

# POLITECHNIKA KOSZALIŃSKA



## WYDZIAŁ ELEKTRONIKI I INFORMATYKI

STUDIA DOKTORANCKIE  
SPECJALNOŚĆ ELEKTRONIKA

**mgr inż. Paweł Stebliński**  
**D-152**

### **Analiza dynamiki przemagnesowania ferromagnetycznych struktur nisko wymiarowych pod kątem zastosowań w układach pamięciowych i przetwarzania informacji**

Rozprawa doktorska

Praca doktorska wykonana pod kierunkiem  
dr hab. Tomasz Błachowicz, Prof PŚ

Koszalin 2022



# Oświadczenie

Ja, Paweł Stebliński, oświadczam, że niniejsza dysertacja o tytule: „Analiza dynamiki przemagnesowania ferromagnetycznych struktur nisko wymiarowych pod kątem zastosowań w układach pamięciowych i przetwarzania informacji” i praca w niej zawarta jest moją własnością.

Potwierdzam, że:

- Ta praca została wykonana w całości lub głównie w trakcie ubiegania się o stopień naukowy na Politechnice Koszalińskiej.
- W przypadku, gdy jakakolwiek część tej pracy została wcześniej złożona w celu uzyskania stopnia naukowego lub jakichkolwiek innych kwalifikacji na tej uczelni lub jakiegokolwiek innej instytucji, zostało to wyraźnie stwierdzone.
- Wszędzie tam, gdzie odnoszę się do opublikowanych prac innych, zawsze jest to wyraźnie oznaczone.
- Wszystkie cytaty pochodzące z innych prac, są wyraźnie oznaczone i spisane w bibliografii.
- Wyjątkiem jest przedstawiona w niniejszej pracy teza, która jest całkowicie moją własną pracą.
- Uznałem wszystkie główne źródła pomocy.
- Tam, gdzie teza opiera się na pracy wykonanej przeze mnie wspólnie z innymi, wyjaśniłem dokładnie to, co zostało zrobione przez innych i co sam wniosłem.

Paweł Stebliński



## Streszczenie

### „Analiza dynamiki przemagnesowania ferromagnetycznych struktur nisko wymiarowych pod kątem zastosowań w układach pamięciowych i przetwarzania informacji”

mgr inż. Paweł Stebliński

W związku z osiąganiem limitów technologicznych we współczesnej elektronice pojawiają się nurty naukowe będące próbą odpowiedzi na rosnące zapotrzebowanie konsumentów. Spintronika jest jednym z nich i podlega gwałtownemu rozwojowi. Domeną tej działalności badawczej są układy magnetyczne, których niektóre cechy mogą mieć zastosowanie w elektronice. W szczególności układy magnetyczne z elementami ferromagnetycznymi podlegają intensywnym pracom teoretyczno-doświadczalnym prowadzonym przez liczne grono naukowców do zastosowań w elektronice.

Aby układy ferromagnetyczne posiadały oczekiwane przez elektronikę cechy należy zapewnić odpowiednią ich strukturę w taki sposób aby uzyskiwać oczekiwaną przez nas odpowiedź układu na jego pobudzenie określonymi sygnałami. Niestety układy ferromagnetyczne są zazwyczaj zbyt złożone aby badać je analitycznie i w ten sposób uzyskiwać pożądane ich cechy. Dlatego do badania takich układów używa się narzędzi numerycznych – symulatorów.

Istnieją różne wersje oprogramowania do symulacji układów ferromagnetycznych, które są powszechnie dostępne w sieci i nie wymagają zakupu licencji. Jednakże symulatory te zazwyczaj potrafią symulować układy dla bardzo niskich temperatur zbliżonych do zera bezwzględnego. Komercyjna elektronika jednakże pracuje w zakresie temperatur zbliżonych do temperatury pokojowej, zatem istnieje konieczność badania układów ferromagnetycznych dla temperatur powyżej zera absolutnego, w tym zbliżonych do temperatur bliskich zaniku zjawisk ferromagnetycznych (temperatury Curie). Dlatego na potrzeby tej dysertacji, autor zdecydował się odpowiedzieć na zapotrzebowanie w postaci wysokotemperaturowego symulatora układów ferromagnetycznych i zrealizował własne oprogramowanie. Przy jego pomocy zbadał zaproponowany przez siebie model pamięci magnetycznej, która złożona jest z matrycy oddzielnych komórek i charakteryzuje się czasem przełączania rzędu setek pikosekund, a także nie wymaga stosowania układów głowic przełączających. Dzięki temu istnieje szansa na zapewnienie krótszego czasu dostępu do pamięci w stosunku do współczesnych rozwiązań n.p. w porównaniu z pamięciami wykonanymi z ciągłych warstw magnetycznych. Sporządzone oprogramowanie i zaproponowany model daje nadzieję na dalszy rozwój badań i znalezienie modelu pamięci o jak najniższym czasie przełączania i jak największej gęstości zapisu, co wyrażono w tezie pracy. Jako podstawę autorskiego systemu informatycznego wykorzystano oprogramowanie MAGPAR zrealizowane w Politechnice Wiedeńskiej i stosowane do obliczeń mikromagnetycznych dla temperatur bliskich zera bezwzględnego. Symulator ten posiadał pożądane cechy technologiczne takie jak możliwość przetwarzania rozproszonego i wykorzystywania wielu węzłów obliczeniowych do przyspieszenia obliczeń (MPI).

Zastosowanie wysokich temperatur w badaniu układów ferromagnetycznych wymagało uzyskania ich rozkładu dla całego badanego modelu więc należało odpowiednio rozwiązywać dodatkowe równie określające przepływy cieplne i zaimplementować je w metodyce elementów skończonych co pokazano w niniejszej pracy. Ze wzrostem temperatur uległo zmianie równanie opisujące czasowo-przestrzenną ewolucję zmian namagnesowania w układzie ferromagnetycznym, które zastąpiło równanie zaimplementowane dla opisu ewolucji namagnesowania dla niskich temperatur. Temperatures powyżej zera bezwzględnego wywierają wpływ na wyrazy pola efektywnego, co ma przełożenie na przebieg ewolucji namagnesowania. Zmienione równanie ewolucji namagnesowania i zmodyfikowane wyrazy pola efektywnego należało odpowiednio implementować w metodyce elementów skończonych co także zawarto w pracy. Uczyniono przegląd zagadnień badawczych będących domeną spintroniki, w tym nakreślono potencjalne jej zastosowania w architekturach komputerowych inspirowanych budową układu nerwowego istot żywych, co jak pokazano, może mieć istotny wpływ na polepszenie wydajności numerycznych obliczeń rozproszonych.

## *Summary*

### **"Analysis of the dynamics of magnetization of low-dimensional ferromagnetic structures for applications in memory systems and information processing"**

Paweł Stebliński, M. Sc. Eng.

Due to the achievement of technological limits in modern electronics, scientific trends are emerging in an attempt to respond to the growing consumer demand. Spintronics is one of them and is undergoing rapid development. The domain of this research activity are magnetic systems, some features of which may be used in electronics. In particular, magnetic systems with ferromagnetic elements are subject to intensive theoretical and experimental work conducted by a large group of scientists for applications in electronics. In order for ferromagnetic systems to have the features expected by electronics, their structure should be provided in such a way as to obtain the expected response of the system to its activation with specific signals. Unfortunately, ferromagnetic systems are usually too complex to study analytically and thus obtain the desired properties. That is why numerical tools - simulators - are used to study such systems. There are different versions of the simulation software for ferromagnetic circuits that are widely available on the web and do not require the purchase of a license. However, these simulators can usually simulate systems for very low temperatures close to absolute zero. Commercial electronics, however, work in the temperature range close to room temperature, so there is a need to study ferromagnetic systems for temperatures above absolute zero, including those close to the temperatures close to the disappearance of ferromagnetic phenomena (Curie temperature). Therefore, for the purposes of this dissertation, the author decided to respond to the demand in the form of a high-temperature simulator of ferromagnetic systems and created his own software. With its help, he investigated his proposed model of magnetic memory, which is composed of a matrix of separate cells and has a switching time of hundreds of picoseconds, and also does not require the use of switching heads. Thanks to this, there is a chance to provide shorter memory access time compared to modern solutions, e.g. compared to memories made of continuous magnetic layers. The prepared software and the proposed model give hope for further research development and finding a memory model with the lowest switching time and the highest recording density, which is expressed in the thesis. The MAGPAR software developed at the Vienna University of Technology and used for micromagnetic simulations at temperatures close to absolute zero was used as the basis for the proprietary IT system. This simulator had the desired technological features, such as the possibility of distributed processing and the use of multiple computing nodes to accelerate the computation (MPI). The use of high temperatures in the study of ferromagnetic systems required obtaining their distribution for the entire tested model, so it was necessary to properly solve additional equation, also defining heat flows and implement them in the finite element methodology, as shown in this paper. With increasing temperatures, the equation describing the time-space evolution of magnetization changes in the ferromagnetic system changed, which replaced the equation implemented to describe the evolution of magnetization for low temperatures. Temperatures above absolute zero affect the terms of the effective field, which translates into the course of the evolution of magnetization. The changed equation of the evolution of magnetization and the modified terms of the effective field had to be properly implemented in the finite element methodology, which was also included in the paper. The research issues that are the domain of spintronics were reviewed, including potential applications in computer architectures inspired by the structure of the nervous system of living creatures, which, as shown, may have a significant impact on improving the efficiency of numerical distributed computing.



## *Podziękowania*

Pragnę podziękować mojemu promotorowi i mentorowi Tomaszowi Błachowiczowi, który z wyrozumiałością znosił moje niedyspozycje oraz niezrozumienia i cierpliwie pomagał mi sporządzić finalną wersję rozprawy doktorskiej, a także zorganizował bardzo pomocne wsparcie finansowe. Także dziękuję serdecznie mojej żonie Kalinie, która wspierała mnie w dążeniu do finalizowania doktoratu i zapewniała rodzinną atmosferę pracy. Dziękuję za wsparcie finansowe Wydziałowi Elektroniki i Informatyki Politechniki Koszalińskiej, gdzie znajduje się odpowiednie miejsce do pracy nad doktoratem także dla osób niepełnosprawnych.



**Mojej rodzinie  
z przeprosinami za nieobecności**

# SPIS TREŚCI

<b>1. Wprowadzenie – cel pracy</b>	<b>1</b>
<b>2. Nieustalone przewodzenie ciepła w układach fizycznych</b>	<b>5</b>
2.1 Dynamika zmian temperatury w układach fizycznych.....	5
2.2 Nieustalony przepływ ciepła wyrażony przy pomocy metody Galerkina.....	5
<b>3. Magnetyzm ferromagnetyków w temperaturach powyżej zera absolutnego</b>	<b>11</b>
3.1 Parametry magnetyczne badanego układu.....	11
3.2 Energia pochodzenia magnetycznego i pole efektywne.....	14
3.3 Pole wymiany.....	15
3.4 Pole anizotropii.....	16
3.5 Pole materiałowe.....	17
3.6 Pole demagnetyzacji.....	19
3.7 Pola Langevina.....	19
3.8 Pole Zeemana.....	20
3.9 Równanie Landaua–Lifszyca–Blocha (LLB).....	20
3.10 Wyraz Słonczewskiego.....	24
<b>4. Oprogramowanie do badania modeli ferromagnetycznych</b>	<b>27</b>
4.1 Biblioteki programistyczne.....	27
4.2 Modyfikacja i uzupełnienie oprogramowania MAGPAR.....	28
4.3 Całkowanie połączonych układów równań różniczkowych.....	32
4.4 Analityczny Jakobian na potrzeby całkowania numerycznego.....	33
<b>5. Konceptje elektroniki spinowej (spintroniki)</b>	<b>35</b>
5.1 Zastosowanie nisko wymiarowych układów ferromagnetycznych w elektronice.....	35
5.2 Konceptje układów pamięciowych w spintronice.....	36
5.3 Konceptje jednostek przetwarzających w elektronice spinowej.....	37
5.4 Elektronika spinowa inspirowana architekturą neuromorficzną.....	37
<b>6. Badania modeli układów spintronicznych</b>	<b>39</b>
6.1 Porównanie symulacji z wynikami z literatury.....	39
6.2 Badania modelu szybkiej jedno bitowej pamięci.....	43
6.3 Efektywność numeryczna i skalowalność oprogramowania.....	54
6.4 Wielostanowa komórka pamięci przełączana polem zewnętrznym.....	61
6.5 Wielostanowa komórka pamięci przełączana spolaryzowanym prądem.....	64
6.6 Konceptja hybrydowego procesora z rdzeniem spintronicznym.....	68
<b>7. Podsumowanie i wnioski końcowe</b>	<b>71</b>

8. Lista tabel	73
9. Lista rysunków	75
10. Życiorys i dorobek naukowy autora	79
11. Bibliografia	83

## 1. Wprowadzenie – cel pracy

Ważnym wyzwaniem, jakie stawia współczesna elektronika jest odkrycie rozwiązań, które umożliwią z jednej strony dalszą miniaturyzację podzespołów a z drugiej strony przyspieszenie przetwarzania sygnałów. Stosowana do tej pory powszechnie technologia półprzewodnikowa posiada znaczące zasługi dla rozwoju elektroniki. Jednakże zbliża się jej limit technologiczny ograniczający możliwość podejmowania dalszych prac nad udoskonalaniem elementów elektronicznych. W związku z tym, pojawiają się nowe nurty, które podejmują postawione przez współczesność wyzwania. Jednym z nich jest elektronika spinowa (spintronika) [1-2], która zastąpiła przetwarzanie oparte o przepływ prądu przez przetwarzanie oparte na „przepływie spinu”. Ściślej opiera, ona swe działanie na w pełni kontrolowanej ewolucji namagnesowania wynikającego ze zmian czasowo-przestrzennych spinu elektronowego oraz atomowego. Dzięki takiemu podejściu istnieje nadzieja na uzyskanie elektronicznych elementów przetwarzających, w formie, wielo - stanowych komórek pamięci i innych podzespołów o jeszcze mniejszych rozmiarach i krótszych czasach przetwarzania niż te, które są wykorzystywane aktualnie w oparciu o technologię półprzewodnikową. Prace nad konstrukcją układów elektroniki spinowej skupiają się na badaniach nad zjawiskami magnetycznymi występującymi w materiałach ferromagnetycznych i materiałach niemagnetycznych.

Zjawiska magnetyczne znane są już od bardzo dawna. Odmiany magnetyzmu takie jak n. p. diamagnetyzm, paramagnetyzm czy ferromagnetyzm doczekały się licznych opracowań naukowych [3-5], wyjaśniających ich fenomen i wiążących je ze współczesną fizyką. Jednakże dopiero rozwój nanotechnologii i z drugiej strony stworzenie dostatecznie szybkich maszyn liczących oraz metod numerycznych, pozwoliło na skuteczne badania teoretyczne i doświadczalne spintronicznych układów magnetycznych. Badania numeryczne modeli są szczególnie wydajne w odniesieniu do zjawisk ferromagnetycznych. Wiąże się to z samą istotą ferromagnetyzmu. Występujące w ferromagnetykach pole efektywne, które „kontroluje” czasowo-przestrzenną ewolucję rozkładu namagnesowania zazwyczaj nie pokrywa się z kierunkiem namagnesowania i jego cechy zależą od bardzo wielu czynników, które są zbyt złożone aby analizować je w sposób analityczny. W takiej sytuacji metody numeryczne są jedynym możliwym narzędziem w analizie teoretycznej układów ferromagnetycznych. Stosowana analiza numeryczna wykorzystuje często elementy skończone i jest najskuteczniejsza w odniesieniu do nisko - wymiarowych modeli, w skali nano lub mikro metrycznej. Odkrywane cechy analizowanych modeli w przypadku ferromagnetyków mają realne przełożenie na badania doświadczalne, bowiem mogą przynieść istotne informacje na temat koniecznych do zastosowań pobudzeń parametrycznych i potrafią przewidzieć odpowiedź układu w postaci czasowo-przestrzennych zmian w rozkładzie namagnesowania.

