i Y ma możliwość rozprzestrzenienia się na cały system.

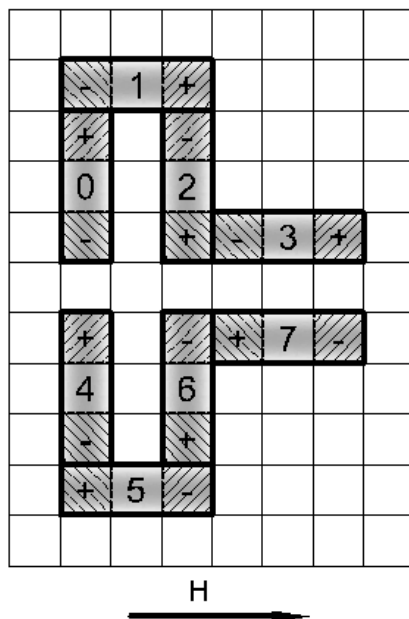
4.4.1 Badane struktury przestrzenne

Aby zbadać zależność rozprzestrzeniania się uszkodzeń od wielkości układu rozumianej jako liczba drutów w układzie, wykonano obliczenia dla struktur regularnych.

Jako układ bazowy do porównywania z większymi układami przyjęto układ składający się z komórki bazowej, czyli pojedynczej komórki elementarnej (określonej struktury przestrzennej składającej się z ośmiu drutów) wraz z nadanymi wartościami pola włączeniowego poszczególnych drutów. Układ taki został przedstawiony na rysunku 4.22.

W pracy rozważono dwa typy rozszerzania układu bazowego – w kierunku osi OX , dla którego układy nazwano układami typu A, oraz w kierunku osi OY , dla którego otrzymano układy typu B. Różnice konfiguracji przestrzennej pomiędzy układami typu A oraz B zostały przedstawione dla układów składających się z 16 drutów na rysunku 4.23. Kolejne (większe) układy do porównania powstawały przez rozszerzenie mniejszego układu o określoną liczbę komórek elementarnych. Oznacza to, że na przykład układ składający się z 32 drutów został utworzony z układu z 16 drutami przez dodanie dwóch komórek elementarnych przy jednoczesnym nadaniu dodatkowym drutom wartości pól włączeniowych.

Wyniki symulacji zachowania układów w trakcie badania trzech pierwszych pętli histerezy otrzymano dla układów zawierających 8, 16, 32 oraz 64 druty. Pola włączeniowe drutów stanowiących komórkę bazową w porównywanych ze sobą układach różnej wielkości były takie same. To znaczy, że gdy porównywany był na przykład układ o numerze jeden składający się z ośmiu drutów z układem o numerze jeden składającym się z szesnastu drutów, to pola włączeniowe drutów od numeru 0 do 7 w układzie drugim (większym) były identyczne jak w pierwszym (mniejszym) układzie. Układy brane do statystyki różniły się między sobą jedynie polami włączeniowymi poszczególnych



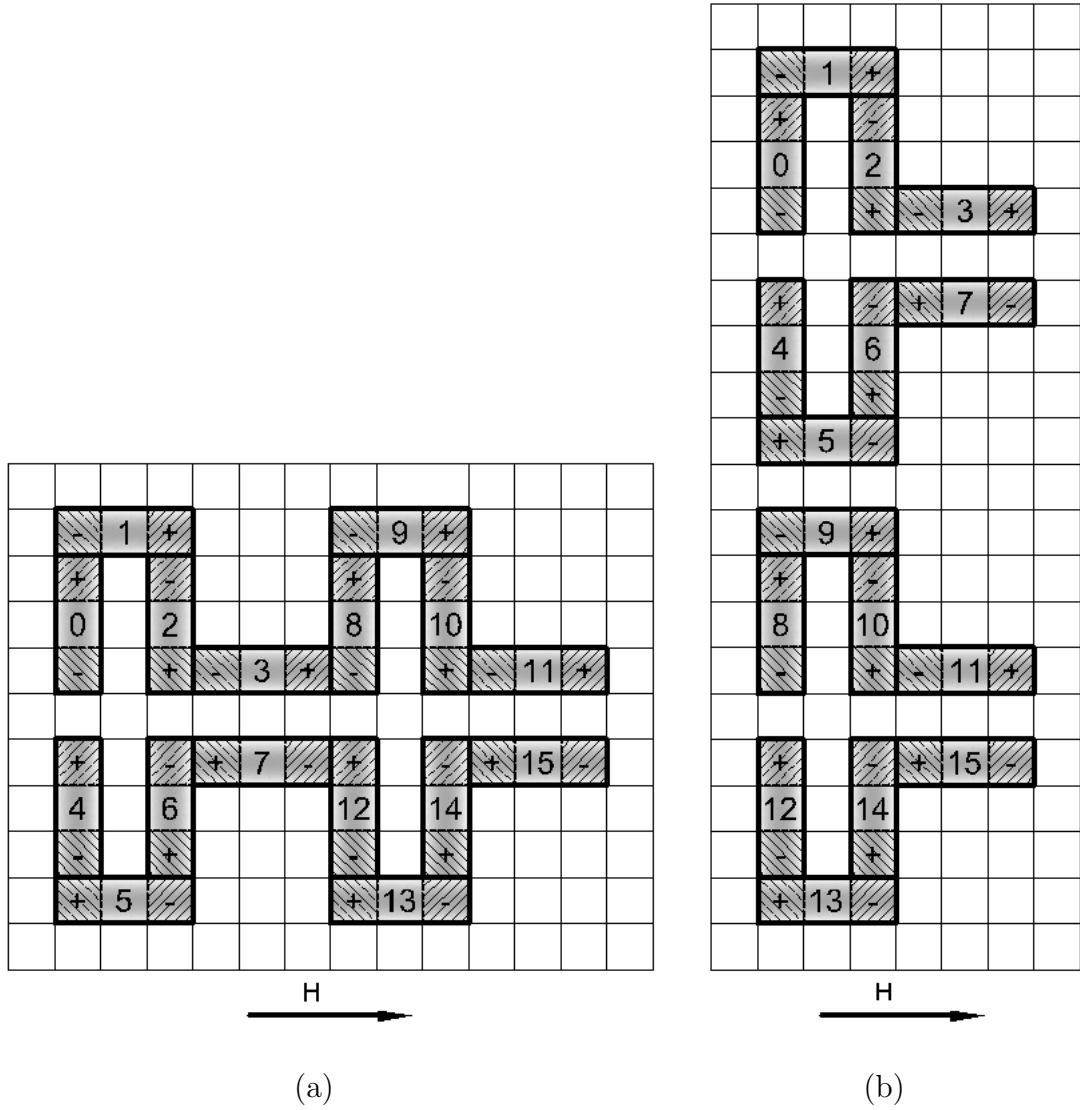
Rysunek 4.22: Układ bazowy (bez wprowadzonego uszkodzenia) składający się z jednej komórki elementarnej, stanowiący komórkę bazową dla większych układów, z oznaczeniem numeracji drutów od 0 do 7.

drutów.

Wprowadzenie uszkodzenia w układach następowało poprzez zmianę zwrotu namagnesowania pojedynczego drutu w obrębie komórki bazowej. Uszkodzenia początkowe (sztucznie wprowadzone) nie miały charakteru stałego i mogły zanikać w trakcie badania zachowania układów w zmiennym polu magnetycznym. Wykonane zostały symulacje dla układu bazowego jak i większych układów w przypadku gdy uszkadzamy pojedynczo druty o numerach od 0 do 7.

Obliczenia wykonane zostały dla układów drutów, dla których wartości pola włączeniowego pojedynczych drutów rozlosowano z rozkładu normalnego o średniej $H_s = 710$ Oe oraz o odchyleniu standardowym pola włączeniowego równym $u(H_s) = 5$ Oe oraz $u(H_s) = 105$ Oe. Uwzględniony został również wpływ wstępnej relaksacji w nieobecności zewnętrznego pola magnetycznego na ewolucję całego układu. Wyniki zostały otrzymane dla statystyki 10^2 układów.

Opis rozprzestrzeniania się uszkodzeń został oparty o interpretację odległości Hamminga $D(t)$ (wzór (2.43)) oraz znormalizowanej odległości Hamminga $D(t)/N$ (wzór (2.44)) dla układów nieuszkodzonych U oraz uszkodzonych U' . Odległości Hamminga zostały osobno wyznaczone dla drutów X ($D_x(t)$), a osobno dla drutów Y ($D_y(t)$). Niektóre wyniki odnoszą się jednak również do sumarycznej odległości Hamminga, wtedy



Rysunek 4.23: Różnica konfiguracji przestrzennej dla układów : (a) typu A oraz (b) typu B dla układów składających się z 16 drutów wraz z wprowadzeniem numeracji drutów.

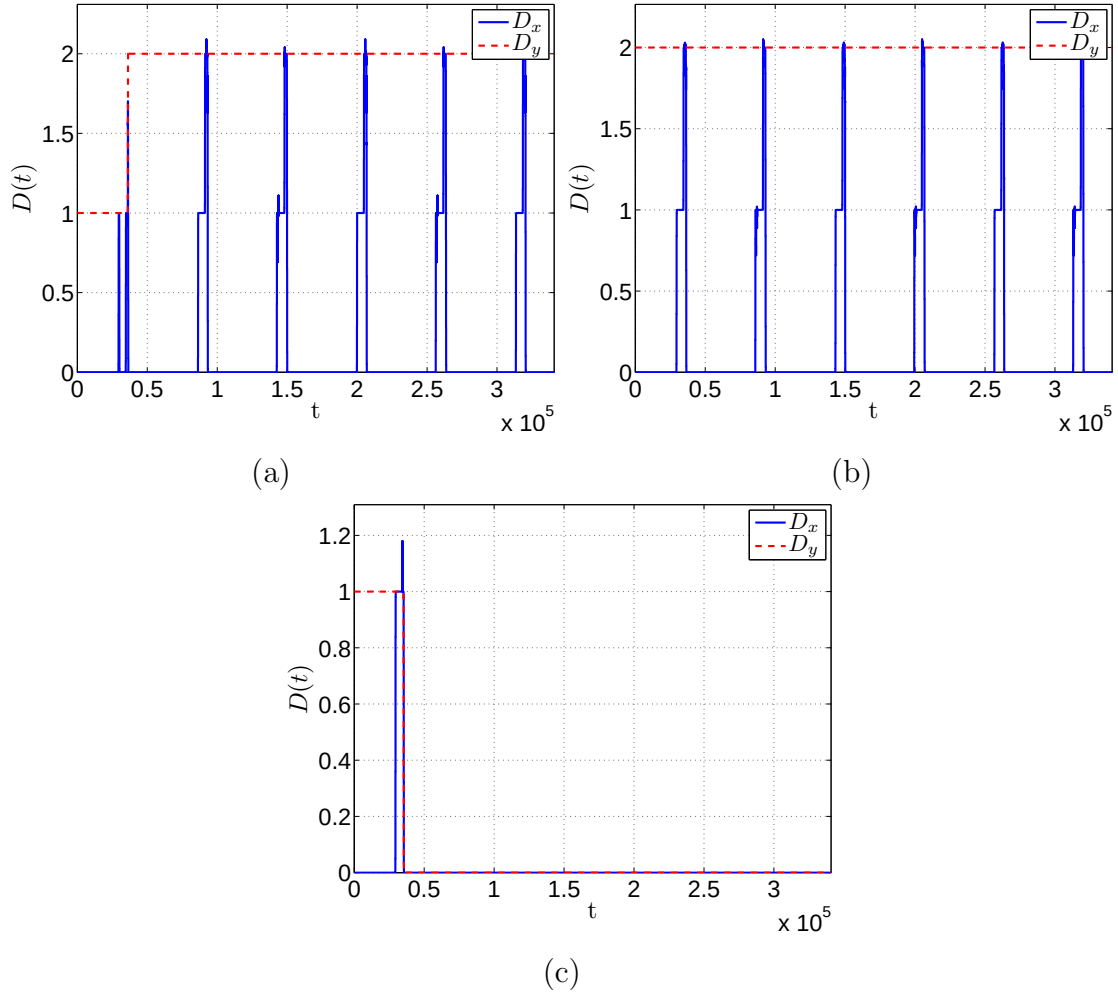
używane jest oznaczenie $D(t) = D_x(t) + D_y(t)$. Kolejne kroki czasowe w przedstawionych wynikach symulacji odpowiadają kolejnym zmianom wartości pola zewnętrznego o $\Delta H = 0.1$ Oe.

4.4.2 Analiza uszkodzeń w układzie bazowym

Układy drutów o $u(H_s) = 5$ Oe

Na wykresie 4.24 pokazano otrzymane wartości odległości Hamminga w zależności od czasu dla drutów X i Y dla układu bazowego, w sytuacji gdy układy nie miały możliwości wstępnej relaksacji. Odchylenie standardowe pola włączeniowego drutów było

równe $u(H_s) = 5$ Oe, a uszkodzenie początkowe stanowił drut nr.0 (wykres 4.24a), nr.4 (wykres 4.24b) lub nr.6 (wykres 4.24c). Pojawiające się na wykresie 4.24 piki dla



Rysunek 4.24: Średnia odległość Hamminga w funkcji czasu liczona dla drutów X i Y dla układu bazowego, gdzie odchylenie standardowe pola włączeniowego drutów wynosiło $u(H_s) = 5$ Oe, układy nie miały możliwości wstępnej relaksacji w nieobecności pola zewnętrznego, a uszkodzony został drut nr: 0 (a), 4 (b), 6 (c).

drutów X są związane z kolejnymi przejściami pętli histerezy. Oznacza to, że pierwszy pik odpowiada zachowaniu układu w trakcie przejścia gałęzi górnej pierwszej pętli histerezy, drugi w trakcie gałęzi dolnej, trzeci - gałęzi górnej drugiej pętli histerezy itd.

Zauważamy, że na wykresie 4.24a dla drutów X pierwszy i trzeci pik się różnią, natomiast piąty wygląda identycznie jak trzeci, a czwarty i szósty identycznie jak drugi.

Fakt różnicy pomiędzy wyglądem pików pierwszego, trzeciego i piątego oraz drugiego, czwartego i szóstego jest związany z występowaniem rajskich ogrodów i dochodzeniem układu do stanu powtarzalnego w obecności pola zewnętrznego po przejściu dwóch lub czasami trzech pętli histerezy. Jeżeli by prowadzić symulacje dalej i obser-

wować kolejne przejścia pętli histerezy, to kolejne pojawiające się piki na wykresach 4.24a i 4.24b, byłyby identyczne jak ich piąty i szósty pik, czyli możemy mówić o określoności odległości Hamminga dla drutów X . Fakt różnicy pomiędzy wyglądem pików pierwszego i drugiego, trzeciego i czwartego oraz piątego i szóstego jest związany z występowaniem asymetrii pętli histerezy dla układów składających się z drutów mających kierunek osi OX jak i drutów będących równoległymi do osi OY .

Brak pików na wykresie odległości Hamminga w funkcji czasu dla drutów Y ($D_y(t)$) oraz otrzymane wartości całkowite tej odległości sugerują, że we wszystkich układach w rozważanej statystyce pojawiały się uszkodzenia obejmujące tę samą liczbę drutów, co więcej dokładnie te same druty.

Na wykresie 4.24a (dla przypadku z uszkodzonym drutem o numerze 0) obserwujemy, że początkowo uszkodzenie dla drutów Y obejmuje pojedynczy drut a dopiero w trakcie ewolucji układu w zewnętrznym polu magnetycznym (dla gałęzi górnej pierwszej pętli histerezy) uszkodzenie pierwotne przenoszone jest na dodatkowy drut Y , co powoduje zwiększenie wartości odległości Hamminga $D_y(t)$. Po głębszej analizie stanów układów stwierdzono, że uszkodzenie początkowe na drucie nr.0 nie zanikało w trakcie badania trzech pętli histerezy. Dodatkowo powodowało we wszystkich układach z rozważanej statystyki zmianę zwrotu namagnesowania drutu o numerze 2 na gałęzi górnej pierwszej pętli histerezy i utrzymanie takiego zwrotu w dalszym badaniu zachowania układu w polu magnetycznym.

Dla przypadku z uszkodzonym drutem nr. 4 (wykres 4.24b), uszkodzenie z tego drutu rozchodziło się na dodatkowy drut (drut nr.6) już w trakcie umieszczenia układu w maksymalnym polu zewnętrznym. Następnie uszkodzenia na tych drutach pozostawały niezmiennie.

Wykres 4.24c przedstawia wartość odległości Hamminga w przypadku, gdy początkowe uszkodzenie w układzie stanowi drut nr.6. Zauważamy, że na wykresie tym pojawia się tylko jeden pik dla drutów X , odpowiadający uszkodzeniom drutów X na gałęzi górnej pierwszej pętli histerezy. Początkowo wprowadzone uszkodzenie na drucie Y -owym (drucie nr.6) przy pewnej wartości pola zewnętrznego powoduje przeniesienie uszkodzenia na drut X -owy. Następnie utrzymuje się uszkodzenie na drucie Y -owym i X -owym, a w niektórych układach ze statystyki uszkodzony zostaje jeszcze dodatkowy drut X -owy. Gdy nadal obniżamy wartość pola zewnętrznego to dochodzimy do pewnej wartości (nieznacznie innej dla każdego z układów ze statystyki) przy której uszkodzenie na drutach X -owych zanika, co pociąga za sobą również zanik uszkodzenia dla drutu Y -owego. W sytuacji, gdy nie obserwujemy żadnego uszkodzenia na drucie Y -owym, to cały układ w trakcie dalszych zmian pola magnetycznego ewoluuje już tak samo jak układ nieuszkodzony.

Możliwość relaksacji w nieobecności pola magnetycznego tuż po wytworzeniu układu nie wpływała na zanik uszkodzenia dla drutów Y -owych w przypadkach gdy uszkodzenie początkowe stanowił drut nr. 0 lub 4, a więc nie wpływała również na liczbę uszkodzonych drutów X -owych. Wstępna relaksacja miała wpływ jedynie w sytuacji, gdy uszkodzonym drutem był drut o numerze 6. W tej sytuacji po relaksacji uszkodzenie wprowadzone dla tego drutu Y zanikało, co powodowało, że układ uszkodzony już po etapie wstępnej relaksacji ewoluował identycznie jak układ nieuszkodzony, a więc odległość Hamminga pozostawała w dalszym badaniu równa zero.

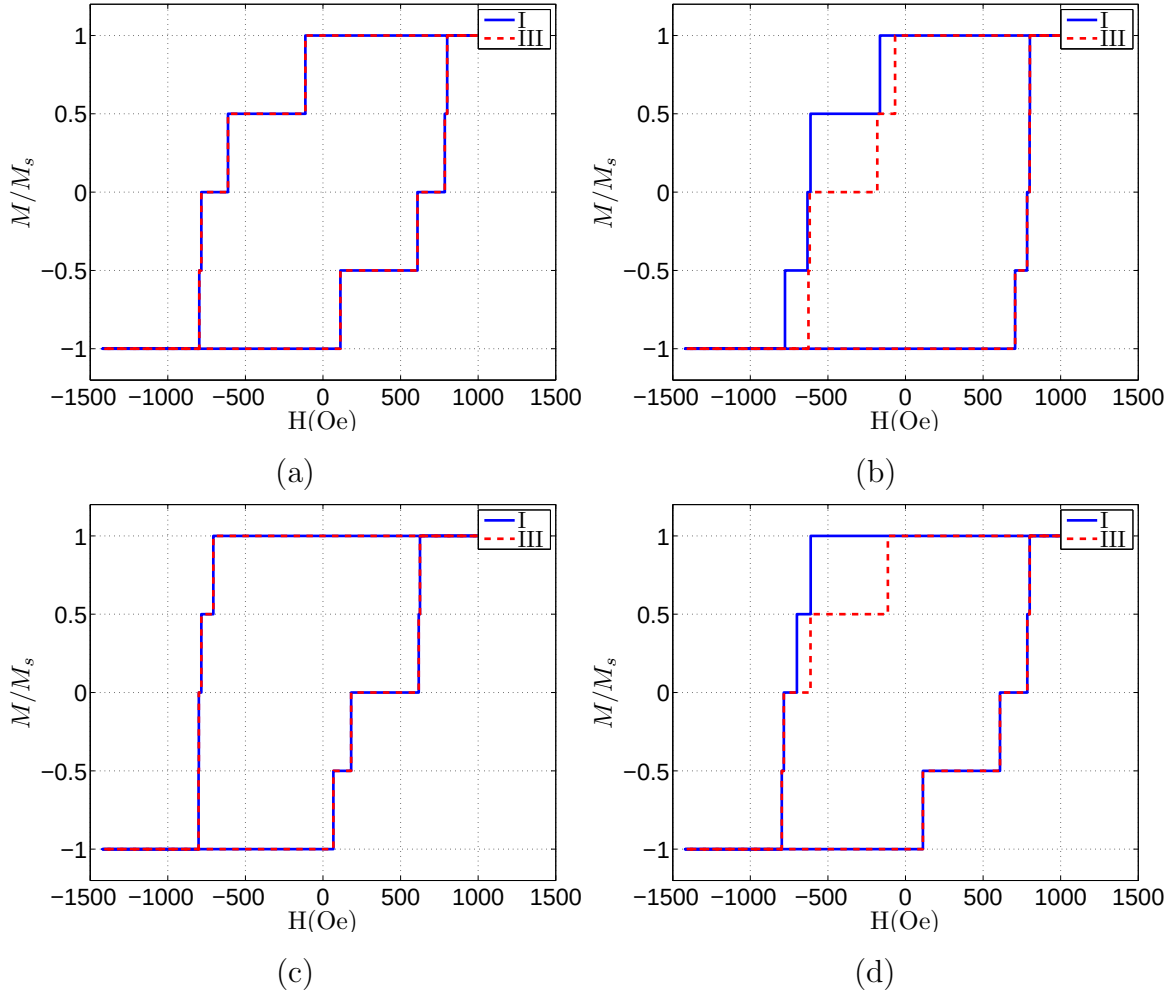
Wykres odległości Hamminga dla przypadku z uszkodzonym drutem Y -owym o numerze 2 nie został przedstawiony, gdyż uszkodzenie to zanikało we wszystkich układach z rozważanej statystyki już w trakcie umieszczenia układu w maksymalnym polu zewnętrznym.

W sytuacji, gdy pola włączeniowe drutów charakteryzowały się niewielkim rozrzutem ($u(H_s) = 5$ Oe), wprowadzenie uszkodzenia dla jakiegokolwiek drutu X (druty nr: 1, 3, 5, 7) nie wywoływało rozprzestrzeniania się uszkodzeń. Uszkodzenia początkowe wprowadzane dla tych drutów mogłyby jedynie rozprzestrzenić się w trakcie wstępnej relaksacji poprzez zmianę stanu któregoś z drutów Y . W następnym kroku, gdy układy były umieszczane w maksymalnym polu zewnętrznym (polu nasycenia) początkowe uszkodzenia na drutach X były usuwane przez pole, a więc nie mogły więcej wywoływać innej ewolucji układu uszkodzonego U' w polu magnetycznym niż ewolucja układu nieuszkodzonego U .

Pojawianie się cyklicznie niezerowej odległości Hamminga dla drutów X jest uwarunkowane niezerową odległością Hamminga dla drutów Y . Jeżeli w trakcie ewolucji czasowej układu (ewolucji w zmiennym polu magnetycznym) choć jeden z drutów Y w układzie uszkodzonym U' ma inną orientację przestrzenną niż jego odpowiednik w układzie nie uszkodzonym U , to uszkodzenie widoczne na drutach X (czyli widoczne również na pętli histerezy) może przy odpowiednich warunkach zewnętrznych narastać lub zmniejszać się.

Wykres 4.25 przedstawia porównanie pierwszej i trzeciej pętli histerezy dla układu bazowego bez uszkodzenia (wykres 4.25a) oraz układów z uszkodzonym drutem: nr.0 (wykres 4.25b), nr.4 (wykres 4.25c), nr.6 (wykres 4.25d) w sytuacji gdy układy nie miały możliwości wstępnej relaksacji, a odchylenie standardowe pola włączeniowego drutów było równe $u(H_s) = 5$ Oe.

Jak widzimy na wykresach 4.25b oraz 4.25d, pierwsza i trzecia pętla histerezy mają inny przebieg. Różnica pojawia się jedynie dla gałęzi górnych tych pętli, co jest związane ze zmianą zwrotu namagnesowania drutów Y -owych jedynie na górnej gałęzi pierwszej pętli histerezy. Na wykresach 4.25a oraz 4.25c nie obserwujemy różnic,

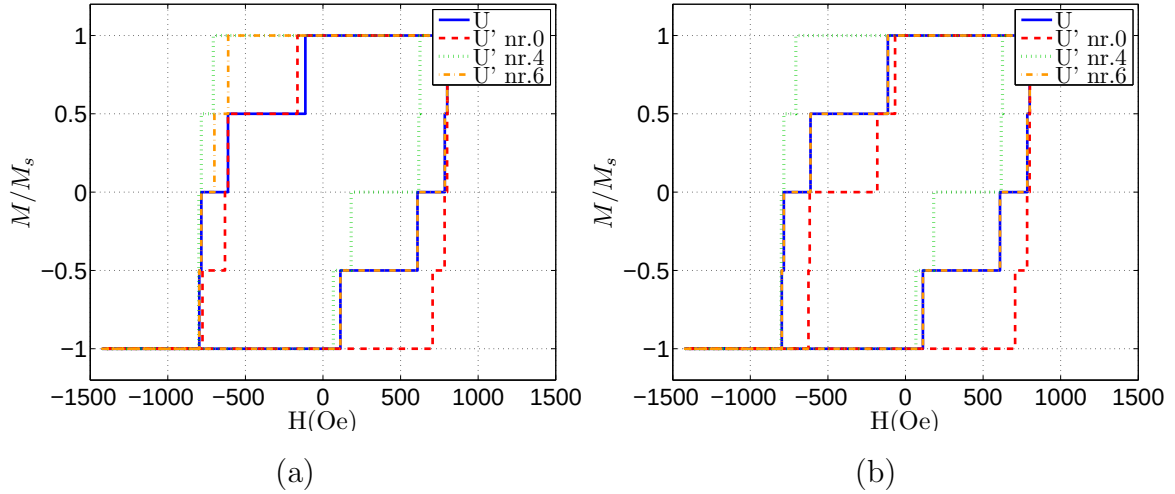


Rysunek 4.25: Porównanie pierwszej i trzeciej pętli histerezy dla układu bazowego nie-uszkodzonego (a), z uszkodzonym drutem nr.0 (b), nr.4 (c), nr.6 (d), gdzie odchylenie standardowe pola włączeniowego drutów wynosiło $u(H_s) = 5$ Oe, a układy nie miały możliwości wstępnej relaksacji w nieobecności pola zewnętrznego.

gdyż dla układów bez uszkodzenia oraz z uszkodzeniem początkowym na drucie nr.4 w trakcie badania pętli histerezy nie obserwujemy żadnych zmian namagnesowania drutów Y-owych.

Na wykresie 4.26 zostało przedstawione porównanie pętli histerezy (pierwszych i trzecich) pomiędzy układem nieuszkodzonym U oraz układami U' z uszkodzeniami początkowymi wprowadzonymi na drutach nr. 0, 4 oraz 6.

Obserwujemy, że zarówno pierwsze jak i trzecie pętli histerezy dla układu nieuszkodzonego U i układów z uszkodzonymi początkowo drutami nr.0 i 4 mają różny przebieg. Oznacza to, że układy te pomimo identycznej struktury przestrzennej oraz identycznych pól włączeniowych poszczególnych drutów ewoluują w obecności zewnętrznego pola magnetycznego w odmienny sposób. Różny sposób ewolucji w polu magnetycznym



Rysunek 4.26: Porównanie pierwszych (a) i trzecich (b) pętli histerezy dla układu bazowego pomiędzy układem nieuszkodzonym U oraz układami U' z uszkodzonymi drutami nr.0 , nr.4, nr.6, gdzie odchylenie standardowe pola włączeniowego drutów wynosiło $u(H_s) = 5$ Oe, a układy nie miały możliwości wstępnej relaksacji w nieobecności pola zewnętrznego.

musi być więc związany z innymi zwrotami namagnesowania poszczególnych drutów Y -owych w układzie nieuszkodzonym oraz uszkodzonym. Odległości Hamminga dla drutów X i Y dla układów z uszkodzonymi początkowo drutami nr. 0 i 4 przyjmują więc wartości niezerowe zarówno w trakcie pierwszej jak i trzeciej pętli histerezy.

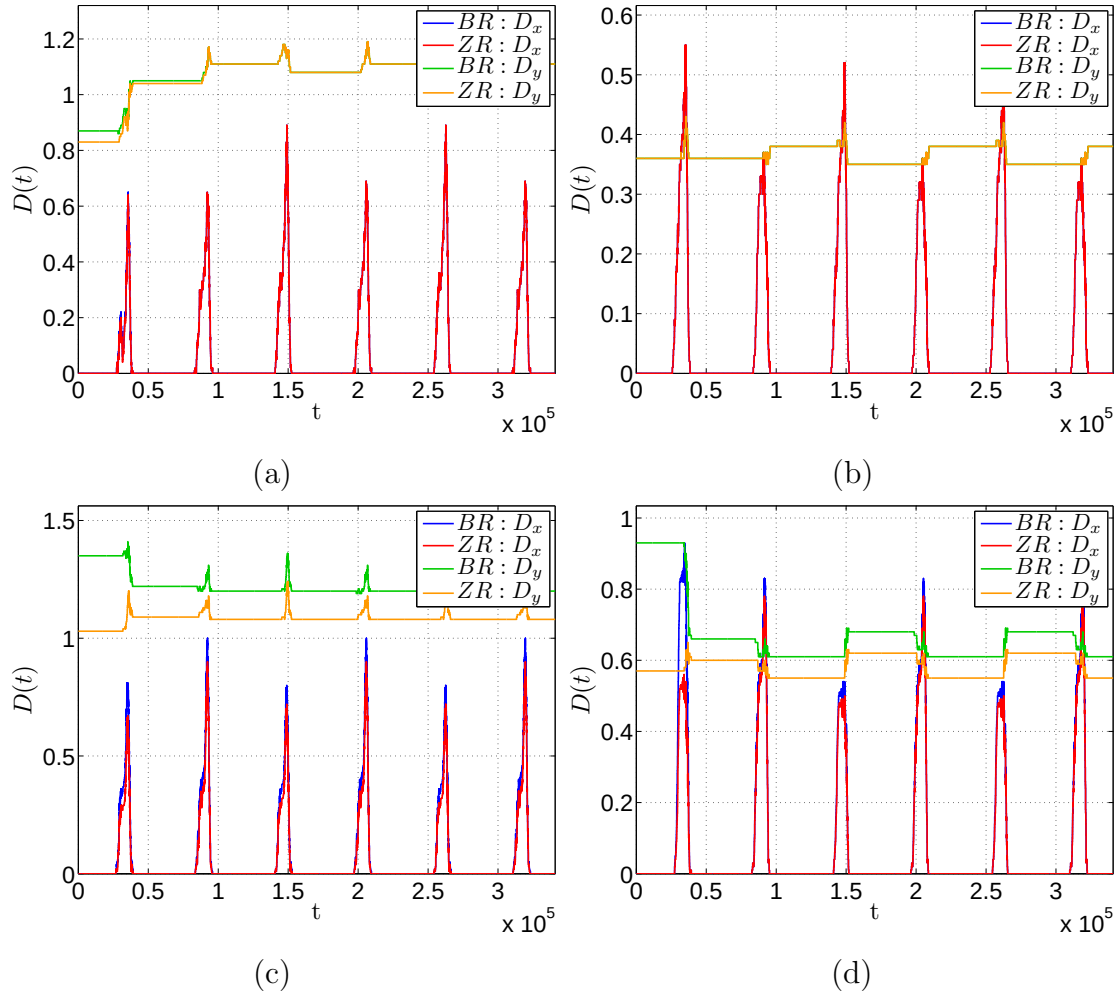
Na wykresie 4.26 obserwujemy również, że trzecia pętla histerezy dla układu nieuszkodzonego oraz układu z uszkodzonym drutem nr.6 pokrywają się. Oznacza to, że w trakcie trzeciej pętli histerezy stany układu nieuszkodzonego i układu z początkowym uszkodzeniem na drucie nr. 6 są takie same. Dla pierwszej pętli histerezy obserwujemy zaś różnicę na gałęzi górnej, co jest tożsame z niezerową odległością Hamminga dla drutów X na wykresie 4.24c dla tej gałęzi.

Układy drutów o $u(H_s) = 105$ Oe

Trochę inaczej przedstawiają się wyniki badania rozchodzenia się uszkodzeń dla układów charakteryzujących się dużym rozrzutem pola włączeniowego dla poszczególnych drutów.