Do określenia dynamiki czasowo-przestrzennej namagnesowania, dla nisko wymiarowych modeli układów ferromagnetycznych, w temperaturach zera bezwzględnego, stosuje się metody numerycznego rozwiązywania (całkowania) mikromagnetycznego równania dynamiki typu Landaua – Lifszycy - Gilberta (LLG) [6]. Stosowanie w symulacjach temperatury  $T=0$  K wymusza w konsekwencji wykorzystanie skomplikowanych układów doświadczalnych do weryfikacji rezultatów badań uzyskiwanych na podstawie takich modeli. W sposób oczywisty ograniczona jest wtedy dziedzina zastosowań tak przebadanych układów ferromagnetycznych w odniesieniu do zapotrzebowań przemysłu (n. p. w elektronice). W związku z tym, aby uprościć weryfikację

doświadczalną i co za tym idzie uzupełnić prace nas zastosowaniami aplikacyjnymi nisko wymiarowych układów ferromagnetycznych w elektronice, należy badać ich modele dla temperatur wyższych niż zero bezwzględne, często zbliżonych do temperatur pokojowych. Przy takich zakresach temperatur, modele ferromagnetyczne, które posiadają pożądane cechy, mogą dać ciekawy asumpt do badań doświadczalnych nad stworzeniem realnych układów elektronicznych o lepszych właściwościach niż aktualnie stosowane. W przypadku modeli, badanych dla temperatur wyższych od zera bezwzględnego, do ich opisu, stosuje się, zależne od temperatury, mikromagnetyczne równanie Landaua – Lifszycy - Blocha (LLB) [7-9]. Do jego rozwiązania konieczne jest uzyskanie zmiennego w czasie i przestrzeni rozkładu temperatur dla całego badanego układu magnetycznego i jego otoczenia. Ten fakt narzuca konieczność określenia przepływów cieplnych w obrębie modelowanej sceny i rozwiązania dodatkowego równania, w wyniku którego uzyskuje się zmienny w czasie rozkład temperatury dla każdego modelowanego punktu przestrzeni. Określenie wpływu uzyskanej temperatury na parametry magnetyczne stosowane w równaniu LLB, umożliwi jego rozwiązanie przy ustalonych, zależnych od temperatury parametrach.

W związku z powyższym, za główny cel niniejszej pracy postawiono sobie sporządzenie oprogramowania, za pomocą którego można będzie badać modele układów ferromagnetycznych dla wyższych od zera bezwzględnego temperatur. Oprogramowanie to, oprócz odpowiedzi na pytanie jak zachowuje się model w zakresie ewolucji namagnesowania opisanej przez mikromagnetyczne równanie LLB, powinno także dać odpowiedź na temat dynamiki rozkładu temperatur w modelu, do określenia której należy rozwiązywać zagadnienie nieustalonego przepływu ciepła. Całość należy zaimplementować numerycznie przy pomocy metody Galerkinia w taki sposób, aby oprogramowanie było skalowalne i wykorzystywało w sposób prawidłowy możliwość rozproszonego, równoległego przetwarzania wykorzystującego jednocześnie wiele węzłów obliczeniowych serwera obliczeniowego w celu przyspieszenia obliczeń. Jako wzorzec wyjściowy i podstawa systemu informatycznego rozwiązującego wysokotemperaturową dynamikę namagnesowania określoną poprzez równanie LLB, wraz z równaniem przewodnictwa cieplnego, może służyć oprogramowanie MAGPAR (Parallel Finite Element Micromagnetics Package). Aktualnie, przy jego pomocy można badać tylko modele oparte o rozwiązywanie równania niskotemperaturowego LLG ( $T = 0$  K). Było ono częścią pracy doktorskiej [10] zrealizowanej w 2003 r. przez Wernera Scholza na Politechnice Wiedeńskiej. Wraz z potencjalną możliwością badania wysokotemperaturowych modeli układów ferromagnetycznych otworzą się szerokie możliwości rozwiązywania zagadnień, które spotyka się w elektronice w tym w architekturze komputerów. Na przykład jednym z palących problemów elektroniki jest uzyskiwanie pamięci o krótszym czasie przetwarzania i większej gęstości zapisu w stosunku do współczesnych rozwiązań. Z jednej strony, limity gęstości zapisu i rozdzielczości głowic nagrywających w pamięciach warstwowych i złożonych z kropek, tzw. Bit-patterned media (BPM) [11-13], inicjują badania ulepszające mechanizmy odczytu/zapisu [15-16]. Z drugiej strony podejmuje się starania aby wykorzystywać zjawiska magnetooporowe [17-18] i zapisu wymuszanego spolaryzowanym spinowo prądem [19-21] w konstrukcji pamięci o wysokiej gęstości zapisu. Nakreśla się również nowe kierunki badań w tej dziedzinie związane z wykorzystaniem zjawisk cieplnych w rozwiązaniach typu Heat Assisted Magnetization Control (HAMC) [22-23]. Wpisując się w nurt, który wykorzystuje przede wszystkim zjawiska cieplne w poszukiwaniu konstrukcji pamięci, autor postanowił sobie jako istotny cel pracy, znalezienie i analizę modelu odpowiednio

uwzględniającego te zjawiska. Narzędziem wykorzystanym do realizacji tego przedsięwzięcia jest oprogramowanie, sporządzone na potrzeby realizacji tej pracy. Wprowadzenie i odpowiednie przebadanie takiego modelu, dla parametrów materiałowych pochodzących z dostępnych w literaturze badań doświadczalnych nad układami magnetycznymi, może być tożsame z postawieniem następującej tezy doktoratu:

***w mikromagnetycznych modelach urządzeń nanomagnetycznych, zmienny w czasie i przestrzeni rozkład temperatury i namagnesowania, zadany poprzez użycie odpowiednich równań dla nieustalonych stanów temperaturowych i namagnesowania, w tym poprzez równania Landaua - Lifszycy - Blocha (LLB), umożliwi określenie optymalnych warunków dla pracy urządzeń pamięciowych o jak najkrótszym czasie przetwarzania informacji oraz o jak największej gęstości zapisu.***

Celem zaznajomienia czytelnika z metodami realizacji powyżej postawionych zadań i w związku z tym udowodnienia powyżej postawionej tezy, autor zdecydował się aby w rozdziale 2 wprowadzić tematykę nieustalonego przewodzenia ciepła w tym dyskretne metody wyznaczania rozkładu temperatur przy pomocy elementów skończonych. Określenie rozkładu temperatur w obrębie symulowanej sceny ma istotne znaczenie dla wyznaczenia czasowo – przestrzennej ewolucji namagnesowania, wyrażonej przy pomocy, zależnego od temperatury równania LLB co opisano w rozdziale 3. Sposób implementacji programistycznej zagadnień przedstawionych w dwóch poprzednich rozdziałach nakreślono w rozdziale 4, po którym następuje rozdział opisujący przegląd zagadnień z zakresu spintroniki, do badania których stosować można sporządzone oprogramowanie. W rozdziale 6 przedstawiono wyniki badań modeli, funkcjonujących w różnych temperaturach, uzyskanych m. in. przy wykorzystaniu oprogramowania sporządzonego na potrzeby rozprawy doktorskiej. Na końcu pracy znajdują się wnioski końcowe i podsumowanie.



## 2. Nieustalone przewodzenie ciepła w układach fizycznych

Celem tego rozdziału jest wprowadzenie w tematykę zagadnień związanych z zastosowaniem metody elementów skończonych do wyznaczania zmiennego w czasie i przestrzeni rozkładu temperatur. Ewolucja temperatury określana dla dowolnego punktu znajdującego się w magnetycznej części modelu potrzebna jest do wyznaczenia - zależnych od temperatury - magnetycznych parametrów materiałowych. Poprzez uzyskanie tych parametrów możemy wyliczyć pole efektywne, współczynniki tłumienia i rozwiązać równanie LLB uzyskując czasowo - przestrzenny rozkład namagnesowania.

### 2.1 Dynamika zmian temperatury w układach fizycznych

Równanie nieustalonego przepływu ciepła [24] określające dynamikę zmian temperatury w układach fizycznych podano w poniższym równaniu:

$$c\rho\frac{\partial T(x,y,z,t)}{\partial t}=\lambda\left[\frac{\partial^2 T(x,y,z,t)}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T(x,y,z,t)}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 T(x,y,z,t)}{\partial z^2}\right]+Q(x,y,z,t). \quad (1)$$

Rozwiązaniem równania jest pole temperatury  $T=T(x,y,z,t)$  wyznaczone dla pobudzenia układu ciepłem  $Q$ , dla ustalonych wartości współczynników materiałowych:  $c$  - ciepła właściwego,  $\rho$  - gęstości i  $\lambda$  - przewodności cieplnej. Równanie to nosi nazwę ogólnego równania przewodzenia ciepła z uwzględnieniem wewnętrznych źródeł ciepła.

### 2.2 Nieustalony przepływ ciepła wyrażony przy pomocy metody Galerkin

Rozwiązując równanie (1) nad dziedziną  $\Omega\subset R^3$  z domkniętym obszarem granicznym  $\Gamma$  poszukujemy pola temperatury  $T=T(x,y,z,t)$ , które spełnia następujący warunek brzegowy (Dirchleta) na obszarze  $\Gamma_D\subset\Gamma$ :

$$T(x,y,z,0)=T_0(x,y,z), \quad (2)$$

oraz poniższy warunek brzegowy (Neumanna) na obszarze  $\Gamma_N\subset\Gamma\setminus\Gamma_D$ :

$$\lambda\nabla T(x,y,z,t)=q. \quad (3)$$

Zgodnie z metodą Galerkin, którą możemy traktować jako szczególny przypadek odchyłek ważonych [24] zakładamy, że znalezione pole temperatury zeruje poniższą funkcję odchyłek ważonych, do której podstawia się (1) i (3):

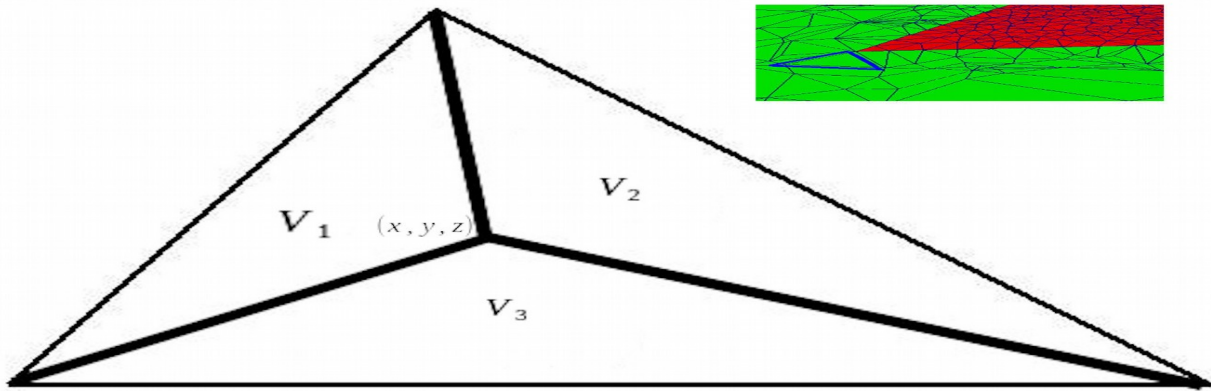
$$\int_{\Omega}\left\{c\rho\frac{\partial T}{\partial t}-\lambda\nabla^2 T-Q\right\}\eta_i dV+\int_{\Gamma_N}\left\{\lambda\nabla T-q\right\}\eta_i dV=0, \quad (4)$$

gdzie  $\eta_i$  jest wektorem bazowym należącym do „i” - tego węzła siatki elementów skończonych.

$$\eta_i(x,y,z)=\frac{V_i(x,y,z)}{V_{ele}}; \quad i=1..4. \quad (5)$$



Objętości węzłowe  $V_i(x, y, z)$ , dla przypadku 2D, pokazano na Rys. 2.1.



**Rys. 2.1** Elementary trójkąt 2D z zaznaczonymi objętościami węzłowymi. Objętości te dla przypadku 3D występują we wzorze (5). W prawym górnym rogu pokazano przykładową triangulację układu.

Całkowanie przeprowadza się po objętości danego, pojedynczego elementu skończonego, napiętego na czterech wektorach określający elementarny tetraedr sieci. Podziału analizowanego obszaru przestrzennego  $\Omega$  dokonujemy przy pomocy elementów w postaci czworościanów (tetraedrów) o objętości  $V_{ele}$  każdy, gdzie objętość elementu równa się sumie objętości węzłowych. W związku z czym prawdziwy jest poniższy wzór:

$$\sum_{j=1}^4 \eta_j = \sum_{j=1}^4 \frac{V_j(x, y, z)}{V_{ele}} = 1. \quad (6)$$

Niezależnie od objętości węzłowych przedstawionych poglądowo na Rys. 2.1, na „i” - tym węźle określa się funkcję „kapeluszkową”  $V_i$  objętości elementów  $V_{ele_i}$  przylegających do „i” - tego węzła (objętość związana z „i” - tym węzłem):

$$V_i = \int_{\Omega} \eta_i dV = \sum_{ele_i \in \Omega} \frac{V_{ele_i}}{4}. \quad (7)$$

Funkcja „kapeluszkowa” wykorzystywana jest w kolejnych rozdziałach.

W dalszych przekształceniach równania (4) stosuje się podstawienie wykorzystując wzór na całkowanie przez części:

$$\int_{\Omega} \lambda \nabla^2 T \eta_i dV = \int_{\Gamma_N} \lambda \nabla T \eta_i dV - \int_{\Omega} \lambda \nabla T \nabla \eta_i dV. \quad (8)$$

Na podstawie (4),(8) uzyskuje się

$$\int_{\Omega} c \rho \frac{\partial T}{\partial t} \eta_i dV + \int_{\Omega} \lambda \nabla T \nabla \eta_i dV - \int_{\Omega} Q \eta_i dV - \int_{\Gamma_N} q \eta_i dV = 0. \quad (9)$$

Podstawiając poniższe wyrażenie reprezentujące dyskretną postać temperatury do równania (9):

$$T = \sum_{j=1}^n T_j \eta_j, \quad (10)$$

uzyskujemy równanie:

$$\sum_{j=1}^n \left\{ \int_{\Omega} c \rho \frac{\partial T_j}{\partial t} \eta_j \eta_i dV \right\} + \sum_{j=1}^n \left\{ \int_{\Omega} \lambda T_j \nabla \eta_j \nabla \eta_i dV \right\} = \int_{\Omega} Q \eta_i dV + \int_{\Gamma_N} q \eta_i dV, \quad (11)$$

które można zapisać w postaci macierzowej:

$$[C] \frac{d\vec{T}}{dt} + [K] \vec{T} = \vec{Q}. \quad (12)$$

Wyjaśnienie sensu i sposobu wyznaczania poszczególnych symboli znajduje się poniżej. Na potrzeby wyznaczania całek zawartych w równaniach (11) a przez to i w (12) stosuje się poniższy wzór całkowy:

$$\int \eta_1^A \eta_2^B \eta_3^C \eta_4^D dV = \frac{A!B!C!D!}{(A+B+C+D+3)!} 6 V_{ele}, \quad (13)$$

gdzie symbole  $A, B, C, D$  oznaczają wykładniki potęg a całkowanie rozciąga się na wszystkie elementy przyległe do  $i$  - tego węzła. Symbol  $V_{ele}$  oznacza objętość elementarnego tetraedru siatki elementów skończonych.

Układ zostaje pobudzony przy pomocy wektora pobudzenia cieplnego  $\vec{Q}$ . Elementy tego wektora wyznacza się dla współrzędnych środka tetraedru  $x_s, y_s, z_s$  wykorzystując (13) w następujący sposób:

$$Q_i(t) = \int_{\Omega} Q \eta_i dV + \int_{\Gamma_N} q \eta_i dV = [Q(x_s, y_s, z_s, t) + q] \frac{V_{ele}}{4}. \quad (14)$$

Macierz pojemności cieplnej  $[C]$ , zawiera elementy  $C_{ij}$  wyrażone przez

$$C_{ij} = \int_{\Omega} c \rho \eta_i \eta_j dV. \quad (15)$$

Na potrzeby wyznaczenia całki (15), oblicza się szczególnie przypadek całki (13) wyrażony poprzez

$$\int_{\Omega} \eta_i \eta_j dV = \begin{cases} \frac{V_{ele}}{10} & i \neq j \\ \frac{V_{ele}}{20} & i = j \end{cases}. \quad (16)$$

Możemy w ten sposób uzyskać operator całkowy, użyteczny dla dalszych obliczeń. Macierz przewodności cieplnej  $[K]$  - zawiera elementy  $K_{ij}$  określone przez

$$K_{ij} = \int_{\Omega} \lambda \nabla \eta_i \nabla \eta_j dV, \quad (17)$$

gdzie pojawia się operacja różniczkowania (gradientu) wektorów bazowych  $\eta_i, \eta_j$ .

Całkę występującą w (17) wyznacza się zgodnie z następującym przybliżeniem

$$\int_{\Omega} \nabla \eta_i \nabla \eta_j dV = \nabla \eta_i \nabla \eta_j V_{ele}. \quad (18)$$

Równanie (12) przekształcamy do następującej postaci:

$$\frac{d\vec{T}}{dt} = \vec{P}_T = -[C]^{-1}[K] \vec{T} + [C]^{-1} \vec{Q}. \quad (19)$$

W wyniku całkowania numerycznego równania (19) uzyskuje się rozwiązania w każdym węźle, w postaci temperatur będących elementami wektora temperatury  $\vec{T}$ . Wektor temperatury znajduje

się dla ustalonej macierzy  $[C]^{-1}$ , odwrotnej do macierzy pojemności cieplnej  $[C]$ . Macierz odwrotną uzyskuje się rozwiązując, ze względu na  $\vec{X}_j$ , następujący układ równań

$$[C]\vec{X}_j = \vec{B}_j. \quad (20)$$

Układ ten rozwiązuje się dla rodziny wektorów jednostkowych  $\vec{B}_j$ :

$$\vec{B}_j = \begin{bmatrix} 0 \\ \vdots \\ 1_j \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (21)$$

gdzie „j” oznacza pozycję jedynki w wektorze oraz „j” przebiega przez wszystkie węzły. Macierz odwrotna do macierzy pojemności cieplnej posiada następującą postać

$$[C]^{-1} = \begin{bmatrix} \vec{X}_0^T \\ \vdots \\ \vec{X}_j^T \\ \vdots \\ \vec{X}_n^T \end{bmatrix}. \quad (22)$$

Aby przyspieszyć proces numerycznego całkowania równania przewodnictwa, stosuje się dyskretny Jakobian analityczny  $[J_T]$  zamiast Jakobianu wyznaczanego na podstawie różnic skończonych. Metody wyznaczania Jakobianów na podstawie różnic skończonych są nieefektywne (zajmują dużo czasu). Dyskretny Jakobian analityczny ma postać:

$$[J_T] = -[C]^{-1}[K]. \quad (23)$$

Podobne rezultaty, poprzez zastosowanie powyższej metodyki, uzyskuje się stosując uproszczoną metodę dyskretyzacji. Dzięki temu unika się konieczności stosowania czasochłonnej procedury wyznaczania macierzy odwrotnej do macierzy pojemności cieplnej. W tym celu, przekształca się macierz pojemności cieplnej  $[C]$  do macierzy diagonalnej pojemności cieplnej (sumuje się wiersze macierzy pojemności cieplnej i tak powstały wektor umieszcza się na przekątnej macierzy diagonalnej pojemności cieplnej):

$$f([C]) = [C^D], \quad (24)$$

gdzie elementy macierzy diagonalnej pojemności cieplnej  $[C^D]$  określa się jak poniżej

$$C_{jj}^D = \sum_{i=1}^n \int_{\Omega} c \rho \eta_i \eta_j dV. \quad (25)$$

Równanie macierzowe (12) możemy wówczas przepisać jako:

$$[C^D] \frac{d\vec{T}}{dt} + [K]\vec{T} = \vec{Q}, \quad (26)$$

i przekształcić do formuły zawierającej macierz odwrotną do diagonalnej  $[C^D]^{-1}$ :

$$\frac{d\vec{T}}{dt} = \vec{P}_T = -[C^D]^{-1}[K]\vec{T} + [C^D]^{-1}\vec{Q}, \quad (27)$$

gdzie elementy  $C_{ij}^{D^{-1}}$  odwrotnej macierzy diagonalnej  $[C^D]^{-1}$  w prosty sposób można wyznaczyć z elementów zawartych w przekątnej macierzy diagonalnej pojemności cieplnej:

$$C_{ij}^{D^{-1}} = \frac{1}{C_{ij}^D} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \int_{\Omega} c \rho \eta_i \eta_j dV}. \quad (28)$$

Jakobian  $[J_T^D]$  równania (27) wyrażony jest zgodnie ze wzorem:

$$[J_T^D] = -[C^D]^{-1}[K]. \quad (29)$$



### 3. Magnetyzm ferromagnetyków w temperaturach powyżej zera absolutnego

Aby opisywać, zmianę rozkładu namagnesowania ferromagnetyków w przestrzeni i czasie, dla temperatur powyżej zera absolutnego, można stosować mikromagnetyczne równanie Landaua – Lifszycy - Blocha (LLB). Aby uzyskiwać czasowo-przestrzenną dynamikę namagnesowania należy rozwiązywać (całkować) stochastyczne równanie LLB dla wyznaczonego pola efektywnego, złożonego z wyrazów pól: demagnetyzacji, anizotropii, wymiany, pola materiałowego, pól Langevina i pola Zeemana [5-6, 8, 10]. Poszczególne wyrazy pól zależne są od wyznaczonego namagnesowania oraz od stałych materiałowych, które zmieniają się wraz ze zmianami temperatury. Wartości wyrazów pól zależą także m. in. od kształtu i rozmieszczenia elementów układu magnetycznego, rodzaju materiału magnetycznego, obecności i kierunku pola zewnętrznego (uwzględnionego w oddziaływaniu typu Zeemana) i wielu innych czynników. W tym rozdziale autor zapozna czytelnika ze wszystkimi niezbędnymi wielkościami fizycznymi, których wyznaczenie konieczne jest do określenia i rozwiązania niedeterministycznego równania LLB. Opisanie zostaną wielkości fizyczne takie jak namagnesowanie docelowe [5,8,26], jak i inne stałe materiałowe, które uzależnione są od temperatury. Ponadto, uzyskując rozkład temperatury dla badanego modelu, możemy uzależnić magnetyczne parametry materiałowe od wyznaczonego rozkładu. Tak zmienione parametry będą miały wpływ na wyznaczanie odpowiednich wyrazów pola efektywnego oraz na wielkości współczynników tłumienia zawartych w równaniu LLB. W pierwszej kolejności omówione zostanie wyznaczanie docelowego namagnesowania. Do niego bowiem dąży długość wektora namagnesowania dzięki występowaniu oddziaływań z polami pochodzenia materiałowego. W następnych krokach powiązane zostaną parametry materiałowe z wyznaczonym namagnesowaniem docelowym, a pośrednio z temperaturą, przez co, wraz z jej zmianą, parametry te, modyfikują swoje wartości. Ma to wpływ na wyznaczane wyrazy pola efektywnego, którego pojęcie wprowadza się w kolejnych punktach rozdziału i które składa się z sumy poszczególnych wyrazów pól związanych z różnymi cechami układu magnetycznego a opisanymi i wyrażonymi w terminologii schematu pojęciowego Galerkina. Na koniec zdefiniowane zostaną równanie LLB i wyraz Słoncewskiego (oddziaływanie prądowe) [6,27], w których występują wcześniej omówione wielkości fizyczne niezbędne do określenia dynamiki namagnesowania.

#### 3.1 Parametry magnetyczne badanego układu

Moduł wektora namagnesowania  $|\vec{M}|$  dąży do wielkości namagnesowania docelowego (równowagowego)  $M_{eq}(\vec{r}, T)$  dzięki występowaniu pola materiałowego, które pojawia się w ferromagnetykach w temperaturach powyżej 0 K. Namagnesowanie docelowe określone jest poniżej [3]:

$$M_{eq}(\vec{r}, T) = n_{mb} g J \mu_B n B_J(x) = M_{s0} B_J(x). \quad (30)$$

Do jego wyznaczenia stosuje się funkcję Brillouina  $B_J(x)$  :

$$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} \operatorname{ctgh}\left(\frac{2J+1}{2J} x\right) - \frac{1}{2J} \operatorname{ctgh}\left(\frac{x}{2J}\right), \quad (31)$$

liczbę magnetonów Bohra  $n_{mb}$  :

$$n_{mb} = \frac{M_{s0}}{\mu_B g J n}, \quad (32)$$

oraz namagnesowanie nasycenia dla temperatury zera absolutnego  $M_{s0}$ , czynnik  $g$ , liczbę kwantową całkowitego momentu pędu  $J$ , magnetron Bohra  $\mu_B$ , koncentrację  $n$ .

Stan początkowy (wejściowy) parametru  $x$  funkcji Brillouina wyznaczany jest poprzez rozwiązanie układu równań [3]:

$$\frac{M_{eq}}{M_{s0}} = \begin{pmatrix} B_J(x) \\ \frac{J+1}{3J} \frac{T}{T_c} x \end{pmatrix}, \quad (33)$$

dzięki któremu uzyskujemy nieliniowe równanie:

$$B_J(x) - \frac{J+1}{3J} \frac{T}{T_c} x = 0. \quad (34)$$

Stosując reprezentację dyskretną funkcji Brillouina:

$$B_J(x) = \sum_{j=0}^4 B_{J_j}(x_j) \eta_j, \quad (35)$$

gdzie  $B_{J_j}(x_j)$  oznacza wartość funkcji Brillouina obliczaną na węzłach sieci elementów skończonych dla wielkości  $x_j$  oraz gdzie  $\eta_j$  funkcję bazową. Reprezentację dyskretną czynnika zawierającego temperaturę wyznaczamy korzystając z równania (34):

$$\frac{J+1}{3J} \frac{T}{T_c} = \sum_{w=0}^4 \frac{J_w+1}{3J_w} \frac{T_w}{T_{c_w}} \eta_w, \quad (36)$$

oraz dyskretyzując poniżej zmienną  $x$ :

$$x = \sum_{j=0}^4 x_j \eta_j, \quad (37)$$

równanie (34) wyrażamy w formie dyskretnej stosując wzory (35), (36), (37) wraz z metodą odchyłek ważonych:

$$\sum_{j=0}^4 \int_{\Omega} B_{J_j}(x_j) \eta_j \eta_i dV - \sum_{j=0}^4 \sum_{w=0}^4 \int_{\Omega} \frac{J_w+1}{3J_w} \frac{T_w}{T_{c_w}} x_j \eta_j \eta_i \eta_w dV = 0. \quad (38)$$

Dzieląc obustronnie równanie (38) przez funkcję „kapeluszową”  $V_i$  (7) możemy zastosować uproszczenia dotyczące wyrazu zawierającego funkcję Brillouina, które zakładają, że wartości węzłowe „j” sąsiadujące z ustalonym węzłem „i” nie różnią się między sobą w sposób znaczący co pokazano poniżej (6):

$$\sum_{j=0}^4 B_{J_j}(x_j) \eta_j \approx B_{J_i}(x_i) \sum_{j=0}^4 \eta_j = B_{J_i}(x_i). \quad (39)$$

W związku z tym prawdziwe jest wyrażenie:

$$\frac{\int_{\Omega} \sum_{j=0}^4 B_{J_j}(x_j) \eta_j \eta_i dV}{V_i} \approx \frac{B_{J_i}(x_i) \int_{\Omega} \eta_i dV}{V_i} = B_{J_i}(x_i), \quad (40)$$

Stosując uproszczenie, przy uwzględnieniu relacji (6), które zakłada, że wartości na węzłach „j”, „w” sąsiadujące z ustalonym węzłem „i” nie różnią się między sobą w sposób znaczący, otrzymujemy:

$$\sum_{j=0}^4 \sum_{w=0}^4 \frac{J_w+1}{3J_w} \frac{T_w}{T_c} x_j \eta_j \eta_w \approx \frac{J_i+1}{3J_i} \frac{T_i}{T_c} x_i \sum_{j=0}^4 \sum_{w=0}^4 \eta_j \eta_w = \frac{J_i+1}{3J_i} \frac{T_i}{T_c} x_i. \quad (41)$$

Prawdziwy jest zatem następujący wzór upraszczający:

$$\frac{\int_{\Omega} \sum_{j=0}^4 \sum_{w=0}^4 \frac{J_w+1}{3J_w} \frac{T_w}{T_c} x_j \eta_j \eta_w \eta_i dV}{V_i} \approx \frac{\left(\frac{J+1}{3JT_c}\right)_i T_i x_i \int_{\Omega} \eta_i dV}{V_i} = \left(\frac{J+1}{3JT_c}\right)_i T_i x_i. \quad (42)$$

Wstawiając (40), (42) do (38) podzielonego przez funkcję „kapeluszkową”. Uzyskujemy uproszczoną formę dla równania (38) wyrażoną nieliniowo, która jest rozwiązywana na węzłach:

$$B_{J_i}(x_i) - \left(\frac{J+1}{3JT_c}\right)_i T_i x_i = 0. \quad (43)$$

Przekształcając (43) uzyskujemy wyrażenie:

$$x_i = \left(\frac{3JT_c}{J+1}\right)_i \frac{B_{J_i}(x_i)}{T_i}, \quad (44)$$

które, poprzez różniczkowanie obustronnie po czasie, przekształca się w równanie różniczkowe:

$$\frac{dx_i}{dt} = P_x^i = - \frac{\left(\frac{3JT_c}{J+1}\right)_i \frac{dT_i}{dt} B_{J_i}(x_i)}{T_i^2 - \left(\frac{3JT_c}{J+1}\right)_i \frac{dB_{J_i}(x_i)}{dx_i}}. \quad (45)$$

W równaniu (45), podczas procesu całkowania numerycznego, jako pochodną temperatury po czasie, wstawia się prawą stronę równania (27) oraz stosuje się podstawienie:

$$\frac{dB_{J_i}(x_i)}{dx_i} = \begin{cases} \left(\frac{2J_i+1}{2J_i}\right)^2 \left(1 - \operatorname{ctgh}^2\left(\frac{2J_i+1}{2J_i} x_i\right)\right) - \left(\frac{1}{2J_i}\right)^2 \left(1 - \operatorname{ctgh}^2\left(\frac{x_i}{2J_i}\right)\right); & \frac{T_i}{T_c} < 1 \\ \frac{J_i+1}{3J_i} - \frac{J_i+1}{3J_i} \frac{2J_i^2+2J_i+1}{10J_i^2} x_i^2; & \frac{T_i}{T_c} \rightarrow 1 \vee \frac{T_i}{T_c} > 1 \end{cases}. \quad (46)$$

Zastosowanie w (46) rozwinięcia w szereg pochodnej funkcji Brillouina dla temperatur bliskich temperatury Curie i powyżej, zapewnia zbieżność algorytmu całkowania i płynne przejście symulacji z fazy ferromagnetycznej do fazy paramagnetycznej i z powrotem z fazy paramagnetycznej do ferromagnetycznej.

Rozwiązując (45) równoległe z równaniami przewodnictwa cieplnego i LLB uzyskuje się wektor wartości  $\vec{x}$  z elementami określanymi na węzłach. Na podstawie tego wektora, wyznaczając



funkcję Brillouina, możemy określić wielkość  $M_{eq}(\vec{r}, T)$  na podstawie wzoru (30). Dodatkowo, na potrzeby całkowania numerycznego, wyznacza się Jakobiany równania (45):

$$[J_x^W] = \left[ \frac{d}{dW} \left( \frac{dx_i}{dt} \right) \right]; W = T_j, x_j. \quad (47)$$

Poniżej omówiono kolejne parametry magnetyczne, których wartości uzależnione są pośrednio od zmieniającego się w czasie pola temperatury, a które zależne są od namagnesowania docelowego.

Aby wyznaczyć wyraz pola wymiany należy określić stałą wymiany. Zastosowano następującą zależność [28-29] pomiędzy stałą wymiany a namagnesowaniem docelowym:

$$A(T) = A(T=0 K) \left( \frac{M_{eq}(T)}{M_{s0}} \right)^n. \quad (48)$$

Stałe stojące po prawej stronie dla temperatury 0 K wyznacza się doświadczalnie. Natomiast wartość docelowego namagnesowania  $M_{eq}(T)$  wyznacza się według (30). Przy czym aby zapewnić zgodność z malejącą zależnością stałej wymiany w funkcji temperatury zamieszczoną w [28-29], dla FePt, wartość  $n$  przyjmuje się jako 2.

Stałe anizotropii magnetokrystalicznej, potrzebne do wyznaczenia wyrazu pola anizotropii, na podstawie [30-32], uzależnia się od namagnesowania docelowego a więc pośrednio od temperatury zgodnie ze wzorami poniżej:

$$K_1(T) = K_1(T=0 K) \left( \frac{M_{eq}(T)}{M_{s0}} \right)^{n_1}, \quad (49)$$

$$K_2(T) = K_2(T=0 K) \left( \frac{M_{eq}(T)}{M_{s0}} \right)^{n_2}. \quad (50)$$

Stałe stojące po prawej stronie dla temperatury 0 K wyznacza się doświadczalnie. Natomiast wartość  $M_{eq}(T)$  wyznacza się na węzłach zgodnie z (30). Przykładowo dla FePt, przyjmuje się  $n_1=2.1$  [29] oraz  $K_2(T=0 K)=0$ .

### 3.2 Energia pochodzenia magnetycznego i pole efektywne

Zgodnie z [8, 28, 32], w całkowitej energii ferromagnetyka, dla temperatur powyżej zera absolutnego, należy uwzględnić energię pola materiałowego oraz energię pochodzącą od niedeterministycznych pól Langevina. Te wkłady energetyczne występują razem z innymi wyrazami energii obecnymi w ferromagnetykach dla temperatury 0 K, które dla wyższych temperatur, ulegają zmianom wraz ze zmieniającymi się z temperaturą wartościami magnetycznych parametrów materiałowych. Powyżej temperatury zera absolutnego, całkowita energia  $E_{tot}$  wynosi

$$E_{tot} = E_{exch} + E_{ani} + E_{dem} + E_{mat} + E_{ext}, \quad (51)$$

to znaczy składa się z sumy: energii wymiany  $E_{exch}$ , energii anizotropii  $E_{ani}$ , energii demagnetyzacji  $E_{dem}$ , energii pola materiałowego  $E_{mat}$  i energii pola Zeemana  $E_{ext}$ .