Na wykresie 4.27 zostały przedstawione otrzymane wartości odległości Hamminga dla drutów X i Y dla układów z uszkodzonymi początkowo drutami nr.0 (wykres 4.27a), nr.2 (wykres 4.27b), nr.4 (wykres 4.27c), nr.6 (wykres 4.27d), przy odchyleniu standardowym pola włączeniowego drutów $u(H_s) = 105$ Oe i możliwości (oznaczenie: ZR) lub braku możliwości (oznaczenie: BR) wstępnej relaksacji w nieobecności zewnętrznego

pola magnetycznego. Na wykresie 4.27 widzimy, że po wprowadzeniu początkowego



Rysunek 4.27: Średnia odległość Hamminga w funkcji czasu liczona dla drutów X ($D_x(t)$) i Y ($D_y(t)$) dla układu bazowego, gdzie odchylenie standardowe pola włączeniowego drutów wynosiło $u(H_s) = 105$ Oe, układy miały (oznaczenie: ZR) lub nie miały (oznaczenie: BR) możliwości wstępnej relaksacji w nieobecności pola zewnętrznego, a uszkodzony został drut nr: 0 (a), 2 (b), 4 (c), 6 (d).

uszkodzenia dla któregośkolwiek z drutów Y , otrzymujemy rozchodzenie się uszkodzeń i pojawienie się na wykresach średniej odległości Hamminga pików związanych z przechodzeniem pętli histerezy trzykrotnie. Analogicznie jak dla sytuacji z $u(H_s) = 5$ Oe, następujące po sobie piki związane są z gałęziami górnymi i dolnymi kolejnych pętli histerezy. W przeciwieństwie jednak do wyników przedstawionych na wykresie 4.24, na wykresie 4.27 pojawiają się piki nie tylko w wynikach dla drutów X , ale również w wynikach dla drutów Y . Oznacza to, że w niektórych układach ze statystyki pojawiające się przy zadanej wartości pola zewnętrznego uszkodzenia obejmowały większą liczbę drutów niż w pozostałych.

Należy zauważyć, że pomimo iż wartości odległości Hamminga dla drutów Y w przypadku uszkodzonego początkowo drutu nr. 4 (wykres 4.27c) są stale większe od jedności, a dla przypadku z uszkodzonym początkowo drutem nr.0 (wykres 4.27a) są większe od jedności po przejściu pierwszej pętli histerezy, to odległości Hamminga dla drutów X ($D_x(t)$) pozostają mniejsze od jednego. Sytuacja taka oznacza, że mimo iż uszkodzenia na drutach Y w prawie wszystkich układach z rozważanej statystyki pozostawały niezerowe, to nie we wszystkich układach ze statystyki uszkodzenia te były przekazywane na druty X -owe.

Ponadto, jeżeli przyjrzymy się wykresom odległości Hamminga dla układów z uszkodzonymi drutami nr. 2 (wykres 4.27b) i 6 (wykres 4.27d), to z faktu, że odległości Hamminga dla drutów X i Y są mniejsze od jedności, wyciągamy wnioski, że nie zawsze wprowadzenie uszkodzenia dla tych drutów skutkuje rozejściem się uszkodzenia w układzie lub chociażby utrzymaniem początkowego zaburzenia.

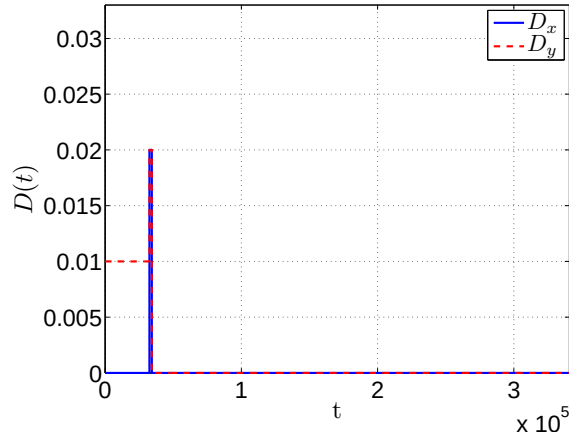
Na wykresie 4.27 możemy zaobserwować również, że dla układów o dużym rozrzucie pola włączeniowego drutów wstępna relaksacja miała wpływ na rozmiar uszkodzeń. Odległości Hamminga liczone zarówno dla drutów X jak i Y po wykonaniu wstępnej relaksacji maleją w przypadkach z uszkodzeniami początkowymi na drutach nr. 4 lub 6. Zaobserwować to można przede wszystkim dla gałęzi górnej pierwszej pętli histerezy, gdzie dla przypadku z brakiem wstępnej relaksacji i możliwą relaksacją przebieg funkcji dla $D_y(t)$ ma odmienny charakter. Taka zmiana charakteru oznacza, że wielkość uszkodzeń na drutach Y -owych w poszczególnych układach ze statystyki uległa zmniejszeniu już po wykonaniu wstępnej relaksacji zamiast dopiero po przejściu pierwszej pętli histerezy. Ponadto obniżenie poziomu całego wykresu $D_y(t)$ oznacza, że w niektórych układach ze statystyki uszkodzenia początkowe zostały usunięte i układy te mając stany identyczne jak układy bez uszkodzeń ewoluowały tak samo dając zerowe odległości Hamminga liczone do statystyki.

Dla układów z uszkodzonym początkowo drutem nr.2 odległości Hamminga $D_x(t)$ i $D_y(t)$ pozostają identyczne. Dla układów z uszkodzonym drutem nr.0 odległości Hamminga dla drutów Y dla pierwszej pętli histerezy w przypadku z możliwą wstępną relaksacją wykazują mniejsze wartości niż w przypadku braku relaksacji, podczas gdy dla pozostałych pętli odległości te mają identyczne wartości. Takie wyniki sugerują, że pomimo zmniejszenia w niektórych układach wielkości uszkodzeń na drutach Y -owych przez wstępną relaksację, ostatecznie odległości Hamminga dla drutów Y dążą do uszkodzeń o takiej samej wielkości.

Zmniejszenie średniej odległości Hamminga dla drutów Y po wykonaniu wstępnej relaksacji w nieobecności pola magnetycznego powodowało również zmniejszenie średniej odległości Hamminga dla drutów X .

W przypadku gdy uszkodzenie początkowe stanowił jeden z drutów X (druty o numerach 1, 3, 5 i 7) w rozważanej statystyce stwierdzono występowanie uszkodzeń tylko w przypadku uszkodzenia początkowego na drucie nr. 5.

Na wykresie 4.28 przedstawiona została wartość odległości Hamminga dla drutów X i Y w przypadku gdy uszkodzenie początkowe stanowił drut X -owy nr.5, a układ miał możliwość wstępnej relaksacji. Na wykresie tym obserwujemy, że początkowe



Rysunek 4.28: Średnia odległość Hamminga w funkcji czasu liczona dla drutów X i Y dla układu bazowego, gdzie odchylenie standardowe pola włączeniowego drutów wynosiło $u(H_s) = 105Oe$, układy miały możliwości wstępnej relaksacji w nieobecności pola zewnętrznego, a uszkodzony został drut nr: 5.

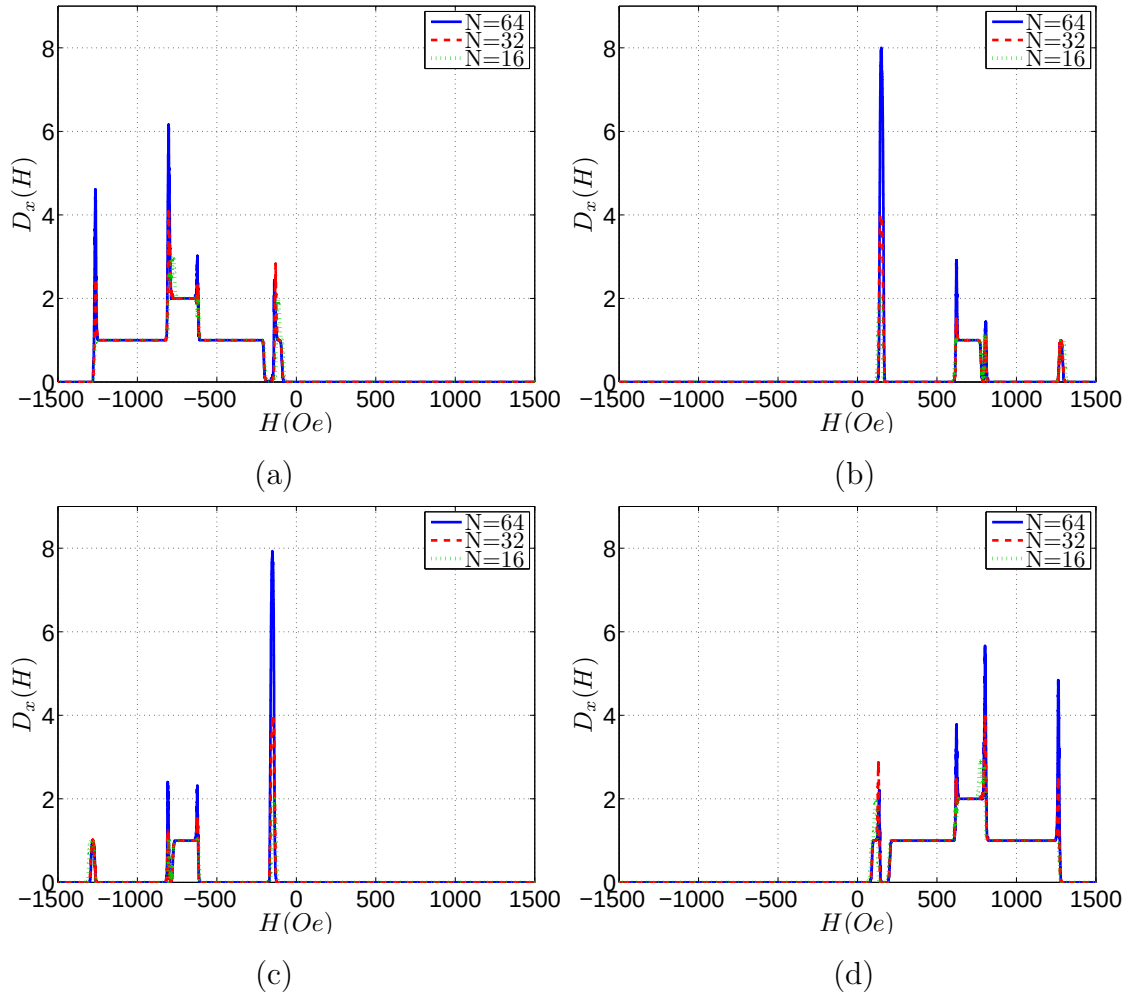
uszkodzenie wprowadzone dla drutu X -owego (drutu nr.5) w jednym z układów ze statystyki rozprzestrzeniło się na pojedynczy drut Y -owy w trakcie wstępnej relaksacji układu. Uszkodzenie pierwotne na początku badania pętli histerezy (w polu nasycenia H_m) zostało usunięte a pozostało w układzie tylko uszkodzenie wtórne na drucie Y -owym. Było ono utrzymywane na gałęzi górnej pierwszej pętli histerezy wywołując przy pewnej wartości pola zewnętrznego powstanie uszkodzenia na drutach X -owych pociągające za sobą uszkodzenie kolejnego drutu Y -owego. Następnie przez pewien czas układ pozostawał w stanie z uszkodzeniem na drutach X i Y , po czym gdy pojawiły się warunki zewnętrzne powodujące usunięcie uszkodzenia na drutach X -owych to równocześnie zanikło uszkodzenie na drutach Y -owych.

Wnioskujemy, że rozprzestrzenianie się uszkodzeń wprowadzonych na drutach X -owych występuje bardzo rzadko w porównaniu z powstawaniem uszkodzeń na drutach Y -owych. Takie uszkodzenia mogą rozprzestrzeniać się jedynie w trakcie wstępnej relaksacji, gdyż po umieszczeniu układu w polu nasycenia (H_m), kiedy to wszystkie druty X przemagnesowują się tak aby ustawić się zgodnie ze zwrotem pola zewnętrznego, początkowe uszkodzenia są usuwane.

4.4.3 Analiza uszkodzeń w układach typu A

Układy drutów o $u(H_s) = 5$ Oe

Wykres 4.29 przedstawia porównanie średniej odległości Hamminga dla drutów X ($D_x(H)$) w funkcji pola zewnętrznego dla gałęzi górnych (wykresy 4.29a i 4.29c) i dolnych (wykresy 4.29b i 4.29d) trzeciej pętli histerezy dla układów typu A składających się z $N = 16, 32$ oraz 64 drutów. Odchylenie standardowe pola przełączeniowego drutów wynosiło $u(H_s) = 5$ Oe, a układy nie miały możliwości wstępnej relaksacji.



Rysunek 4.29: Średnia odległość Hamminga w funkcji pola zewnętrznego liczona dla drutów X ($D_x(H)$) dla gałęzi górnych (a,c) i dolnych (b,d) trzeciej pętli histerezy dla układów typu A zawierających $N = 16, 32$ i 64 druty, gdzie odchylenie standardowe pola włączeniowego drutów wynosiło $u(H_s) = 5$ Oe, układy nie miały możliwości wstępnej relaksacji w nieobecności pola zewnętrznego, a uszkodzony został drut nr. 0 (a,b) lub nr. 4 (c,d).

Porównanie zostało ukierunkowane na przedstawienie na wykresie jedynie wartości

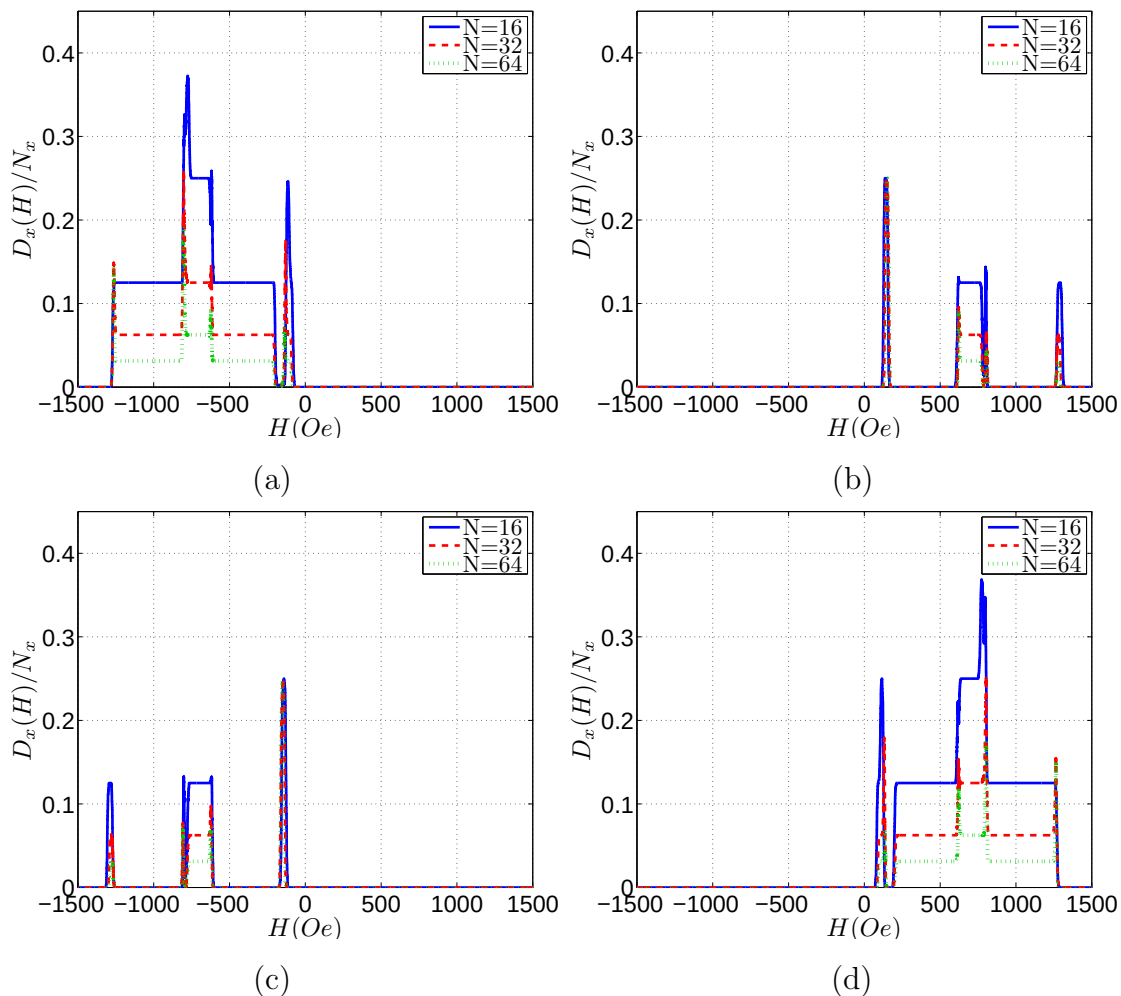
pól (przedziałów czasowych) odpowiadających przejściu przez konkretne gałęzie trzeciej pętli histerezy dla wszystkich układów po to aby lepiej zobrazować różnice pomiędzy wynikami.

Na wykresie 4.29 zauważamy, że zarówno w przypadku gdy uszkodzenie początkowe stanowił drut nr.0 jak i nr.4, otrzymujemy wzrost odległości Hamminga wraz ze wzrostem wielkości układu. Liczba uszkodzeń dla drutów Y -owych niezależnie od wielkości układu jest identyczna jak przedstawiona dla układu bazowego na wykresach 4.24a i 4.24b. Rozprzestrzenianie się uszkodzeń na coraz to więcej drutów w większych układach o badanej strukturze przestrzennej typu A, charakteryzujących się niewielkim rozrzutem pól włączeniowych drutów, jest przejawem oddziaływania magnetoostatycznego uszkodzonych początkowo drutów Y na druty X -owe w układzie, oraz oddziaływaniem wtórnie uszkodzonych drutów X na kolejne druty o kierunkach równoległych do zewnętrznego pola magnetycznego.

Na wykresie 4.30 została przedstawiona procentowa odległość Hamminga dla drutów X ($D_x(H)/N_x$) od wartości pola zewnętrznego dla górnej (wykresy 4.30a i 4.30c) i dolnej (wykresy 4.30b i 4.30d) gałęzi trzeciej pętli histerezy dla układów o różnych wielkościach, gdzie $u(H_s) = 5$ Oe, a układy nie miały możliwości relaksacji w nieobecności pola magnetycznego przed rozpoczęciem badania ich zachowania w polu.

Wyniki przedstawione na wykresie 4.30 pokazują, że uszkodzenia nie rozprzestrzeniają się na wszystkie druty w układzie. Na górnej gałęzi pętli histerezy w przypadku układu z uszkodzonym drutem nr.0 (wykres 4.30a) oraz dolnej gałęzi dla układu z uszkodzonym drutem nr.4 (wykres 4.30d) maksymalne uszkodzenia obejmują około 38% drutów X -owych dla układów o 16 drutach, 25% dla układów o 32 drutach i około 18% drutów X -owych dla układów składających się z 64 drutów. Widzimy również, że dla gałęzi dolnej trzeciej pętli histerezy dla przypadku z uszkodzonym drutem nr.0 (wykres 4.30b) i gałęzi górnej dla przypadku z uszkodzonym drutem nr.4 (wykres 4.30c) występuje taka wartość pola zewnętrznego, przy której uszkodzenie jest obserwowane dla dokładnie 25% drutów X -owych niezależnie od wielkości układu. Oznacza to, że dla większych układów, pomimo, że maksymalne procentowe odległości Hamminga maleją ze wzrostem N dla jednej z gałęzi (górnej dla układów z uszkodzonym drutem nr.0 i dolnej dla układów z uszkodzonym drutem nr.4) to dla drugiej z gałęzi maksymalne procentowe odległości Hamminga pozostają stałe.

Obserwujemy również, że kształt wykresu funkcji dla odległości Hamminga odpowiadającej przejściu przez górną gałąź trzeciej pętli histerezy (wykresy 4.29a oraz 4.30a) dla układu z uszkodzeniem pierwotnym w postaci drutu nr.0 oraz kształt funkcji dla pola odpowiadającego przejściu przez dolną gałąź trzeciej pętli histerezy (wykresy 4.29d oraz 4.30d) dla układu z uszkodzonym początkowo drutem nr.4, wykazują podo-

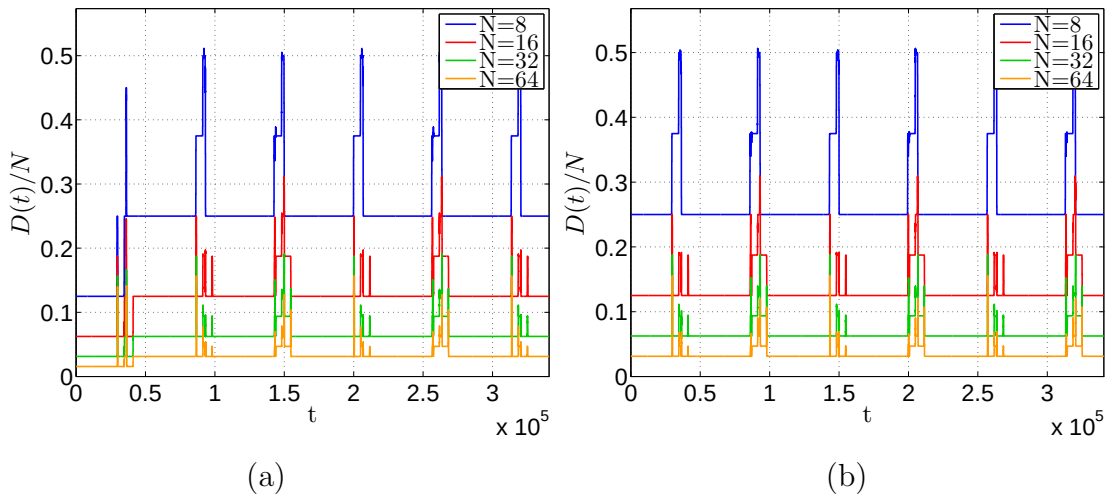


Rysunek 4.30: Średnia procentowa odległość Hamminga w funkcji pola zewnętrznego liczona dla drutów X ($D_x(H)/N_x$) dla gałęzi górnych (a,c) i dolnych (b,d) trzeciej pętli histerezy dla układów typu A zawierających $N = 16, 32$ i 64 druty, gdzie odchylenie standardowe pola włączeniowego drutów wynosiło $u(H_s) = 5$ Oe, układy nie miały możliwości wstępnej relaksacji w nieobecności pola zewnętrznego, a uszkodzony został drut nr. 0 (a,b) lub nr. 4 (c,d).

bieństwo. Zależność taką wykazują również piki dla gałęzi dolnej układu z uszkodzeniem drutu nr.0 (wykresy 4.29b oraz 4.30b) i gałęzi górnej układu z uszkodzeniem drutu nr.4 (wykresy 4.29c oraz 4.30c). Sytuacja taka ma miejsce ze względu na konstrukcję przestrzenną układu w postaci dwóch łańcuchów drutów. Nieznaczne różnice w wyglądzie wykresów są spowodowane faktem, że pola przełączeniowe odpowiadających sobie drutów w tych łańcuchach nie mają identycznych wartości. Fakt podobieństwa wykresów funkcji pomiędzy gałęziami dolnymi i górnymi jest wynikiem przeciwnych zwrotów odpowiadających sobie drutów Y w obydwu łańcuchach (pokazanych na rysunku 4.23a).

Relaksacja, podobnie jak w przypadku badania układu bazowego, nie miała wpływu na wyniki dla większych układów typu A o $u(H_s) = 5$ Oe. Nie usuwała ona zaburzenia pierwotnego na drutach Y. Stan układu w maksymalnym polu zewnętrznym na początku badania pętli histerezy zarówno dla układu, który miał możliwość relaksacji jak i dla tego, który tej możliwości nie miał były identyczne, co wymuszało identyczny sposób dalszej ewolucji czasowej układów.

Wykres 4.31 przedstawia znormalizowaną odległość Hamminga ($D(t)/N = (D_x(t) + D_y(t))/(N_x + N_y)$) dla czasu odpowiadającego przejściu pierwszych trzech pętli histerezy, wyznaczoną dla wszystkich drutów w układach o różnych wielkościach. Początkowe zaburzenia zostały wprowadzone dla drutów nr.0 (wykres 4.31a) i nr.4 (wykres 4.31b), odchylenie standardowe pól włączeniowych drutów było równe 5 Oe, a układy nie miały możliwości relaksacji. Z wykresów tych wnioskujemy, że odległości Ham-

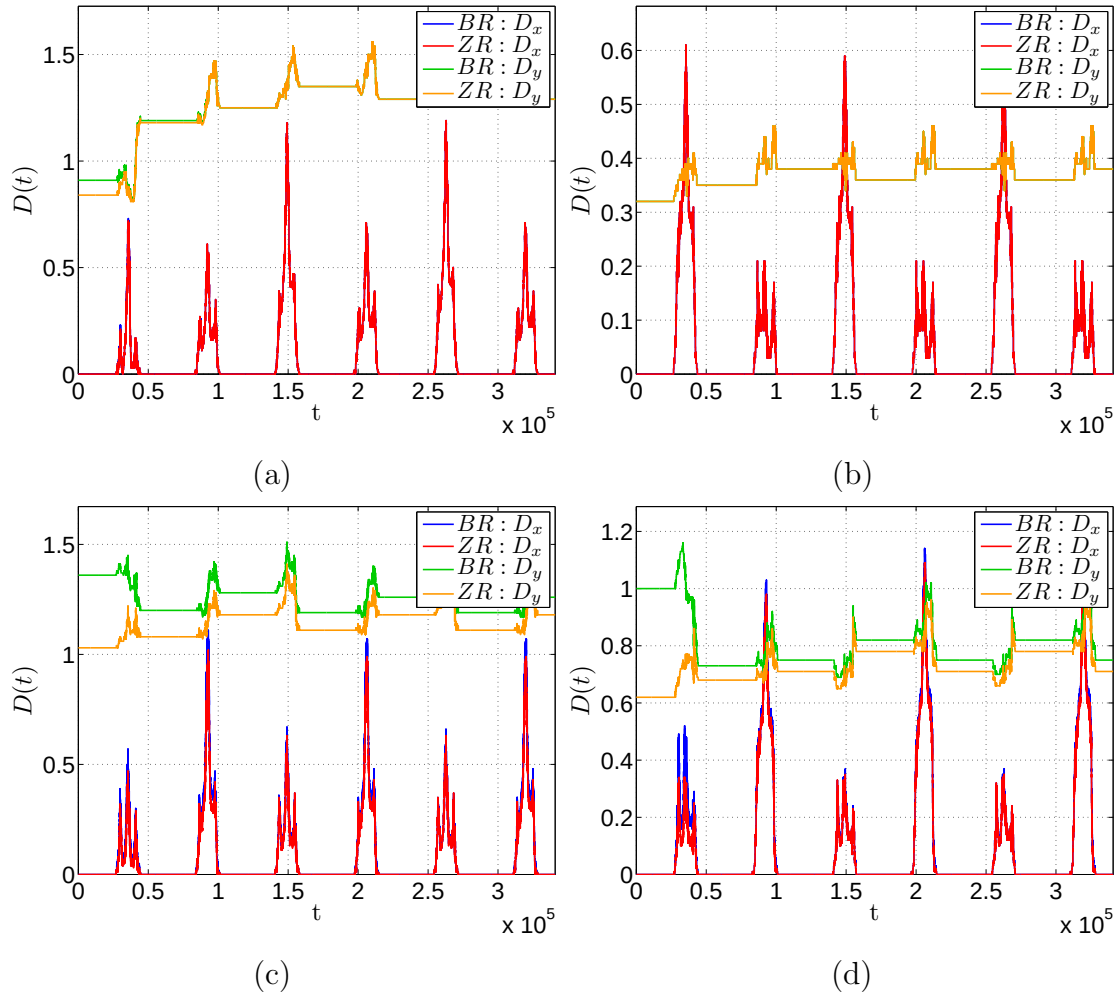


Rysunek 4.31: Znormalizowana średnia odległość Hamminga w funkcji czasu ($D(t)/N$) dla układu bazowego ($N = 8$) oraz układów typu A zawierających $N = 16, 32$ i 64 druty, gdzie odchylenie standardowe pola włączeniowego drutów wynosiło $u(H_s) = 5$ Oe, układy nie miały możliwości wstępnej relaksacji w nieobecności pola zewnętrznego, a uszkodzony został drut nr. 0 (a) lub nr. 4 (b).

minga dla układu bazowego mają odmienny kształt niż dla większych układów. Ograniczone (niewielkie) rozmiary układu bazowego powodują, że aż 50% drutów X-owych (druty nr.1 i 5) znajduje się przestrzennie (rozważając kierunek osi OX) pomiędzy uszkodzonymi drutami Y-owymi (drutami nr.0 i 2 w przypadku uszkodzonego początkowo drutu nr.0 lub drutami nr.4 i 6 w przypadku uszkodzonego początkowo drutu nr.4). To zaś prowadzi do braku silnie wyróżnionego zwrotu pola wypadkowego pochodzącego od uszkodzonych drutów Y-owych i działającego na połowę drutów X-owych. Przez to wartości odległości Hamminga nie zmieniają się pomiędzy brakiem jakiego-

kolwiek uszkodzenia i uszkodzeniem wielu drutów X -owych równocześnie w krótkim czasie (jak to mam miejsce dla większych układów), lecz następują wolniej. Dla struktur składających się z większej liczby drutów otrzymujemy wyróżnione wartości pola zewnętrznego (ściśle określone chwile czasowe) przy jakich pojawiają się w układach uszkodzenia. Pola te są zależne od średniego pola włączeniowego drutów w układach oraz konstrukcji przestrzennej układu.