Pole efektywne  $\vec{H}_{eff}$  stosowane w równaniu LLB łączy z całkowitą energią wzór:

$$\vec{H}_{eff} = - \left[ \frac{\partial E_{tot}}{\partial M_x}, \frac{\partial E_{tot}}{\partial M_y}, \frac{\partial E_{tot}}{\partial M_z} \right]. \quad (52)$$

W związku z powyższym, pole efektywne  $\vec{H}_{eff}$ , zawiera sumę następujących wyrazów pól:

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{exch} + \vec{H}_{ani} + \vec{H}_{dem} + \vec{H}_{mat} + \vec{H}_{ext}. \quad (53)$$

Symbole  $\vec{H}_{exch}, \vec{H}_{ani}, \vec{H}_{dem}, \vec{H}_{mat}, \vec{H}_{ext}$  oznaczają odpowiednio wyraz: pola wymiany, pola anizotropii, pola demagnetyzacji, pola materiałowego oraz pola zewnętrznego.

### 3.3 Pole wymiany

W procesie dyskretyzacji wyrazu pola wymiany, określono do celów porównawczych, dwie formy: określającą pełną dyskretyzację i uproszczoną. Stosuje je się odpowiednio w implementacji nieuproszczonej i uproszczonej. Na podstawie [33] definiuje się gęstość energii wymiany  $e_{exch}$ :

$$e_{exch} = \frac{A}{M_{eq}^2} \{ [\nabla M_x]^2 + [\nabla M_y]^2 + [\nabla M_z]^2 \}, \quad (54)$$

oraz energię wymiany  $E_{exch}$ :

$$E_{exch} = \int_{\Omega} \frac{A}{M_{eq}^2} \{ [\nabla M_x]^2 + [\nabla M_y]^2 + [\nabla M_z]^2 \} dV. \quad (55)$$

Po podstawieniu do (55) formy dyskretnej namagnesowania:

$$M_k = \sum_{j=1}^4 M_j^k \eta_j, \quad k = x, y, z, \quad (56)$$

oraz formy dyskretnej zależnego od temperatury czynnika zawierającego stałą wymiany:

$$\frac{A}{M_{eq}^2} = \sum_{w=1}^4 \frac{A_w}{M_{eq_w}^2} \eta_w, \quad (57)$$

uzyskujemy wzór na pole wymiany:

$$H_{exch_i}^{l=x,y,z} = - \frac{1}{V_i} \frac{\partial E_{exch}}{\partial M_i^l} = - \int_{\Omega} \sum_{w=1}^4 \sum_{j=1}^4 \frac{A_w}{M_{eq_w}^2} M_j^l \nabla \eta_j \nabla \eta_i \eta_w dV. \quad (58)$$

Możemy go zapisać w postaci macierzowej z macierzą  $[G]$ :

$$\vec{H}_{exch} = [G] \vec{M}. \quad (59)$$

Elementy  $G_{ij}$  macierzy  $[G]$  dla metodyki uproszczonej zapisuje się jak następuje:

$$G_{ij} = - \int_{\Omega} \frac{2 A_i}{V_i M_{eq_i}^2} \nabla \eta_j \nabla \eta_i dV = - \frac{2 A_i}{V_i M_{eq_i}^2} \nabla \eta_j \nabla \eta_i V_{ele}. \quad (60)$$

Powyższy wzór uwzględnia uproszczenie, które zakłada, że wartości na węzłach sąsiadujących z ustalonym węzłem „i” nie różnią się między sobą w sposób znaczący, więc przy zastosowaniu wzoru (6) uzyskujemy:

$$\sum_{w=1}^4 \frac{A_w}{M_{eq_w}^2} \eta_w \approx \frac{A_i}{M_{eq_i}^2} \sum_{w=1}^4 \eta_w = \frac{A_i}{M_{eq_i}^2}, \quad (61)$$

Dlatego w związku z (61) zastosowanie ma poniższe przekształcenie:

$$\int_{\Omega} \sum_{w=1}^4 \sum_{j=1}^4 \frac{A_w}{M_{eq_w}^2} M_j^l \nabla \eta_j \nabla \eta_i \eta_w dV \approx \frac{A_i}{M_{eq_i}^2} \int_{\Omega} \frac{2M_j^l}{V_i} \nabla \eta_j \nabla \eta_i dV, \quad l=x, y, z. \quad (62)$$

Dzięki temu uzyskuje się na podstawie wzoru (58) - wzór (60).

Elementy  $G_{ij}$  macierzy  $[G]$  dla metodologii uwzględniającej pełną dyskretyzację określa się zgodnie z wyrażeniem:

$$G_{ij} = - \int_{\Omega} \sum_{w=0}^4 \frac{2A_w}{V_i M_{eq_w}^2} \nabla \eta_j \nabla \eta_i \eta_w dV = - \sum_{w=0}^4 \frac{2A_w}{V_i M_{eq_w}^2} \nabla \eta_j \nabla \eta_i \frac{V_{ele}}{4}. \quad (63)$$

### 3.4 Pole anizotropii

Wyraz pola anizotropii zawierający stałą anizotropii  $K_1$  określa się oddzielnie dla metodyki uproszczonej wykorzystującej dyskretyzację na węzłach i nieuproszczonej z pełną dyskretyzacją. Całość pola anizotropii w zakresie stałej  $K_2$  oblicza się na węzłach. W [3] określono: gęstość energii anizotropii  $e_{ani}$  :

$$e_{ani} = K_1 \sin^2 \Theta + K_2 \sin^4 \Theta = K_1 (1 - \cos^2 \Theta) + K_2 (1 - \cos^2 \Theta)^2. \quad (64)$$

Wielkość  $\cos \Theta$  opisuje [31] wyrażenie:

$$\cos \Theta = \frac{\vec{a} \vec{M}}{M_{eq}} = \frac{\sum_k^{x,y,z} \sum_{j=1}^4 a_k M_j^k \eta_j}{M_{eq}}. \quad (65)$$

Energia anizotropii  $E_{ani}$  wyrażona jest poprzez wzór:

$$E_{ani} = \int_{\Omega} \left\{ K_1 \left[ 1 - \left( \frac{\sum_k^{x,y,z} \sum_{j=1}^4 a_k M_j^k \eta_j}{M_{eq}} \right)^2 \right] \right\} dV + \int_{\Omega} \left\{ K_2 \left[ 1 - \left( \frac{\sum_k^{x,y,z} \sum_{j=1}^4 a_k M_j^k \eta_j}{M_{eq}} \right)^2 \right]^2 \right\} dV. \quad (66)$$

Pole anizotropii  $\vec{H}_{ani}$  wyznacza się z wyrażenia:

$$H_{ani_i}^l = - \frac{1}{V_i} \frac{\partial E_{ani}}{\partial M_i^l} = \int_{\Omega} \left\{ \frac{2a_l K_1}{V_i M_{eq}^2} \left( \sum_k^{x,y,z} \sum_{j=1}^4 a_k M_j^k \eta_j \right) \eta_i \right\} dV + \\ + \int_{\Omega} \left\{ \frac{4a_l K_2}{V_i M_{eq}^2} \left[ 1 - \left( \frac{\sum_k^{x,y,z} \sum_{j=1}^4 a_k M_j^k \eta_j}{M_{eq}} \right)^2 \right] \left( \sum_{j=1}^4 a_k M_j^k \eta_j \eta_i \right) \right\} dV. \quad (67)$$

Wyraz zawierający stałą  $K_2$  w (67) określa się na węzłach.

Pole anizotropii w zakresie wyrazu zawierającego stałą  $K_1$  występującą w (67) określa się dla pełnej dyskretyzacji uwzględniając wyrażenie dyskretne:

$$\frac{K_1}{M_{eq}^2} = \sum_{w=1}^4 \frac{K_1^w}{M_{eq_w}^2} \eta_w, \quad (68)$$

poprzez:

$$H_{ani_i}^{l=x,y,z} = \int_{\Omega} \sum_k^{x,y,z} \sum_{j=1}^4 \sum_{w=1}^4 \frac{2a_l K_1^w}{V_i M_{eq_w}^2} a_k M_j^k \eta_w \eta_j \eta_i dV. \quad (69)$$

Dla uproszczonej dyskretyzacji określa się pole anizotropii w zakresie wyrazu ze stałą anizotropii  $K_1$  według wzoru, który zawiera uproszczenia jak poniżej:

$$H_{ani_i}^{l=x,y,z} = \int_{\Omega} \sum_k^{x,y,z} \sum_{j=1}^4 \sum_{w=1}^4 \frac{2a_l K_1^w}{V_i M_{eq_w}^2} a_k M_j^k \eta_w \eta_j \eta_i dV \approx \int_{\Omega} \sum_k^{x,y,z} \sum_{j=1}^4 \frac{2a_l K_1^i}{V_i M_{eq_i}^2} a_k M_j^k \eta_j \eta_i dV. \quad (70)$$

Powyższy wzór uwzględnia uproszczenie, które zakłada, że wartości na węzłach sąsiadujących z ustalonym węzłem „i” nie różnią się między sobą w sposób znaczący więc przy zastosowaniu (6) uzyskujemy:

$$\sum_{w=1}^4 \frac{K_1^w}{M_{eq_w}^2} \eta_w \approx \frac{K_1^i}{M_{eq_i}^2} \sum_{w=1}^4 \eta_w = \frac{K_1^i}{M_{eq_i}^2}, \quad (71)$$

co na podstawie (71) czyni prawdziwym poniższy wzór upraszczający, który zastosowano aby uzyskać (70)

$$\int_{\Omega} \sum_{w=1}^4 \frac{2a_l K_1^w}{V_i M_{eq_w}^2} \eta_w \sum_k^{x,y,z} \sum_{j=1}^4 a_k M_j^k \eta_j \eta_i dV \approx \int_{\Omega} \frac{2a_l K_1^i}{V_i M_{eq_i}^2} \sum_k^{x,y,z} \sum_{j=1}^4 a_k M_j^k \eta_j \eta_i dV, \quad l=x,y,z. \quad (72)$$

Wyraz pola anizotropii określony w (69) stosuje się w nieuproszczonej metodologii razem z nieuproszczoną formą równania LLB natomiast wyraz (70) uzyskany na podstawie uproszczenia (72), stosuje się w metodologii uproszczonej razem z równaniem LLB określonym tylko na węzłach.

### 3.5 Pole materiałowe

Na podstawie [8,28,32-33] określa się gęstość energii materiałowej  $e_{mat}$

$$e_{mat}(\vec{r}) = \begin{cases} \frac{1}{8\chi_{II} M_{eq}^2} [M_{eq}^2 - |M|^2]^2; & \frac{T}{T_c} < 1 \\ \frac{3}{20\chi_{II}} \frac{T_c}{T - T_c} \left[ \frac{5(T - T_c)}{3T_c} + \frac{|M|^2}{M_{s0}^2} \right]^2; & \frac{T}{T_c} \geq 1 \end{cases}, \quad (73)$$

energię materiałową  $E_{mat}$  :

$$E_{mat}(\vec{r}) = \begin{cases} \int_{\Omega} \frac{1}{8\chi_{II} M_{eq}^2} [M_{eq}^2 - |M|^2]^2 dV; & \frac{T}{T_c} < 1 \\ \int_{\Omega} \frac{3}{20\chi_{II}} \frac{T_c}{T - T_c} \left[ \frac{5(T - T_c)}{3T_c} + \frac{|M|^2}{M_{s0}^2} \right]^2 dV; & \frac{T}{T_c} \geq 1 \end{cases}, \quad (74)$$

oraz wyraz pola materiałowego  $\vec{H}_{mat}$  :

$$H_{mat_i}^{l=x,y,z} = -\frac{1}{V_i} \frac{dE_{mat}}{dM_i^l} = -\frac{1}{V_i} \frac{d}{dM_i^l} \left\{ \begin{array}{l} \int_{\Omega} \frac{1}{8\chi_{II} M_{eq}^2} [M_{eq}^2 - |M|^2]^2 dV; \quad \frac{T}{T_c} < 1 \\ \int_{\Omega} \frac{3}{20\chi_{II}} \frac{T_c}{T-T_c} \left[ \frac{5(T-T_c)}{3T_c} + \frac{|M|^2}{M_{s0}^2} \right]^2 dV; \quad \frac{T}{T_c} \geq 1 \end{array} \right. \quad (75)$$

W przekształceniach stosuje się wzór na kwadrat modułu wektora namagnesowania  $|M|^2$  wyrażony w formie dyskretnej:

$$|M|^2 = \sum_{k=x,y,z} \left[ \sum_{j=1}^4 M_j^k \eta_j \right]^2, \quad (76)$$

oraz stosuje się podstawienie:

$$M_{eq} = \sum_{j=1}^4 M_{eq}^j \eta_j. \quad (77)$$

Dyskretyzację wyrazu pola materiałowego dla fazy ferromagnetycznej, po wstawieniu do (75) wyrażeń (76) i (77), przeprowadzono w zakresie pełnej dyskretyzacji jak niżej:

$$\begin{aligned} H_{mat_i}^{l=x,y,z} &= -\frac{1}{V_i} \frac{d}{dM_i^l} \left[ \int_{\Omega} \frac{1}{8\chi_{II} M_{eq}^2} \left[ M_{eq}^2 - \sum_{k=x,y,z} \left[ \sum_{j=1}^4 M_j^k \eta_j \right]^2 \right]^2 dV \right] = \\ &= \int_{\Omega} \sum_{j=1}^4 \sum_{n=1}^4 \sum_{d=1}^4 \sum_{p=1}^4 \frac{\left[ (M_{eq_n} + M_{x_n})(M_{eq_d} - M_{x_d}) - M_{y_n} M_{y_d} - M_{z_n} M_{z_d} \right] M_{l_p}}{2V_i M_{eq_i}^2 \chi_{II_j}} \eta_i \eta_j \eta_n \eta_d \eta_p dV \end{aligned} \quad (78)$$

Wzór (78) stosuje się w nieuproszczonej metodyce obliczeń. Do wyznaczenia wersji dyskretnej pola materiałowego określanej na węzłach, uwzględnia się poniższe uproszczenie, które zakłada że wartości na węzłach „j”, „n”, „d”, „p”, sąsiadujące z ustalonym węzłem „i” nie różnią się między sobą w sposób znaczący w związku z czym prawdziwy jest następujący wzór uwzględniający (6):

$$\begin{aligned} &\int_{\Omega} \sum_{j=1}^4 \sum_{n=1}^4 \sum_{d=1}^4 \sum_{p=1}^4 \frac{\left[ (M_{eq_n} + M_{x_n})(M_{eq_d} - M_{x_d}) - M_{y_n} M_{y_d} - M_{z_n} M_{z_d} \right] M_{l_p}}{2V_i M_{eq_i}^2 \chi_{II_j}} \eta_i \eta_j \eta_n \eta_d \eta_p dV \approx \\ &\approx \frac{\left[ (M_{eq_i} + M_{x_i})(M_{eq_i} - M_{x_i}) - M_{y_i} M_{y_i} - M_{z_i} M_{z_i} \right] M_{l_i} \int_{\Omega} \sum_{j=1}^4 \sum_{n=1}^4 \sum_{d=1}^4 \sum_{p=1}^4 \eta_i \eta_j \eta_n \eta_d \eta_p dV}{2M_{eq_i}^2 \chi_{II_i} V_i} = \\ &= \frac{\left[ M_{eq_i}^2 - M_{x_i}^2 - M_{y_i}^2 - M_{z_i}^2 \right] M_{l_i} \int_{\Omega} \eta_i dV}{2M_{eq_i}^2 \chi_{II_i} V_i} = \frac{1}{2\chi_{II_i}} \left( 1 - \frac{|\vec{M}_i|^2}{M_{eq_i}^2} \right) M_i^l; \quad l=x,y,z. \end{aligned} \quad (79)$$

Dyskretyzacja uproszczona, która zawiera wzór upraszczający (79), obliczana na węzłach wyprowadzona z (78) i określająca pole materiałowe  $\vec{H}_{mat}$  dla fazy ferromagnetycznej wyrażona jest więc poprzez wzór:

$$\vec{H}_{mat_i} = \frac{1}{2\chi_{II_i}} \left( 1 - \frac{|\vec{M}_i|^2}{M_{eq_i}^2} \right) \vec{M}_i; \quad \frac{T_i}{T_c} < 1. \quad (80)$$

Wzór (80) stosuje się w implementacji programistycznej z uproszczeniami.

Zgodnie z [30], współczynnik  $\chi_{II}$ , wyznacza się uwzględniając czynniki  $Q$  i  $\gamma_w$ :

$$\chi_{II} = \frac{Q}{1 - Q\gamma_w}, \quad (81)$$

gdzie czynnik  $Q$  określony jest według wyrażenia:

$$Q = n_{mb} \mu_B g J M_{s0} \frac{dB_J(x)}{dx}, \quad (82)$$

oraz czynnik  $\gamma_w$  określony jest poprzez wzór:

$$\gamma_w = \frac{3k_B T_c}{n_{mb} \mu_B g M_{s0} (J+1)}. \quad (83)$$

Czynniki  $Q, \gamma_w$  zawierają stałą Boltzmann'a  $k_B$ , temperaturę Curie  $T_c$ , czynnik  $g$ , magnetron Bohra  $\mu_B$ , liczbę magnetonów Bohra  $n_{mb}$  oraz liczbę kwantową  $J$  i namagnesowanie nasycenia  $M_{s0}$  określone dla temperatury 0 K.

Poprzez podstawienia do wzoru (82) pochodnej funkcji Brillouina (46) przy uwzględnieniu faktu  $x \rightarrow 0$  i wstawieniu (82) oraz (83) do (81) a następnie odpowiednio do (75), uzyskuje się wyrażenie na pole materiałowe dla fazy paramagnetycznej [32], które wyznacza się na „i” - tym węźle:

$$\begin{aligned} H_{mat_i}^{l=x,y,z} &= \frac{1}{V_i} \int_{\Omega} \frac{3k T_c}{n_{mb} \mu_B g (J+1) M_{s0}} \left[ 1 - \frac{T}{T_c} - \frac{3|M|^2}{5M_{s0}^2} \right] M^l dV \approx \\ &\approx \frac{3k T_{c_i}}{n_{mb_i} \mu_B g (J_i+1) M_{s0_i}} \left[ 1 - \frac{T_i}{T_{c_i}} - \frac{3|M_i|^2}{5M_{s0_i}^2} \right] M_i^l; \quad \frac{T_i}{T_{c_i}} \geq 1. \end{aligned} \quad (84)$$

### 3.6 Pole demagnetyzacji

W symulacjach stosuje się namagnesowanie nienormowane, które ma długość zbliżoną do namagnesowania docelowego  $M_{eq}$ . W takim przypadku nie ma konieczności zastosowania namagnesowania docelowego w macierzy, potrzebnej do wyznaczania dywergencji wektora namagnesowania. Macierz dywergencji namagnesowania służy do wyznaczania wyrazów pola demagnetyzacji zarówno w obszarach o charakterze magnetycznym jak i dla pozostałych niemagnetycznych części sceny. Pominięcie stosowania namagnesowania docelowego w macierzy dywergencji pozwoliło na uniknięcie konieczności czasochłonnego odświeżania tej macierzy. Podniesiono przez to efektywność numeryczną przetwarzania rozproszonego, używanego w obecnej pracy, bez pominięcia istotnego czynnika jakim jest wyznaczenie, powiązane z kształtem geometrycznym układu, pola demagnetyzacji. Pozostała procedura wyznaczania tego pola opisana jest w [10] i jest zgodna z zaimplementowaną wcześniej.

### 3.7 Pola Langevina

Niedeterministyczne pola Langevina określone są na węzłach poprzez wzory [8,28,32]:

$$\vec{H}^{th_0} = 0, \quad (85)$$

$$\vec{H}_i^{th_1} = \sqrt{\frac{2k_B T_i}{\gamma M_{s0} \Delta t V \alpha_j^i}} \begin{bmatrix} rand_x^i \\ rand_y^i \\ rand_z^i \end{bmatrix} \wedge |\vec{rand}^i| = 1; \quad j=1,2. \quad (86)$$

Pola wyznacza się przy uwzględnieniu zmiennych losowych  $rand_k^i$ , uzyskiwanych niezależnie dla trzech kierunków przestrzennych, czynnika żyromagnetycznego  $\gamma$ , objętości elementu  $V$ , czasu odświeżania  $\Delta t$  oraz temperatury  $T_i$  i stałej Boltzmanna  $k_B$  odpowiednio, współczynników tłumienia  $\alpha_1, \alpha_2$  wyrażonych [32] odpowiednio poprzez wzory:

$$\alpha_1 = \alpha \frac{M_{s0}}{M_{eq}(T)} \frac{2T}{3T_c} \frac{2q}{\sinh(2q)}, \quad (87)$$

$$\alpha_2 = \alpha \frac{M_{s0}}{M_{eq}(T)} \left[ \frac{\tanh(q)}{q} - \frac{T}{3T_c} \right], \quad (88)$$

gdzie do ich wyznaczenia stosuje się podstawienie:

$$q = \frac{M_{eq}(T)}{M_{s0}} \frac{3T_c}{2T(S+1)}. \quad (89)$$

Wzory (87), (88), (89) zawierają temperaturę  $T$  i temperaturę Curie  $T_c$ , stałą tłumienia  $\alpha$ , liczbę kwantową  $S$ , oraz  $M_{s0}, M_{eq}(T)$  oznaczają odpowiednio namagnesowanie nasycenia (dla  $T=0$  K) i docelowe.

### 3.8 Pole Zeemana

Procedura wyznaczania pola Zeemana jest identyczna jak w [10]. Zaimplementowano dodatkowo możliwość dynamicznej (uzależnionej od czasu) zmiany kierunku przykładanego pola, co określane jest poprzez dodatkowe kolumny w odpowiednim pliku, w którym definiuje się czasowy przebieg pola zewnętrznego oraz jego kierunek wyrażony we współrzędnych sferycznych. Umożliwiono także stosowanie różnych pól o zmiennej wartości i kierunku w granicach różnych, określonych, obszarów sceny. W związku z tym definiuje się, dla wyszczególnionych obszarów, odpowiednie pliki zawierające parametry (natężenia i współrzędnych sferycznych kierunku) określające przebiegi pól.

### 3.9 Równanie Landau-Lifszycy-Blocha (LLB)

Dla temperatur wyższych od 0 K zmienia się charakter równania różniczkowego. Równanie LLG jest równaniem w pełni deterministycznym (bez czynnika losowego). W wyższych temperaturach równanie LLG musi być zamienione na LLB [7,34]. Równanie to, w przeciwieństwie do LLG, nie zachowuje normy wektora namagnesowania. Wraz ze zmieniającą się temperaturą, długość wektora namagnesowania, zmienia się w zakresie od 0 A/m dla temperatury Curie do maksymalnego namagnesowania nasycenia charakterystycznego dla temperatury 0 K. W polu efektywnym stosowanym w równaniu LLB, oprócz wspomnianych pól Langevina, pojawia się m.in. dodatkowy wyraz pola materiałowego. Ten wyraz „kontroluje” całą złożoność równania, w taki sposób aby długość wektora namagnesowanie na poszczególnych węzłach podziału domeny modelu na

elementy skończone, zbiegała do namagnesowania nasycenia charakterystycznego dla danej temperatury. Jednakże pojawienie się pola materiałowego, w równaniu LLB, nie jest tylko zabiegiem numerycznym lecz posiada ściśle fizyczne uzasadnienie związane z obserwacją fizyczną, która polega na zmianie wartości namagnesowania ferromagnetyków wraz ze zmieniającą się temperaturą. Stochastyczne równanie LLB, zawiera pola Langevina z czynnikiem losowym. Pola te jednakże, dla temperatur zbliżających się do 0 K, dążą numerycznie do nieskończoności. Dlatego zakres stosowania modelu wykorzystującego niedeterministyczne równanie LLB jest ograniczony dla temperatur powyżej 0 K. W praktyce z testów zbieżności algorytmów wynika, że dla temperatur poniżej około 50 K ma zastosowanie deterministyczne równanie LLG natomiast powyżej stochastyczne LLB. W literaturze spotyka się układy doświadczalne z temperaturą niewiele powyżej 0 K z dopasowanymi modelami, które stosują równanie deterministyczne LLG [35-37]. Dla temperatur wyższych (np. temperatury pokojowej), stosuje się modele zawierające równanie LLB z czynnikiem losowym. Poniżej określa się postać równania LLB i jego formę dyskretną wyrażoną przy pomocy metody Galerkinia. Do celów porównawczych przedstawia się dwie dyskretne postacie LLB nieuproszczoną – podlegającą pełnej dyskretyzacji, której implementacja programistyczna nie jest efektywna numerycznie i uproszczoną - szybszą, którą wyznacza się jedynie na węzłach podziału dziedziny.

Równanie Landaua- Lifszycy – Blocha (LLB) wyrażone jest następująco [30]:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = -\vec{M} \times (\vec{H}_{eff} + \vec{H}^{th_0}) + \frac{M_{eq}(T)}{|\vec{M}|^2} \left( \alpha_1 \vec{M} \cdot (\vec{H}_{eff} + \vec{H}^{th_1}) \cdot \vec{M} - \alpha_2 \vec{M} \times (\vec{M} \times (\vec{H}_{eff} + \vec{H}^{th_2})) \right). \quad (90)$$

Poprzez jego rozwiązanie uzyskuje się wektor namagnesowania  $\vec{M}$  przy obecności pola efektywnego  $\vec{H}_{eff}$  opisanego przez wzory (52), (53), z zastosowaniem pól Langevina  $\vec{H}^{th_{0,1,2}}$ , które zawierają czynnik losowy i wyrażone są przez (85), (86). Równanie rozwiązuje się nad obszarem przestrzennym  $\Omega \subset R^3$  dla zależnych od temperatury parametrów takich jak: stałe tłumienia:  $\alpha_1$  (87) oraz  $\alpha_2$  (88), namagnesowanie docelowe  $M_{eq}(T)$  (30) oraz czynnik żyromagnetyczny  $\gamma$ .

Przy pomocy podstawienia:

$$\vec{P}_M = -\left[ \vec{M} \times (\vec{H}_{eff} + \vec{H}^{th_0}) \right] + \alpha_1 \frac{M_{eq}(T)}{|\vec{M}|^2} \left[ \vec{M} \cdot (\vec{H}_{eff} + \vec{H}^{th_1}) \right] \cdot \vec{M} - \alpha_2 \frac{M_{eq}(T)}{|\vec{M}|^2} \left[ \vec{M} \times (\vec{M} \times (\vec{H}_{eff} + \vec{H}^{th_2})) \right]. \quad (91)$$

Określa się Jakobiany służące do całkowania numerycznego:

Jakobian z pochodną po namagnesowaniu

$$\left[ J_{LLB}^{M^k} \right] = \left[ \frac{d\vec{P}_M}{dM_j^k} \right]; k = x, y, z, \quad (92)$$

Jakobian z pochodną po zmiennej  $x_j$

$$\left[ J_{LLB}^x \right] = \left[ \frac{d\vec{P}_M}{dx_j} \right], \quad (93)$$



Jakobian z pochodną po temperaturze

$$[J_{LLB}^T] = \left[ \frac{d\vec{P}_M}{dT_j} \right]. \quad (94)$$

Pełną dyskretyzację równania LLB uzyskuje się na podstawie poniższego wzoru odchyłek ważonych:

$$\int_{\Omega} \eta_i \left\{ \frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} + [\vec{M} \times (\vec{H}_{eff} + \vec{H}^{th_0})] - \alpha_1 \frac{M_{eq}(T)}{|\vec{M}|^2} [\vec{M} \cdot (\vec{H}_{eff} + \vec{H}^{th_1})] \cdot \vec{M} + \alpha_2 \frac{M_{eq}(T)}{|\vec{M}|^2} [\vec{M} \times (\vec{M} \times (\vec{H}_{eff} + \vec{H}^{th_2}))] \right\} dV = 0. \quad (95)$$

Do jego przekształceń określa się dyskretne postacie wektora namagnesowania  $\vec{M}$  :

$$\vec{M} = \left[ \sum_{j=1}^n M_j^x \eta_j, \sum_{j=1}^n M_j^y \eta_j, \sum_{j=1}^n M_j^z \eta_j \right], \quad (96)$$

pochodnej po czasie wektora namagnesowania  $\frac{d\vec{M}}{dt}$  :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \left[ \sum_{j=1}^n \frac{dM_j^x}{dt} \eta_j, \sum_{j=1}^n \frac{dM_j^y}{dt} \eta_j, \sum_{j=1}^n \frac{dM_j^z}{dt} \eta_j \right], \quad (97)$$

pola efektywnego  $\vec{H}_{eff}$  :

$$\vec{H}_{eff} = \left[ \sum_{j=1}^n H_{eff_p}^x \eta_p, \sum_{j=1}^n H_{eff_p}^y \eta_p, \sum_{j=1}^n H_{eff_p}^z \eta_p \right], \quad (98)$$

pól Langevina  $\vec{H}^{th_D}$  :

$$\vec{H}^{th_D} = \left[ \sum_{j=1}^n H_p^{th_{Dx}} \eta_p, \sum_{j=1}^n H_p^{th_{Dy}} \eta_p, \sum_{j=1}^n H_p^{th_{Dz}} \eta_p \right]; D=0,1,2, \quad (99)$$

oraz czynników zawierających stałe tłumienia  $\alpha_D$  :

$$\alpha_D \frac{M_{eq}(T)}{|\vec{M}|} = \sum_{c=1}^n \left[ \alpha_D^c \frac{M_{eq_c}(T)}{|\vec{M}_c|} \eta_c \right]; D=1,2. \quad (100)$$

Po podstawieniu do wzoru (95) wyrażeń (96), (97), (98), (99), (100), uzyskuje się pełną dyskretyzację równania LLB:

$$\begin{aligned} & \sum_{j=0}^n \frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}_j}{dt} \int_{\Omega} \eta_i \eta_j dV = \\ & = - \sum_{j=0}^n \sum_{p=0}^n \left[ \vec{M}_j \times (\vec{H}_{eff}^p + \vec{H}_p^{th_0}) \right] \int_{\Omega} \eta_i \eta_j \eta_p dV + \\ & + \sum_{j=0}^n \sum_{p=0}^n \sum_{w=0}^n \sum_{c=0}^n \alpha_1^c \frac{M_{eq_c}}{|\vec{M}_c|^2} \left[ \vec{M}_w \cdot (\vec{H}_{eff}^p + \vec{H}_p^{th_1}) \right] \cdot \vec{M}_j \int_{\Omega} \eta_i \eta_j \eta_p \eta_w \eta_c dV - \\ & - \sum_{j=0}^n \sum_{p=0}^n \sum_{w=0}^n \sum_{c=0}^n \alpha_2^c \frac{M_{eq_c}}{|\vec{M}_c|^2} \left[ \vec{M}_j \times (\vec{M}_w \times (\vec{H}_{eff}^p + \vec{H}_p^{th_2})) \right] \int_{\Omega} \eta_i \eta_j \eta_p \eta_w \eta_c dV. \end{aligned} \quad (101)$$

Na podstawie (101) określa się równanie macierzowe:

$$[C^V] \frac{d\vec{M}}{y dt} = [LLB][\vec{1}]. \quad (102)$$

Do celów numerycznych, równanie (102) przekształca się jak poniżej:

$$\frac{d\vec{M}}{y dt} = [C^V]^{-1} [LLB][\vec{1}], \quad (103)$$

gdzie wykorzystuje się macierz  $[C^V]^{-1}$  odwrotną do  $[C^V]$ . Macierz lewej strony  $[C^V]$  zawiera elementy  $C_{ij}^V$  zdefiniowane według wzoru:

$$C_{ij}^V = \int_{\Omega} \eta_i \eta_j dV. \quad (104)$$

Macierz odwrotną  $[C^V]^{-1}$  wyznacza się według procedury opisanej w rozdziale 2 dotyczącej znajdowania macierzy odwrotnej z zastosowaniem rodziny układów równań.