Układy drutów o $u(H_s) = 105$ Oe

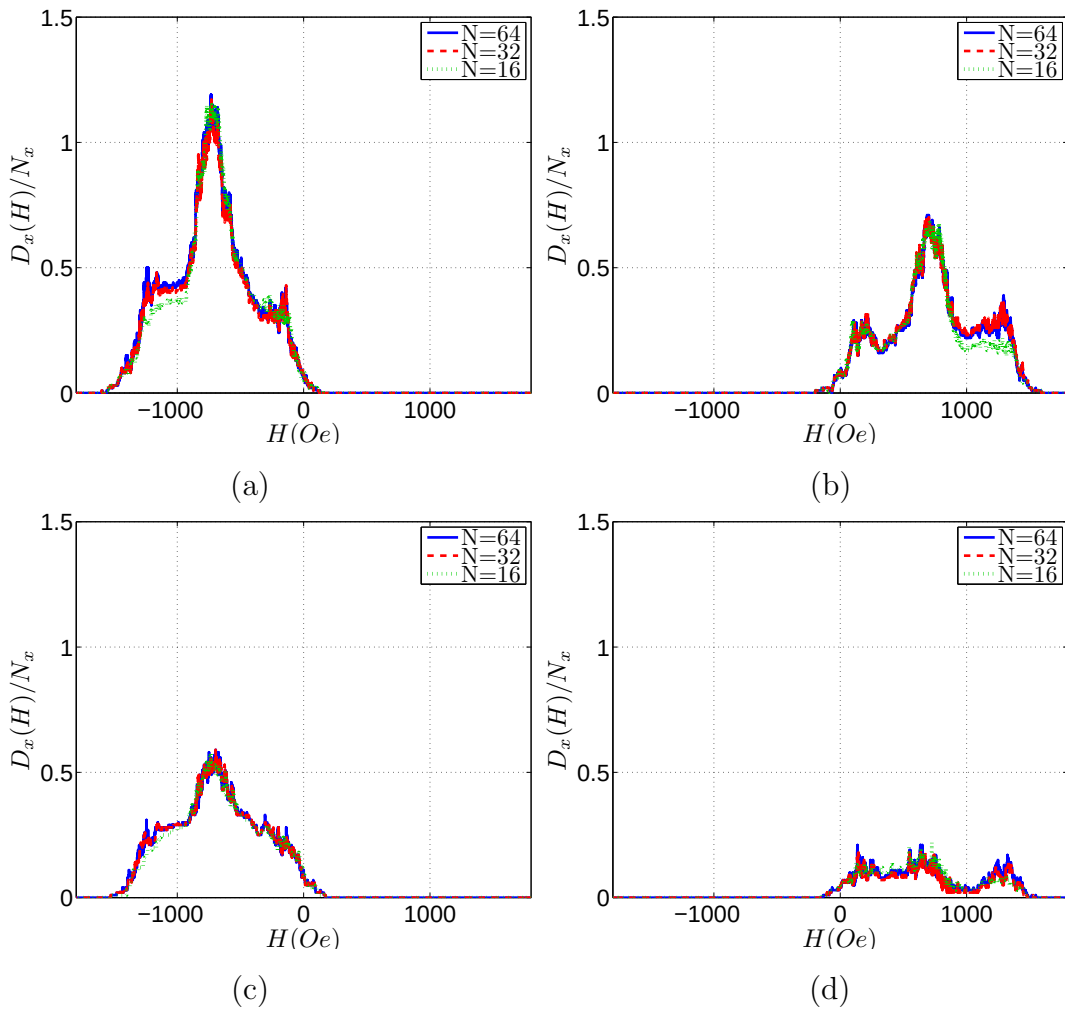


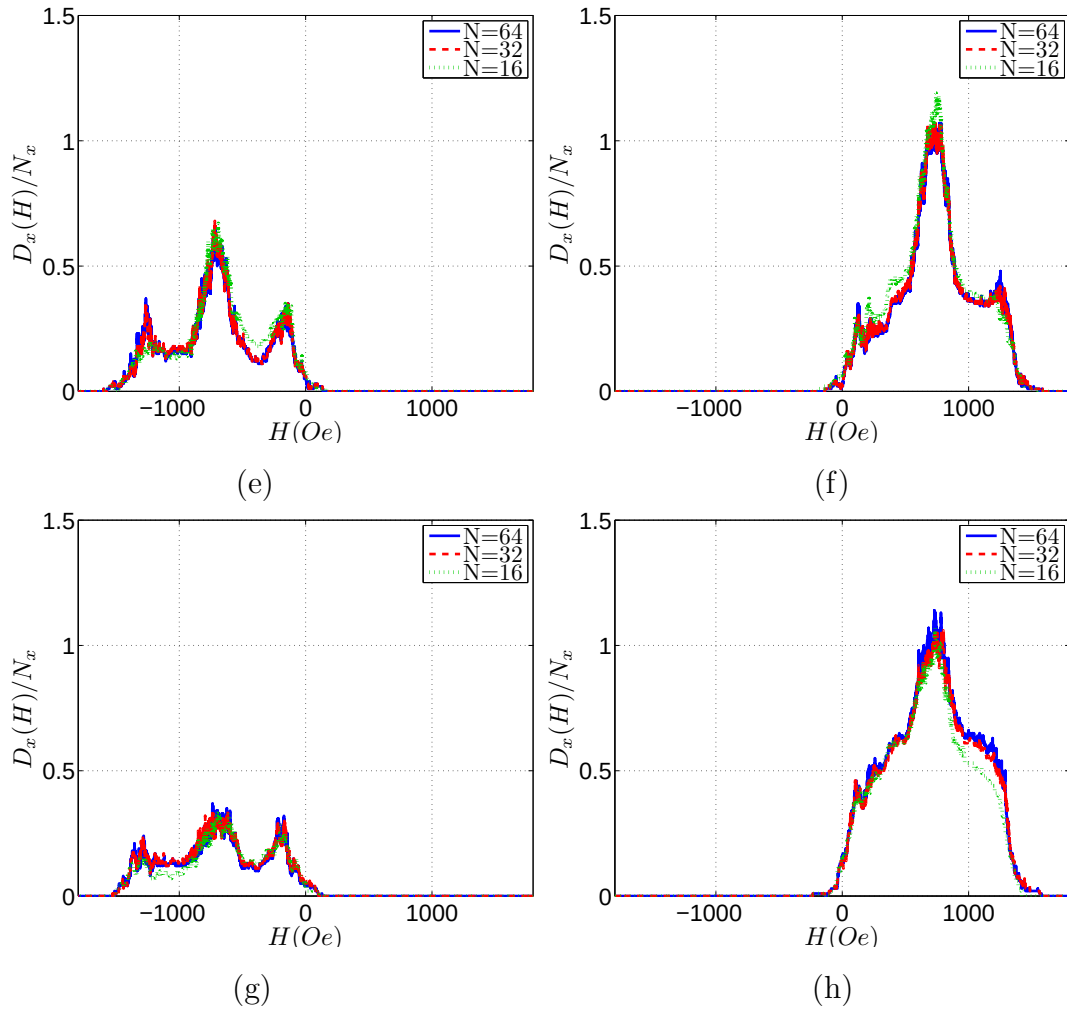
Rysunek 4.32: Średnia odległość Hamminga w funkcji czasu liczona dla drutów X i Y dla układów typu A zawierających 64 druty, gdzie odchylenie standardowe pola włączeniowego drutów wynosiło $u(H_s) = 105$ Oe, układy miały możliwość (oznaczenie: ZR) lub nie miały możliwości (oznaczenie: BR) wstępnej relaksacji w nieobecności pola zewnętrznego, a uszkodzony został drut nr. 0 (a), nr. 2 (b), nr. 4 (c), lub nr. 6 (d).

Wykres 4.32 przedstawia wartości odległości Hamminga dla drutów X ($D_x(t)$) i Y ($D_y(t)$) dla układów składających się z 64 drutów o odchyleniu standardowym pola

przełączeniowego drutów równym $u(H_s) = 105$ Oe, gdy układy nie miały możliwości wstępnej relaksacji (oznaczenie na wykresach: BR), lub miały taką możliwość (oznaczenie: ZR), a uszkodzonymi początkowo drutami były druty Y -owe. Na wykresie tym obserwujemy, że niezależnie od tego który z drutów Y uszkodzimy, to pojawiają się układy, w których te uszkodzenia rozchodzą się na druty X -owe. Istotniejszymi drutami jak chodzi o powstawanie uszkodzeń są druty o numerach 0 i 4 (wykresy 4.32a i 4.32c) dla których, tak jak to było dla układu bazowego, obserwujemy większe średnie odległości Hamminga niż w przypadku uszkodzenia drutów nr.2 i 6 (wykresy 4.32b i 4.32d).

Aby lepiej zobrazować różnice, wykres 4.33 przedstawia wartości odległości Hamminga w funkcji pola dla drutów X i Y jedynie dla trzeciej pętli histerezy dla układów składających się z 16, 32 oraz 64 drutów. Odchylenie standardowe pola przełączeniowego drutów wynosiło $u(H_s) = 105$ Oe, a układy nie miały możliwości wstępnej relaksacji.

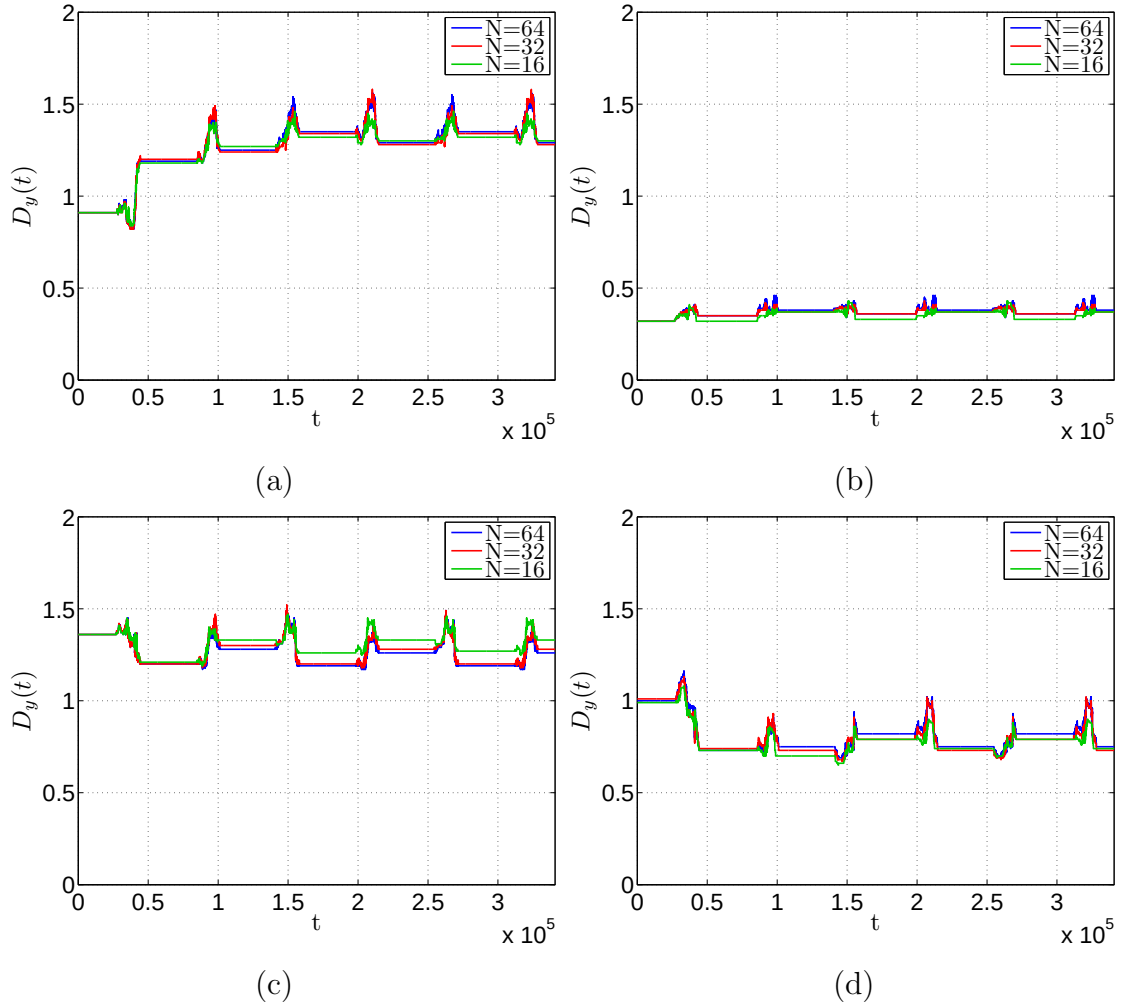




Rysunek 4.33: Średnia odległość Hamminga w funkcji wartości pola zewnętrznego liczona dla drutów X dla gałęzi górnych (a,c,e,g) i dolnych (b,d,f,h) trzecich pętli histerezy dla układów typu A zawierających 16, 32 i 64 druty, gdzie odchylenie standardowe pola włączeniowego drutów wynosiło $u(H_s) = 105$ Oe, układy nie miały możliwości wstępnej relaksacji w nieobecności pola zewnętrznego, a uszkodzony został drut nr. 0 (a,b), nr. 2 (c,d), nr. 4 (e,f), lub nr. 6 (g,h).

Zauważamy, że w przeciwieństwie do wartości odległości Hamminga $D_x(H)$ dla układów o $u(H_s) = 5$ Oe, wyniki przedstawione na wykresie 4.33 pokazują, że wartość odległości Hamminga nie zmienia się w sposób istotny wraz ze wzrostem wielkości układu. Wnioskujemy stąd, że rozchodzące się uszkodzenie w tego rodzaju układach jest zatrzymywane przez jeden z drutów. Inaczej mówiąc, uszkodzenie dochodzi do drutu, którego stan osiągnął lokalne minimum energetyczne i oddziaływanie magnetostatyczne z pozostałymi drutami nie jest w stanie zmienić stanu tego drutu. Brak zależności odległości Hamminga od wielkości układu oznacza, że procentowa odległość Hamminga maleje proporcjonalnie do wzrostu wielkości układu.

Istotnej zależności od wielkości układu nie wykazują również wartości odległości Hamminga od czasu dla drutów Y ($D_y(t)$) przedstawione na wykresie 4.34, w przypadku braku wstępnej relaksacji.



Rysunek 4.34: Średnia odległość Hamminga w funkcji czasu liczona dla drutów Y dla układów typu A zawierających 16, 32 i 64 druty, gdzie odchylenie standardowe pola włączeniowego drutów wynosiło $u(H_s) = 105 \text{ Oe}$, układy nie miały możliwości wstępnej relaksacji w nieobecności pola zewnętrznego, a uszkodzony został drut nr. 0 (a), nr. 2 (b), nr. 4 (c), lub nr. 6 (d).

Dla przypadku z możliwą relaksacją w nieobecności pola magnetycznego, wyniki odległości Hamminga $D_y(t)$ dla różnych wielkości układów przyjmują (analogicznie jak pokazane na wykresie 4.32) mniejsze lub takie same wartości jak w przypadku z brakiem relaksacji. Wyniki te również nie wykazują zależności od wielkości układu.

Z porównania wykresów 4.29 i 4.33 zauważmy, że wartości średniej odległości Hamminga dla drutów X ($D_x(H)$) są znacznie mniejsze dla układów o większym $u(H_s)$. Z wykresu 4.32 widzimy, że odległości Hamminga dla drutów Y ($D_y(t)$) o $u(H_s) = 105 \text{ Oe}$

są nie zerowe, a wręcz dla przypadków z uszkodzonymi drutami nr.0 i 4 osiągają wyższe wartości niż $D_x(t)$ dla drutów X w tych układach oraz poziomy powyżej 50% wartości $D_x(t)$ w przypadku uszkodzonych drutów nr.2 i 6. Wnioskujemy, że uszkodzenia z drutów Y w układach charakteryzujących się dużym rozrzutem pól włączeniowych drutów w większości układów z rozważanej statystyki nie są przekazywane na druty X tak jak to miało miejsce w przypadku układów o $u(H_s) = 5$ Oe.

4.4.4 Analiza uszkodzeń w układach typu B

Układy drutów o $u(H_s) = 5$ Oe

W pracy rozważyliśmy również drugi sposób rozszerzania układu bazowego, polegający na dodawaniu do mniejszego układu dodatkowych komórek elementarnych (wraz z nadaniem im wartości pól przełączeniowych) w kierunku osi OY .

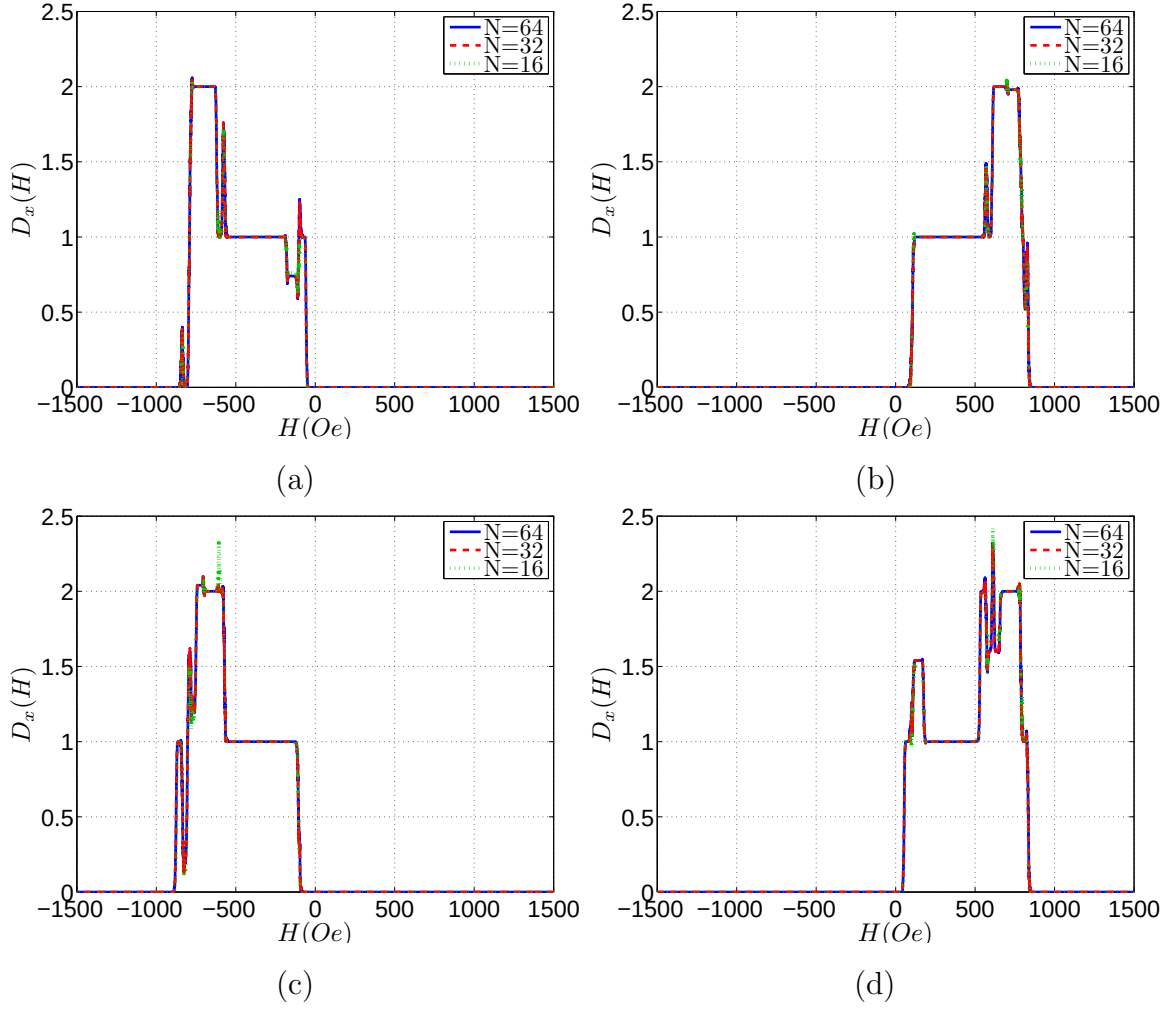
W układach typu B charakteryzujących się niewielkim rozrzutem pola włączeniowego ($u(H_s) = 5$ Oe) poszczególnych drutów otrzymaliśmy nietrywialne wyniki odległości Hamminga dla drutów X i Y jedynie w przypadkach gdy uszkodzenia początkowe stanowiły druty nr.0, 4 i 6.

Zależności odległości Hamminga od pola zewnętrznego odpowiadającego przejściu układu przez górną i dolną gałąź trzeciej pętli histerezy dla drutów X -owych w układach o różnych wielkościach w przypadku braku wstępnej relaksacji przy $u(H_s) = 5$ Oe przedstawione zostały na wykresie 4.35. Z wykresu tego widzimy, że wielkości uszkodzeń dla drutów X -owych nie wykazują zależności od wielkości układu. Taka sytuacja miała również miejsce dla pierwszej i drugiej pętli histerezy. Dla uszkodzenia początkowego na drucie nr.6 otrzymaliśmy analogicznie jak w przypadku układu bazowego (na wykresie 4.24c) niezerowe odległości Hamminga jedynie dla gałęzi górnej pierwszej pętli histerezy. Ponadto odległości te, identycznie jak dla układów z uszkodzonymi początkowo drutami nr.0 i 4, nie wykazywały zależności od wielkości układu.

Wartości $D_y(t)$ niezależnie od wielkości układu były identyczne jak dla układu bazowego (przedstawione na wykresach 4.24a, 4.24b i 4.24c) a zarazem takie same jak dla układów typu A.

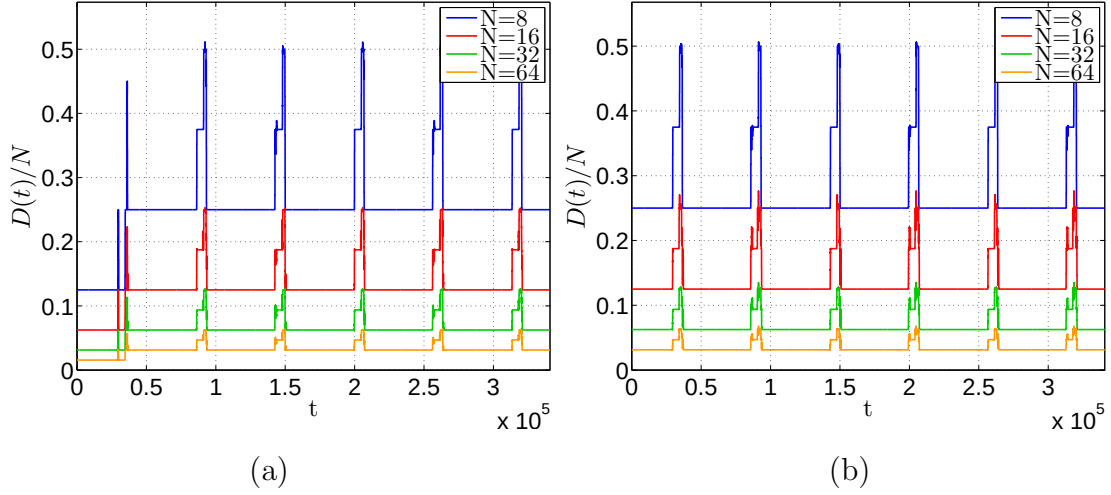
Możliwość wstępnej relaksacji nie powodowała usunięcia uszkodzeń na drutach Y -owych, przez co nie zmieniała w żaden sposób wyników dla drutów X -owych.

Na wykresie 4.36 przedstawione zostały średnie procentowe odległości Hamminga dla układów o różnej wielkości, przy braku wstępnej relaksacji układów i odchyleniu standardowym pola włączeniowego drutów równym 5 Oe. Średnie procentowe wielkości uszkodzeń dla drutów X ($D_x(t)/N_x$) i drutów Y ($D_y(t)/N_y$), co widać na wykresie 4.36, były odwrotnie proporcjonalne do liczby tych drutów w układach. Co więcej suma



Rysunek 4.35: Średnia odległość Hamminga w funkcji pola zewnętrznego liczona dla drutów X ($D_x(H)$) dla gałęzi górnych (a,c) i dolnych (b,d) trzeciej pętli histerezy dla układów typu B zawierających $N = 16, 32$ i 64 druty, gdzie odchylenie standardowe pola włączeniowego drutów wynosiło $u(H_s) = 5\text{Oe}$, układy nie miały możliwości wstępnej relaksacji w nieobecności pola zewnętrznego, a uszkodzony został drut nr.0 (a,b) lub nr.4 (c,d).

wszystkich uszkodzeń w układach była proporcjonalna do wielkości układu. Otrzymaliśmy maksymalne średnie uszkodzenia rzędu 50% drutów dla układu bazowego, 25% dla układów złożonych z 16 drutów, ponad 12% dla układów o 32 drutach, oraz tylko 6% dla układów o 64 drutach. Ponadto przebiegi czasowe odległości Hamminga w większych układach typu B wykazywały taki sam lub zbliżony charakter jak w układach bazowych. Wraz z wartościami średnich uszkodzeń przedstawionymi na wykresie 4.36 świadczy to, o braku rozprzestrzeniania się uszkodzeń poza druty stanowiące układ bazowy w większości układów z rozważanej statystyki.

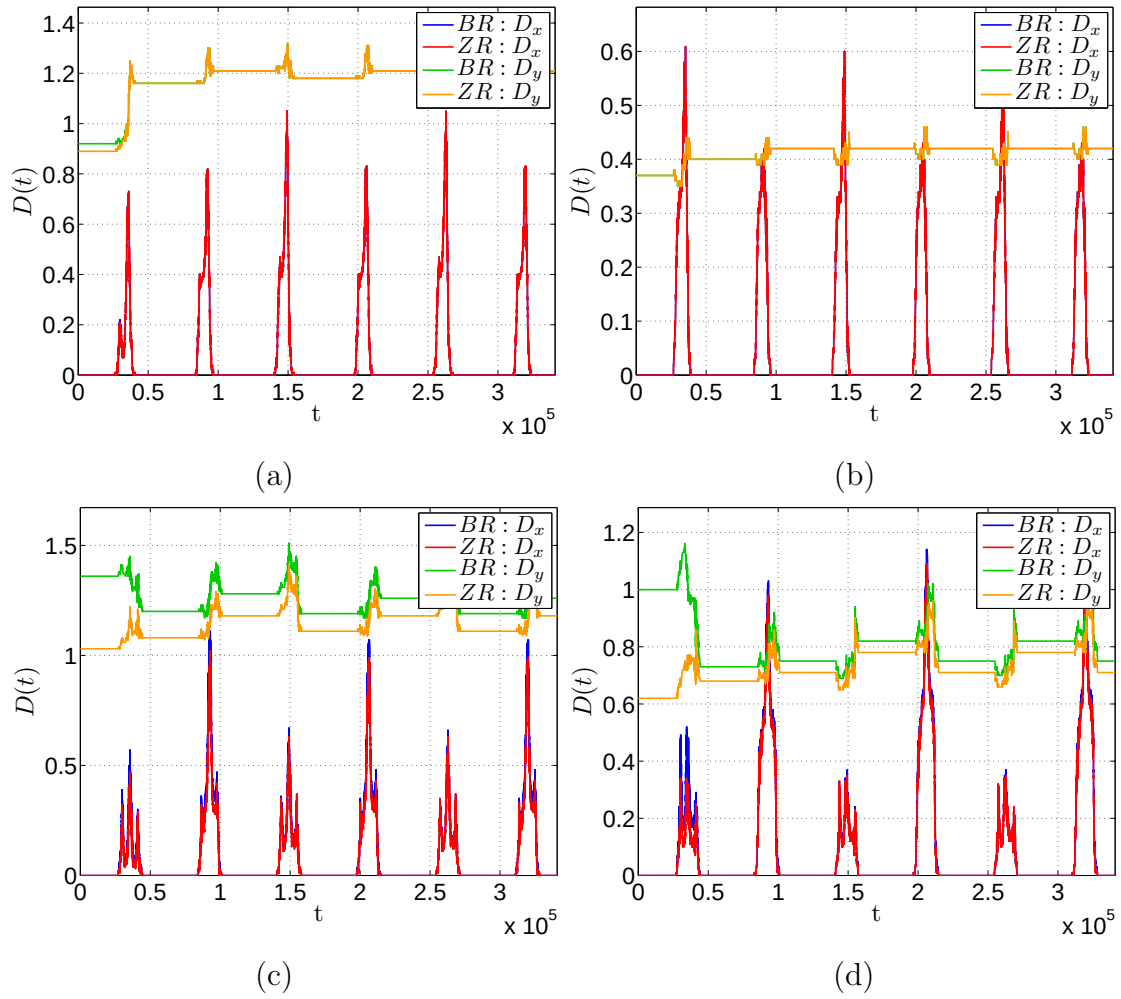


Rysunek 4.36: Znormalizowana średnia odległość Hamminga w funkcji czasu ($D(t)/N$) dla układu bazowego ($N = 8$) oraz układów typu B zawierających $N = 16, 32$ i 64 druty, gdzie odchylenie standardowe pola włączeniowego drutów wynosiło $u(H_s) = 50\text{Oe}$, układy nie miały możliwości wstępnej relaksacji w nieobecności pola zewnętrznego, a uszkodzony został drut nr.0 (a) lub nr.4 (b).

Układy drutów o $u(H_s) = 105\text{ Oe}$

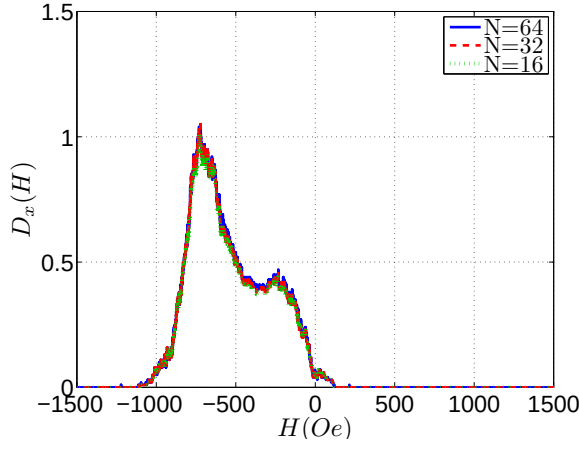
Rozważając układy typu B otrzymaliśmy również wyniki dla układów o 64 drutach charakteryzujących się większym odchyleniem pola włączeniowego drutów.

Na wykresie 4.37 przedstawione zostały wartości odległości Hamminga dla drutów X i Y w przypadku z możliwą wstępną relaksacją układów w nieobecności pola zewnętrznego (oznaczenie na wykresach: ZR) oraz w przypadku braku takiej możliwości (oznaczenie na wykresach: BR). Z wykresu tego widzimy, że niezależnie od tego, który z drutów Y w układzie bazowym zostaje uszkodzony to otrzymujemy rozprzestrzenianie się uszkodzeń na druty X -owe. Ponadto możliwość wstępnej relaksacji pozostawia niezmienione lub zmniejsza otrzymane odległości Hamminga, zależnie o tego który z drutów uszkodzimy. Otrzymane wartości odległości Hamminga dla drutów X mniejsze od jedności, analogiczne jak dla układów typu A (wykres 4.32), świadczą o tym, że rozprzestrzenianie się uszkodzeń na druty X -owe nie występowało we wszystkich układach z rozważanej statystyki. Najczęściej utrzymanie w układzie uszkodzeń na drutach Y obserwowaliśmy w przypadku uszkodzenia drutów nr.0 i nr.4.

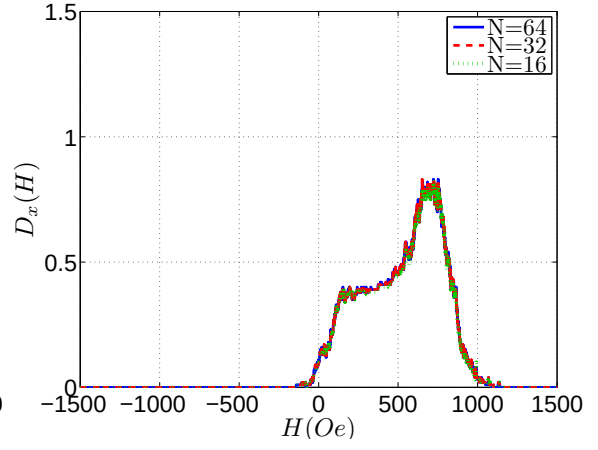


Rysunek 4.37: Średnia odległość Hamminga w funkcji czasu liczona dla drutów X i Y dla układów typu B zawierających 64 druty, gdzie odchylenie standardowe pola włączeniowego drutów wynosiło $u(H_s) = 105$ Oe, układy miały możliwość (oznaczenie: ZR) lub nie miały możliwości (oznaczenie: BR) wstępnej relaksacji w nieobecności pola zewnętrznego, a uszkodzony został drut nr.0 (a), nr.2 (b), nr.4 (c), lub nr.6 (d).

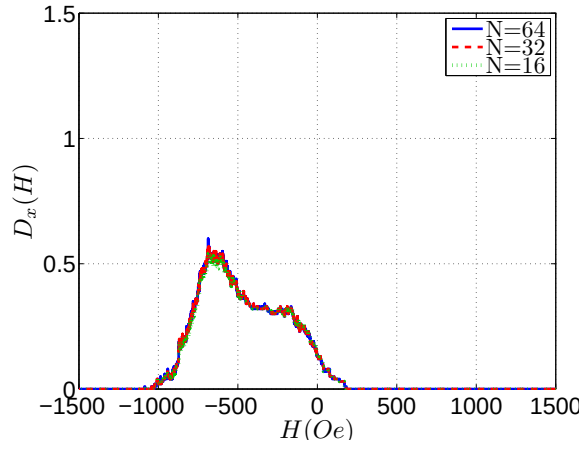
Porównując ponadto pokazane na wykresie 4.38 zależności średniej odległości Hamminga dla drutów X dla poszczególnych gałęzi trzecich pętli histerezy nie zauważamy istotnych różnic.



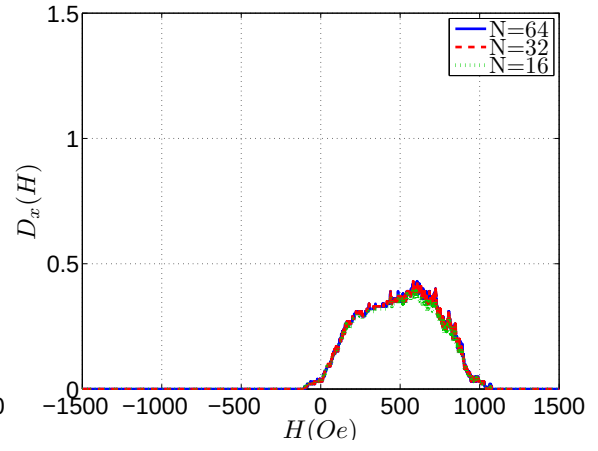
(a)



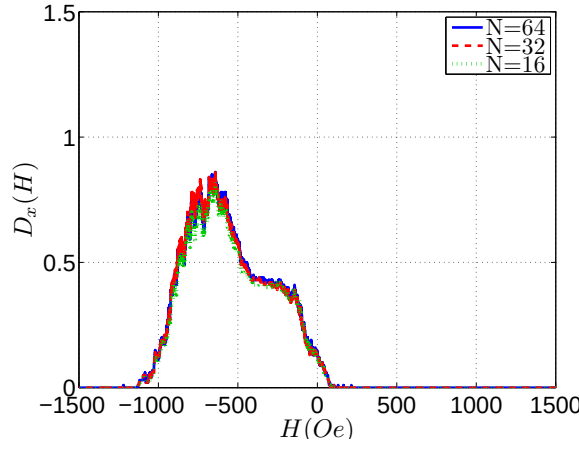
(b)



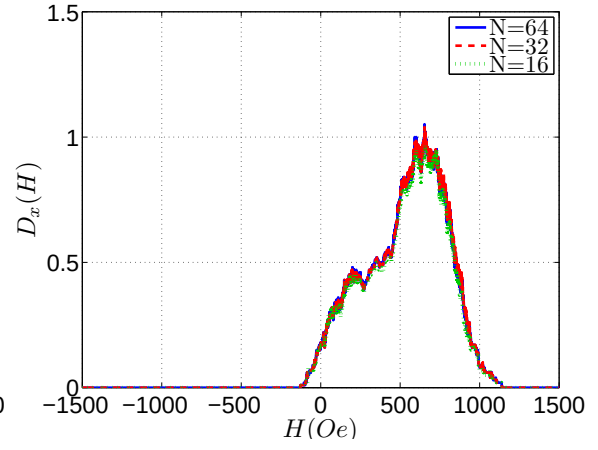
(c)



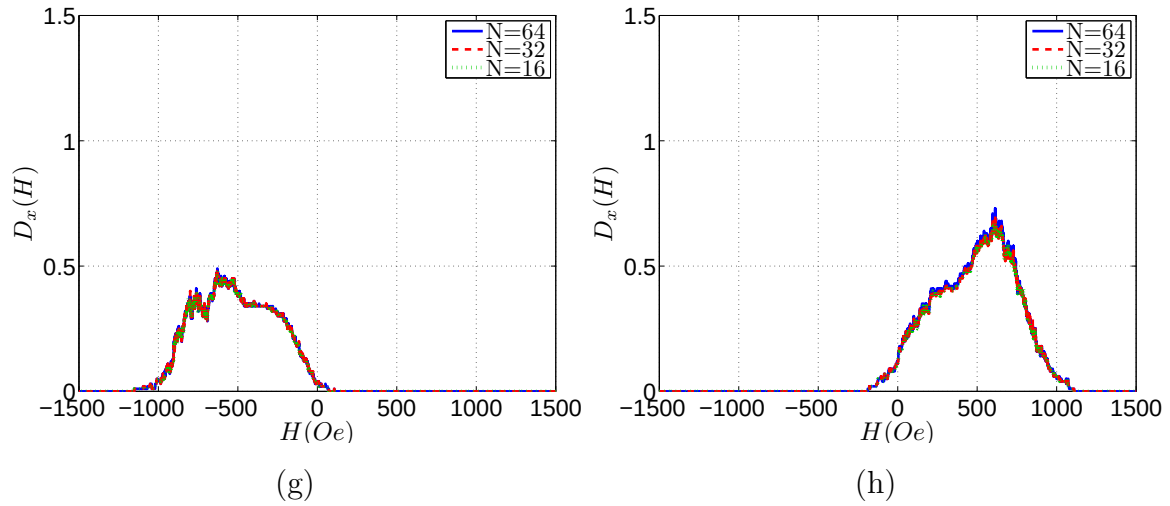
(d)



(e)



(f)

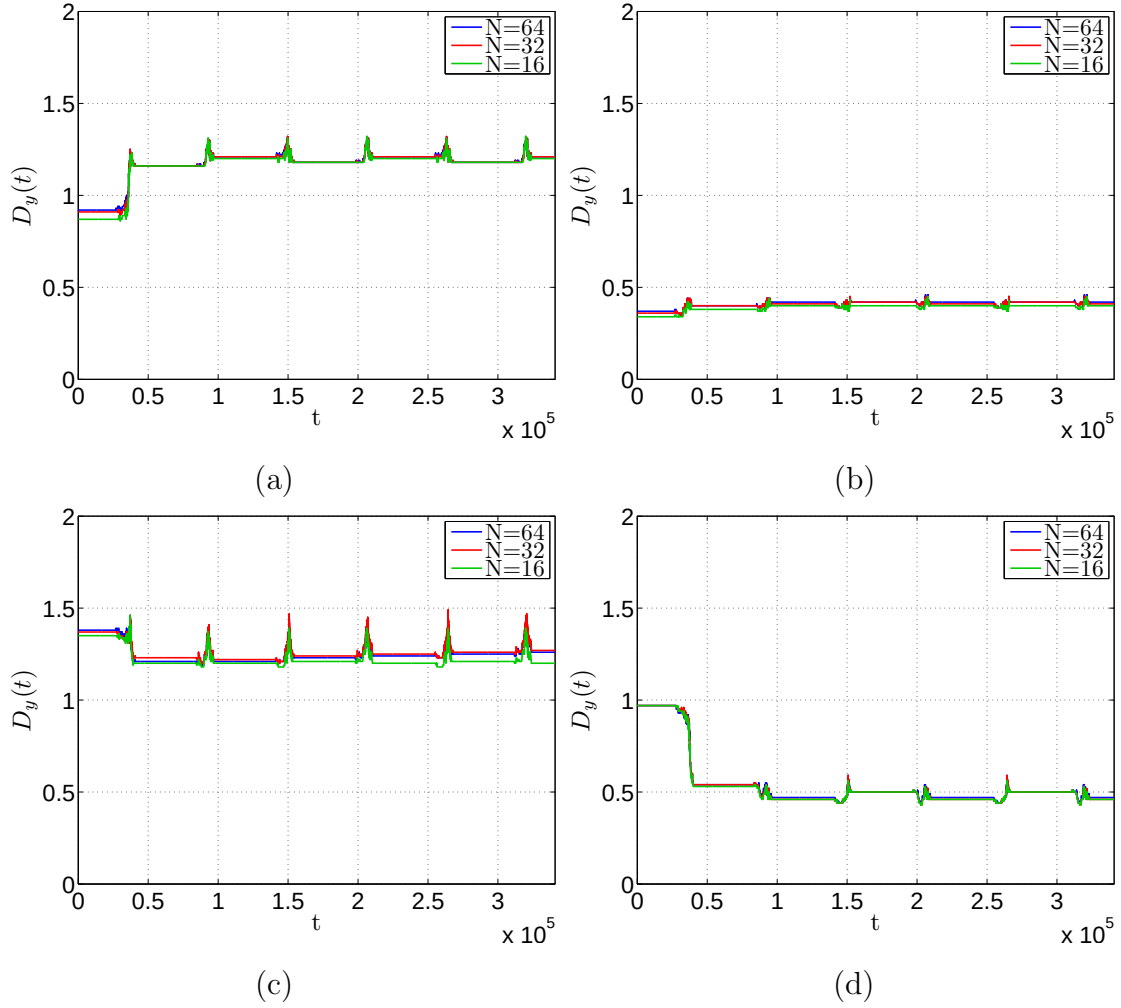


Rysunek 4.38: Średnia odległość Hamminga w funkcji pola zewnętrznego liczona dla drutów X dla gałęzi górnych (a,c,e,g) i dolnych (b,d,f,h) trzecich pętli histerezy dla układów typu B zawierających 16, 32 i 64 druty, gdzie odchylenie standardowe pola włączeniowego drutów wynosiło $u(H_s) = 105$ Oe, układy nie miały możliwości wstępnej relaksacji w nieobecności pola zewnętrznego, a uszkodzony został drut nr.0 (a,b), nr.2 (c,d), nr.4 (e,f), lub nr.6 (g,h).

Na wykresie 4.39 przedstawione zostały wartości odległości Hamminga dla układów o $u(H_s) = 105$ Oe w przypadku braku wstępnej relaksacji dla różnych wielkości układów. Z wykresu tego widzimy, że również wartości $D_y(t)$ nie wykazują zależności od rozmiarów układu. W przypadku układów z możliwą wstępną relaksacją taka zależność także nie występowała.

Wnioski

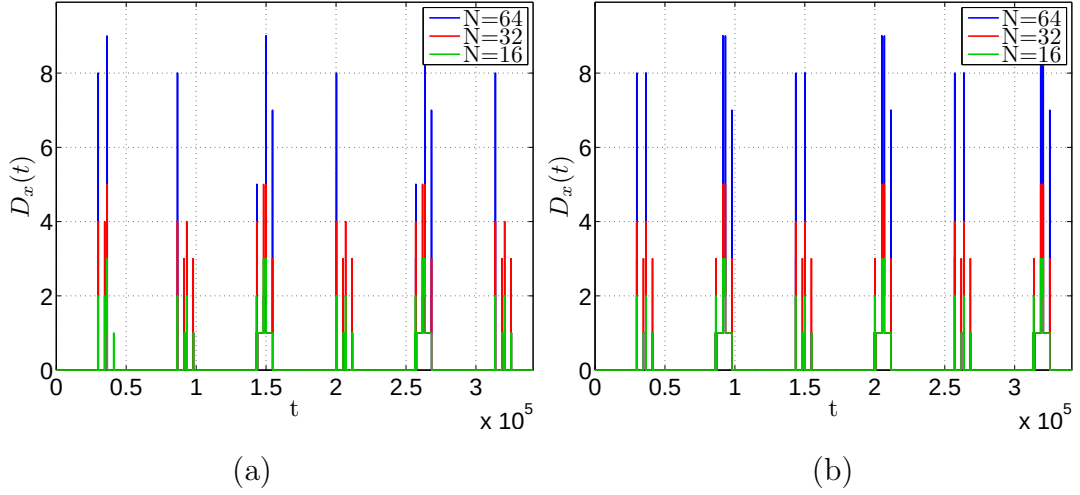
Z wyników otrzymanych dla układów o strukturach regularnych typu A i B wnioskujemy, że dla układów typu A o niewielkim rozrzucie pola włączeniowego drutów (5 Oe), po wprowadzeniu uszkodzenia początkowego na niektórych drutach Y w obrębie komórki bazowej obserwujemy wzrost odległości Hamminga dla drutów X -owych wraz ze wzrostem rozmiarów układu. Procentowe odległości Hamminga dla drutów X ($D_x(t)$) maleją ze wzrostem wielkości układu poza pewnym przedziałem wartości pola zewnętrznego, dla którego niezależnie od wielkości układu uszkodzenia obejmują 25% drutów X -owych. Na wykresie 4.40 pokazano odległości Hamminga ow funkcji czasu dla drutów X -owych dla jednego z układów typu A z rozważanej statystyki. Na wykresie 4.41a przedstawione zostały wyniki pokazane na wykresie 4.40a przy ograniczeniu się jedynie do odległości Hamminga odpowiadających przejściu przez dolną gałąź trzeciej pętli histerezy. Natomiast wykres 4.41b pokazuje wyniki z wykresu 4.40b po ogranicze-



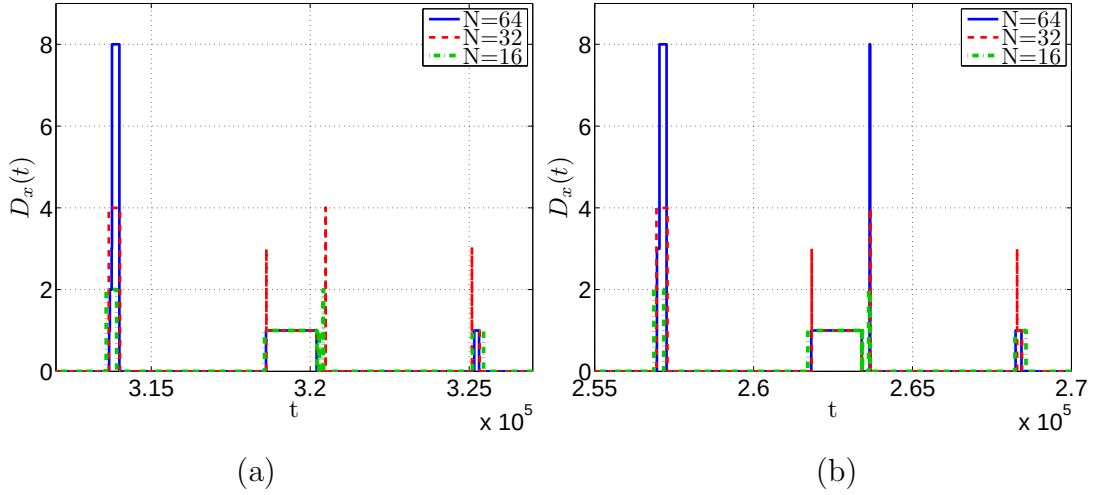
Rysunek 4.39: Średnia odległość Hamminga w funkcji czasu liczona dla drutów Y dla układów typu B zawierających 16, 32 i 64 druty, gdzie odchylenie standardowe pola włączeniowego drutów wynosiło $u(H_s) = 105$ Oe, układy nie miały możliwości wstępnej relaksacji w nieobecności pola zewnętrznego, a uszkodzony został drut nr.0 (a), nr.2 (b), nr.4 (c), lub nr.6 (d).

niu ich jedynie do górnej gałęzi trzeciej pętli histerezy. Wykresy 4.41a i 4.41b zostały wykonane, aby lepiej zobrazować występujące na wykresie 4.40 zależności.

Na wykresie 4.40 obserwujemy, że zarówno w przypadku z uszkodzonym początkowo drutem nr.0 jak i nr.4 występują piki o wysokości $0.25 \cdot N_x$ ($0.125 \cdot N$). Jeszcze lepiej można to zauważyć na wykresie 4.41 pomimo, że ogranicza się on jedynie do pojedynczych gałęzi trzeciej pętli histerezy. Dla dolnych gałęzi (w przypadku uszkodzonego początkowo drutu nr.0) lub górnych gałęzi (w przypadku uszkodzonego początkowo drutu nr.4) pozostałych pętli histerezy (pierwszej i drugiej) występuje analogiczna zależność. Na wykresach 4.41a i 4.41b zauważamy, że wysokości pierwszych pików rosną wraz z rozmiarem układu dając odległości Hamminga równe 2, 4 i 8 odpowiednio dla



Rysunek 4.40: Odległość Hamminga w funkcji czasu liczona dla drutów X dla jednego z układów typu A zawierającego 16, 32 i 64 druty, gdzie odchylenie standardowe pola włączeniowego drutów wynosiło $u(H_s) = 5$ Oe, układy nie miały możliwości wstępnej relaksacji w nieobecności pola zewnętrznego, a uszkodzony został drut nr.0 (a) lub nr.4 (b).

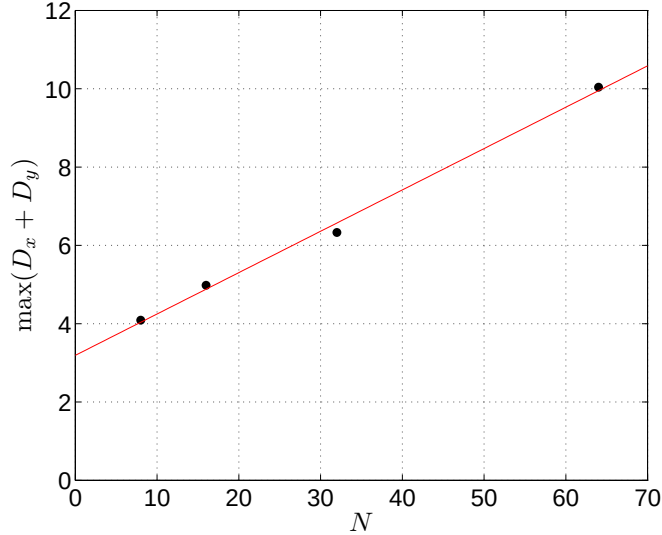


Rysunek 4.41: Odległość Hamminga w funkcji czasu liczona dla drutów X dla dolnej (a) lub górnej (b) gałęzi trzeciej pętli histerezy dla jednego z układów typu A zawierającego 16, 32 i 64 druty. Odchylenie standardowe pola włączeniowego drutów wynosiło $u(H_s) = 5$ Oe, układy nie miały możliwości wstępnej relaksacji w nieobecności pola zewnętrznego, a uszkodzony został drut nr.0 (a) lub nr.4 (b).

układów o 16, 32 i 64 drutach. Zaobserwowana zależność świadczy, że dla pewnych wartości pola zewnętrznego (pewnych chwil czasowych) rozmiary uszkodzeń obejmujących druty X -owe rosną liniowo z wielkością układu, co świadczy o możliwości rozchodzenia

się uszkodzeń. Przemagnesowujące się w ten sposób druty są drutami leżącymi wzdłuż osi podłużnej drutu nr.3 (w przypadku uszkodzenia drutu nr.0) lub drutu nr. 7 (w przypadku uszkodzenia drutu nr.4). Co więcej, wszystkie te druty przemagnesowują się dokładnie przy tej samej wartości pola zewnętrznego. Proces przemagnesowania drutów tworzących to charakterystyczne uszkodzenie rozpoczyna się od zmiany namagnesowania drutu X -owego będącego przestrzennie najbliższym miejsca, w którym wystąpiło uszkodzenie początkowe na drutach Y -owych. Po zmianie zwrotu namagnesowania drut ten wywołuje przemagnesowanie kolejnego drutu X -owego leżącego wzdłuż jego osi podłużnej. Sytuacja taka powtarza się aż do momentu przemagnesowania ostatniego z drutów X -owych leżącego na tej osi. W związku z przemagnesowaniem wszystkich drutów X -owych będących w jednej osi otrzymujemy uszkodzenia X -owe o wielkości $1/4$ wszystkich drutów X -owych w układzie. Takie zachowanie drutów obserwujemy dla wszystkich układów z rozważanej statystyki.

Liniowa zależność wielkości uszkodzenia od rozmiaru układu jest również dobrze widoczna dla maksymalnych wartości średniej odległości Hamminga (przedstawionej na wykresie 4.42), będącej sumą odległości Hamminga dla drutów równoległych i prostopadłych do pola. Suma ta była wyśredniowana po rozkładzie pól włączeniowych. Dopasowana do wyników prosta ma postać $y = 0.11x + 3.19$.



Rysunek 4.42: Maksymalna średnia odległość Hamminga $\max(D_x + D_y)$ w funkcji rozmiaru układu N w przypadku uszkodzonego drutu nr.0. Odchylenie standardowe było równe $u(H_s) = 5$ Oe, a układy nie miały możliwości wstępnej relaksacji w nieobecności pola zewnętrznego. Dopasowana prosta $y = 0.11x + 3.19$.

Dla układów typu A o $u(H_s) = 105$ Oe nie otrzymujemy zależności wielkości uszkodzeń dla drutów X jak i Y od rozmiarów układu, pomimo, że niezależnie od tego który

z drutów Y -owych w obrębie komórki bazowej początkowo uszkodzimy to otrzymujemy w niektórych układach z rozważanej statystyki reakcję drutów X w postaci uszkodzeń.

Uszkodzenia dla drutów Y w układach typu A w większości przypadków dla rozważanej statystyki, niezależnie od wartości odchylenia standardowego pola przełączeniowego drutów, nie rozprzestrzeniają się poza komórkę bazową.

Dla układów typu B, zarówno dla układów o odchyleniu standardowym pola włączeniowego drutów równym 5 Oe jak i 105 Oe nie otrzymujemy zależności wielkości uszkodzeń od rozmiaru układu. Uszkodzenia obserwowane na drutach X czy Y stanowią w większości układów z rozważanej statystyki uszkodzenia powstałe jedynie w obrębie komórki bazowej.

Wprowadzone uszkodzenia w układach typu A lub B na drutach X -owych rozprzestrzeniają się bardzo rzadko w porównaniu z uszkodzeniami wywołanymi dla drutów Y . Mogą one przenosić się jedynie w trakcie wstępnej relaksacji, gdyż po umieszczeniu układu w maksymalnym polu zewnętrznym (H_m) początkowe uszkodzenia na drutach X są usuwane.

Na podstawie analizy pętli histerezy dla uszkodzonych i nieuszkodzonych układów bazowych wyciągamy wnioski, że jeżeli otrzymane wykresy pętli histerezy układów nieuszkodzonego i z wprowadzonym uszkodzeniem (których pola włączeniowe poszczególnych drutów są identyczne oraz struktura przestrzenna tych układów jest taka sama) różnią się między sobą (co jest jednoznaczne z otrzymaniem dla tych układów niezerowych wartości odległości Hamminga) to znaczy, że uszkodzenia mogą się rozchodzić w układzie. Jeżeli ponadto występują różnice pomiędzy pierwszą i trzecią pętlą histerezy dla układu uszkodzonego, oznacza to, że wartości odległości Hamminga zmieniają się w kolejnych cyklach histerezy.

Podsumowując powyższe rozważania:

- Rozprzestrzenianie się uszkodzeń zostało zauważone jedynie w układach mających strukturę łańcuch naprzemiennie ułożonych drutów równoległych i prostopadłych do pola, charakteryzujących się małym rozrzutem pola przełączeniowego (5 Oe) pojedynczych drutów
- Fakt rozchodzenia się zaburzeń jest niezależny od tego, czy układy zostały poddane czy też nie wstępnej relaksacji w nieobecności pola magnetycznego
- Warunkiem pojawiającego się cyklicznie w układzie uszkodzenia drutów równoległych do zewnętrznego pola magnetycznego jest wystąpienie niezanikającego w czasie zaburzenia na drutach prostopadłych do kierunku tego pola

- Uszkodzenia rozprzestrzeniają się głównie na drutach o kierunku równoległym do zewnętrznego pola magnetycznego
- Obserwowane maksymalne rozmiary uszkodzeń wykazują liniową zależność od wielkości układu (co zostało pokazane na wykresie 4.42), świadcząc o tym, że granicę rozchodzenia się uszkodzenia stanowi rozmiar układu.

Rozdział 5

Amorficzne bistabilne mikrodruty

Prezentowana praca miała na celu zbadanie własności magnetycznych nanodrutów. Uzyskanie jednak pojedynczych nanodrutów możliwych do wykorzystania w pomiarach, a tym bardziej wytworzenie z nich niewielkich układów o określonej geometrii (zawierających na przykład tylko dwa równoległe do siebie druty) bez użycia technik litograficznych nie jest trywialnym zagadnieniem. W celu omówienia więc zachowania pojedynczych drutów magnetycznych zostały wykonane pomiary dla amorficznych mikrodrutów pokrytych szkłem o możliwie jak najmniejszych średnicach. Uzyskane dla nich wyniki przedstawione zostały w tym rozdziale.

5.1 Własności strukturalne oraz sposób przemagnesowania

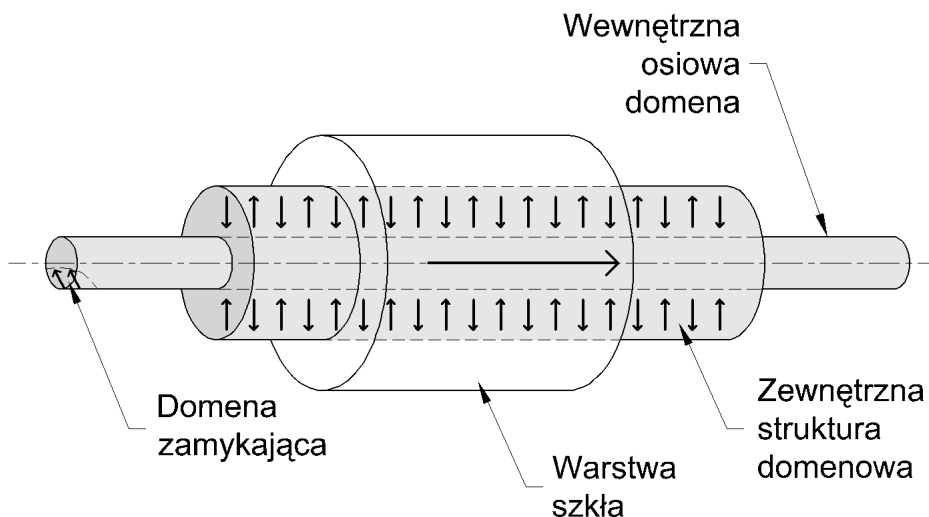
Cienkie druty wykonane z materiału magnetycznego nazywamy mikrodrutami, gdy ich grubości są rzędu od kilku do kilkudziesięciu mikrometrów (zwykle w granicy od 1 do 30 μm).

Magnetyczna bistabilność mikrodrutów, przejawiająca się poprzez prawie prostokątne pętle histerezy jest związana z przemagnesowaniem jednej domeny o długości równej długości drutu, z tak zwanym pojedynczym wielkim skokiem Barkhausena. Takie zachowanie mikrodrutów jest związane z ich budową wynikającą z procesu produkcji (omówionego w punkcie 2.3.1).

Rysunek 5.1 przedstawia schematyczną budowę amorficznego mikrodrutu o dodatniej magnetostrykcji pokrytego szkłem (słuszną dla mikrodrutów na bazie żelaza). Struktura domenowa jest przejawem dążenia materiału magnetycznego do osiągnięcia minimum energii wewnętrznej (ze wzoru 2.2). Energia materiałów amorficznych jest zdominowana przez energię anizotropii magnetoelastycznej E_{EA} oraz anizotropię kształtu E_D [56]. Wysoka wartość energii magnetostrykcji pojawia się w procesie wy-

tworzenia mikrodrutów w wyniku zamrożenia wewnątrz drutu naprężeń wewnętrznych.

Najbardziej wewnętrzną część drutu stanowi pojedyncza wielka domena rozciągająca się na długości całego drutu. Kierunek łatwego namagnesowania tej domeny wyznaczony jest przez oś podłużną drutu. Na około niej tworzą się domeny skorupy, poprzecznie namagnesowane w stosunku do namagnesowania środkowej domeny. Dla przedstawionego na rysunku 5.1 drutu o dodatniej magnetostrykcji kierunki namagnesowania domen zewnętrznych ułożone są w sposób radialny. Dla drutów o ujemnej magnetostrykcji kierunki magnetyzacji ułożone są kołowo wokół rdzenia. Na końcach drutu tworzą się tak zwane domeny zamykające będące wynikiem dążenia materiału do redukcji energii magnetostatycznej. Wierzchnią warstwę stanowi szkło typu Pyrex (borowo-krzemowe).



Rysunek 5.1: Schematyczna budowa amorficznego mikrodrutu o dodatniej magnetostrykcji pokrytego szkłem [57].

Bistabilność magnetyczna drutu oznacza, że namagnesowanie drutu ma dwa stany stabilne $+M_s$ i $-M_s$ (gdzie M_s jest namagnesowaniem nasycenia). Dla kierunku równoległego do osi podłużnej drutu możemy przyjąć, że całkowite namagnesowanie pochodzi od jednodomenowego rdzenia. Stąd mówimy o bistabilności wewnętrznego rdzenia mikrodrutu. Po przyłożeniu zewnętrznego pola magnetycznego w kierunku przeciwnym do kierunku namagnesowania wewnętrznego rdzenia drutu, obserwujemy początkowo stopniowe zmniejszanie wartości namagnesowania [58]. Za to zjawisko odpowiada zmiana kierunku namagnesowania poszczególnych domen powłoki. Jednocześnie domeny zamykające na końcu drutu, będące namagnesowane przeciwnie do wewnętrznego rdzenia powiększają się w stronę środka drutu. Jeżeli wartość zewnętrznego pola

magnetycznego przekroczy pole przełączeniowe H_s dochodzi do nagłego powiększenia jednej z domen zamykających i powstania ścianki domenowej. Ścianka ta przesuwa się następnie wzdłuż osi podłużnej drutu. W obrębie rdzenia wewnętrznego pojawiają się więc dwie domeny. W trakcie ruchu ścianki domenowej, domena o pierwotnym zwrocie namagnesowania zmniejsza się kosztem powiększania się domeny o przeciwnym namagnesowaniu. Przemagnesowanie rdzenia następuje po dotarciu ścianki domenowej do drugiego końca drutu. Zjawisko to nazywamy pojedynczym wielkim skokiem Barkhausena. Chwilowe wartości namagnesowania wynikają z położenia ścianki domenowej wewnątrz drutu i są sumą namagnesowania domeny o zmniejszającej się objętości i namagnesowania drugiej powiększającej się domeny.

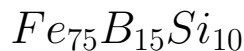
Istnienie domen zamykających potwierdzają pomiary lokalnego profilu namagnesowania [59, 60]. Na podstawie tych profili wnioskuje się, że dla grubszych drutów domeny zamykające obejmują dłuższy obszar na końcach drutów (rzędu kilkunastu milimetrów), niż to ma miejsce dla najcieńszych mikrodrutów dla których domeny zamykające obejmują nie więcej jak 1 – 2 mm na końcach drutów. Dla drutów o średnicy 10 μm domeny zamykające wnikają na około 2 mm [61] do środka drutu. Minimalna długość mikrodrutu L_{crit} zapewniająca jego bistabilność jest związana z głębokością tego wnikania (L_{cd}) do wnętrza jednodomenowego rdzenia

$$L_{crit} \approx 2L_{cd} \quad (5.1)$$

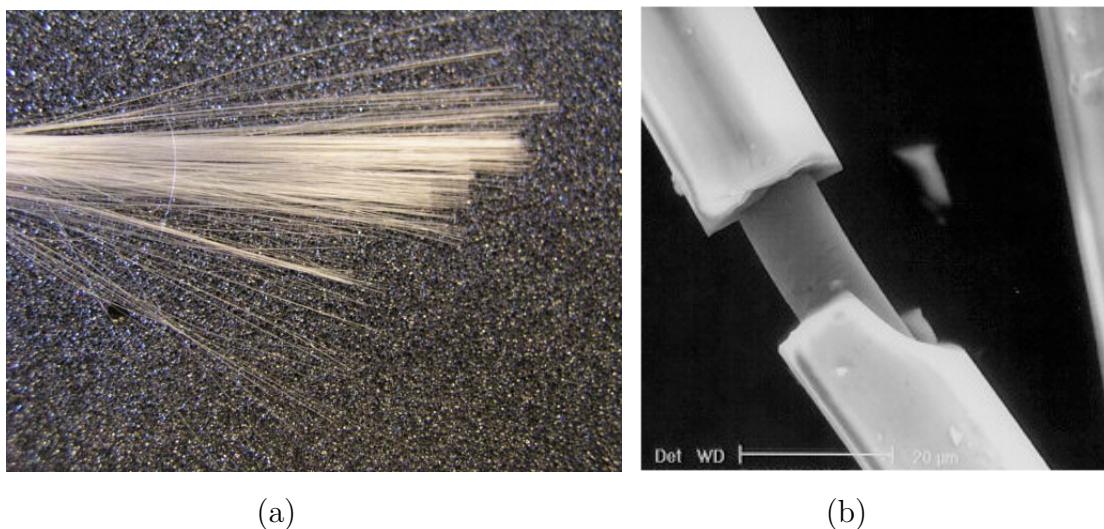
Z tego wynika, że uzyskanie bistabilnego zachowanie mikrodrutów o najmniejszych średnicach jest możliwe dla stosunkowo bardzo krótkich drutów.

Zdjęcie 5.2a przedstawia pęk kilkuset amorficznych mikrodrutów pokrytych szkłem stanowiących jeden z przebadanych materiałów. Zdjęcie 5.2b (z pracy [57]), wykonane przy pomocy elektronowego mikroskopu skaningowego (SEM), przedstawia wygląd pojedynczego przykładowego mikrodrutu. Na obrazie tym można dostrzec ciemniejszy fragment będący metalowym rdzeniem oraz jaśniejszy obszar stanowiący powłokę zewnętrzną wykonaną z Pyrex'u.

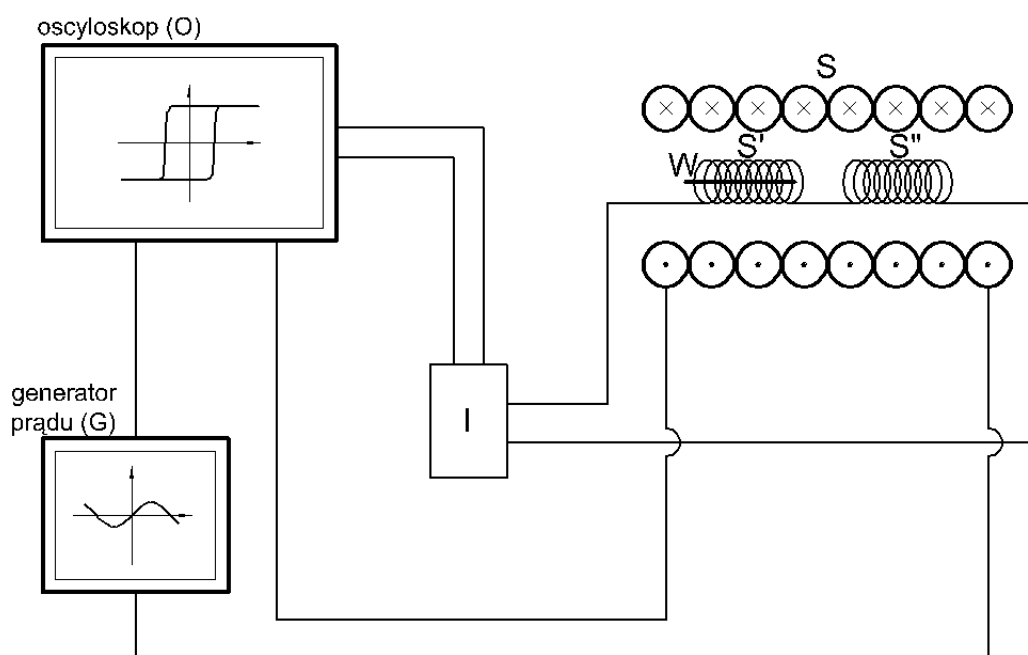
5.2 Pomiary pętli histerezy mikrodrutów o składzie



Rysunek 5.3 przedstawia schemat układu do pomiaru pętli histerezy mikrodrutów metodą konwencjonalnej indukcji. Układ ten składa się z generatora prądu zmiennego (w postaci funkcji sinusoidalnej o częstotliwości f), dużej cewki S , dwóch małych cewek S' oraz S'' , fluksometru oraz oscyloskopu na którym obserwowane są wyniki pomiaru.



Rysunek 5.2: Zdjęcie (a) makroskopowe pęku amorficznych mikrodrutów o składzie $Fe_{75}B_{15}Si_{10}$ pokrytych szkłem oraz (b) mikroskopowe pojedynczego mikrodrutu pokrytego szkłem pokazujące jego strukturę, wykonane przy użyciu mikroskopu skaningowego (Zdjęcie z pracy [57]).