Macierz prawej strony  $[LLB]$  zawiera elementy  $LLB_{ij}$  określone jak następuje:

$$\begin{aligned} LLB_{ij} = & - \sum_{p=0}^n \left[ \vec{M}_j \times (\vec{H}_{eff}^p + \vec{H}_p^{th_0}) \right] \int_{\Omega} \eta_i \eta_j \eta_p dV + \\ & + \sum_{p=0}^n \sum_{w=0}^n \sum_{c=0}^n \alpha_1^c \frac{M_{eq_c}}{|\vec{M}_c|^2} \left[ \vec{M}_w \cdot (\vec{H}_{eff}^p + \vec{H}_p^{th_1}) \right] \cdot \vec{M}_j \int_{\Omega} \eta_i \eta_j \eta_p \eta_w \eta_c dV - \\ & - \sum_{p=0}^n \sum_{w=0}^n \sum_{c=0}^n \alpha_2^c \frac{M_{eq_c}}{|\vec{M}_c|^2} \left[ \vec{M}_j \times (\vec{M}_w \times (\vec{H}_{eff}^p + \vec{H}_p^{th_2})) \right] \int_{\Omega} \eta_i \eta_j \eta_p \eta_w \eta_c dV. \end{aligned} \quad (105)$$

Dzieląc obustronnie równanie (101) przez funkcję „kapeluszową”  $V_i$  (7) stosuje się podstawienia upraszczające, które zakładają że wartości na węzłach sąsiadujące z ustalonym węzłem „i” nie różnią się między sobą w sposób znaczący w związku z czym prawdziwe jest uproszczenie pochodnej namagnesowania po czasie przy zastosowaniu (6):

$$\frac{\int_{\Omega} \sum_{j=0}^n \frac{1}{y} \frac{d\vec{M}_j}{dt} \eta_j \eta_i dV}{V_i} \approx \frac{\frac{1}{y} \frac{d\vec{M}_i}{dt} \int_{\Omega} \sum_{j=0}^n \eta_j \eta_i dV}{V_i} = \frac{1}{y} \frac{d\vec{M}_i}{dt}, \quad (106)$$

oraz uproszczenie wyrazu bez współczynnika tłumiącego przy zastosowaniu (6):

$$\begin{aligned} \frac{\int_{\Omega} \sum_{j=0}^n \sum_{p=0}^n \left[ \vec{M}_j \times (\vec{H}_{eff}^p + \vec{H}_p^{th_0}) \right] \eta_p \eta_j \eta_i dV}{V_i} & \approx \left[ \vec{M}_i \times (\vec{H}_{eff}^i + \vec{H}_i^{th_0}) \right] \frac{\int_{\Omega} \sum_{j=0}^n \sum_{p=0}^n \eta_p \eta_j \eta_i dV}{V_i} = \\ & = \vec{M}_i \times (\vec{H}_{eff}^i + \vec{H}_i^{th_0}), \end{aligned} \quad (107)$$

a także uproszczenie wyrazu zawierającego współczynnik tłumienia  $\alpha_1$  przy zastosowaniu (6):

$$\begin{aligned}
& \frac{\int \sum_{j=0}^n \sum_{p=0}^n \sum_{w=0}^n \sum_{c=0}^n \alpha_1^c \frac{M_{eq_c}}{|\vec{M}_c|^2} [\vec{M}_w \cdot (\vec{H}_{eff}^p + \vec{H}_p^{th_1})] \cdot \vec{M}_j \eta_c \eta_j \eta_p \eta_w \eta_i dV}{V_i} \approx \\
& \approx \frac{\alpha_1^i \frac{M_{eq_i}}{|\vec{M}_i|^2} [\vec{M}_i \cdot (\vec{H}_{eff}^i + \vec{H}_i^{th_1})] \cdot \vec{M}_i \int \sum_{j=0}^n \sum_{p=0}^n \sum_{w=0}^n \sum_{c=0}^n \eta_c \eta_j \eta_p \eta_w \eta_i dV}{V_i} = \\
& = \alpha_1^i \frac{M_{eq_i}}{|\vec{M}_i|^2} [\vec{M}_i \cdot (\vec{H}_{eff}^i + \vec{H}_i^{th_1})] \cdot \vec{M}_i,
\end{aligned} \tag{108}$$

i uproszczenie wyrazu zawierającego współczynnik tłumienia  $\alpha_2$  przy zastosowaniu (6):

$$\begin{aligned}
& \frac{\int \sum_{j=0}^n \sum_{p=0}^n \sum_{w=0}^n \sum_{c=0}^n \alpha_2^c \frac{M_{eq_c}}{|\vec{M}_c|^2} [\vec{M}_j \times (\vec{M}_w \times (\vec{H}_{eff}^p + \vec{H}_p^{th_2}))] \eta_c \eta_j \eta_p \eta_w \eta_i dV}{V_i} \approx \\
& \approx \frac{\alpha_2^i \frac{M_{eq_i}}{|\vec{M}_i|^2} [\vec{M}_i \times (\vec{M}_i \times (\vec{H}_{eff}^i + \vec{H}_i^{th_2}))] \int \sum_{j=0}^n \sum_{p=0}^n \sum_{w=0}^n \sum_{c=0}^n \eta_c \eta_j \eta_p \eta_w \eta_i dV}{V_i} = \\
& = \alpha_2^i \frac{M_{eq_i}}{|\vec{M}_i|^2} [\vec{M}_i \times (\vec{M}_i \times (\vec{H}_{eff}^i + \vec{H}_i^{th_2}))].
\end{aligned} \tag{109}$$

Z równania (101) podzielonego obustronnie przez  $V_i$  (7) przy podstawieniu wzorów upraszczających (106), (107), (108), (109), wyprowadza się równanie LLB z dyskretyzacją uproszczoną (równanie określone na węzłach):

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{\gamma} \frac{d \vec{M}_i}{dt} = \\
& = -\vec{M}_i \times (\vec{H}_{eff}^i + \vec{H}_i^{th_0}) + \frac{M_{eq}^i}{|\vec{M}_i|^2} \left\{ \alpha_1^i (\vec{M}_i \cdot (\vec{H}_{eff}^i + \vec{H}_i^{th_1})) \cdot \vec{M}_i - \alpha_2^i (\vec{M}_i \times (\vec{M}_i \times (\vec{H}_{eff}^i + \vec{H}_i^{th_2}))) \right\}.
\end{aligned} \tag{110}$$

Implementacja numeryczna równania (110) w efekcie daje znacznie krótszy czas symulacji w stosunku do implementacji stosującej (103).

### 3.10 Wyraz Słoneczewskiego

Do prawej strony równania LLB dodaje się niekiedy tzw. wyraz Słoneczewskiego celem modelowania efektu oddziaływania prądu z uporządkowaną polaryzacją spinów elektronów (prądu spinowo spolaryzowanego) na namagnesowanie próbki. W dyskretyzacji wyrazu Słoneczewskiego, do celów porównawczych, opracowano na potrzeby tej pracy, metodykę nieuproszczoną i uproszczoną, które, jak napisano wcześniej, polegają odpowiednio na zastosowaniu pełnej dyskretyzacji oraz dyskretyzacji z uproszczeniami w odniesieniu do węzłów. Do równania (90) po prawej stronie, postępując podobnie jak w przypadku równania LLG [38], dodajemy wyrażenie na wektor  $\vec{S}$  aby uzyskać równanie LLB z wyrazem Słoneczewskiego:

$$\vec{S} = \gamma \frac{a}{M_{eq}(T)} [\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{m}_p)] + \gamma b [\vec{M} \times \vec{m}_p]. \tag{111}$$

Wyraz  $\vec{S}$  wyznacza się dla czynnika żyromagnetycznego  $\gamma$  i parametrów  $a, b$  [6] określonych odpowiednio:

$$a = -\beta \frac{\epsilon - \alpha \epsilon'}{1 + \alpha^2}, \quad (112)$$

$$b = -\beta \frac{\epsilon' - \alpha \epsilon}{1 + \alpha^2}, \quad (113)$$

gdzie wielkości  $a, b$  wyznacza się przy zastosowaniu [3], [35] wyrażeń:

$$\epsilon = \frac{P \Lambda^2}{(\Lambda^2 + 1) + (\Lambda^2 - 1) \cos(\angle \vec{M}, \vec{m}_p)}, \quad (114)$$

$$\beta = \frac{j \hbar}{2 M_{eq}(T) e d}. \quad (115)$$

Do wyznaczenia  $\epsilon, \beta$  podaje się wartości współczynników polaryzacji  $P, \Lambda$  oraz kąta pomiędzy bieżącym wektorem namagnesowania i unormowanym wektorem polaryzacji  $\vec{m}_p$  w pewnej warstwie ferromagnetycznej. Wektor ten określa kierunek uporządkowania spinów prądu elektronowego. Należy wspomnieć, że spinowo – spolaryzowany prąd, którym można kontrolować stan polaryzacji magnetycznej, realizuje się zwykle w nanostrukturach warstwowych. Wielkość  $j$  oznacza gęstość prądu,  $d$  - grubość warstwy aktywnej, podlegającej przełączeniu,  $e, \hbar$  odpowiednio to: ładunek elementarny i stała Plancka. Do celów całkowania numerycznego wyznacza się odpowiednie Jakobiany wyrazu (111). Jakobian z pochodną po namagnesowaniu:

$$[J_S^M] = \left[ \frac{d \vec{S}}{d M_j^k} \right]; k = x, y, z, \quad (116)$$

oraz Jakobian z pochodną po zmiennej  $x_j$  :

$$[J_S^x] = \left[ \frac{d \vec{S}}{dx_j} \right], \quad (117)$$

a także Jakobian z pochodną po temperaturze:

$$[J_S^T] = \left[ \frac{d \vec{S}}{dT_j} \right]. \quad (118)$$

Dalej określamy pełną dyskretyzację wyrazu Słonzewskiego poprzez wprowadzenie dyskretnych formuł dotyczących wyrazu zawierającego wielkości  $a, b$  oraz namagnesowania (96):

$$\frac{a}{M_{eq}} \vec{m}_p = \sum_{c=0}^4 \frac{a_c}{M_{eq_c}} \vec{m}_p^c \eta_c, \quad (119)$$

$$b \vec{m}_p = \sum_{c=0}^4 b_c \vec{m}_p^c \eta_c. \quad (120)$$

Wstawiając do (111) wyrażenia (96),(119),(120) uzyskujemy formułę określającą pełną dyskretyzację wyrazu Słonzewskiego jak poniżej:

$$\begin{aligned}\vec{S}_i = & \gamma \int_{\Omega} \sum_{j=0}^4 \sum_{w=0}^4 \sum_{c=0}^4 \frac{a_c}{M_{eq_c}} [\vec{M}_j \times (\vec{M}_w \times \vec{m}_p^c)] \eta_i \eta_j \eta_w \eta_c dV + \\ & + \gamma \int_{\Omega} \sum_{j=0}^4 \sum_{c=0}^4 b_c [\vec{M}_j \times \vec{m}_p^c] \eta_i \eta_j \eta_c dV.\end{aligned}\quad (121)$$

Dzieląc prawą stronę równania (121) przez funkcję „kapeluszową”  $V_i$  (7) otrzymujemy podstawienia upraszczające, które zakładają że wartości na węzłach sąsiadujące z ustalonym węzłem „i” nie różnią się między sobą w sposób znaczący w związku z czym prawdziwe są uproszczenie wyrazów zawierającego czynniki  $a, b$  przy zastosowaniu (6):

$$\sum_{c=0}^4 \frac{a_c}{M_{eq_c}} \vec{m}_p^c \eta_c \approx \frac{a_i}{M_{eq_i}} \vec{m}_p^i \sum_{c=1}^4 \eta_c = \frac{a_i}{M_{eq_i}} \vec{m}_p^i, \quad (122)$$

$$\sum_{c=0}^4 b_c \vec{m}_p^c \eta_c \approx b_i \vec{m}_p^i \sum_{c=1}^4 \eta_c = b_i \vec{m}_p^i. \quad (123)$$

Uwzględniając (6), (122), (123) upraszczamy czynnik występujący w (121) zawierający  $a$  :

$$\begin{aligned}& \frac{\int_{\Omega} \sum_{j=0}^4 \sum_{w=0}^4 \sum_{c=0}^4 \frac{a_c}{M_{eq_c}} [\vec{M}_j \times (\vec{M}_w \times \vec{m}_p^c)] \eta_c \eta_j \eta_w \eta_i dV}{V_i} \approx \\ & \frac{\frac{a_i}{M_{eq_i}} [\vec{M}_i \times (\vec{M}_i \times \vec{m}_p^i)] \int_{\Omega} \sum_{j=0}^4 \sum_{w=0}^4 \sum_{c=0}^4 \eta_c \eta_j \eta_w \eta_i dV}{V_i} = \\ & = \frac{a_i}{M_{eq_i}} [\vec{M}_i \times (\vec{M}_i \times \vec{m}_p^i)],\end{aligned}\quad (124)$$

oraz upraszczamy czynnik występujący w (121) zawierający  $b$  przy zastosowaniu zależności (6):

$$\frac{\int_{\Omega} \sum_{j=0}^4 \sum_{c=0}^4 b_c [\vec{M}_j \times \vec{m}_p^c] \eta_c \eta_j \eta_i dV}{V_i} \approx \frac{b_i [\vec{M}_i \times \vec{m}_p^i] \int_{\Omega} \sum_{j=0}^4 \sum_{c=0}^4 \eta_c \eta_j \eta_i dV}{V_i} = b_i [\vec{M}_i \times \vec{m}_p^i]. \quad (125)$$

Podstawiając (124), (125) do równania (121), którego prawa strona podzielona jest przez funkcję „kapeluszową”  $V_i$  (7), uzyskujemy wyraz Słonzewskiego  $\vec{S}_i$  określany na węzłach:

$$\vec{S}_i = \gamma \frac{a_i}{M_{eq_i}} [\vec{M}_i \times (\vec{M}_i \times \vec{m}_p^i)] + \gamma b_i [\vec{M}_i \times \vec{m}_p^i]. \quad (126)$$

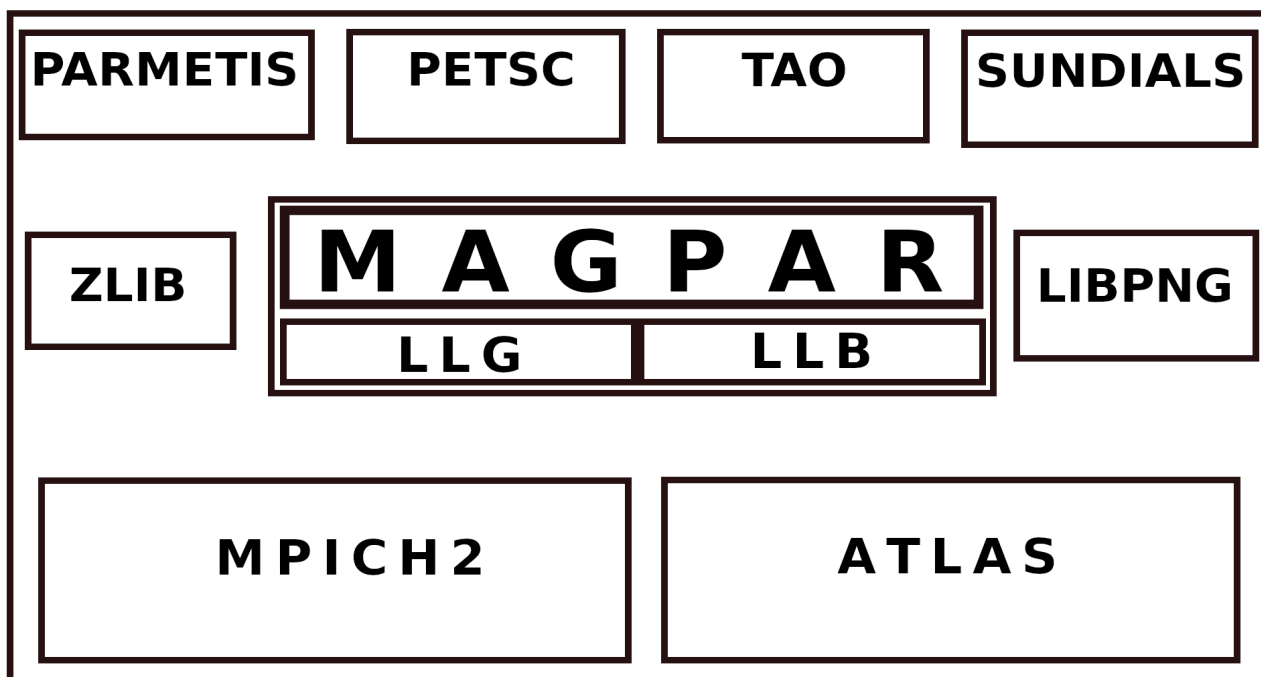
Wyraz (121) stosuje się razem ze wzorem (103) w metodologii nieuproszczonej implementującej pełną dyskretyzację. Natomiast wyraz (126) stosuje się razem ze wzorem (110) w metodologii uproszczonej, która stosuje dyskretyzację określaną tylko na węzłach.

## 4. Oprogramowanie do badania modeli ferromagnetycznych

Oprogramowanie MAGPAR, które użyto jako podstawę do rozbudowy i uzupełnienia celem implementacji równania LLB, zostało stworzone przez Wernera Scholza na Politechnice Wiedeńskiej w 2003 roku. To oprogramowanie typu „Open Source” na licencji GNU było częścią pracy doktorskiej wspomnianego autora i służy wielu badaczom z dziedziny spintroniki do badania niskotemperaturowych modeli układów ferromagnetycznych. Typ licencji programu pozwala na dostęp do plików źródłowych i ich swobodną modyfikację. Ważną zaletą wspomnianego kodu jest fakt, że wykorzystuje on funkcje pochodzące z bibliotek będących na podobnej licencji, które można w sposób darmowy i bezpieczny pobrać z internetu wraz z kodami źródłowymi. MAGPAR jest skalowalny i rozproszony tzn. możliwe jest uruchomienie oprogramowania na wielu węzłach obliczeniowych. Przy czym nie jest istotne czy węzły obliczeniowe egzystują w postaci wielordzeniowych procesorów w obrębie jednego superkomputera czy też mamy do czynienia z niższej klasy komputerami biurkowymi połączonymi poprzez sieć typu ethernet. Zastosowanie technologii MPI i jej implementacji MPICH2 umożliwia hybrydowe scenariusze obliczeń przy wykorzystaniu różnorodnych komponentów sprzętowych, które definiują konkretne węzły obliczeniowe. Ważnym atutem omawianego oprogramowania jest wykorzystanie bibliotek BLAS/LAPACK, których funkcjonalności używane są z kolei w bibliotece PETSC. Umożliwia to wykorzystanie wszystkich współczesnych technologii niskopoziomowych przyspieszeń sprzętowych wspomagających obliczenia i operacje algebry wektorowej (n. p. AVX, FM4, itp.).