Rysunek 5.3: Schemat układu do pomiaru pętli histerezy mikrodrutów metodą konwencjonalnej indukcji.

Zmienne pole magnetyczne jest wytwarzane przez cewkę S , która jest zasilana prądem zmiennym o przebiegu sinusoidalnym i częstotliwościach pomiędzy $f = 50$ Hz a 2 kHz, wytworzonym przez generator prądu G . Pętla histerezy powstająca na oscy-

loskopie stanowi połączenie sygnału z kanału zasilającego cewkę S proporcjonalnego do natężenia prądu płynącego w układzie pomiarowym oraz sygnału (po scałkowaniu go w integratorze I) z kanału cewki S' służącej do zbierania sygnału proporcjonalnego do namagnesowania badanego mikrodrutu W (lub układu równoległych mikrodrutów). W układzie pomiarowym znajduje się dodatkowo cewka S'' identyczna jak S' , służąca do kompensacji wpływu ziemskiego pola magnetycznego.

Pomiary namagnesowania w funkcji przyłożonego pola magnetycznego przedstawione w tym rozdziale zostały wykonane dla próbek o długościach $L = 3$ cm, średnicach metalowego rdzenia $d_H = 2\text{--}18.7\text{ }\mu\text{m}$ oraz grubościach całkowitych $D_H = 19.4\text{--}28.1\text{ }\mu\text{m}$. Pomiary zależności $M(H)$, poza wynikami otrzymanymi dla różnych częstotliwości f (przedstawionymi w punkcie 5.2.3), zostały wykonane dla wolno zmiennego pola magnetycznego (dla częstotliwości prądu $f = 50$ Hz).

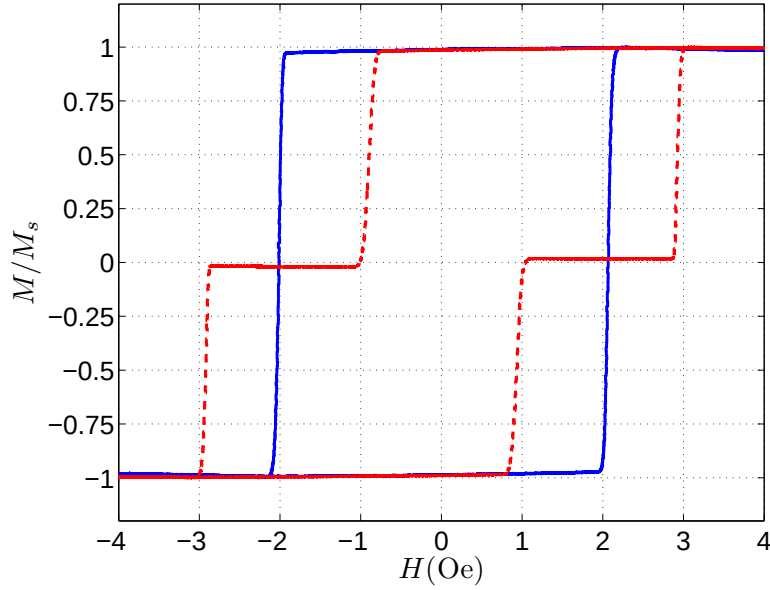
5.2.1 Pętle namagnesowania pojedynczych drutów oraz ich układów

Amorficzne mikrodruty pokryte szkłem o składzie na bazie żelaza stanowią interesujące ferromagnetyczne elementy wykazujące własności bistabilne [62]. Przy pomiarze w wolno zmiennym polu magnetycznym (przy niskiej częstotliwości f sinusoidalnego prądu zmiennego) charakterystyczne jest dla nich występowanie prawie prostokątnej pętli histerezy. Zachowanie to jest związane z występowaniem pojedynczego skoku Barkhausena, co tłumaczy się zmianą namagnesowania w pojedynczej domenie wewnętrznej [63].

Na wykresie 5.4 zostały przedstawione pętle histerezy dla pojedynczego drutu o średnicy metalowego rdzenia $d_H = 6.8\text{ }\mu\text{m}$ oraz dla układu dwóch identycznych mikrodrutów równoległych względem siebie i stykających się ze sobą na całej ich długości.

Pętla histerezy dla pojedynczego drutu, jak widzimy na tym wykresie, ma prawie idealnie prostokątny przebieg, charakterystyczny dla amorficznych mikrodrutów. Zmiana namagnesowania rozpoczyna się dla tego drutu w polu przełączeniowym $H_s = 1.95$ Oe.

Dla układu złożonego z dwóch identycznych drutów, których rdzenie metalowe oddległe były od siebie o podwójną grubość szklanej powłoki tych drutów, czyli o $12.6\text{ }\mu\text{m}$, zauważamy, że zmiana namagnesowania w układzie zachodzi w postaci dwóch skoków Barkhausena. Każdy z tych skoków związany jest z przemagnesowaniem pojedynczego drutu. Ze względu na oddziaływanie magnetostatyczne pomiędzy drutami, jeden z nich przemagnesowuje się wcześniej (w polu $H_1 = 0.8$ Oe) niż zrobiłby to bez obecności drugiego drutu. Jego przemagnesowanie powoduje jednak, że wartość pola wypadkowego



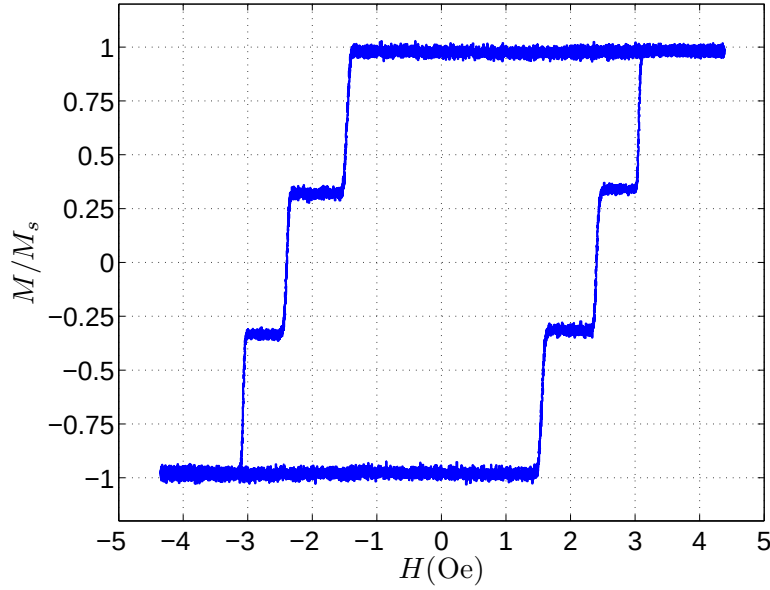
Rysunek 5.4: Znormalizowane pętle histerezy dla jednego drutu oraz układu dwóch równoległych drutów o długości $L = 3$ cm i średnicy metalowego rdzenia $d_H = 6.8$ μm i całkowitej średnicy $D_H = 19.4$ μm .

działającego na drugi drut zostaje obniżona; przez to przemagnesowanie drugiego drutu następuje później (w polu $H_2 = 2.8$ Oe) niż by to miało miejsce gdyby nie pozostawał on w polu innego drutu.

Porównywalna wysokość obydwu otrzymanych stopni wskazuje, że użyte do pomiaru dwa druty będące tej samej długości były wykonane z tego samego materiału. W innym przypadku różnice namagnesowania uzyskane po przemagnesowaniu każdego z nich miałyby różną wartość.

Przebadany został również układ trzech drutów o średnicach metalowego rdzenia $d_H = 5.7$ μm oraz średnicach całkowitych $D_H = 25.2$ μm . Druty umieszczone były równolegle względem siebie na płaszczyźnie i jedynie dwa kolejne druty stykały się ze sobą. Przemagnesowanie układu następowało w postaci trzech skoków Barkhausena. Otrzymana pętla histerezy została przedstawiona na wykresie 5.5.

Początkowo wszystkie druty były namagnesowane w tym samym kierunku. Gdy następowało obniżanie wartości pola zewnętrznego od wartości maksymalnej H_m do $-H_m$ pierwszy drut przemagnesowywał się w polu zewnętrznym H_1 , następny drut przemagnesowywał się w polu H_2 , a trzeci w polu H_3 . Różnice pomiędzy polami, w których następowało przemagnesowanie pierwszego i drugiego drutu wynosiła $\Delta H_{1-2} = 0.72$ Oe drutu, a pomiędzy polami przemagnesowania drugiego i trzeciego drutu $\Delta H_{2-3} = 0.52$ Oe. Różnica ta wynika z oddziaływania magnetostaticznego pomiędzy drutami. Jako pierwszy przemagnesowywał się drut środkowy, ponieważ stan układu, w któ-

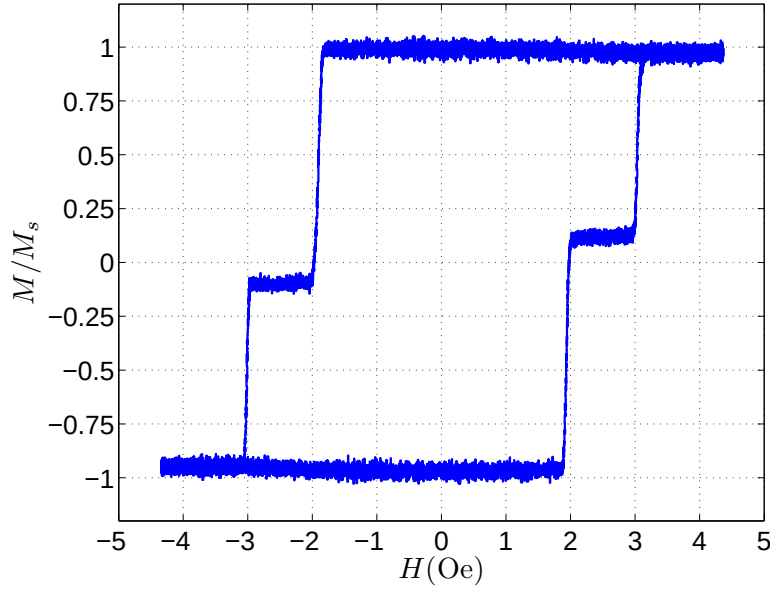


Rysunek 5.5: Znormalizowana pętla histerezy dla trzech drutów o długości $L = 3$ cm, średnicy metalowego rdzenia $d_H = 5.7$ μm i całkowitej średnicy $D_H = 25.2$ μm .

rym wszystkie druty są tak samo namagnesowane jest nie korzystny energetycznie. Na środkowy drut działa największe pole wypadkowe pochodzące od pozostałych drutów, więc przemagnesowanie tego drutu następowało najszybciej. Stan takiego układu, w którym druty skrajne mają identyczny zwrot namagnesowania, a drut środkowy zwrot przeciwny, jest najkorzystniejszy energetycznie. Układ drutów oddziałujących magnetostatycznie stara się zachować taki stan jak najdłużej to możliwe. Gdy jednak dojdzie już do przemagnesowania drugiego drutu (jednego ze skrajnych drutów), to pomimo, że najkorzystniej jest aby jeden z drutów miał przeciwny zwrot to działające na niego pole wypadkowe pochodzące od dwóch przemagnesowanych wcześniej drutów (drutu środkowego i skrajnego) nie jest tak silne jak to miało miejsce dla drutu środkowego, na który oddziaływały dwa skrajne druty. Różnica pomiędzy polami H_2 i H_3 musi być zatem mniejsza niż pomiędzy H_1 i H_2 .

Układy trzech jednakowych drutów oddziałujących magnetostatycznie cechuje frustracja magnetyczna, podobnie jak ma to miejsce w przypadku oddziaływania ferromagnetycznego. Jednak w przypadku rzeczywistych drutów zwykle ta frustracja nie jest obserwowana, gdyż ich pola przełączeniowe przyjmują odrobinę różne wartości. Wynika to z faktu, że druty rzeczywiste używane do pomiarów mają najczęściej nieco różne długości lub średnice.

Ostatnim przebadanym typem układu był układ dwóch równoległych drutów stykających się wzdłuż ich osi, mających te same średnice, ale inne długości. Druty były zrównane ze sobą z jednej strony, a ich długości były równe $L_1 = 3$ cm oraz $L_2 = 2.5$ cm.



Rysunek 5.6: Znormalizowana pętla histerezy dla dwóch drutów o różnych długościach ($L_1 = 3 \text{ cm}$, $L_2 = 2.5 \text{ cm}$), średnicy metalowego rdzenia $d_H = 5.7 \text{ }\mu\text{m}$ i całkowitej średnicy $D_H = 25.2 \text{ }\mu\text{m}$.

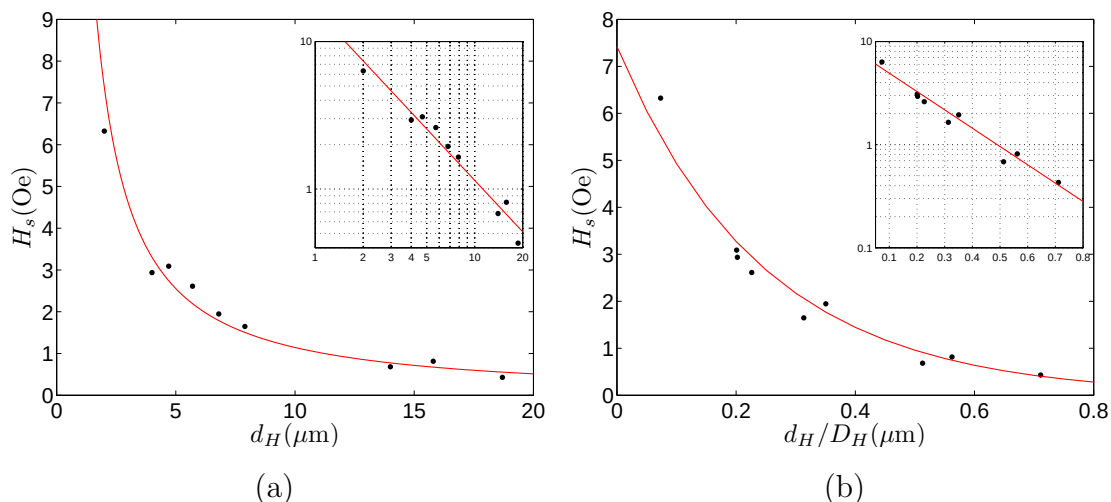
Jako pierwszy przemagnesowywał się dłuższy drut, co jest konsekwencją oddziaływania magnetostatycznego. Pole wypadkowe działające na koniec dłuższego drutu stykający się z końcem krótszego drutu miało większą wartość niż pole wypadkowe działające na ten koniec dla krótszego drutu. Stąd preferowane było przemagnesowanie dłuższego drutu w pierwszej kolejności. Wynika stąd, że kolejność przemagnesowywania się drutów powinna być identyczna dla górnej jak i dolnej gałęzi pętli histerezy. Zależność tą można zauważyć na wykresie 5.6.

Należy ponadto zauważyć, że na wykresach 5.4, 5.5 oraz 5.6 nie obserwujemy występowania asymetrii pętli histerezy dla układów drutów równoległych do siebie i do zewnętrznego pola magnetycznego.

5.2.2 Pole włączeniowe w funkcji średnicy drutów

W kontekście dążenia do miniaturyzacji technologii, pytanie o to jak zmieniają się własności magnetycznych dla coraz to mniejszych struktur nabiera dużego znaczenia.

Na wykresach 5.7a i 5.7b zostały przedstawione odpowiednio zależności wartości pola przełączeniowego H_s mikrodrutów w zależności od średnicy ich metalowego rdzenia d_H oraz stosunku średnicy rdzenia do średnicy całego drutu d_H/D_H . Małe wykresy przedstawiają te same zależności w skali logarytmicznej (wykres 5.7a) oraz półlogarytmicznej (wykres 5.7b).



Rysunek 5.7: Pole przełączeniowe mikrodrutów w funkcji (a) średnicy rdzenia metalowego d_H (b) stosunku średnicy rdzenia do średnicy drutu d_H/D_H

Na wykresach tych widzimy, że pole przełączeniowe rośnie wraz ze zmniejszaniem średnicy mikrodrutów. Do wyników dopasowane zostały krzywe $y = 16.47 \cdot x^{1.16}$ (dla zależności od d_H na wykresie 5.7a) oraz $y = 7.42e^{-4.09x}$ (dla zależności od d_H/D_H na wykresie 5.7b).

5.2.3 Pętle histerezy w funkcji częstotliwości zmian pola

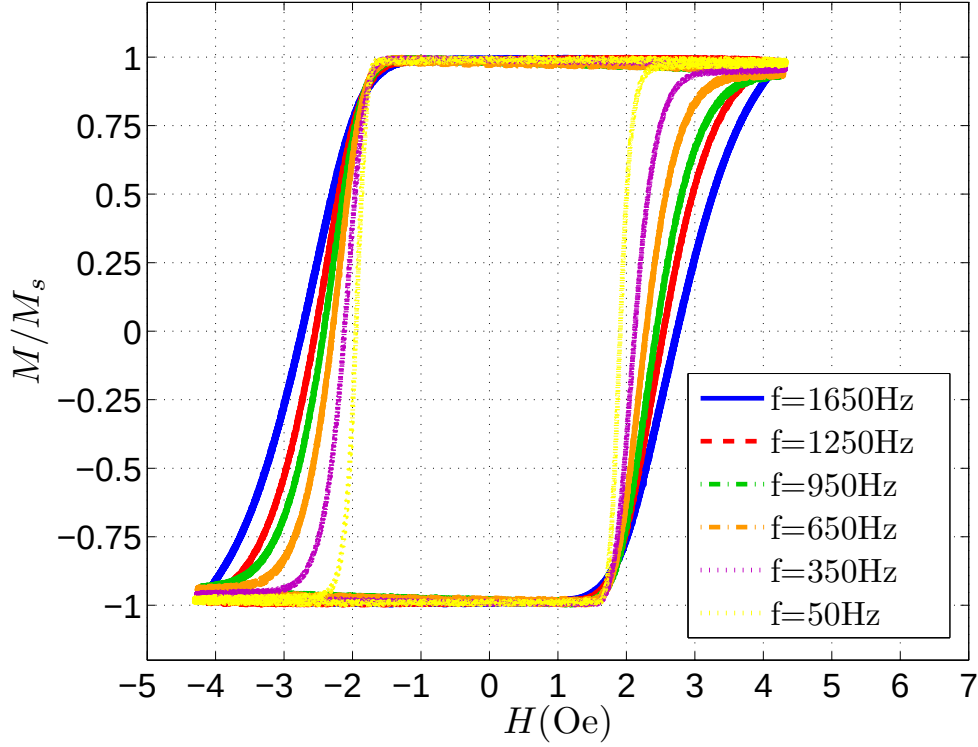
Wykres 5.8 przedstawia wybrane pętle histerezy dla drutu o średnicy całkowitej $D_H = 25.2 \mu m$ i średnicy metalowego rdzenia $d_H = 7.9 \mu m$ dla różnych częstotliwości zmian pola magnetycznego (różnych częstotliwości sygnału sinusoidalnego).

Na rysunku 5.8 zauważamy, że wraz ze zmianą szybkości aktualizacji wartości pola zewnętrznego zmienia się również kształt krzywej histerezy.

Jeżeli dany materiał magnetyczny charakteryzuje się prostokątną pętlą, wtedy pole przełączeniowe i pole koercji mają te same wartości. Gdy przebieg krzywej namagnesowania w funkcji przyłożonego pola odbiega od idealnego kształtu prostokątnego, to pole koercji przyjmuje większą wartość niż pole przełączeniowe.

Na wykresie 5.9 została przedstawiona wartość pola koercji drutu o średnicy rdzenia $d_H = 7.9 \mu m$ w funkcji częstotliwości zmian pola magnetycznego f . Na wykresie tym można lepiej zauważyć, że wraz ze wzrostem częstotliwości rośnie również pole koercji. Wzrost ten dla wysokich częstotliwości wydaje się być liniowy. Dopasowana do wyników prosta ma postać $y = 0.00035x + 2.04$.

Szybkie zmiany pola zewnętrznego powodują, że drut nie zdąży się przemagnesować przed kolejną zmianą wartości natężenia pola magnetycznego, a więc pomiar namagne-

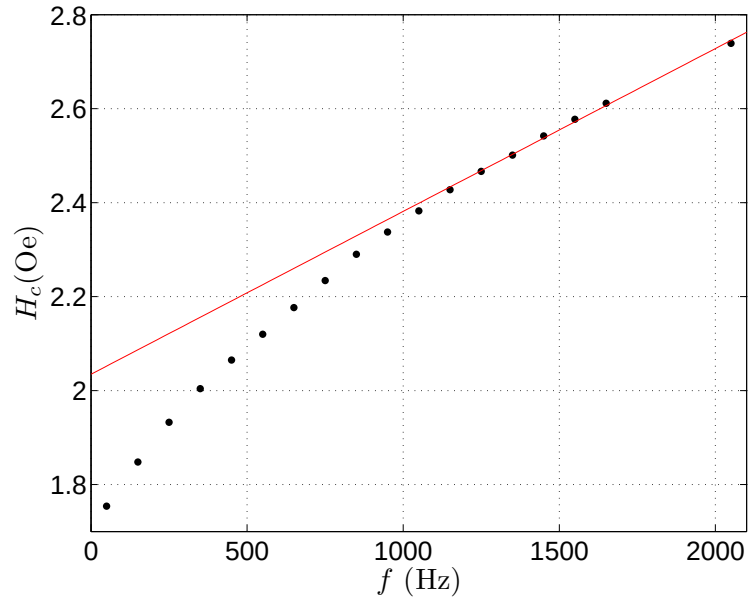


Rysunek 5.8: Pętle histerezy dla pojedynczego drutu o średnicy całkowitej $D_H = 25.2 \mu m$ i średnicy rdzenia $d_H = 7.9 \mu m$ dla różnych częstotliwości zmian pola zewnętrznego H .

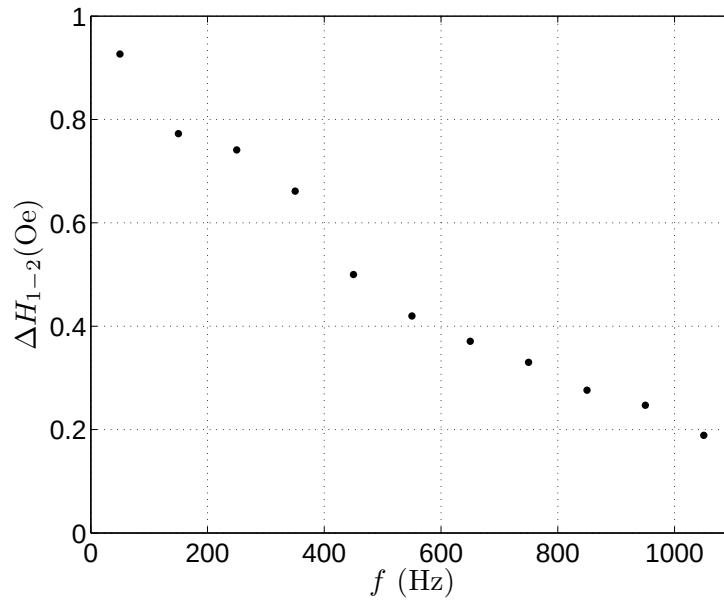
sowania wykonany przy kolejnej wartości H jest pomiarem przeprowadzonym w trakcie ruchu ścianki domenowej. Ponieważ namagnesowanie chwilowe jest sumą namagnesowania dwóch domen o przeciwnych zwrotach momentów magnetycznych (i różnych ich wartościach), stąd też kształt pętli histerezy musi odbiegać od przebiegu prostokątnego. Sytuacja taka ma miejsce dla każdego przypadku, w którym prędkość zmiany wartości pola magnetycznego jest większa od prędkości propagacji ścianki domenowej, a precyzyjniej mówiąc czas pomiędzy kolejnymi zmianami wartości pola zewnętrznego jest krótszy od czasu potrzebnego na przemieszczenie się ścianki domenowej przez cały drut.

W zależności od częstości zostały przebadane również pętle histerezy dla układu dwóch drutów równoległych względem siebie o średnicach metalowego rdzenia $d_H = 5.7 \mu m$ i średnicy całkowitej $d_H = 25.2 \mu m$. Druty miały różne długości - jeden 3 cm a drugi 2.5 cm, a ich końce były zrównane ze sobą z jednej strony.

Na wykresie 5.10 zostały przedstawione zależności różnic pomiędzy polami przemagnesowania pierwszego i drugiego drutu od szybkości zmian wartości zewnętrznego pola magnetycznego.



Rysunek 5.9: Pole koercji H_c drutu o średnicy całkowitej $d_H = 25.2 \mu m$ i średnicy rdzenia $d_H = 7.9 \mu m$ w funkcji częstotliwości f zmian pola zewnętrznego H .



Rysunek 5.10: Różnica pól przemagnesowania dwóch drutów równoległych o średnicy całkowitej $d_H = 25.2 \mu m$, średnicy rdzenia $d_H = 5.7 \mu m$ i różnych długościach (2.5 cm oraz 3 cm) w funkcji częstotliwości f zmian pola H .

W trakcie pomiarów obserwowany był wzrost pól przemagnesowania obydwu drutów (pól H_1 i H_2). Przedstawiony na wykresie 5.10 spadek różnicy pól $\Delta H_{1-2} = H_1 - H_2$ pomiędzy skokami Barkhausena wraz ze wzrostem częstotliwości jest związany ze skończoną prędkością ruchu ścianki domenowej (analogicznie jak w przypadku po-

jedynczego drutu). Przy wysokich częstotliwościach zmian pola zewnętrznego ścianka domenowa w pierwszym przemagnesowującym się drucie nie zdąży jeszcze osiągnąć jego końca, kiedy to spełnione zostają warunki przemagnesowania drugiego drutu. Ostatecznie, w szybko zmiennym polu magnetycznym otrzymujemy przez pewien czas jednoczesną propagację ścianki domenowej w obydwu drutach. Podobna zależność zmniejszania się różnicy pomiędzy polami przemagnesowania dwóch drutów wraz ze wzrostem częstotliwości jest pokazana w pracy [64].

5.3 Propagacja ścianki domenowej

Jako pierwsi obserwacji ruchu ścianki domenowej dokonali Sixtus i Tonks w latach 30 XX wieku [65, 66]. Ich metoda opierała się o konwencjonalną indukcję. Ich układ składał się z czterech cewek. Pierwsza z nich - najdłuższa służyła do wytwarzania jednorodnego zewnętrznego pola magnetycznego. Wewnątrz niej w określonych odległościach od siebie umieszczone były trzy pozostałe cewki. Pierwsza z nich, umieszczona najbliżej wybranego końca drutu była odpowiedzialna za wytworzenie silnego lokalnego pola magnetycznego o przeciwnym zwrocie względem zewnętrznego pola magnetycznego. Powodowało to powstanie domeny o przeciwnym zwrocie momentu magnetycznego względem pierwotnego namagnesowania drutu, której rozrastanie się prowadziło następnie do przemagnesowania próbki. Dwie następne cewki służyły do pomiaru zmiany lokalnego namagnesowania. Znając parametry układu pomiarowego, to jest odległość pomiędzy cewkami pomiarowymi oraz mając możliwość wyznaczenia różnicy czasu pomiędzy rejestracją impulsu (oznaczającego zmianę zwrotu namagnesowania w danym miejscu drutu) przez każdą z nich, możliwe było wyznaczenie prędkości propagacji ścianki domenowej wzdłuż osi podłużnej drutu jako

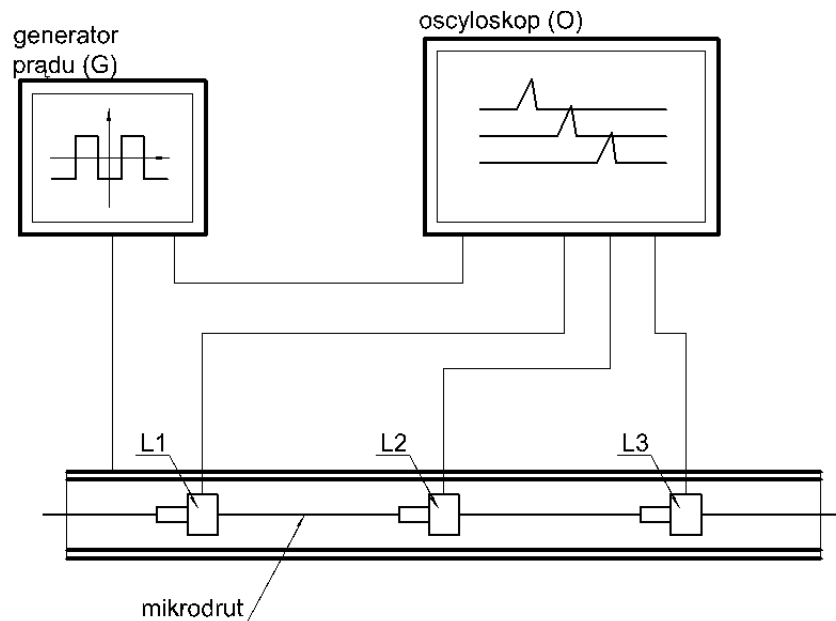
$$v_x = \frac{b}{\Delta t} \quad (5.2)$$

gdzie

b – odległość pomiędzy dwoma kolejnymi cewkami pomiarowymi

Δt – różnica czasu pomiędzy rejestracją maksymalnego impulsu w obydwu cewkach pomiarowych

Metody oparte o układ pomiarowy zaproponowany przez Sixtusa i Tonksa stanowią podstawę badań propagacji ścianki domenowej. Dla amorficznych drutów bistabilnych wprowadza się jednak niewielkie modyfikacje w układzie pomiarowym. Schemat układu wykorzystywanego do pomiaru prędkości ruchu ścianki domenowej został przedstawiony na rysunku 5.11.



Rysunek 5.11: Schemat układu pomiarowego do wyznaczania prędkości propagacji ścianki domenowej [60].

Wprowadzone zmiany w układzie Sixtusa-Tonksa polegają na braku cewki służącej do wytwarzania dodatkowego lokalnego pola magnetycznego, a także na dodaniu jeszcze jednej cewki pomiarowej.

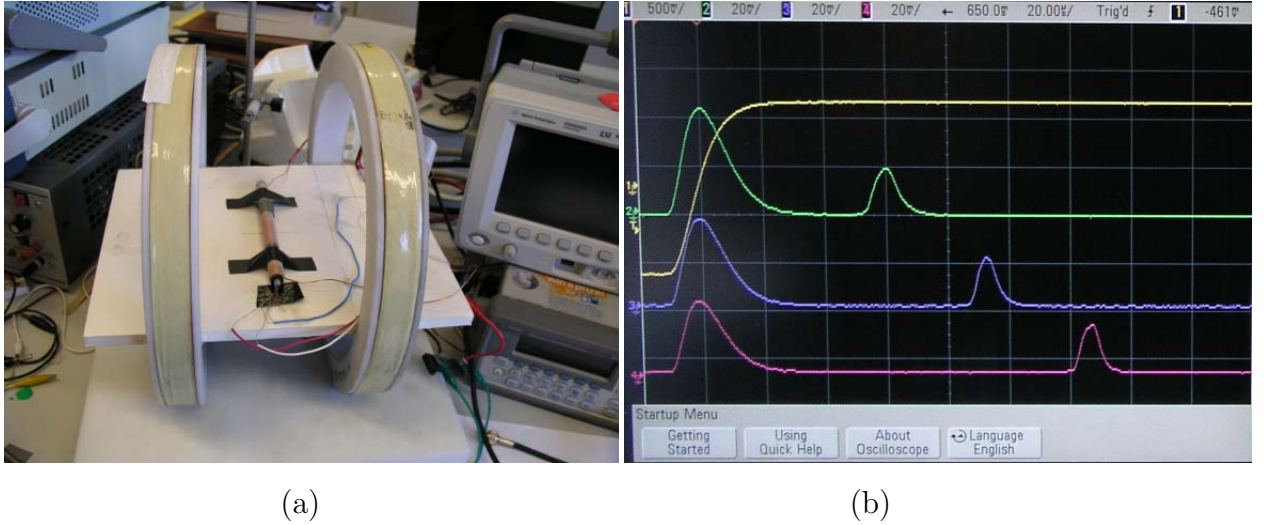
W bistabilnych drutach domeny o przeciwnym zwrocie namagnesowania do magnetyzacji jednodomenowego rdzenia drutu tworzą się spontanicznie na ich końcach w celu zmniejszenia energii rozmagnesowania tego drutu. Dzięki temu nie ma potrzeby stosowania dodatkowej cewki powodującej wytworzenie tego typu domen.

Jeden z końców drutu bistabilnego w trakcie pomiaru jest umieszczany poza układem w celu kontroli kierunku propagacji ścianki domenowej, a dodatkowa cewka pomiarowa służy do upewnienia się czy prędkość propagacji ścianki domenowej jest stała w całej długości drutu, czy też następuje zwolnienie lub przyspieszenie jej ruchu.