### 4.1 Biblioteki programistyczne

Na Rys. 4.1 pokazano diagram z nazwami bibliotek programistycznych stosowanymi w implementacji oprogramowania. Jako podstawę do produkcji oprogramowania MAGPAR z równaniem LLB użyto pierwotnej wersji MAGPAR’a (autorstwa Wernera Scholza) o numerze 0.9. Wersje bibliotek zastosowanych w oprogramowaniu MAGPAR przedstawiono w Tab. 1.



Rys. 4.1 Diagram bibliotek programistycznych, które wykorzystuje się do uzyskania oprogramowania MAGPAR.

Nazwa biblioteki	Numer wersji
ATLAS	3.11.41
PARMETIS	3.1.1
LIBPNG	1.5.13
MPICH2	3.3.2
SUNDIALS	2.3.0
PETSC	3.1 - p8
TAO	1.10.1 - p3
ZLIB	1.2.5

**Tab. 1.** Tabela bibliotek programistycznych, które wykorzystuje się do uzyskania oprogramowania MAGPAR

## 4.2 Modyfikacja i uzupełnienie oprogramowania MAGPAR

Zaczynając z pierwotnymi, niezmiennymi plikami źródłowymi oprogramowania MAGPAR, należało najpierw przeanalizować i poznać strukturę kodu oraz zrozumieć odpowiednio za jakie operacje algebry wektorowej odpowiadają poszczególne jego fragmenty. Analiza ta była utrudniona o tyle, że mamy tu do czynienia z implementacją, która używa rozproszonych struktur danych przetwarzanych równoległe na wielu (potencjalnie hybrydowych) węzłach obliczeniowych. Odpowiednie modyfikacje i uzupełnienia kodu dotyczącego równoległego i rozproszonego przetwarzania należało dokonać w taki sposób aby zachować dotychczasową funkcjonalność w zakresie przetwarzania rozproszonych struktur algebry wektorowej takich jak tablice, wektory, macierze, rozproszone układy równań liniowych i nieliniowych oraz równoległy system całkowania numerycznego równań różniczkowych pierwszego stopnia. Nowy system, wykonany w ramach obecnego doktoratu, zbudowano w taki sposób, aby możliwe było badanie hybrydowych modeli posiadających cechy magnetyczne i niemagnetyczne (n.p. próbka magnetyczna zanurzona w materiale odbierającym ciepło nie wykazującym cech magnetycznych). W stosunku do części magnetycznej modelu umożliwiono badania zarówno zjawisk magnetycznych jak i cieplnych natomiast w odniesieniu do części modelu nie wykazującej cech magnetycznych umożliwiono badanie tylko zjawisk cieplnych. Umożliwiono wyłączenie (poprzez odpowiedni przełącznik programowy) podsystemu obliczania zjawisk magnetycznych i badanie jedynie zjawisk cieplnych. Ponadto, dla całej modelowanej „sceny”, wyznaczane są tylko zjawiska cieplne, nawet jeżeli model zawiera elementy magnetyczne. Tryb ten ze względu na brak konieczności komunikacji międzyprocesowej, jest trybem bardzo efektywnym. Może służyć do innych celów niż cele związane z badaniem modeli magnetycznych. Tryb ten może także posłużyć n. p. do wstępnego, szybkiego zbadania modelu magnetycznego jeżeli chodzi o to czy na skutek zastosowanego pobudzenia cieplnego (n. p. przepływającego prądu), temperatura modelowanej próbki na poszczególnych węzłach nie przekracza określonych wartości (n. p. nie przekracza temperatury Curie). Zgodnie z [10], parametry materiałowe określone są i mają stałą wartość w obrębie konkretnego elementu (tetraedru) - wypełniającego dziedzinę przestrzenną modelu. Jednakże wartości temperatury, które są rozwiązaniem równania przewodnictwa cieplnego, a także wartości parametrów koniecznych do wyznaczenia funkcji Brillouina, uzyskuje się w węzłach dyskretyzacji.

W związku z czym także wartości namagnesowania docelowego i związane z nim inne stałe materiałowe zależne od temperatury uzyskuje się na węzłach. W podstawowym, niezmiennym oprogramowaniu MAGPAR, korzystającym z równania LLG dla temperatury  $T=0$  K, parametry materiałowe określone były dla poszczególnych elementów. Wyznaczanie wartości węzłowych namagnesowania docelowego zamiast określania ich na elementach, wymusiło sporządzenie odpowiednich modyfikacji dla poszczególnych wyrazów pól tak aby odpowiednio stosować nowe podejście. Dzięki temu starano się wyeliminować konieczność wzmożonej wymiany rozproszonych danych pomiędzy procesami. Należy bowiem zdawać sobie sprawę, że architektura von Neumana współczesnych komputerów ma istotną wadę związaną z koniecznością wymiany danych pomiędzy jednostką przetwarzającą a pamięcią co ogranicza efektywność pracy systemu. Stanowi to „wąskie gardło” przetwarzania rozproszonego bowiem podstawowa komunikacja międzyprocesowa zachodzi poprzez pamięć dzieloną. Dobrze wymyślony algorytm przetwarzania równoległego rozproszonych struktur powinien maksymalnie ograniczyć konieczność wymiany danych pomiędzy procesami i minimalizować w związku z tym komunikację międzyprocesową. Metodyka implementacji równań z uproszczeniami, stosująca do obliczeń wartości węzłowe magnetycznych stałych materiałowych, eliminuje konieczność zwiększonej komunikacji międzyprocesowej, którą należałoby zaprogramować w przypadku uzyskiwania wartości stałych materiałowych na elementach na podstawie wartości węzłowych. Dzięki temu spełniono paradygmat dobrych praktyk programowania rozproszonego, który nakazuje maksymalne ograniczenie komunikacji międzyprocesowej. Podstawowa instalacja oprogramowania MAGPAR, dla temperatury  $T=0$  K, umożliwiała minimalizację wielowymiarowej funkcji energii całkowitej układu magnetycznego. Minimalizacja polegała na znajdowaniu lokalnego ekstremum energii całkowitej dla ustalonego, unormowanego do jedności, wektora namagnesowania wyrażonego we współrzędnych sferycznych. Proces minimalizacji energii układu magnetycznego ściśle związany jest z wyznaczaniem odpowiednich wyrazów pola efektywnego, które potrzebne są do określenia gradientu potrzebnego w algorytmie minimalizacji. Z kolei dla  $T>0$  K, przy pojawieniu się dodatkowego wyrazu pola materiałowego oraz przy modyfikacji pozostałych wyrazów pola efektywnego, polegającej na uzależnieniu stałych materiałowych od temperatury, należało odpowiednio zmodyfikować podsystem minimalizacji energii całkowitej na potrzeby obecnej pracy doktorskiej. Modyfikacja polegała nie tylko na odpowiednim wyznaczeniu poszczególnych wartości energii związanych ze zjawiskami ferromagnetycznymi przy ustalonym rozkładzie temperatur (oddziaływań dipolarnych, anizotropii, wymiany kwantowej, energii pola materiałowego), ale także na odpowiedniej modyfikacji docelowego wektora namagnesowania. W zmodyfikowanym procesie minimalizacji poszukuje się współrzędnych sferycznych unormowanych do jedności wektorów namagnesowania na określonych węzłach, przy czym w każdym kroku symulacji wektory te przemnaża się przez wartość namagnesowania nasycenia wyznaczoną dla konkretnego węzła o określonej temperaturze. Dodatkowo zmodyfikowano także moduł wyjścia w taki sposób aby dostarczał wszystkich kluczowych informacji o badanym modelu. Ten zbiór informacji zawiera zarówno dane powiązane z przepływami cieplnymi jak i ze zjawiskami magnetycznymi. Można zatem swobodnie określać zarówno miejsce dokonywanego pomiaru wirtualnego na próbce, jak i kształt oraz rozmiar obszaru pomiarowego. Można także określić więcej niż jeden obszar pomiarowy co umożliwia wszechstronne badanie całej modelowanej sceny. Wraz z definicją miejsca i kształtu obszaru pomiarowego, podczas procesu całkowania, generowany jest zestaw plików z danymi ze wszystkich węzłów dyskretyzacji, na których określone są odpowiednie parametry i które zawierają



się w ustalonych przestrzennych parametrach obszaru pomiarowego. Do bazowego symulatora MAGPAR dodano także możliwość obrazowania zmieniającego się w czasie rozkładu temperatury i pola zewnętrznego. Zbiór klatek obrazów typu png generowany dla zdefiniowanego kroku czasowego i ustalonego przekroju próbki pomaga sporządzać animacje ukazujące nie tylko zaimplementowaną już ewolucję czasową i przestrzenną namagnesowania, ale także dodatkowo obrazowanie pola temperatury lub/i przyłożonego pola zewnętrznego, co uzupełnia znacząco funkcjonalność zaimplementowanego w ramach pracy doktorskiej symulatora LLB.

W ramach realizacji pracy wykonano następujące czynności programistyczne:

1. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm obliczenia macierzy odwrotnej do macierzy pojemności cieplnej dla wersji z pełną dyskretyzacją.
2. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm obliczenia macierzy diagonalnej pojemności cieplnej dla wersji z uproszczoną dyskretyzacją.
3. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm wyznaczania prawej strony równania przewodności cieplnej na podstawie odpowiednich struktur wejściowych określających odpowiednie parametry cieplne.
4. Zaimplementowano równoległą strukturę odnoszącą się do zjawisk cieplnych (dotyczących równania przewodnictwa cieplnego) na potrzeby wyznaczania Jakobianu.
5. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm całkowania odnoszący się do zjawisk cieplnych.
6. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm całkowania równania różniczkowego pierwszego stopnia wyznaczającego parametry potrzebne do określenia funkcji Brillouina a przez to namagnesowania docelowego.
7. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm wyznaczania odpowiednich pochodnych po parametrach związanych z wyznaczaniem funkcji Brillouina a koniecznych na potrzeby sporządzenia globalnego, analitycznego Jakobianu wykorzystywanego do całkowania numerycznego.
8. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm dystrybucji, modyfikacji i uzależnienia od temperatury stałych materiałowych koniecznych do wyznaczania pola efektywnego, pól Langevina i prawej strony równania LLB dla wersji z pełną dyskretyzacją.
9. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm uaktualniania wyrazów pól składających się na pole efektywne dla wersji z pełną dyskretyzacją.
10. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm wyznaczania wyrazów pola wymiany składającego się na pole efektywne dla wersji z pełną dyskretyzacją.
11. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm wyznaczania wyrazów pola wymiany składającego się na pole efektywne dla wersji z uproszczoną dyskretyzacją.
12. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm wyznaczania wyrazów pola anizotropii składającego się na pole efektywne dla wersji z pełną dyskretyzacją.

13. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm wyznaczania wyrazów pola anizotropii składającego się na pole efektywne dla wersji z uproszczoną dyskretyzacją.
14. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm wyznaczania wyrazów pola materiałowego składającego się na pole efektywne dla wersji z pełną dyskretyzacją.
15. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm wyznaczania wyrazów pola materiałowego składającego się na pole efektywne dla wersji z uproszczoną dyskretyzacją.
16. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm wyznaczania wyrazów pól Langevina dla wersji z pełną dyskretyzacją.
17. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm wyznaczania wyrazów pól Langevina dla wersji z uproszczoną dyskretyzacją.
18. Zmodyfikowano równoległy i rozproszony algorytm wyznaczania wyrazów pola demagnetyzacji składającego się na pole efektywne dla wersji z pełną dyskretyzacją.
19. Zmodyfikowano równoległy i rozproszony algorytm wyznaczania wyrazów pola demagnetyzacji składającego się na pole efektywne dla wersji z uproszczoną dyskretyzacją.
20. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm wyznaczania prawej strony równania LLB na podstawie struktur wejściowych określających odpowiednie parametry magnetyczne i przewodnictwa prądu dla wersji pełnej dyskretyzacji.
21. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm wyznaczania prawej strony równania LLB na podstawie struktur wejściowych określających odpowiednie parametry magnetyczne i przewodnictwa prądu dla wersji uproszczonej dyskretyzacji.
22. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm wyznaczania wyrazu Słonzewskiego na podstawie struktur wejściowych określających odpowiednie parametry magnetyczne i przewodnictwa prądu dla wersji pełnej dyskretyzacji.
23. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm wyznaczania wyrazu Słonzewskiego na podstawie struktur wejściowych określających odpowiednie parametry magnetyczne i przewodnictwa prądu dla wersji uproszczonej dyskretyzacji.
24. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm wyznaczania prawej strony połączonego układu równań różniczkowych odnośnie zjawisk magnetycznych, temperaturowych i parametrów koniecznych do wyznaczania funkcji Brillouina.
25. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm wyznaczania połączonego Jakobianu odnośnie zjawisk magnetycznych, cieplnych i wyznaczania parametrów funkcji Brillouina.
26. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm całkowania dwóch wersji równania LLB wraz z odpowiednimi Jakobianami.
27. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm minimalizacji funkcji energii całkowitej układu magnetycznego do poszukiwania ekstremów lokalnych na wielowymiarowej płaszczyźnie energii całkowitej.

28. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm wyznaczania funkcji energii wymiany dla uproszczonej i nieuproszczonej dyskretyzacji.
29. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm wyznaczania funkcji energii anizotropii dla uproszczonej i nieuproszczonej dyskretyzacji.
30. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm wyznaczania funkcji energii materiałowej dla uproszczonej i nieuproszczonej dyskretyzacji.
31. Zmodyfikowano równoległy i rozproszony algorytm wyznaczania funkcji energii demagnetyzacji dla uproszczonej i nieuproszczonej dyskretyzacji.
32. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm wyznaczania funkcji energii pól Langevina dla uproszczonej i nieuproszczonej dyskretyzacji.
33. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm wyznaczania funkcji energii pola Zeemana dla uproszczonej i nieuproszczonej dyskretyzacji.
34. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm gromadzenia danych dotyczących kompleksowej symulacji modeli hybrydowych: części magnetycznych (w zakresie parametrów cieplnych i magnetycznych) i części niemagnetycznych (w zakresie parametrów cieplnych).
35. Zaimplementowano równoległy i rozproszony algorytm umożliwiający obserwację wizualną rozkładu temperatur i pola zewnętrznego (klatki obrazów typu png dla wyznaczonego kroku czasowego dla zdefiniowanego przekroju modelu).
36. Zaimplementowano algorytm równoległy i rozproszony wyznaczania problemu odwrotnego określania pola zewnętrznego, koniecznego do uzyskiwania narzuconej ewolucji namagnesowania w wyniku stosowania dwóch różnych typów równania LLB.
37. Zaimplementowano algorytm równoległy i rozproszony wyznaczania problemu odwrotnego określania pobudzenia cieplnego, koniecznego do uzyskiwania narzuconej ewolucji temperatury układu.

### 4.3 Całkowanie połączonych układów równań różniczkowych

Algorytm rozwiązywania układów równań różniczkowych pierwszego stopnia zaimplementowany w bibliotece Sundials [39], w każdym kroku całkowania, uzyskuje rozwiązanie dla określonej przez algorytm chwili czasu  $t$ . Na potrzeby uzyskiwania rozwiązania, jednocześnie w tym samym kroku, odnośnie równania LLB z wyrazem Słonczewskiego, równania przewodnictwa cieplnego oraz równania potrzebnego do wyznaczania parametrów do uzyskiwania namagnesowania docelowego, w implementacji numerycznej, określić należy wektor zawierający elementy połączonego układu równań różniczkowych. Wektor ten zawiera odpowiednio rozmieszczone elementy określające prawe strony wyszczególnionych powyżej równań różniczkowych (19), (45), (91), (111). Jako rozwiązanie uzyskuje się połączony wektor z odpowiednio rozmieszczonymi wartościami namagnesowania, temperatury oraz parametru potrzebnego do wyznaczania funkcji Brillouina koniecznej do wyznaczenia namagnesowania docelowego. Na potrzeby dalszych obliczeń, połączony wektor, rozdziela się na pod - wektory określające wyszczególnione powyżej wielkości,

które konieczne są do bardziej elementarnych operacji algebry wektorowej (n.p. wymnażania macierzy wymiany, macierzy anizotropii, macierzy przewodności cieplnej, itp.).

Globalny wektor połączonych układów równań przedstawiono poniżej:

$$\frac{d\vec{W}}{dt} = \begin{pmatrix} \vec{P}_M^0 + \vec{S}^0 \\ P_T^0 \\ P_x^0 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \vec{P}_M^i + \vec{S}^i \\ P_T^i \\ P_x^i \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \vec{P}_M^n + \vec{S}^n \\ P_T^n \\ P_x^n \end{pmatrix} . \quad (127)$$

Wektor (127) określający połączone układy równań różniczkowych, dla metodyki dyskretyzacji uproszczonej lub pełnej, zawiera odpowiednio rozmieszczone elementy równania przewodnictwa cieplnego (19) lub (27), równania koniecznego do wyznaczania parametrów namagnesowania docelowego (45) oraz równania LLB (103) lub (110) z wyrazem Słonzewskiego (121) lub (126).