Cewka wytwarzająca zewnętrzne pole magnetyczne mająca długość 14 cm oraz średnicę 10 mm, zasilana była prądem zmiennym o przebiegu prostokątnym i niskiej częstotliwości ($f = 5$ Hz) w celu utrzymania stałej wartości pola zewnętrznego w trakcie pomiaru prędkości. Cewki pomiarowe miały długość 2 mm i wewnętrzną średnicę 1 mm. Były umieszczone w odległościach 27 mm od siebie [60]. Sygnał z każdej z nich był zbierany na osobnym wejściu (kanale) oscyloskopu.

Na rysunkach 5.12a i 5.12b pokazane zostały odpowiednio wygląd układu pomiarowego do badania prędkości propagacji ścianki domenowej oraz uzyskany na oscyloskopie

wynik pomiaru dla określonej wartości pola zewnętrznego.



Rysunek 5.12: Układ służący do pomiaru prędkości propagacji ścianki domenowej (a) oraz obraz uzyskany na oscyloskopie w wyniku pomiaru (b).

Ścianka domenowa w drutach o średnicach $d_H = 6.8 - 15.8 \mu\text{m}$ rozchodziła się ze stałą prędkością, co przejawiało się taką samą odległością na oscyloskopie (tak jak to miało miejsce na rysunku 5.3b) pomiędzy maksimami pików dla sygnałów z kolejnych kanałów wejściowych oscyloskopu (zielonego i niebieskiego, oraz niebieskiego i różowego).

Pokazany na rysunku 5.12b sygnał mający zupełnie inny przebieg od pozostałych (w żółtym kolorze) był otrzymywany z cewki wytwarzającej pole zewnętrzne i rejestrowany w celu sprawdzenia czy wartość tego pola jest stała w trakcie pomiaru.

Na wykresie 5.13a zostały przedstawione prędkości propagacji ścianki domenowej w funkcji wartości natężenia zewnętrznego pola magnetycznego dla mikrodrutów o różnych średnicach metalowego rdzenia d_H ($d_H = 6.8 - 15.8 \mu\text{m}$).

Dla drutów tych w zakresie wysokich pól zewnętrznych prędkość ścianki domenowej zależy liniowo od natężenia pola i może być w ogólności przedstawiona jako

$$v_x = \frac{dx}{dt} = S(H - H_0) \quad (5.3)$$

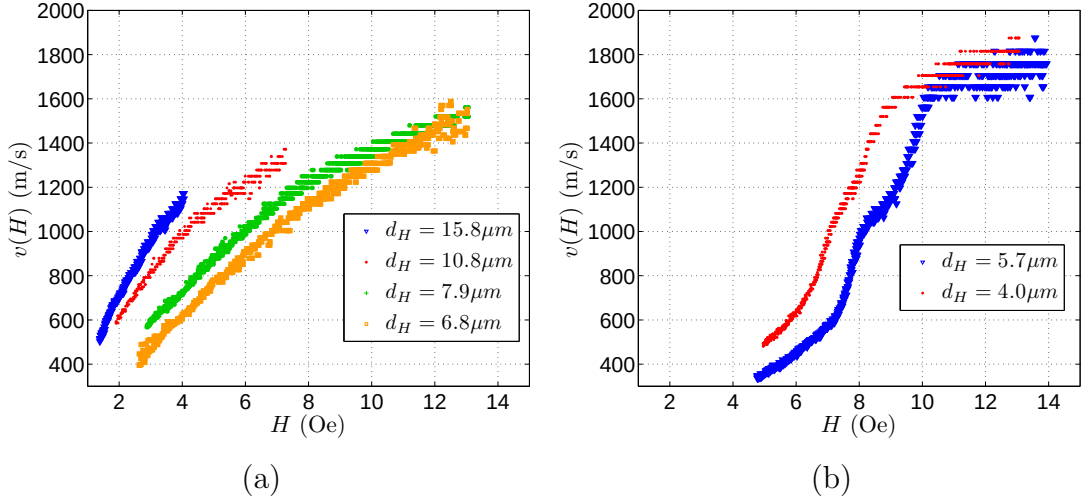
gdzie

H – natężenie zewnętrznego pola magnetycznego o kierunku równoległym do osi drutu

H_0 – natężenie krytycznego pola propagacji

S – mobilność ścianki domenowej

Dla niskich pól zewnętrznych ścianka domenowa porusza się jednak na tyle wolno, że możliwa jest jej interakcja z lokalnymi defektami w obszarze próbki. Wtedy krytyczne



Rysunek 5.13: Prędkość propagacji ścianki domenowej w funkcji natężenia pola zewnętrznego dla mikrodrutów o różnej grubości metalowego rdzenia d_H .

pole propagacji jest sumą pól pochodzących z oddziaływania magnetostaticznego i magnetoelastycznego w próbce oraz składnika odpowiadającego polu uwięzienia (pinning field) ścianki domenowej na defekcie [67]. Prędkość propagacji ścianki domenowej przedstawiamy w tym obszarze jako [68]

$$v_x = S'(H - H'_0)^\beta \quad (5.4)$$

gdzie $\beta \approx 0.5$ a H'_0 jest polem krytycznym, poniżej którego nie występuje ruch ścianki domenowej. Mobilność ścianki domenowej S' jest zależna od maksymalnego pola zewnętrznego H_{max} , dla którego to dopasowanie występuje i przedstawiamy ją jako [67]

$$S' = \frac{S \cdot H_{max}}{H'_0{}^\beta} \quad (5.5)$$

Na rysunku 5.13b przedstawione zostały prędkości ścianek domenowych uzyskane z pomiaru dla drutów o średnicach $d_H = 4$ oraz $5.7 \mu\text{m}$. Dla najcieńszych mikrodrutów obserwowane zależność prędkości propagacji ścianki domenowej od wartości przyłożonego pola magnetycznego $v(H)$ dzieli się na dwa obszary.

W pierwszym z nich, przy mniejszych wartościach pola zewnętrznego obserwujemy liniowy wzrost prędkości propagacji ścianki domenowej w drucie (opisany równaniem (5.3)). W polach tych w trakcie pomiaru obserwowana była stała prędkość propagacji ścianki domenowej na całej długości drutów.

Pola zewnętrzne, w których cienkie mikrodruty się przemagnesowują są na tyle wysokie, że oddziaływanie z lokalnymi defektami prowadzące do zatrzymywania ruchu ścianki domenowej jest zanedbywalnie małe i dlatego nie występuje obszar opisany

równaniem (5.4). Dla drutów tych występuje jednak drugi zakres pól zewnętrznych (obszar wysokich natężeń pól magnetycznych), dla których obserwowane są bardzo duże zmiany prędkości propagacji ścianki domenowej wraz ze zmianą pola. Efekt ten jest wywołany przez istnienie defektów w strukturze drutów (wpływ tych defektów na lokalne namagnesowanie został pokazany w pracy [69]). Przy małych średnicach metalowego rdzenia defekty te (porównując do średnicy drutów) są na tyle duże, że powodują powstawanie dodatkowych ścianek domenowych wewnątrz obszaru drutu [60]. Wynikiem pomiaru uzyskanym na oscyloskopie świadczącym o takim zachowaniu jest otrzymywanie innej kolejności pików niż by to wynikało z kolejności umieszczenia cewek pomiarowych wzdłuż drutu. Ponadto otrzymywane piki są często różnej wysokości, co świadczy o docieraniu do cewki sygnału z dwóch stron (od obydwu końców drutu). Otrzymany ostatecznie sygnał jest superpozycją obydwu sygnałów.

Z wykresu 5.13 wnioskujemy, że prędkości propagacji ścianki domenowej w mikrodrutach amorficznych maleją wraz ze zmniejszaniem średnicy drutów. Jednak jeżeli druty są bardzo cienkie (wykres 5.13b), to w zależności od liczby i rozkładu defektów wewnątrz metalowego rdzenia drutu możliwe jest uzyskanie wyższych prędkości przemagnesowania drutów dla mniejszych średnic.

Wnioski

Rozdział ten przedstawia wyniki pomiarów uzyskane dla amorficznych mikrodrutów pokrytych szkłem. Rozważane były zarówno pojedyncze druty jak i ich układy w postaci równolegle ułożonych drutów o takich samych średnicach. Średnice metalowych rdzeni zbadanych próbek zawierały się w przedziale $d_H = 2\text{--}18.7\ \mu\text{m}$, a ich grubości całkowite wynosiły $D_H = 19.4\text{--}28.1\ \mu\text{m}$.

Dominującą rolę w energii całkowitej mikrodrutów odgrywa anizotropia kształtu oraz przede wszystkim energia magnetoelastyczna. Naprężenia powstałe w trakcie produkcji wpływają na określoną ich budowę wewnętrzną [56]. Mikrodruty amorficzne składają się z jednodomenowego rdzenia, domen powierzchniowych oraz domen zamkniętych. Wszystkie z nich stanowią ważny element mający wpływ na zachowanie się drutów. Jednak w wolno zmiennym polu magnetycznym, niezależnie od składu chemicznego, amorficzne mikrodruty pokryte szkłem cechuje zmiana namagnesowania w postaci pojedynczego wielkiego skoku Barkhausena w jednodomenowym rdzeniu [63].

Amorficzne bistabilne druty pokryte szkłem wykazują wzrost pola koercji wraz ze zmniejszaniem średnicy ich metalowego rdzenia, jak również wraz ze zmniejszaniem stosunku średnicy tego rdzenia od średnicy całego drutu. Charakter tej zależności od d_H oraz d_H/D_H jest inny, gdyż w pierwszym przypadku mamy do czynienia ze wzrostem potęgowym a w drugim z eksponencjalnym.

Do badania układów mikrodrotów wykorzystano konfiguracje złożone z dwóch i trzech drutów równoległych do siebie o takich samych średnicach oraz długościach, a także dwóch równoległych drutów zrównanych ze sobą z jednej strony końcami o takiej samej średnicy ale różnych długościach.

Otrzymane wyniki wykazały, że jako pierwszy w układzie zmienia zwrot namagnesowania drut o większej długości. Dodatkowo stwierdzono, że kolejność przemagnesowywania się drutów jest identyczna dla górnej jak i dolnej gałęzi pętli histerezy.

Pomimo iż frustracja magnetyczna występuje w układach drutów z oddziaływaniem dipolowym, to nie udało się jej zaobserwować doświadczalnie. Wynika to z faktu, że zarówno średnice jak i długości, a także struktury wewnętrzne próbek używanych w eksperymentach nigdy nie są identyczne. Stąd wynika, że pola przełączeniowe takich drutów podlegają pewnemu rozkładowi, a przez to utworzenie układu kilku drutów o identycznych własnościach magnetycznych nie zdarza się często.

Ponadto w żadnym z przebadanych układów równoległych nanodrotów nie stwierdzono występowania asymetrii pętli histerezy.

Amorficzne mikrodruły w otoczce szklanej wykazują bardzo wysokie prędkości propagacji ścianki domenowej, przekraczające 1 km/s. Jak zaobserwowano w pracy laboratoryjnej, najcieńsze z nich mogą przemagnesowywać się z jeszcze większymi prędkościami. Przy wysokich amplitudach pola zewnętrznego jest to związane ze zmianą namagnesowania tych próbek w wyniku wytworzeniu kilku ścianek domenowych w obrębie wewnętrznego rdzenia. Każda z tych ścianek jest związana z lokalnymi defektami struktury drutów powstającymi w procesie ich wytwarzania.

Rozdział 6

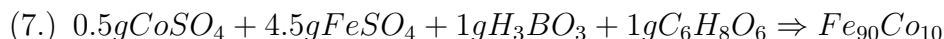
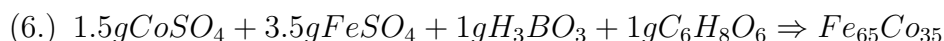
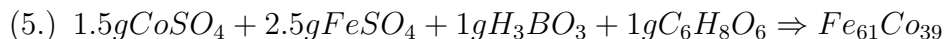
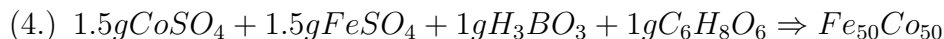
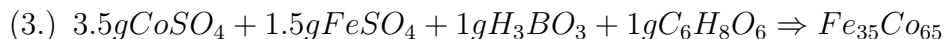
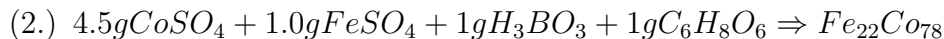
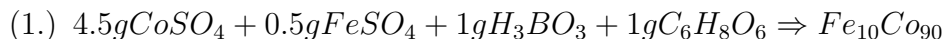
Tablice nanodrutów o składzie $FeCo$

Zaprezentowane w poprzednim rozdziale wyniki pomiarów odnosiły się do drutów magnetycznych o średnicach w skali pojedynczych mikrometrów i dużej zawartości żelaza. Ten rozdział przedstawia pomiary dla struktur nanometrowych. Otrzymanie jednak mniejszych średnic drutów jest możliwe przez zmianę technologii ich wytwarzania, gdyż jak wspomniano wcześniej, metoda Taylora-Ulitowskiego nie pozwala na osiąganie drutów cieńszych niż około $1\ \mu m$. Zmiana technologii ma jednak swoje konsekwencje – produkcja pojedynczych drutów nie jest już procesem łatwym. W większości przypadków, dla struktur w skali nanometrów, wytwarza się jedynie układy takich cząstek. Głównym celem badania tablic nanodrutów, jest znalezienie idealnych materiałów służących do gęstego zapisu magnetycznej informacji. Z tego też względu rozważa się w tym obszarze badań materiały magnetycznie twardsze niż to ma miejsce w przypadku mikrodrutów. Jednym z podstawowych materiałów jest kobalt charakteryzujący się wyższymi polami koercji niż żelazo. W rozdziale tym przedstawione zostały wyniki połączenia własności materiału magnetycznie twardego (kobaltu) oraz miękkiego (żelaza).

6.1 Własności strukturalne wytworzonych tablic nanodrutów

Praca doświadczalna dotycząca tablic nanodrutów była prowadzona w Instytucie Nauk Materiałowych w Madrycie. Tablice te zostały wykonane zgodnie z metodą omówioną w rozdziale 2.3.2. Do wytworzenia serii próbek tablic nanodrutów Fe-Co o różnych składach chemicznych wykonane zostały elektrolity zawierające różne proporcje żelaza, kobaltu, kwasu borowego oraz kwasu askorbinowego. Po wykonaniu tablic nanodrutów ich składy chemiczne, przekroje poprzeczne membran oraz rzuty powierzchni zostały przebadane przy użyciu mikroskopu elektronowego Philips XL30 (Scanning Electron

Microscopy, SEM). Dla użytych elektrolitów otrzymano składy chemiczne nanodrutów $Fe_{100-x}Co_x$ ($10 \leq x \leq 90$):

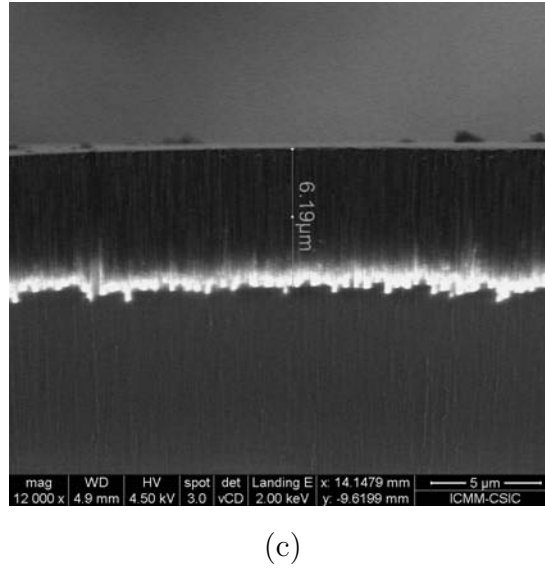
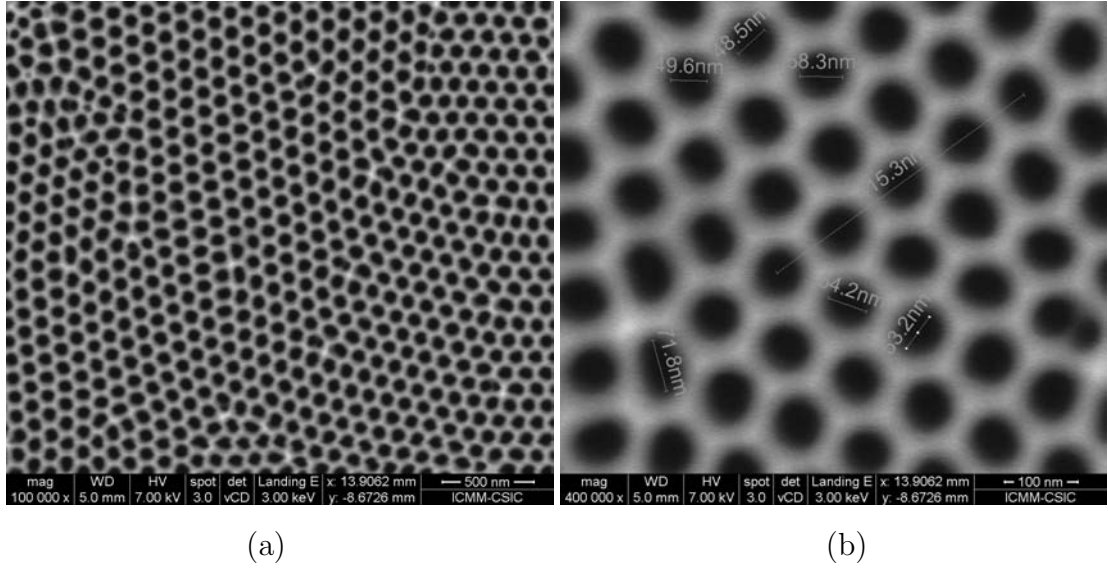


Rysunek 6.1a przedstawia obraz powierzchni dla jednej z próbek uzyskany przy pomocy SEM, a 6.1b pokazuje przekrój poprzeczny przez próbkę. Obrazy powierzchni pozwalały wyznaczyć średnice drutów, a przekroje poprzeczne pomagały określić długość otrzymanych drutów. Przykładowe zdjęcia próbek zostały pokazane na 6.1. Rysunek 6.1a przedstawia obraz powierzchni próbki w przybliżeniu 10^5 krotnym, zaś rysunek 6.1b to ta sama powierzchnia tylko, że powiększona $4 \cdot 10^5$ razy. Na rysunkach tych wyraźnie widać strukturę heksagonalną tablicy. Na rysunku tym czarne punkty to przekroje poprzeczne nanodrutów, jasne otoczenie drutów stanowi membrana z tlenku glinu, zaś najjaśniejsze punkty stanowią defekty powodujące, że uporządkowanie heksagonalne w tablicy nie jest dalekozasięgowe.

Rysunek 6.1c przedstawia przekrój poprzeczny przez tablicę nanodrutów. Zdecydowanie jaśniejszy (błyszczący) fragment na zdjęciu stanowi warstwa złota znajdująca się na spodzie membrany. Dzięki bardzo dobremu kontrastowi ułatwia ona pomiar długości drutów przy użyciu SEM. Aby lepiej ocenić otrzymywane druty, dla jednej z próbek zostały dodatkowo wypreparowane pojedyncze druty z membrany a następnie umieszczone na podłożu krzemowym. Wyodrębnienie pojedynczych nanodrutów wymagało rozpuszczenia (zniszczenia) zawierającej je membrany z tlenku glinu. Wygląd pojedynczego drutu przedstawiony został na rysunku 6.2.

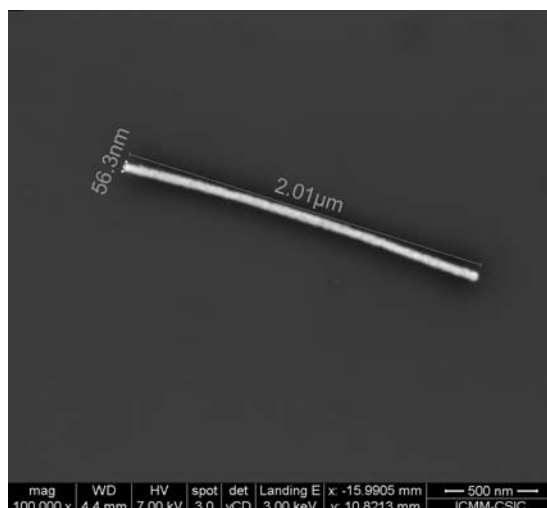
6.2 Pomiary własności magnetycznych

Wszystkie wielkości magnetyczne przedstawione w tym rozdziale zostały pośrednio lub bezpośrednio uzyskane z pomiarów wykonanych przy pomocy przedstawionego na



Rysunek 6.1: Obrazy otrzymane przy pomocy SEM dla tablicy nanodrutów. Struktura powierzchni próbki tablicy nanodrutów(a), jej przybliżenie (b), oraz przekrój poprzeczny (c). Dla tablicy nanodrutów o średnicach $d = 55 \text{ nm}$ i długości $L = 6.19 \text{ }\mu\text{m}$ oraz odległościach pomiędzy drutami $D_{int} = 105 \text{ nm}$.

zdjęciu 6.4a magnetometru wibracyjnego KLA-Tencor EV7 (Vibrating Sample Magnetometer, VSM). Aby wykonać pomiary należało wyciąć kawałek próbki o niedużych rozmiarach z tablicy nanodrutów (przykładowy fragment został pokazany na zdjęciu 6.3a) i umieścić go na szklanym holderze przedstawionym na zdjęciu 6.3b. Po skalibrowaniu urządzenia przy pomocy wzorca niklowego trzeba było umieścić w nim próbkę (pomiędzy cewkami pokazanymi na zdjęciu 6.4b), a następnie ustalić odpowiednie parametry pomiaru takie jak pole maksymalne, częstotliwość próbkowania czy też dodatkowe opcje typu liczba pomiarów i ewentualne opcje średniowania wyników.



Rysunek 6.2: Obraz otrzymany przy pomocy SEM dla wypreparowanego z tablicy pojedynczego drutu o średnicy $d = 56.3 \text{ nm} \approx 55 \text{ nm}$ i długości $L = 2 \text{ } \mu\text{m}$.



(a)

(b)

Rysunek 6.3: Wielkość (a) oraz umocowanie na szklanym holderze (b) próbki tablicy nanodrutów od pomiaru przy pomocy magnetometru wibracyjnego VSM.

Badania przedstawione w tym rozdziale polegały na wykonaniu pomiarów namagnesowania w funkcji wartości przyłożonego pola magnetycznego dla różnych składów chemicznych nanodrutów, różnych ich długości oraz średnic, a także na wyznaczeniu zależności wartości namagnesowania od kąta pomiędzy kierunkiem przyłożonego pola zewnętrznego a osią drutów. Wszystkie próbki zostały wykonane w oparciu o membrany otrzymane przy wykorzystaniu kwasu szczawiowego w procesie anodyzacji, stąd odległości między porami we wszystkich próbkach były równe $D_{int} = 105 \text{ nm}$. Pętle histerezy były mierzone wzdłuż kierunku przyłożonego pola magnetycznego. Wykres 6.5 pokazuje pętle histerezy otrzymane dla tablicy nanodrutów o składzie $Fe_{10}Co_{90}$, długości $L = 2.75 \text{ } \mu\text{m}$ oraz średnicy $d = 40 \text{ nm}$. Przedstawione pętle histerezy zostały



(a)



(b)

Rysunek 6.4: Używany do pomiarów magnetometr wibracyjny (a) oraz przybliżenie cewek wytwarzających zmienne pole magnetyczne wraz z umieszczoną pomiędzy nimi próbką na szklanym holderze.

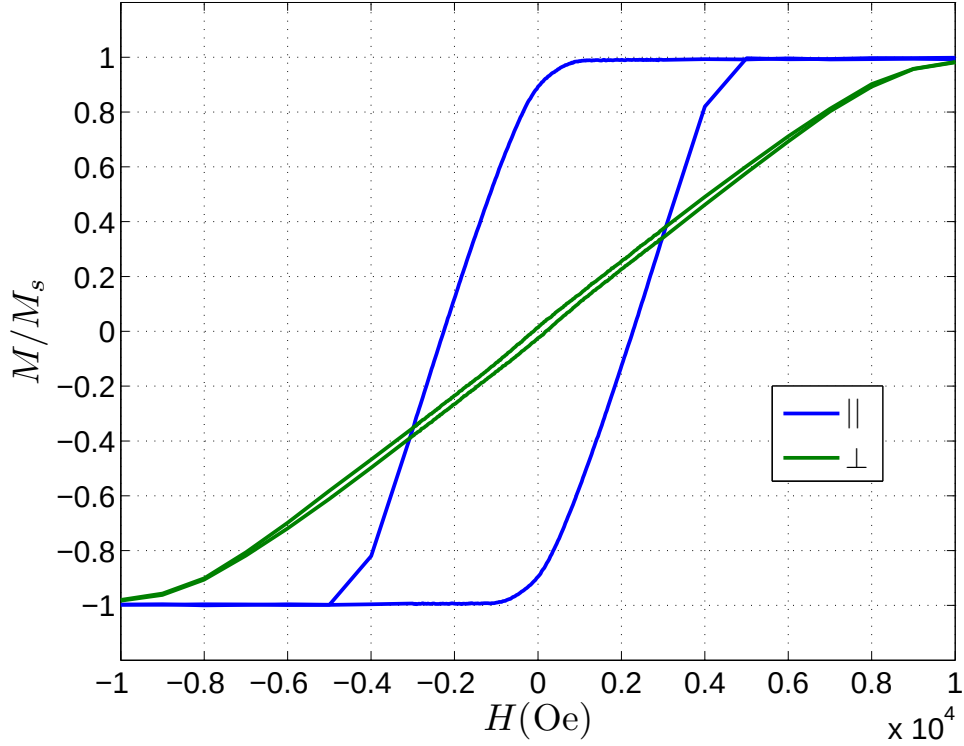
uzyskane dla kierunku wektora natężenia pola magnetycznego zgodnego z osią drutów (oznaczenie na wykresie $||$) oraz dla kierunku prostopadłego do osi drutów, czyli równoległego do powierzchni membrany (oznaczenie na wykresie $\perp$).

Wykresy histerezy otrzymane z pomiaru namagnesowania próbki w kierunku równoległym oraz prostopadłym do osi drutów pokazują, że tablice nanodrutów $Fe_{10}Co_{90}$ wykazują jednoosiową anizotropię, z osią łatwą równoległą do nanodrutów. Dla wszystkich przedstawionych w tym rozdziale przypadków otrzymana została podobna prawidłowość.

Ponadto w celu lepszego zrozumienia zachodzących zjawisk przebadano strukturę krystalograficzną niektórych drutów przy pomocy dyfrakcji rentgenowskiej (CuK_{α} X-ray diffraction, XRD) na PANanalytical X'pert PRO w geometrii Bragga-Brentano. Obrazy XRD zostały przedstawione dla drutów o różnym składzie chemicznym na rysunku 6.9 oraz o różnej długości drutów na rysunku 6.11.

6.2.1 Zależność od składu chemicznego materiału magnetycznego

Wykonane zostały pomiary wartości namagnesowania w funkcji przyłożonego pola magnetycznego dla serii próbek o różnym składzie chemicznym drutów, otrzymanych poprzez użycie w procesie elektorodepozycji siedmiu elektrolitów przedstawionych na



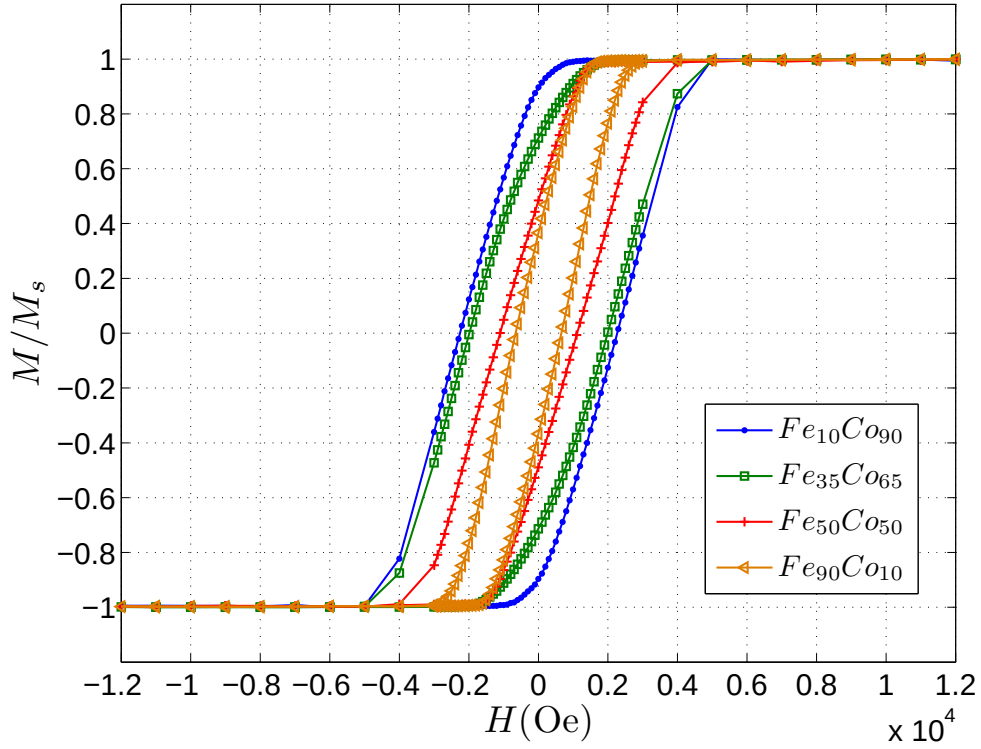
Rysunek 6.5: Pętle histerezy dla tablicy nanodrutów o składzie chemicznym $Fe_{10}Co_{90}$, średnicy $d = 40$ nm oraz długości $L = 2.75$ μm dla kierunku pola zewnętrznego zgodnego z osią drutów (oznaczenie $||$) oraz prostopadłego do niej (oznaczenie $\perp$).

stronie 125. Wykres 6.6 przedstawia wybrane znormalizowane pętle histerezy tablic nanodrutów długości $L = 2.75$ μm , składzie chemicznym $Fe_{1-x}Co_x$ i średnicy drutów $d = 40$ nm.

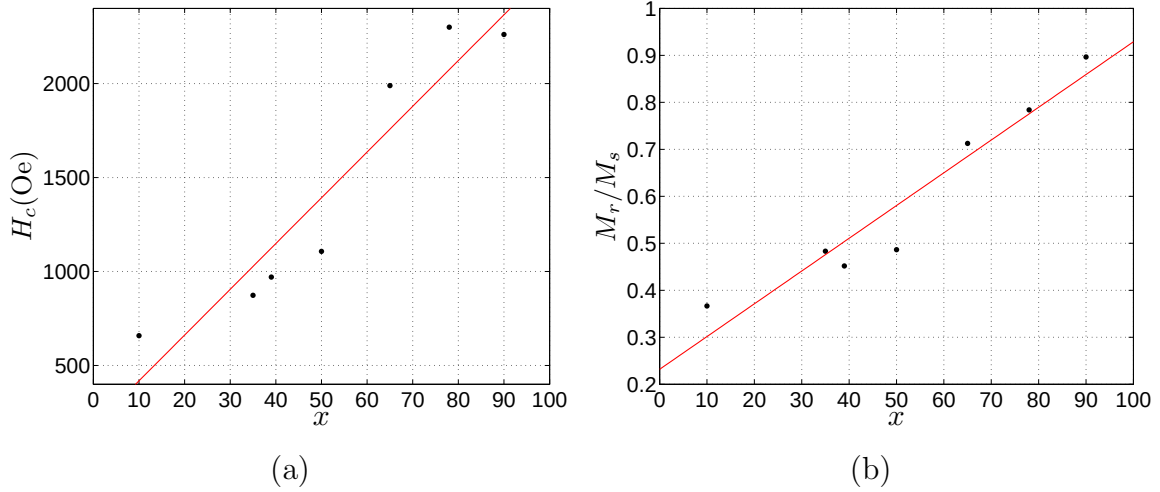
Wykres 6.7a pokazuje zależność pola koercji H_c od procentowej zawartości kobaltu w składzie drutów, natomiast wykres 6.7b pokazuje analogiczną zależność dla zredukowanej remanencji $m_r = M_r/M_s$.

Na wykresach 6.6 i 6.7 obserwujemy zależność, że im więcej jest w składzie kobaltu tym większe otrzymujemy pole koercji H_c oraz wyższą wartość zredukowanej remanencji $m_r = M_r/M_s$. Zależności te wydają się być w przybliżeniu liniowe. Po wykonaniu dopasowania do danych pomiarowych, otrzymujemy zależności, że wraz ze wzrostem stężenia x kobaltu w drutach pole koercji rośnie zgodnie z dopasowaniem $H_c = 24.4x + 174.9$, a zredukowana remanencja zgodnie ze wzorem $m_r = 0.007x + 0.232$.

W pracy laboratoryjnej podjęta została próba wyznaczenia namagnesowania nasycenia oraz remanencji w jednostkach emu/cm³ dla nanodrutów o różnych składach chemicznych. Przy użyciu magnetometru wibracyjnego otrzymujemy bezpośrednio wartości namagnesowania próbek w jednostkach emu. Uwzględniają one jednak ilości ma-



Rysunek 6.6: Pętle histerezy dla tablic nanodrutów o średnicy $d = 40$ nm i długości $L = 2.75$ μm o różnych składach chemicznych $\text{Fe}_{100-x}\text{Co}_x$ [4].



Rysunek 6.7: Pole koercji H_c (a) oraz zredukowana remanencja M_r/M_s [4](b) w funkcji procentowej zawartości kobaltu dla tablic nanodrutów o składzie $\text{Fe}_{100-x}\text{Co}_x$.

teriału magnetycznego w mierzonej próbce, przez co dla dwóch próbek z tego samego materiału ale o różnych kształtach uzyskuje się różne wyniki. Aby otrzymać wartości niezależne od rozmiaru mierzonego fragmentu membrany, a charakteryzujące jedynie określony materiał magnetyczny należy otrzymane wyniki odpowiednio przeskalować.

W tym celu potrzebne jest wyznaczenie objętość materiału magnetycznego zawartego w tablicy nanodrutów. Powierzchniową ilość materiału wyznacza procentowa porowatość (porosity) membran. W strukturach o uporządkowaniu heksagonalnym zdefiniowana jest ona jako [37]:

$$P = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \left(\frac{d}{D_{int}} \right)^2 \quad (6.1)$$

gdzie

d – średnica porów membrany

D_{int} – odległość pomiędzy porami

Po wyznaczeniu jej dla mierzonych tablic nanodrutów o średnicy drutów $d = 40$ nm oraz odległości pomiędzy nimi równej $D_{int} = 105$ nm, otrzymana została wartość $P = 13.16\%$. Po uwzględnieniu tej wartości oraz przyjęciu średniej długości drutów w tablicy równej $L = 2.75 \mu\text{m} = 2.75 \cdot 10^{-4}$ cm, wyznaczono wartości M_s oraz M_r w jednostkach emu/cm³ zgodnie ze wzorami:

$$M_s = \frac{M_s^{(VSM)}}{S \cdot P \cdot L} \quad (6.2)$$

$$M_r = \frac{M_r^{(VSM)}}{S \cdot P \cdot L} \quad (6.3)$$

gdzie

$M_s^{(VSM)}$ – namagnesowanie nasycenia otrzymane z VSM (w emu)

$M_r^{(VSM)}$ – remanencja otrzymana z VSM (w emu)

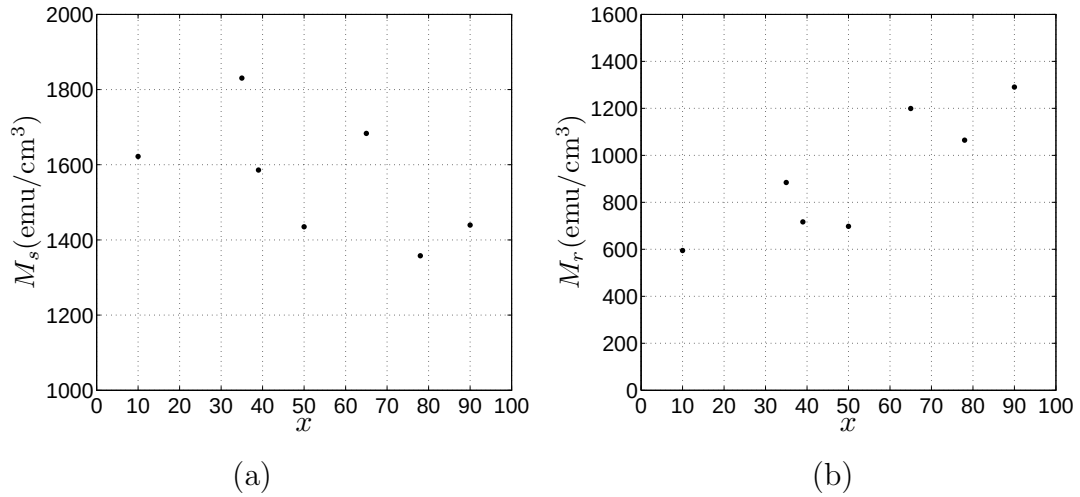
L – długość drutów (w cm)

S – powierzchnia próbki (w cm²)

P – porowatość membrany

Otrzymane wartości zostały przedstawione na wykresie 6.8.

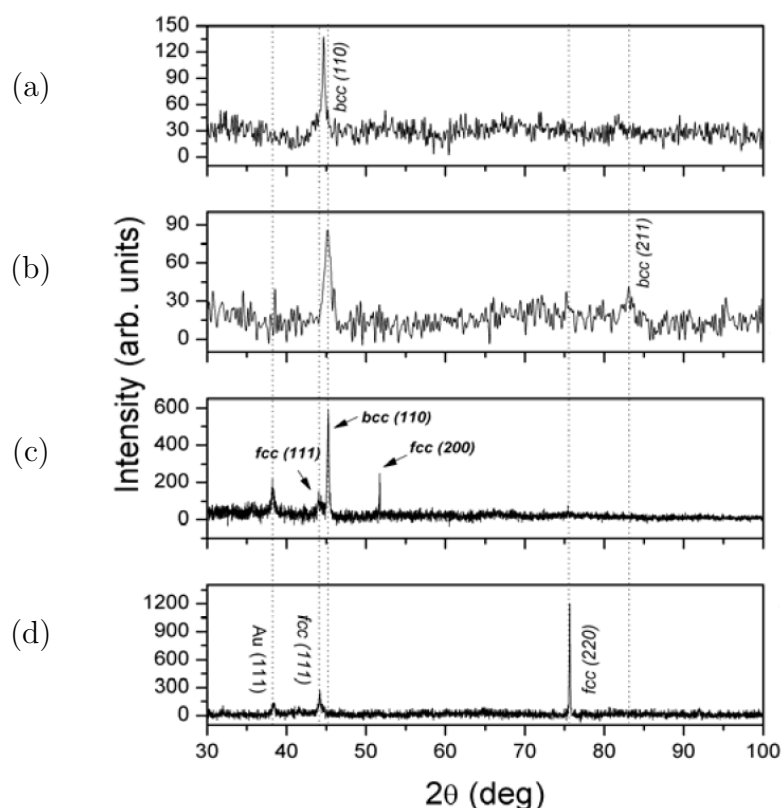
Pojawiającym się problemem w stosowaniu powyższych wzorów jest fakt, że przyjmowane w obliczeniach średnice drutów d , odległości pomiędzy nimi D_{int} , oraz ich długości L są wartościami oszacowanymi zwykle na podstawie zaledwie kilku pomiarów, gdyż w praktyce nie możliwe jest wykonanie pomiaru każdego z drutów w tablicy z osobna. Podstawowym jednak problemem pojawiającym się przy tego typu oszacowaniu jest poprawne wyznaczenie powierzchni próbki. Ze względu na makroskopowe rozmiary próbki nie można do tego w prosty sposób wykorzystać VSM, a używanie techniki zwykłej fotografii (jak to zrobiono w tym przypadku) oraz obróbki otrzymanych zdjęć (takich jak na rysunku 6.3a) przy pomocy odpowiednich programów graficznych



Rysunek 6.8: Namagnesowanie nasycenia M_s (a) oraz remanencja M_r (b) wyznaczone dla tablic nanodrutów o składzie $Fe_{100-x}Co_x$, średnicy $d = 40$ nm oraz długości $L = 2.75$ μm w funkcji procentowej zawartości kobaltu x .

(w tym przypadku ImageJ) jest dalekie od ideału i stanowić może jedynie oszacowanie wyznaczanych wartości. Ze względu na trudność w wyznaczeniu M_s , w pracach eksperymentalnych dotyczących nanodrutów rzadko przedstawiane są wartości M oraz M_r , a najczęściej używa się wartości unormowanych M/M_s oraz M_r/M_s . Brak dobrego oszacowania wartości eksperymentalnej M_s prowadzi do trudności w prowadzeniu symulacji komputerowych, które pozostawałyby w całkowitej zgodności z eksperymentem.

Na rysunku 6.9 zostały przedstawione dyfraktogramy dla tablic nanodrutów o długościach około 3 μm i średnicach 40 nm, a czterech różnych składach chemicznych. Otrzymane wyniki wykazują istnienie symetrii kubicznej niezależnie od składu. Struktura ta zmienia się jednak z przestrzennie centrowanej (bcc) dla tablic o wysokiej zawartości żelaza na powierzchniowo centrowaną (fcc) dla tablic nanodrutów o dużym udziale kobaltu. Przejście pomiędzy strukturami fcc i bcc występuje dla zawartości kobaltu $x \leq 78$, co zgadza się z wartościami przedstawionymi w pracy [70]. Jak zauważamy na rysunku 6.9c dla zawartości kobaltu $x \approx 78$ mamy mieszaninę obydwu faz, przy czym bcc (110) jest preferowana. Jeżeli porównamy otrzymane wyniki z obrazami XRD pokazanymi dla kobaltu w pracy [32] to zaobserwujemy, że niewielki dodatek żelaza powoduje iż preferowaną strukturą przestaje być struktura heksagonalna gęsto upakowana hcp (charakterystyczna dla większości nanodrutów wykonanych z kobaltu), a staje się nią struktura kubiczna przestrzennie centrowana (fcc).



Rysunek 6.9: Dyfraktogramy XRD dla tablic nanodrutów o długości $L \approx 3 \mu\text{m}$, średnicy $d = 40 \text{ nm}$ i składach chemicznych: (a) $\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10}$, (b) $\text{Fe}_{35}\text{Co}_{65}$, (c) $\text{Fe}_{22}\text{Co}_{78}$, (d) $\text{Fe}_{10}\text{Co}_{90}$ [4].

6.2.2 Zależność od długości nanodrutów

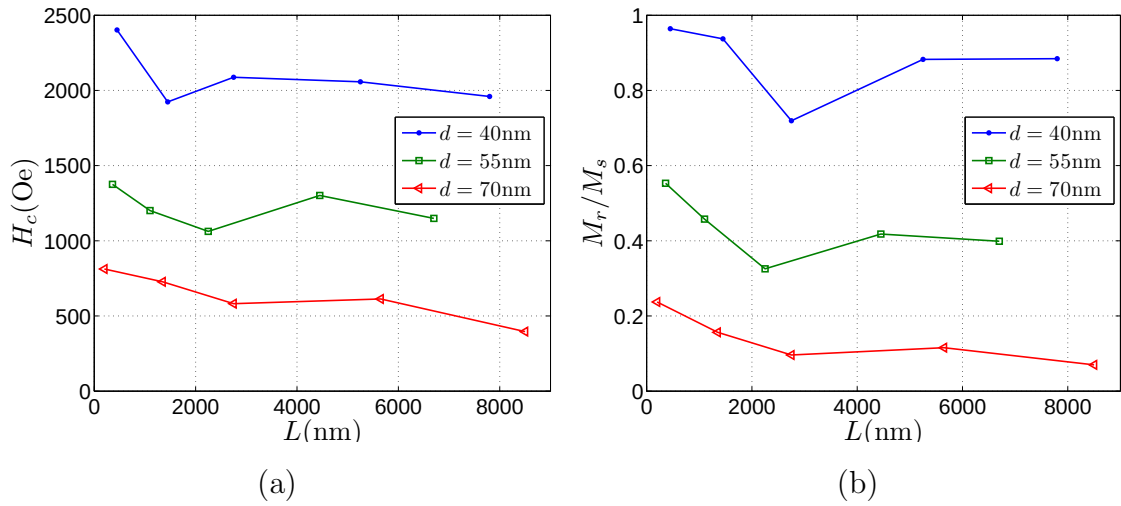
Kolejna seria próbek została wykonana dla drutów o ustalonym składzie chemicznym $\text{Fe}_{35}\text{Co}_{65}$ (otrzymanym dzięki zastosowaniu trzeciego elektrolitu w procesie elektrodpozycji materiału magnetycznego) trzech różnych średnic drutów i różnych ich długościach.

Membrany o średnicach $d = 40$ i 55 nm zostały wykonane według opisu w punkcie 2.3.2. W celu zwiększenia średnicy porów z 35 nm do 40 nm proces otwierania porów wykonano poprzez zanurzenie membran w pięcioprocentowym roztworze kwasu fosforowego przez 1 godzinę (w temperaturze 22°C). Dla uzyskania membran o ostatecznej średnicy drutów 55 nm czas zanurzenia membran w kwasie wynosił 1 godzinę i 45 minut. W obydwu przypadkach następnie wykonywane było dwukrotne sprawdzenie czy wszystkie pory zostały otwarte przy użyciu pojedynczych kropeł kwasu.

Tablice nanodrutów o średnicach $d = 70 \text{ nm}$ zostały wykonane na kawałkach jednej dużej membrany przygotowanej na Uniwersytecie w Oviedo (Universidad de Oviedo) przy użyciu w procesie anodyzacji również kwasu szczawowego. W efekcie dało to

identyczne odległości między porami jak dla serii tablic nanodrutów o mniejszych średnicach drutów. Seria próbek o średnicy drutów $d = 70$ nm została wykonana na kawałkach pochodzących z jednej dużej membrany, aby upewnić się, że użyte fragmenty membrany mają jak najbardziej zbliżone do siebie struktury geometryczne. Możliwe było to dzięki wykonaniu procesu anodyzacji tylko dla jednej membrany, co zapewniło identyczne warunki procesu prowadzącego do narastania równocześnie struktur wszystkich fragmentów wykorzystanych następnie do wytworzenia tablic nanodrutów. Proces poszerzania porów od średnicy 35 nm do 70 nm dla tej membrany trwał 40 minut w temperaturze 30°C.

Na wykresie 6.10 zostały przedstawione wartości pola koercji H_c oraz zredukowanej remanencji M_r/M_s dla trzech serii próbek tablic nanodrutów o składzie $Fe_{35}Co_{65}$ i o różnych średnicach drutów w funkcji ich długości L .



Rysunek 6.10: Pole koercji H_c (a) oraz zredukowana remanencja M_r/M_s (b) dla tablic nanodrutów o składzie $Fe_{35}Co_{65}$, średnicach $d = 40$ nm, 55 nm oraz 70 nm w funkcji długości drutów L .

Otrzymane wyniki zarówno dla pola koercji jak i zredukowanej remanencji wskazują na fakt występowania dla najkrótszych drutów największych wartości H_c i M_r/M_s . Wartości te nie maleją jednak monotonicznie wraz ze wzrostem długości drutów. Początkowo obserwuje się obniżanie wartości H_c i M_r/M_s , osiągnięcie dla pewnej długości minimum w każdej z serii próbek (różniących się średnicą drutów), kolejno wzrost pola koercji i zredukowanej remanencji, a następnie ponowny spadek ich wartości. W pracy [71] otrzymany został również spadek wartości H_c oraz M_r/M_s wraz ze zwiększaniem długości drutów (dla drutów o składzie $Fe_{69}Co_{31}$, średnicy 35 nm i długościach od 2 do 8 μ m).

Należy zauważyć, że otrzymywana w pracy [72] zależność H_c od długości nano-

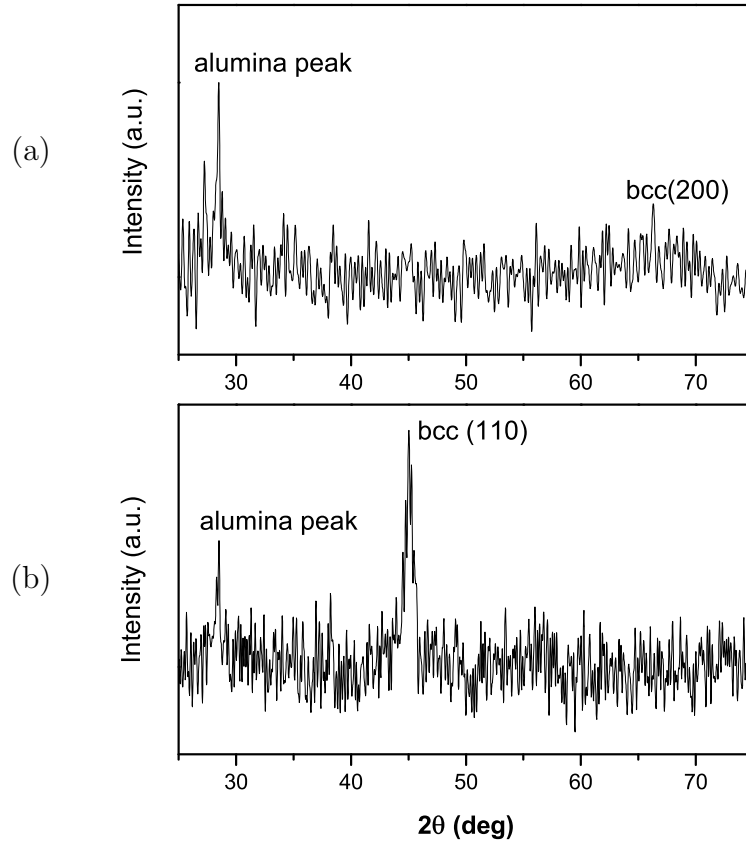
drutów dla dużego parametru proporcjonalności c/a osi (pomiędzy 200 a 1000) oraz odległości między drutami $D_{int} = 65$ nm jest odwrotna niż przedstawiona na wykresie 6.10, gdzie współczynniki proporcjonalności osi są dużo mniejsze (od 3 do 200) a odległość między drutami większa ($D_{int} = 150$ nm). Sytuacja otrzymywania mniejszych wartości H_c dla krótkich drutów jest w pracy [72] tłumaczona dominacją oddziaływania dipolowego, które powoduje antyrównoległe ustawianie się ich momentów magnetycznych. Dla bardzo długich drutów następuje zaś obniżenie znaczenia tego oddziaływania ze względu na duże odległości między końcami drutów.

Dla drutów o składzie $Fe_{69}Co_{31}$ i długościach od 2 do 8 μm (w pracy [71]) nie występowały różnice struktury krystalograficznej dla różnych długości drutów, a więc i dla drutów o składzie $Fe_{35}Co_{65}$ i podobnej długości nie spodziewamy się żadnych zmian w tym zakresie. Otrzymane jednak wyraźne różnice własności magnetycznych dla najkrótszych drutów mogą pojawiać się ze względu na możliwą zmianę struktury krystalicznej drutów wraz ze zmianą ich długości. Może za tym przemawiać chociażby fakt, że wytworzenie najkrótszych drutów w procesie elektrodpozycji trwało stosunkowo krótko (czasami był to czas rzędu kilku sekund).

Z wykonanych serii tablic nanodrutów wybrano próbki o średnicy $d = 55$ nm i długościach $L = 360$ nm oraz 6.7 μm w celu sprawdzenia struktury krystalicznej, która umożliwiłaby zweryfikowanie hipotezy o potencjalnej zmianie struktury dla najkrótszych drutów. Otrzymane diagramy XRD dla tych próbek przedstawia rysunek 6.11.

Otrzymany dyfraktogram 6.11b dla tablicy z długimi nanodrutami pozwala stwierdzić, że otrzymujemy strukturę przestrzennie centrowaną bcc(110). Oznacza to, że nanodrutu mają oś łatwą zorientowaną zgodnie z ich osią podłużną. Obraz XRD otrzymany dla tablic krótkich nanodrutów (rysunek 6.11a) nie wykazuje wyraźnych maksimów. Rozpoznane zostało jedno maksimum świadczące o możliwej obecności struktury bcc(200). Ze względu jednak na zaobserwowaną niewielką intensywność tego pików trudno jest jednoznacznie potwierdzić istnienie takiej właśnie struktury dla krótkich drutów. Brak wyraźnych maksimów, które wskazywałyby jednoznacznie na obecność fazy krystalitów, może wskazywać, że nie została wytworzona jedna określona struktura krystalograficzna. Mogłoby to być uzasadnione krótkim czasem odkładania materiału magnetycznego w porach membrany oraz małą ilością tego materiału, a więc być może niewystarczającymi warunkami na wytworzenie odpowiedniej struktury.

Bezsprzeczny jednak wynik otrzymany z tej serii pomiarów świadczy o wzroście wyznaczanych parametrów magnetycznych dla coraz to krótszych drutów, co szczególnie jest widoczne (w każdej z serii drutów o różnych średnicach) dla drutów o współczynniku proporcjonalności osi $c/a \leq 40$, czyli o długościach poniżej 1 – 2 μm zależnie od średnicy drutów.



Rysunek 6.11: Dyfraktogram XRD dla tablic nanodrutów o składzie $Fe_{35}Co_{65}$, średnicy $d = 55 \text{ nm}$ i długościach (a) $L = 360 \text{ nm}$ oraz (b) $L = 6.7 \mu\text{m}$.

Jeżeli jednak popatrzymy najkrótsze druty z każdej z serii, ich średnice oraz zależność wartości pola koercji od obydwu tych parametrów na raz, to stwierdzić można, że dla coraz to większego współczynnika proporcjonalności osi (aspect ratio) otrzymujemy coraz to wyższą wartość koercji.

6.2.3 Zależność od średnicy porów membrany

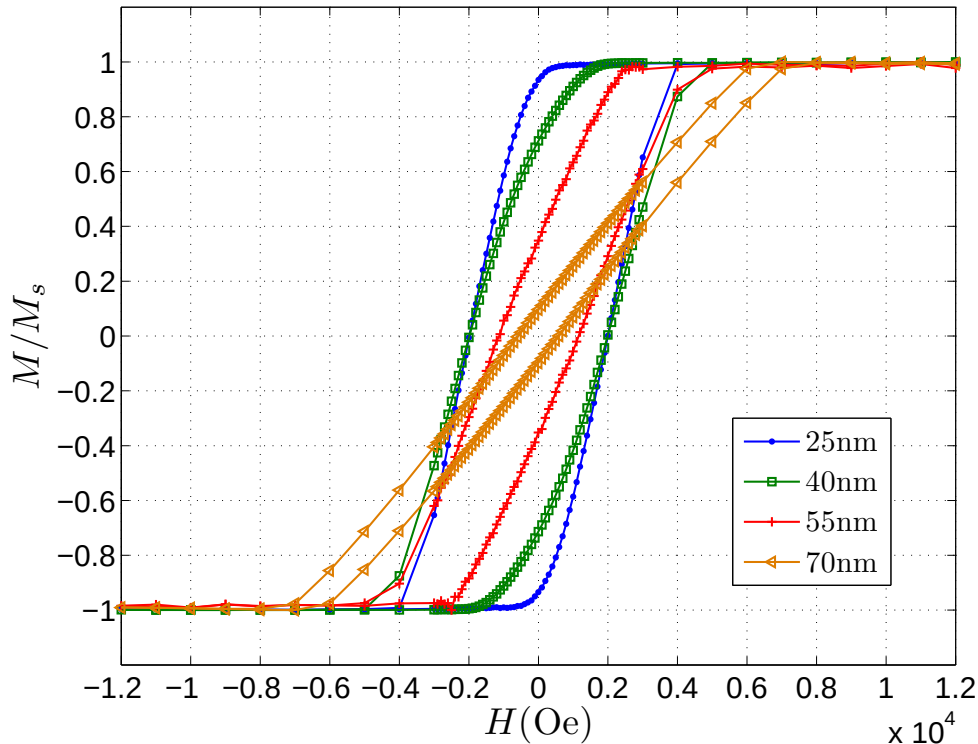
Jak pokazane jest w pracy [32] dla bardzo krótkich drutów z kobaltu (o $L = 120 \text{ nm}$) pojawia się struktura fcc wtedy gdy ich średnica wynosi $d = 35 \text{ nm}$, podczas gdy dla drutów o tej samej długości a o średnicy $d = 75 \text{ nm}$ otrzymywane są próbki o strukturze hcp.

Dominująca struktura fcc dla najkrótszych drutów z kobaltu wraz z anizotropią kształtu wpływają na równoległe do osi drutów ustawienie osi łatwej magnetyzacji. Dla dłuższych nanodrutów odmienna faza krystaliczna wpływa na pojawienie się ma-

gnetokrystalicznej anizotropii o kierunku prostopadłym, co w tym przypadku powoduje rywalizację pomiędzy anizotropią magnetokrystaliczną a anizotropią kształtu. Co więcej, autorzy pracy [32] stwierdzają, że dla drutów o innych składach (ale opartych o kobalt) podobna zmiana w strukturze wraz z długością i średnicą drutów jest również obserwowana.

Z tego względu kolejną przebadaną zależnością był wpływ średnicy nanodrutów na ich własności magnetyczne. Wyniki przedstawione w tym punkcie uzyskane zostały dla tablic nanodrutów o średnicach $d = 25, 40, 55$, oraz 70 nm. Jak wspomniano w punkcie 6.2.2 membrany o średnicach porów 40 i 55 zostały wytworzone tak jak to zostało opisane punkcie 2.3.2 zmieniając jedynie długość procesu otwierania porów. Membrany o średnicy porów 70 nm i 25 nm zostały wykonane na Uniwersytecie w Oviedo odpowiednio poprzez poszerzanie porów w podwyższonej temperaturze otoczenia oraz przez zwężenie porów poprzez dołożenie materiału do wnętrza membrany.

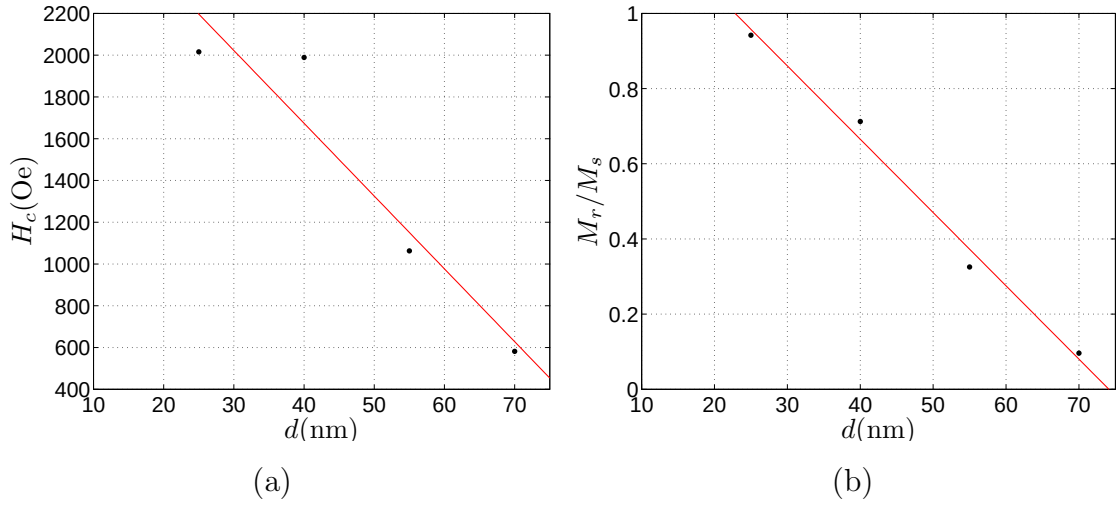
Wykres 6.12 przedstawia pętle histerezy otrzymane dla pola magnetycznego przyłożonego wzdłuż drutów dla tablic nanodrutów o długościach $2.75 \mu\text{m}$, składzie $\text{Fe}_{35}\text{Co}_{65}$ i różnych średnicach drutów. Zauważamy, że im mniejsza średnica drutów tym pola ko-



Rysunek 6.12: Pętle histerezy dla tablic nanodrutów o składzie $\text{Fe}_{35}\text{Co}_{65}$, długościach drutów $L = 2.75 \mu\text{m}$, oraz różnych średnicach d .

ercji są większe, a zredukowana remenencja wykazuje wyższe wartości.

Na wykresach 6.13a i 6.13b przedstawiono zależność pola koercji i zredukowanej remanencji od średnicy drutów. Na szczególną uwagę zasługuje otrzymana pętla histerezy dla najcieńszych nanodrutów. Wykazuje ona duże wartości pola koercji, ale również wysoką wartość (ponad 0.9) zredukowanej remanencji. Można wykonać fitowanie przy użyciu linii prostej otrzymując przybliżenia $H_c = -34.9d + 3068.2$ oraz $m_r = -0.02d + 1.45$. Należy zwrócić uwagę, że przybliżenie dla zredukowanej remanencji obowiązuje w zakresie 25 do 70 nm, gdyż poniżej 25 nm wartość zredukowanej remanencji może co najwyżej dążyć do osiągnięcia wartości równej 1.



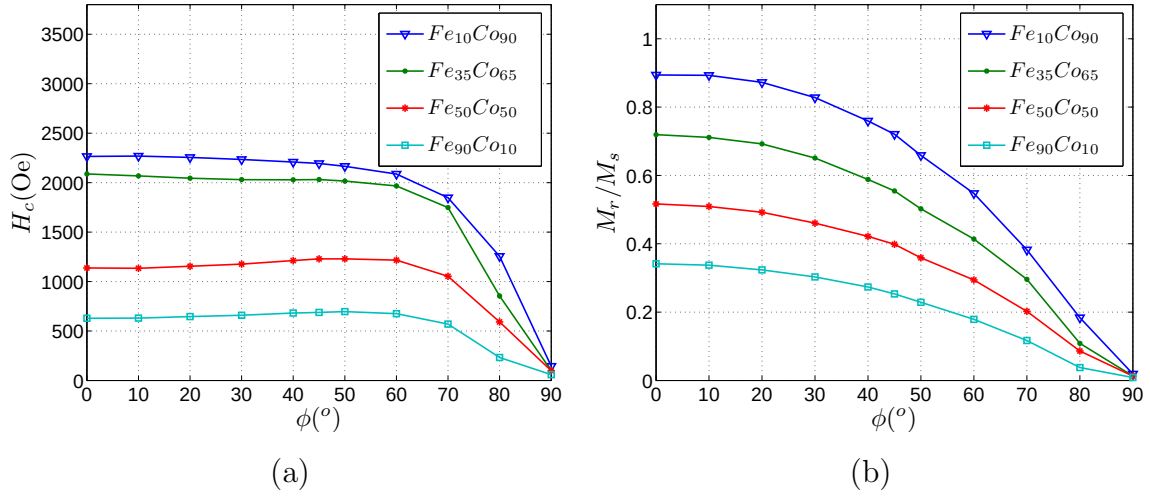
Rysunek 6.13: Pole koercji H_c (a) oraz zredukowana remanencja M_r/M_s (b) dla tablic nanodrutów o składzie $Fe_{35}Co_{65}$, długościach drutów $L = 2.75 \mu m$ oraz różnej średnicy drutów.

6.2.4 Zależność od kąta pomiędzy polem zewnętrznym a osią podłużną nanodrutów

Ostatnią przebadaną zależnością był wpływ kąta ϕ pomiędzy przyłożonym polem zewnętrznym a osią nanodrutów dla serii nanotablic o różnych składach chemicznych drutów, różnych długościach oraz różnych ich średnicach.

Na wykresach 6.14a i 6.14b przedstawiono zależności pola koercji i zredukowanej remanencji dla różnych składów chemicznych tablic nanodrutów o długościach $2.75 \mu m$ i średnicach 40 nm. Wartość pola koercji wykazuje charakter malejący wraz ze wzrostem kąta pomiędzy osią podłużną drutów a kierunkiem przyłożonego pola magnetycznego dla drutów o niewielkiej zawartości żelaza ($Fe_{10}Co_{90}$). Wraz ze wzrostem zawartości żelaza tendencja ta ulega zmianie i początkowo wartość pola koercji maleje, następnie wykazuje nieznaczny wzrost, aby dla kąta pomiędzy 45° a 50° przyjąć lokalne maxi-

mum, po przekroczeniu którego wartość pola koercji drastycznie spada, po czym dla kąta 90° przyjmuje wartość bliską zeru.

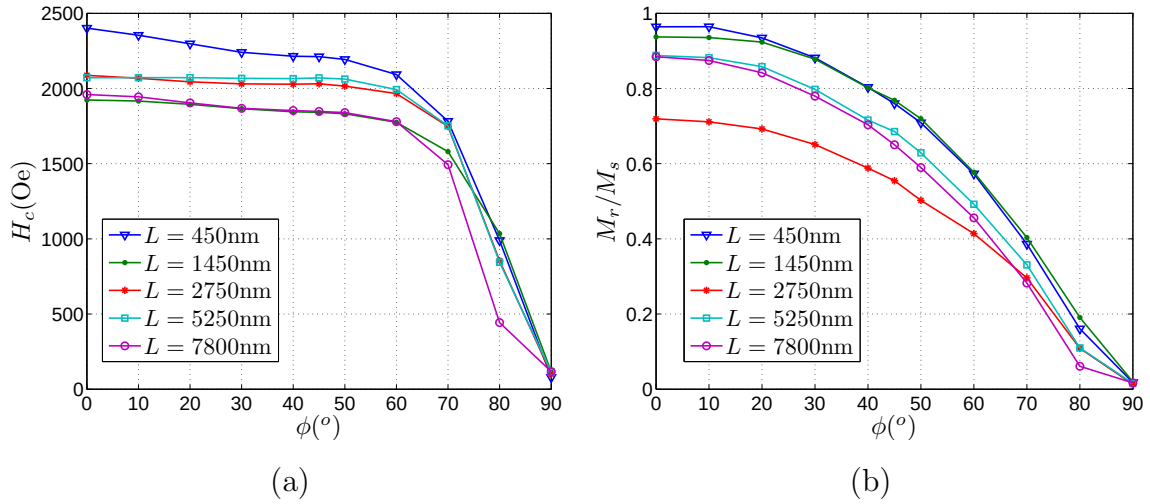


Rysunek 6.14: Pole koercji H_c (a) oraz zredukowana remanencja M_r/M_s (b) w funkcji kąta ϕ pomiędzy kierunkiem zewnętrznego pola magnetycznego a osią podłużną drutów dla tablic nanodrutów o długościach drutów $L = 2.75 \mu m$, średnicach $d = 40 nm$, oraz różnych składach chemicznych $Fe_{100-x}Co_x$.

Różnica w zachowaniu się pola koercji w zależności od kąta przyłożenia pola zewnętrznego wynika ze zmiany struktury krystalograficznej wraz ze zmianą składu chemicznego drutów co zostało pokazane na rysunku 6.9.

Wartość zredukowanej remanencji maleje wraz ze zwiększaniem kąta pomiędzy osią podłużną drutów a kierunkiem przyłożonego pola magnetycznego, co pokazano na wykresie 6.14b.

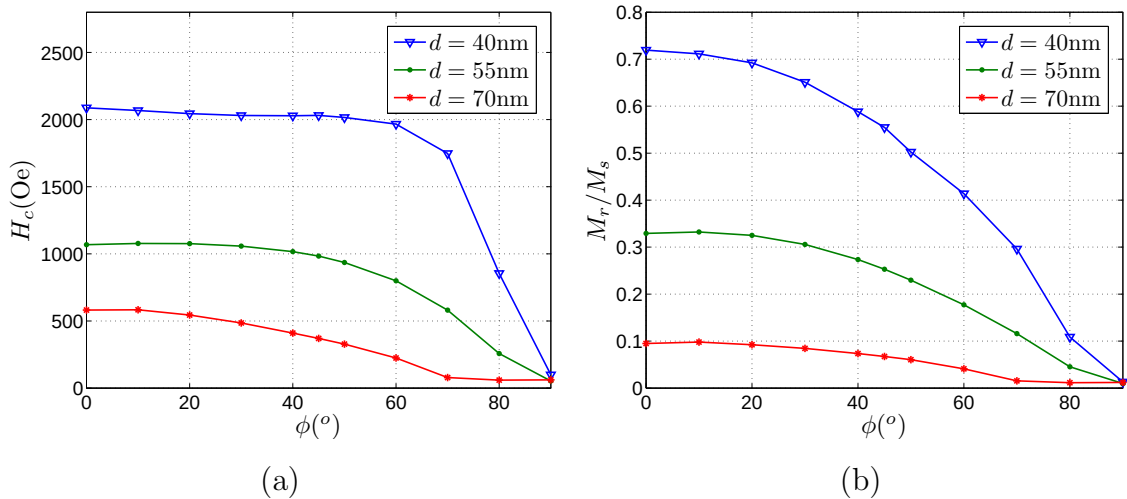
Wykresy 6.15a i 6.15b przedstawiają zależność pola koercji i zredukowanej remanencji od kąta pod jakim przyłożono pole magnetyczne do osi podłużnej drutów, dla próbek o różnych ich długościach. Wyniki zostały otrzymane dla nanotablic zawierających druty o średnicy 40 nm i składzie $Fe_{35}Co_{65}$. Zauważamy, że im większy kąt pomiędzy polem a osią podłużną drutów, tym pole koercji mniejsze. Początkowo pole koercji maleje, następnie przy kącie pomiędzy 40 a 50° przyjmuje wartość w przybliżeniu stałą. Natomiast po przekroczeniu kąta 60° następuje szybki spadek wartości pola koercji, a dla kąta 90° wartość ta jest bliska zeru. Tendencja taka występuje niezależnie od długości drutów. Należy jednak zwrócić uwagę na charakter tej krzywej dla tablicy o najkrótszych drutach. Początkowy spadek (dla małej wartości kąta ϕ) jest dużo wyraźniejszy niż dla dłuższych drutów, co mogłoby świadczyć o innej strukturze krystalograficznej najkrótszych drutów. Zredukowana remanencja pokazana na wykresie 6.15b wykazuje praktycznie taki sam charakter malejący dla wszystkich długości



Rysunek 6.15: Pole koercji H_c (a) oraz zredukowana remanencja M_r/M_s (b) w funkcji kąta ϕ pomiędzy kierunkiem zewnętrznego pola magnetycznego a osią podłużną drutów dla tablic nanodrutów o składzie $\text{Fe}_{35}\text{Co}_{65}$, średnicach drutów $d = 40$ nm, oraz różnych ich długościach L .

drutów. Dla poszczególnych kątów ϕ zauważamy, że wraz ze wzrostem długości drutów zredukowana remanencja maleje (poza $L = 2.75 \mu\text{m}$).

Na wykresie 6.16a pokazano zależność pola koercji oraz zredukowanej remanencji od kąta przyłożenia pola magnetycznego dla membran nanodrutów o długościach $2.75 \mu\text{m}$, składzie $\text{Fe}_{35}\text{Co}_{65}$ i różnych średnicach drutów. Charakterystyka ta poka-



Rysunek 6.16: Pole koercji H_c (a) oraz zredukowana remanencja M_r/M_s (b) w funkcji kąta ϕ pomiędzy kierunkiem zewnętrznego pola magnetycznego a osią podłużną drutów dla tablic nanodrutów o składzie $\text{Fe}_{35}\text{Co}_{65}$, o długościach drutów $L = 2.75 \mu\text{m}$, oraz różnych ich średnicach d .

zuje, że im średnica drutów jest większa, tym wypłaszczenie na wykresie pojawiające się dla drutów o średnicy 40 nm dla kąta pomiędzy 40 a 50° coraz bardziej zanika, a wartości pola koercji po przekroczeniu 60 stopni nie zmieniają się tak drastycznie. Dla drutów o największej średnicy (70 nm) zmiana pomiędzy 70 a 90 stopni jest prawie niezauważalna. Taki efekt może być wywołany również zmianą struktury nanodrutów w tablicach o różnych średnicach porów, podobnie jak to pokazano w pracy [32] dla drutów z kobaltu. Wartości zredukowanej remanencji podobnie jak i pola koercji maleje wraz ze wzrostem kąta pomiędzy zewnętrznym polem magnetycznym a osią podłużną nanodrutów.

Wnioski

W rozdziale tym przedstawione zostały wyniki pomiarów pola koercji i zredukowanej remanencji w zależności od takich parametrów tablic nanodrutów jak: skład chemiczny nanodrutów, ich średnica oraz długość.

Otrzymane wyniki pokazują, że już niewielka domieszka żelaza dla drutów na bazie kobaltu powoduje zmianę preferowanej struktury z hcp (przyjmowanej dla Co) na fcc lub bcc (przy największej zawartości żelaza). Taka domieszka sprawia, że preferowany kierunek namagnesowania pokrywa się z osią podłużną nanodrutów. Dla struktur bcc i fcc dominuje energia anizotropii kształtu, a więc oddziaływanie magnetostatyczne ma w przypadku tych drutów duże znaczenia. Zmiana struktury krystalicznej wraz z dodaniem żelaza do składu nanodrutów powoduje zmniejszenie się wartości H_c oraz M_r/M_s .

Po zbadaniu zależności pola koercji i zredukowanej remanencji od średnicy nanodrutów stwierdzono, że im cieńszy drut tym większe wykazuje pole koercji i wyższą wartość remanencji. Można to tłumaczyć zwiększeniem się pola rozmagnesowania ze względu na wzrost objętości drutów poprzez zwiększenie jego średnicy.

W celu podania pełnej zależności od długości nanodrutów należałoby jednak dokładniej przyjrzeć się strukturze krystalograficznej tablic nanodrutów o długościach poniżej 1 μm . Przedstawione w punkcie 6.2.2 dyfraktogramy dla dwóch różnych długości nanodrutów wskazują na zmianę struktury materiału wraz z długości drutów, która mogłaby tłumaczyć występowanie różnic pomiędzy polami koercji oraz wartością remanencji dla tych drutów. Krótkie nanodrutki ($L < 1 \mu\text{m}$) wykazują taką cechę, że otrzymane dla nich wartości H_c są o około 25% wyższe od wartości dla drutów o długościach kilku μm . Zagadnienie poznania struktury krystalograficznej najkrótszych drutów staje się bardziej interesujące ze względu na potencjalnie zastosowania krótkich, a zarazem cienkich nanodrutów w nowych technologiach zorientowanych na minimalizację rozmiarów urządzeń, w których ponadto pożądane byłoby użycie mate-

riału charakteryzującego się wysokimi wartościami M_r/M_s .

Z symulacji mikromagnetycznych [4] wnioskujemy, że przemagnesowanie nanodrutów o składzie $FeCo$ przebiegało dzięki propagacji ścianki domenowej o postaci wirowej (vortex domain wall).

W badaniach laboratoryjnych próbowano dążyć do uzyskania geometrii nanodrutów jak najbardziej zbliżonej do wymiarów pozwalających na osiągnięcie jednodomenowości drutów [23], oraz charakteryzujących się jak najbardziej prostokątnymi pętlami histerezy. Ograniczenia czasowe oraz materiałowe nie pozwoliły jednak na dalsze badania w tym kierunku. Najbardziej prostokątne pętle histerezy otrzymuje się dla najkrótszych drutów o składzie z dużą zawartością kobaltu oraz o jak najmniejszych średnicach.

Aby uzyskanie jeszcze bardziej prostokątnych pętli histerezy dla drutów $FeCo$ było możliwe, można by było zmodyfikować skład drutów dodając odrobinę mniej żelaza do elektrolitu używanego w procesie elektrodpozycji. Dalsze zmniejszanie średnicy porów przy zachowaniu tej samej odległości między nimi nie jest właściwie już możliwe. Dalsze zmniejszanie długości drutów (na przykład poniżej 200 nm dla średnic drutów $d = 70$ nm) możliwe byłoby jedynie poprzez zmianę parametrów procesu elektrodpozycji w celu jego wydłużenia. Oznaczałoby to jednak konieczność wykonania nowych próbek dla każdej z przebadanych zależności.

Rozdział 7

Wnioski

Przedstawione w tej pracy wyniki można podzielić na dwie główne części – teoretyczną i doświadczalną. Celem części teoretycznej było zbadanie stabilności struktury magnetycznej układów o wymiarach nanoskopowych z oddziaływaniem dipolowym, a celem części doświadczalnej – ocena podobieństw i różnic pomiędzy układami modelowymi i rzeczywistymi.

Podstawę do sformułowania tematu pracy stanowiły wyniki rozchodzenia się uszkodzeń w sieciach z oddziaływaniem antyferromagnetycznym przedstawione w pracy [10], a w szczególności fakt, że rozkład uszkodzeń może być opisywany funkcją bezskalową [9], co oznacza że rozmiary lawin są ograniczone jedynie rozmiarem układu. Rozwinięcie tego tematu pokazało, że również zasięg oraz średnica lawin spinowych skalują się wraz z rozmiarem układu [9]. Oznacza to, że struktura magnetyczna sieci jest niestabilna. Opis tych wyników jest zawarty w rozdziale 3.

Przedstawione w rozdziale 4 wyniki dla układów nanometrowych drutów magnetycznych (jednodomenowych zgodnie z kryterium (2.24)) rozmieszczonych losowo na płaszczyźnie w kierunkach równoległym oraz prostopadłym do zewnętrznego pola wykazują szereg nowych własności.

Wykonane symulacje wykazały istnienie zjawiska asymetrii pętli histerezy. Po przebadaniu (w punkcie 4.2) wpływu rozrzutu pola przełączeniowego drutów, a także ich rozkładu przestrzennego na wartość średniej asymetrii stwierdzono, że występujące zjawisko jest wywołane obecnością w układzie drutów prostopadłych do zewnętrznego pola magnetycznego. Daje to możliwość przechowywania informacji przez konfiguracje tych drutów. Informacja taka mogłaby być odczytywana z kształtu pętli histerezy. Dzięki oddziaływaniu magnetostatycznemu pomiędzy drutami prostopadłymi i równoległymi do pola układ może przyjmować wiele metastabilnych stanów energetycznych, analogicznie jak to ma miejsce dla oddziaływania antyferromagnetycznego między momentami magnetycznymi atomów. Z tego względu występowanie asymetrii jest przejawem

nietrywialnych własności magnetycznych układu.

Drugą z zaobserwowanych własności jest występowanie rajszych ogrodów, czyli szczególnych stanów układu świadczących o nieodwracalności procesu przemagnesowania drutów. Układ jest w stanie rajskiego ogrodu i posiada unikalną krzywą namagnesowania. Z przebiegiem po tej krzywej wiąże się niepowtarzalny impuls, który można otrzymać tylko raz. Stany rajszych ogrodów mogą znaleźć zastosowania w rejestratorach impulsów [2, 12], które to impulsy zmieniałyby w sposób nieodwracalny stan układu. Takie rejestratory mogą znaleźć potencjalne zastosowanie w urządzeniach przechowujących kody jednorazowego użytku.

Rozchodzenie się uszkodzeń w dwuwymiarowych układach nanodrutów rozważono w dwóch konkretnych konfiguracjach przestrzennych drutów z dwoma wartościami odchylenia standardowego pola przełączeniowego pojedynczego drutu (5 Oe i 105 Oe). Otrzymane wyniki wykazały, że jedynie w konfiguracji układu w postaci łańcucha naprzemiennie ułożonych drutów równoległych i prostopadłych do zewnętrznego pola magnetycznego oraz małego rozrzutu pola przełączeniowego drutów następuje propagacja zaburzeń. Brak rozprzestrzeniania się uszkodzenia w układach o dużym rozrzucie pola przełączeniowego drutów występuje zgodnie z teorią Philipa Andersona [73] o lokalizacji [7, 8] na nieporządku. Występowanie takiego zjawiska zostało zauważone również dla matryc równoległych nanodrutów o dużym rozrzucie pola przełączeniowego w pracy [74]. Ograniczenia obliczeniowe nie pozwoliły na powtórzenie wyników w takiej skali, jak dla sieci rosnących. Jednak otrzymane wyniki wskazują, że występowanie dużych uszkodzeń jest możliwe. Stąd wnioskujemy, że dążenie eksperymentatorów do wytworzenia układów nanodrutów o identycznych polach włączeniowych dzięki uzyskaniu identycznych własności strukturalnych może doprowadzić do niestabilności takich układów.

Warunkiem otrzymania nietrywialnych wyników była magnetyczna frustracja, która w sieciach rosnących była konsekwencją oddziaływania antyferromagnetycznego, a w układach nanodrutów – oddziaływania dipolowego.

Cześć doświadczalna pracy zawiera badanie własności magnetycznych mikro- i nanodrutów i została opisana w rozdziałach 5 i 6.

Rzeczywiste struktury magnetyczne mają bardziej złożoną budowę wewnętrzną od układów modelowych. Amorficzne mikrodruty, pomimo ich budowy [56] w postaci jednodomenowego rdzenia otoczonego domenami skorupy oraz domenami zamykającymi, w wolno zmiennym polu magnetycznym cechuje zmiana namagnesowania w postaci pojedynczego wielkiego skoku Barkhausena [63]. Cecha ta została zaimplementowana w symulacjach dwuwymiarowych układów nanodrutów. Dla nanodrutów przy odpowiednim współczynniku proporcjonalności osi [23] można by uzyskać jednodomenowość

postulowaną dla układów modelowych. W pomiarach tablic nanodrutów osiągnięto pętle histerezy najbardziej zbliżone kształtem do wyników dla układów modelowych dla najcieńszych ($d = 40$ nm) i najkrótszych drutów ($L = 200$ nm). Prostokątny kształt pętli histerezy wykazywały również tablice nanodrutów o składzie z niewielką domieszką żelaza [4].

Badania wykonane dla mikrodrutów, w szczególności pętle histerezy dla układu dwóch drutów równoległych do siebie wykonanych z tego samego materiału, o takich samych średnicach ale o innych długościach, pokazały, że kolejność przemagnesowywania drutów pozostaje taka sama w trakcie badania górnej jak i dolnej gałęzi pętli histerezy. Cecha ta charakteryzuje również symulowane układy nanodrutów.

Pomimo odmiennej struktury mikrodrutów $Fe_{75}B_{15}Si_{10}$ (amorficznego stopu) i nanodrutów $Fe_{100-x}Co_x$ (struktur krystalicznych – bcc, fcc, albo ich mieszanki, zależnie od składu chemicznego) wykazują one podobne własności magnetyczne jak na przykład otrzymywanie większych pól koercji dla mniejszych średnic drutów. Z otrzymanych pętli histerezy zarówno dla układów dwóch równoległych mikrodrutów jak i tablic nanodrutów wynika, że zjawisko asymetrii nie występuje w przypadku gdy układ zawiera tylko druty o kierunku równoległym do zewnętrznego pola magnetycznego. Przykładem jest tu pętla histerezy układu dwóch mikrodrutów.

Uproszczeniem przyjętym w symulacjach jest fakt zmiany namagnesowania układu poprzez zmianę zwrotu wektora momentu magnetycznego drutów w pojedynczym kroku. Powoduje to występowanie idealnie prostokątnych pętli histerezy. W układach rzeczywistych podobne zachowanie jest realizowane w przypadku wolno zmiennego pola zewnętrznego oraz wysokich prędkości przemagnesowywania drutów [61]. Prędkości propagacji ścianki domenowej dla mikrodrutów przekraczają 1 km/s, a zważywszy na sposób przemagnesowywania się najcieńszych z nich poprzez propagację większej liczby ścianek domenowych powstających na defektach, prędkości przemagnesowania drutów mogą być jeszcze większe [60]. Jednak w przypadku implementacji układów modelowych w systemach zapisu danych, dodanie do modelu prędkości przemagnesowywania się drutów stanowiłoby istotny czynnik, przybliżający układ modelowy do rzeczywistego.

W układach modelowych brak jest również zależności namagnesowania od kąta jaki tworzy oś podłużna drutu z wektorem natężenia pola magnetycznego. Rozwinięcie badań mogłoby polegać na implementacji tej zależności w dwuwymiarowym układzie nanodrutów.

Podsumowując, w części teoretycznej pracy zbadano szereg własności modelowych układów drutów mikromagnetycznych. Najważniejszym wynikiem tej części jest wykazanie na przykładzie, że w przypadku jednorodnych pól włączeniowych drutów struk-

tura sieci przestrzennej może być niestabilna ze względu na lokalne zaburzenia. Druga część pracy zawiera wyniki eksperymentów wykonanych przez autorkę w ramach jej staży w laboratoriach w San Sebastián i w Madrycie. W tej części opisano własności rzeczywistych układów drutów mikro- i nanoskopowych, które mogłyby wykazywać cechy układów modelowych.

Bibliografia

- [1] A. Singh, X. Li, V. Protasenko, G. Galantai, M. Kuno, H. Xing, D. Jena, Polarization-sensitive nanowire photodetectors based on solution-synthesized CdSe quantum-wire solids, *Nano Lett.* 7 (2007) 2999-3006.
- [2] A. Zhukov, V. Zhukova, J. Gonzalez, L. V. Panina, J. M. Blanco, Development of stress and temperature sensitive microwires for the sensor applications and tuneable composite materials, *Advances in Science and Technology*, 54 (2008) 180-186.
- [3] J. X. Zhang, L. Q. Chen, Phase-field microelasticity theory and micromagnetic simulations of domain structures in giant magnetostrictive materials, *Acta Materialia*, 53 (2005) 2845–2855.
- [4] C. Bran, Yu. P. Ivanov, D. G. Trabada, J. Tomkiewicz, R. P. del Real, O. Chubykalo-Fesenko, M. Vazquez, Structural dependence of magnetic properties in Co-base nanowires: experiments and micromagnetic simulations - przyjęte do druku w *IEEE Transactions on Magnetics*.
- [5] L. G. Vivas, M. Vazquez, J. Escrig, S. Allende, D. Altbir, D. C. Leitao, J. P. Araujo, Magnetic anisotropy in CoNi nanowire arrays: Analytical calculations and experiments, *Phys. Rev. B* 85 (2012) 035439.
- [6] M. Lakshmanan, The fascinating world of Landau-Lifshitz-Gilbert equation: An overview, M. Lakshmanan, *Philosophical Transactions of the Royal Society* 369 (2010) 1280-1300.
- [7] T. Natterman, Theory of random magnets — random field and related systems, *J. Magn. Magn. Mater.* 104–107 (1992) 77-81.
- [8] A. Magni, C. Beatrice, G. Durin, G. Bertotti, Stochastic model for magnetic hysteresis, *J. Appl. Phys.* 86 (1999) 3253.
- [9] J. Tomkiewicz, K. Kułakowski, Scaling of spin avalanches in growing networks, *Physical Review E* 81 (2010) 52101.

- [10] J. Natkaniec, Dynamika sieci rosnących z magnetycznymi stopniami swobody, Praca magisterska autorki, AGH, Kraków (2008).
- [11] J. Tomkowicz, J. González, K. Kułakowski, Asymmetric hysteresis loops of systems of bistable nanoscopic wires, *Journal of Nanoscience and Nanotechnology* 12 (2012) 4874–4877.
- [12] J. Tomkowicz, K. Kułakowski, Gardens of Eden in systems of bistable nanoscopic wires, *J. Magn. Magn. Mater.* 326 (2013) 91–96.
- [13] J. Hertz, A. Krogh, R. G. Palmer, Wstęp do teorii obliczeń neuronowych, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne WNT, Warszawa, 1993.
- [14] J. Natkaniec, K. Kułakowski, When the spatial networks split?, *Lecture Notes in Computer Science* 5102 (2008) 545.
- [15] P. Bak, How nature works. The science of self-organized criticality, Copernicus, New York, 1996.
- [16] T. Mitrelias, J. F. K. Cooper, K. N. Vyas, J. J. Palfreyman, B. Hong, T. J. Hayward, C. H. W. Barnes, Enabling suspension-based biochemical assays with digital magnetic microtags, *J. Appl. Phys.* 107 (2010) 09B319.
- [17] V. Joshi, G. Li, S. X. Wang, S. Sun, Biochemical stability of components for use in a DNA detection system, *IEEE Transactions on Magnetics* 40 (2004) 3012 - 3014.
- [18] Marshall Space Flight Center (Alabama), Hidden identification on parts: Magnetic machine-readable matrix symbols, *NASA Tech Briefs* (August 2005) 5-6.
- [19] H. Okabe, H. Wakaumi, Grooved bar-code pattern recognition system with magnetoresistive sensor, *IEEE Transactions on Magnetics* 26 (1990) 1575 - 1577.
- [20] I. Sasada, N. Watanabe, A new magnetic bar code system based on a magnetic anisotropy detection, *J. Appl. Phys.* 79 (1996) 6077.
- [21] H. Wakaumi, T. Komaoka, E. Hankui, Grooved bar-code recognition system with tape-automated-bonding head detection scanner, *IEEE Transactions on Magnetics* 36 (2000) 366 - 370.
- [22] A. H. Morrish, Fizyczne podstawy magnetyzmu, PWN, Warszawa, 1970
- [23] L. Sun, Y. Hao, C.-L. Chien, P.C. Searson, Tuning the properties of magnetic nanowires, *IBM J. RES.& DEV. VOL. 49 NO.1* (2005).

- [24] S. Chikazumi, *Physics of Ferromagnetism*, Oxford University Press Inc., New York, 1997.
- [25] L. Sun, P. C. Searson, C. L. Chien, Magnetic anisotropy in prismatic nickel nanowires, *Appl. Phys. Lett.* 79 (2001) 4429.
- [26] W. F. Brown, A. H. Morrish, Effect of a cavity on a single-domain magnetic particle, *Phys. Rev.* 105 (1957) 1198-1201.
- [27] *Encyklopedia fizyki współczesnej*, Państwowe Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa, 1983.
- [28] E. C. Stoner, F.R.S. and E. P. Wohlfarth, A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys, *IEEE Trans. Magn.* 27 (1991) 3475-3518.
- [29] C. Tannous, J. Gieraltowski, The Stoner-Wohlfarth model of ferromagnetism, *Eur. J. Phys.* 29 (2008) 475-487.
- [30] A. Aharoni, *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*, Oxford University Press, Oxford, 1996.
- [31] A. Aharoni, Angular dependence of nucleation by curling in a prolate spheroid *J. Appl. Phys.* 82 (1997) 1281-1287.
- [32] M. Vázquez, L. G. Vivas, Magnetization reversal in Co-base nanowire arrays, *Phys. Status Solid B* 248 (2011) 2368-2381.
- [33] M. Vázquez, Advanced magnetic microwires, *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*. Ed.H. Kronmüller and S. Parkin. Volume 4: Novel Materials, John Wiley & Sons, Ltd , 2007.
- [34] V. S. Larin, A. V. Torcunov, A.Zhukov, J.González, M.Vazquez, L.Panina, Preparation and properties of glass-coated microwires, *J. Magn. Magn. Mater.* 249 (2002) 39-45.
- [35] J. I. Martin, J. Nogues, K. Liu, J. L. Vicent, and I. K. Schuller, Ordered magnetic nanostructures: fabrication and properties, *J. Magn. Magn. Mater.* 256 (2003) 449-501.
- [36] G. E. J.Poinern, N. Ali, D. Fawcett, Progress in nano-engineered anodic aluminum oxide membrane development, *Materials* 4 (2011) 487-526.

- [37] G. D. Sulka, Highly ordered anodic porous alumina formation by self-organized anodizing, in *Nanostructured Materials in Electrochemistry*, Eds. A. Eftekhari, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co (2008) 1-116.
- [38] L. Zaraska, G. D. Sulka, J. Szeremeta, M. Jaskuła, Porous anodic alumina formed by anodisation of aluminium alloy (AA1050) and high purity aluminium. *Electrochim. Acta* 55 (2010) 4377-4386.
- [39] C. Y. Han, G. A. Willing, Z. Xiao, H. H. Wang, Control of the anodic aluminum oxide barrier layer opening process by wet chemical etching, *Langmuir* 23 (2007) 1564-1568.
- [40] H. Schlörb, V. Haehnel, M. Singh Khatri, A. Srivastav, A. Kumar, L. Schultz, S. Fähler, Magnetic nanowires by electrodeposition within templates, *Phys. Status Solid B* 247 (2010) 2364-2379.
- [41] M. L. Rubio Puzzo, E. V. Albano, The damage spreading method in Monte Carlo simulations: A brief overview and applications to confined magnetic materials, *Commun. Comput. Phys.* 4 (2008) 207 - 230.
- [42] M. N. Barber, *Phase Transitions and Critical Phenomena*, Vol.8, eds. C. Domb and J. L. Lebowitz, Academic Press, London (1983), 145.
- [43] M. Henkel, H. Hinrichsen, S. Lübeck, *Non-Equilibrium Phase Transitions (Volume I: Absorbing Phase Transitions)*, Springer, 2008.
- [44] M.E.J. Newman, The structure and function of complex networks, *SIAM Review* 45 (2003) 167-256.
- [45] R. Albert, A. -L. Barabási, Statistical mechanics of complex networks, *Rev. Mod. Phys.* (2002) 47-97.
- [46] S. N. Dorogovtsev, J. F. F. Mendes, Evolution of networks, *Adv. Phys.* 51 (2002) 1079-1187.
- [47] A. -L. Barabási, R. Albert, Emergence of scaling in random networks, *Science* 286 (1999) 509-512.
- [48] Strona internetowa: <http://vlado.fmf.uni-lj.si/pub/networks/pajek/>. Dostęp: 20.03.2013.
- [49] T. H. Cormen, C. E. Leiserson, R. L. Rivest, C. Stein, *Introduction to Algorithms*, MIT, 2001.

- [50] A. M. Mariz, H.J. Herrmann , L. de Arcangelis, Comparative study of damage spreading in the Ising model using heat-bath, Glauber, and Metropolis dynamics, *J. Stat. Phys.* 59 (1990) 1043-1050.
- [51] N. Jan, L. de Arcangelis, Computational aspects of damage spreading, in *Annual Reviews of Computational Physics I*, ed by D. Stauffer (World Scientific, Singapore 1994) pp. 1-16.
- [52] A. Clauset, C. R. Shalizi, M. E. J. Newman, Power-law distributions in empirical data, *SIAM Rev.* 51 (2009) 661-703.
- [53] M. C. Abraham, H. Schmidt, T. A. Savas, H. I. Smith, C. A. Ross, R. J. Ram, Magnetic properties and interactions of single-domain nanomagnets in a periodic array, *J. Appl. Phys.* 89, (2001) 5667.
- [54] G. Zheng, M. Pardavi-Horvath, G. Vertesy, Major loop reconstruction from switching of individual particles , *J. Appl. Phys.* 81, (1997) 5591.
- [55] E. F. Moore, Machine models of self-reproduction, *Proc. Symps. Appl. Math.*, Vol.14, pp. 17-34, Amer. Math. Soc., Providence, R.I., 1963.
- [56] P. Klein, R. Varga, P. Vojtanik, J. Kovac, J. Ziman, G. A. Badini-Confaloni, M. Vazquez, Bistable FeCoMoB microwires with nanocrystalline microstructure and increased Curie temperature, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 43 (2010) 045002.
- [57] A. Zhukov, J. González, M. Vázquez, V. Larin, A. Torcunov, Nanocrystalline and Amorphous Magnetic Microwires, *Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology*, American Scientific Publishers Vol. 6 (2004) 365-387.
- [58] M. Vázquez, A. Hernando, A soft magnetic wire for sensor applications, *J. Phys. D* 29 (1996) 939-950.
- [59] A. P. Zhukov, M. Vázquez, J. Velázquez, H. Chiriac, V. Larin, The remagnetization process in thin and ultra-thin Fe-rich amorphous wires, *J. Magn. Magn. Mat.* 151 (1995) 132-138.
- [60] M. Ipatov, V. Zhukova, A. K. Zvezdin, A. Zhukov, Mechanisms of ultrafast magnetization switching in bistable amorphous microwires, *J. Appl. Phys.* 106 (2009) 103902.
- [61] A. Zhukov, V. Zhukova, Magnetic properties and applications of ferromagnetic microwires with amorphous and nanocrystalline structure, Nova Science Publishers, New York, 2009.

- [62] A. Zhukov, M. Vázquez, J. Velázquez, A. Hernando, V. Larin, Magnetic properties of Fe-based glass-coated microwires, *J. Magn. Magn. Mater.* 170 (1997) 323-330.
- [63] K. Mohri, F. B. Humphrey, K. Kawashima, K. Kimura, M. Mizutani, Large Barkhausen and Matteucci effects in FeCoSiB, FeCrSiB, and FeNiSiB amorphous wires, *IEEE Trans. Magn.* 26 (1990) 1789 - 1791.
- [64] A. Chizhik, J. M. Blanco, R. Szymczak, J. Gonzalez, Interaction between Fe-rich ferromagnetic glass-coated microwires, *J. Magn. Magn. Mater.* 249 (2002) 99–103.
- [65] K. L. Sixtus, L. Tonks, Propagation of Large Barkhausen Discontinuities, *Phys. Rev.* 37 (1931) 930-958.
- [66] R. Varga, A. Zhukov, V. Zhukova, J. M. Blanco, J. Gonzalez, Supersonic domain wall in magnetic microwires, *Phys. Rev. B* 76 (2007) 132406.
- [67] Y. Kostyk, R. Varga, M. Vazquez, P. Vojtanik, Domain wall propagation in adiabatic regime, *Physica B* 403 (2008) 386–389.
- [68] G. Durin, S. Zapperi, Barkhausen effect, in: G. Bertotti, I. Mayergoyz (Eds.), *The Science of Hysteresis*, Academic Press, New York, 2006.
- [69] M. Ipatov, N. A. Usov, A. Zhukov, J. González, Local nucleation fields of Fe-rich microwires and their dependence on applied stresses, *Physica B* 403 (2008) 379–381.
- [70] E. M. Kakuno, D. H. Mosca, I. Mazzaro, N. Mattoso, W. H. Schreiner, M. A. B. Gomes, M. P. Cantão, Structure, composition, and morphology of electrodeposited $\text{Co}_x\text{Fe}_{1-x}$ alloys, *J. Electrochem. Soc.* 144 (1997) 3222-3226.
- [71] L. Elbaile, R. D. Crespo, V. Vega, J. A. García, Magnetostatic interaction in Fe-Co nanowires, *J. Nanomat.* (2012) 198453.
- [72] S. L. Lim, F. Xu, N. N. Phuoc, C. K. Ong, Length dependence of coercivity in CoFe_2 nanowire arrays with high aspect ratios, *J. of Alloys and Compounds* 505 (2010) 609–612.
- [73] A. Lagendijk, B. van Tiggelen, D. S. Wiersma, Fifty years of Anderson localization, *Phys. Today* 62 (2009) 24-29.
- [74] A. Kaczanowski, K. Kułakowski, Damage spreading in a periodic nanoarray of magnetic posts, *Physica B* 351 (2004) 1–4.