#### 4.4 Analityczny Jakobian na potrzeby całkowania numerycznego

Jakobian stosowany w algorytmie całkującym, może być wyznaczany poprzez metodę różnic skończonych lub analitycznie. Metoda analityczna wyznaczania Jakobianu znacząco przyspiesza proces całkowania. W związku z tym autor zaimplementował wyznaczanie Jakobianu połączonych układów równań (127) analitycznie. Połączony Jakobian wyprowadzany jest na podstawie wzorów (23), (47), (92), (93), (94), (116), (117) i (118) określających cząstkowe Jakobiany odpowiednich równań oraz na podstawie wzorów określających pochodne poszczególnych wyrazów składających się na pole efektywne i pochodne pól Langevina. Do określenia poszczególnych pochodnych pola efektywnego używa się jedynie sumy pochodnych pola wymiany, anizotropii i pola materiałowego z pominięciem pola demagnetyzacji. Określa się zatem w ten sposób przybliżoną postać pochodnych pola efektywnego. Takie podejście, które wyznacza jedynie kierunek zbieżności algorytmu całkowania jest prawidłowe dla stosowanej metody całkowania i opisane w [39] oraz w plikach źródłowych oryginalnego oprogramowania MAGPAR produkcji Wernera Scholza.

Postać połączonego Jakobianu przedstawia się następująco:

$$\left[ J_{\bar{w}} \right] = \begin{pmatrix}
\cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\
\cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\
\cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\
\cdot & \cdot & \cdot & J_{LLB_i^x}^{M_x} + J_{S_i}^{M_x} & J_{LLB_i^x}^{M_y} + J_{S_i}^{M_y} & J_{LLB_i^x}^{M_z} + J_{S_i}^{M_z} & J_{LLB_i^x}^{T_j} + J_{S_i}^{T_j} & J_{LLB_i^x}^{x_j} + J_{S_i}^{x_j} & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\
\cdot & \cdot & \cdot & J_{LLB_i^y}^{M_x} + J_{S_i}^{M_x} & J_{LLB_i^y}^{M_y} + J_{S_i}^{M_y} & J_{LLB_i^y}^{M_z} + J_{S_i}^{M_z} & J_{LLB_i^y}^{T_j} + J_{S_i}^{T_j} & J_{LLB_i^y}^{x_j} + J_{S_i}^{x_j} & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\
\cdot & \cdot & \cdot & J_{LLB_i^z}^{M_x} + J_{S_i}^{M_x} & J_{LLB_i^z}^{M_y} + J_{S_i}^{M_y} & J_{LLB_i^z}^{M_z} + J_{S_i}^{M_z} & J_{LLB_i^z}^{T_j} + J_{S_i}^{T_j} & J_{LLB_i^z}^{x_j} + J_{S_i}^{x_j} & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\
\cdot & \cdot & \cdot & 0 & 0 & 0 & J_T^{T_j} & 0 & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\
\cdot & \cdot & \cdot & 0 & 0 & 0 & J_T^{x_j} & J_x^{x_j} & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\
\cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\
\cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\
\cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\
\cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot
\end{pmatrix}. \tag{128}$$

## 5. Koncepcje elektroniki spinowej (spintroniki)

Ograniczenia technologii współczesnej elektroniki, wymusiły konieczność poszukiwania nowej dla nich alternatywy. Wymagało to niejednokrotnie innego spojrzenia na podstawowe cechy elementów elektronicznych związanych z przetwarzaniem sygnałów i ich zapamiętywaniem. Jedną z propozycji uzupełnienia i rozszerzenia współczesnej elektroniki jest spintronika – elektronika oparta na „przepływie spinu” czyli ściślej na zmianach rozkładu namagnesowania struktur magnetycznych w przestrzeni lub czasie [1]. W [2] porównano elektronikę, która bazuje na przepływie prądu z koncepcją elektroniki, która bazuje na zmianach rozkładu namagnesowania. W pracy tej zaproponowano spintroniczne odpowiedniki elementów elektronicznych z podaniem ich charakterystyki fizyko-chemicznej w stosunku do analogów elektroniki, która bazuje na przepływie elektronów. Spintronika rozwija się i podlega intensywnym badaniom naukowym. Ważnym kierunkiem jej rozwoju jest badanie nisko wymiarowych modeli ferromagnetycznych, które mają zastosowanie w konstrukcji klasycznych układów elektronicznych i w elektronice spinowej.

### 5.1 Zastosowanie nisko wymiarowych układów ferromagnetycznych w elektronice

Nisko wymiarowe układy ferromagnetyczne wykonane w skali mikrometrycznej lub nanometrycznej były i są przedmiotem badań doświadczalnych [40-43] jak i teoretycznych [44-45]. Badania teoretyczne polegają między innymi na numerycznym (symulacyjnym) badaniu modeli, których niektóre cechy mogą mieć zastosowanie w elektronice. Wspomniane relatywnie małe wymiary przestrzenne rozważanych układów ferromagnetycznych stanowią pozytywny aspekt ich analizy, bowiem umożliwiają ich skuteczne modelowanie przy nieznacznym ograniczeniu wynikającym z dyskretyzacji dziedziny modelu. Mowa tutaj o długościach charakterystycznych [10], narzucanych na wymiary poszczególnych elementów (tetraedrów) występujących w dyskretyzacji symulowanej sceny, która dokonywana jest przy pomocy metody Galerkin. Długości charakterystyczne w modelach ferromagnetycznych znajdują się w przedziale od kilku do kilkudziesięciu nm w związku z tym, konieczna do dyskretyzacji liczba elementów podziału, w modelach układów nisko wymiarowych, jest ograniczona na tyle, że ich symulacje dostępne są nie tylko dla zaawansowanych superkomputerów ale także dla klastrów obliczeniowych konstruowanych w oparciu o mniej wymagający sprzęt komputerowy.

W badaniach nad modelami układów ferromagnetycznych poszukuje się istotnych, określonych właściwości mogących mieć zastosowanie nie tylko w spintronice ale także w klasycznej elektronice opartej o przepływ elektronów. Wiąże się to z możliwością zastosowania układów magnetycznych n.p. w konstrukcji pamięci stosowanych przez klasyczną elektronikę. Jak pokazano w [46-47], specyficzne cechy wpływające na ewolucję przestrzenno – czasową namagnesowania w ferromagnetykach związane są m. in. z geometrycznym kształtem układu i kierunkiem przykładanego pola zewnętrznego. W [48] pokazano m. in. powiązanie pomiędzy kształtem geometrycznym próbki lub odległości między elementami w układzie [49] a jego ilością stanów stabilnych. Ważną cechą jest materiał wykonania elementów, z których składa się układ magnetyczny. Nie mniej ważną cechą w wyższych temperaturach, mającą wpływ na ewolucję układu ferromagnetycznego i ilość stanów stabilnych są przepływy cieplne i związana z nimi ewolucja przestrzenno – czasowa temperatury. Ewolucja ta m. in. związana jest bezpośrednio z parametrami cieplnymi nie tylko elementów magnetycznych ale także materiału niemagnetycznego

- odbierającego ciepło, które otacza układ magnetyczny co pokazano w rozdz 6.2. Analiza stanów stabilnych stanowi istotne zagadnienie z punktu widzenia zastosowań w spintronicznych układach pamięciowych [49].

Uwzględniając powyższe czynniki, odkrycie nisko wymiarowego układu ferromagnetycznego, który ma pożądane przez nas cechy w zakresie ewolucji namagnesowania, ilości stanów stabilnych i zakresu temperatur w których funkcjonuje, stanowi poważne wyzwanie badawcze. Wymaga ono podjęcia wielu działań w zakresie przeprowadzenia licznych (nieraz długotrwałych) symulacji związanych z optymalizacją badanego układu magnetycznego. Uzyskuje się przez to oczekiwane rezultaty przykładowo dotyczące ewolucji namagnesowania w układzie magnetycznym co ma istotne znaczenie dla elektronicznych elementów przetwarzających lub też określa się właściwości mające zastosowanie we współczesnej elektronice, w szczególności w układach pamięci. Spintronika jednakże podąża o krok dalej próbując łączyć w jednym elemencie elektronicznym, to co do tej pory było rozdzielone czyli funkcjonalność elementu przetwarzającego i pamięci. Konstrukcja elementów spełniających jednocześnie funkcję pamięci i przetwarzania umożliwia realizację nowej – neuromorficznej - architektury urządzeń elektronicznych, która stanowi znaczący postęp w stosunku do aktualnie używanych - co może mieć zastosowanie m. in. w konstrukcji nowych architektur komputerowych.

## **5.2 Koncepcje układów pamięciowych w spintronice**

W pracach [50-52] nakreślono idee i pokazano wyniki badań dotyczących uzyskania pamięci mających zastosowanie w elektronice spinowej oraz w klasycznej elektronice. Obiecującym nurtem rozwoju jest trend związany z uzyskaniem pamięci opartej na nieciągłych układach, matrycach elementów pamięciowych – Bit Patterned Media BPM [53-54]. Koncepcja tych pamięci wiąże się z odejściem od stosowania jednorodnych warstw magnetycznych w nośnikach danych na rzecz matryc, odseparowanych od siebie, nisko wymiarowych, komórek magnetycznych. Dzięki takiemu zabiegowi istnieje nadzieja na uzyskanie znacznie wyższych gęstości zapisów i krótszych czasów przełączania w porównaniu z pamięciami opartymi o warstwy magnetyczne. Bardzo ciekawą koncepcją jest powiązanie idei pamięci BPM z pomysłem, aby w pojedynczej komórce umieszczać wiele bitów informacji. Idea ta przedstawiona w [48, 49, 54-55], wymaga uzyskiwania komórek matrycy o wielu stanach stabilnych namagnesowania, które istnieją w minimach energetycznych – wielowymiarowej płaszczyzny całkowitej energii magnetycznej pojedynczego elementu. Pozyskiwanie takich komórek i badania ich układów były i są przedmiotem rozważań wielu badaczy, w tym również autora. Modyfikacja oprogramowania MAGPAR polegająca na implementacji równania LLB daje ciekawy wkład w badania nad układami doświadczalnymi, których owocem będą pamięci BPM o wysokiej gęstości zapisu i niskim czasie przełączania. Wyniki w tym zakresie czyli wysokotemperaturowe badania modelu komórki magnetycznej jedno bitowej przełączanej prądem, wykonane przy użyciu sporządzonego oprogramowania, pokazano w rozdz. 6.2. Inne wcześniejsze wyniki badań autora z tej dziedziny dla niskich temperatur, zaczerpnięto z prac [48, 56] i pokazano w rozdz. 6.4 i 6.5.

### **5.3 Koncepcje jednostek przetwarzających w elektronice spinowej**

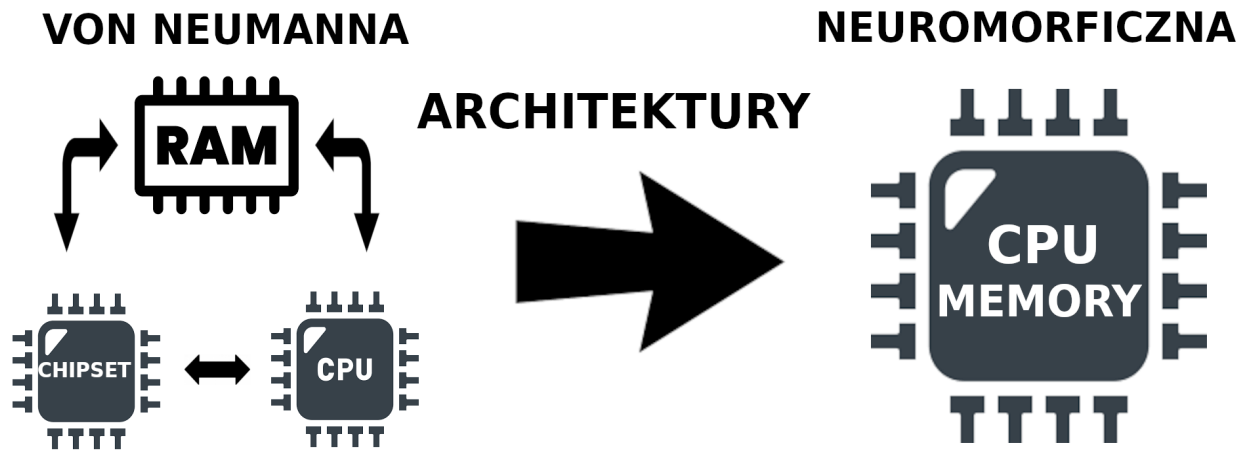
Niezależnie od czynionych zabiegów mających na celu uzyskanie pamięci o lepszych właściwościach niż aktualnie stosowane podejmuje się działania w zakresie uzyskania nowocześniejszych układów przetwarzających. W pracy [57], z której wyniki zaprezentowano w rozdz. 6.6, autorzy zaproponowali koncepcję procesora hybrydowego. Model spintronicznego rdzenia przetwarzającego przebadany dla niskich temperatur umożliwił realizację wielu różnych logicznych elementów przetwarzających w postaci bramek logiki Boole'a, których częstotliwość pracy przekraczała częstotliwości współczesnych bramek półprzewodnikowych. W pracy [58] skupiono uwagę na nowatorskiej możliwości fizycznych realizacji modelowanych układów przetwarzających spintroniki, które także potencjalnie mogą mieć cechy neuromorficzne [59].

### **5.4 Elektronika spinowa inspirowana architekturą neuromorficzną**

Pomimo tego, że badanie nisko wymiarowych układów ferromagnetycznych może mieć znaczenie dla konstrukcji pamięci i elementów przetwarzających współpracujących z już istniejącą architekturą urządzeń elektronicznych, prowadzone są także badania nad układami spintronicznymi, których praca inspirowana jest działaniem układu nerwowego istot żywych i które są elementami architektury neuromorficznej. Ta rozwijająca się dziedzina wiedzy dostarcza elementów, które mogą spełniać jednocześnie rolę przetwarzającą informację lub służyć do jej gromadzenia. Domeną poszukiwań w tej dziedzinie jest z jednej strony dbałość o odkrycie cech układu magnetycznego, które mają wpływ na uzyskanie oczekiwanej ewolucji namagnesowania. Z drugiej strony czynione są starania aby optymalizować układ w kierunku zaistnienia pożądanych cech jeżeli chodzi o strukturę energetyczną, która powinna zapewniać odpowiednią liczbę stanów stabilnych namagnesowania w minimach energetycznych, tak aby układ mógł także zapisywać informacje. Architektura neuromorficzna może zrewolucjonizować architekturę urządzeń elektronicznych, w tym architekturę komputerów, bowiem neuromorficzne komputery będą mogły wykazywać się istotnym wzrostem wydajności w zakresie równoległego i rozproszonego przetwarzania w stosunku do komputerów opartych o powszechnie stosowaną architekturę von Neumanna. Należy bowiem zdać sobie sprawę, że istotnym elementem pracy rozproszonego, równoległego oprogramowania komputerowego jest komunikacja międzyprocesowa lub między wątkowa. Istnieje wiele sposobów realizacji tej komunikacji jednakże najefektywniejszą jej formą jest komunikacja przez pamięć dzieloną. Jeden lub wiele procesów (wątków) zapisuje swój stan do odpowiedniego obszaru pamięci by w odpowiedni sposób wpływać na pracę pozostałych procesów (wątków), które z tym obszarem komunikują się. W architekturze von Neumanna komputerów, komunikacja międzyprocesowa (między wątkowa) odbywa się poprzez pamięć RAM. Taka forma komunikacji może nie być wystarczająco wydajna w przypadku istnienia wzmożonej wymiany danych pomiędzy wieloma aktywnymi procesami (wątkami) w systemie operacyjnym co związane jest z ograniczoną przepustowością magistral łączących procesor z pamięcią RAM. Może to doprowadzić do obniżenia szybkości przetwarzania rozproszonych struktur danych i pojawienia się negatywnych zjawisk związanych z „zagłodzeniem” procesów (wątków) czyli nienadążaniem przez nie z wykonywaniem swojej porcji zadań. Pozytywną zmianę w zaistniałej sytuacji może wprowadzić uproszczenie aktualnie stosowanej architektury komputerów co ma miejsce w przypadku zmiany jej na architekturę neuromorficzną. Porównanie obydwu architektur pokazano na Rys. 5.1. Charakterystyczną cechą nowej architektury jest brak oddzielnego bloku pamięci i związanego z



nim chipsetu, który odpowiada za wymianę danych pomiędzy procesorem a pamięcią. Znacząco upraszcza to strukturę systemu. Jako, że elementy neuromorficzne posiadają cechy zarówno przetwarzania jak i pamięci zatem mogą one zamiennie przetwarzać i zapamiętywać dane. Może to mieć decydujące znaczenie dla polepszenia efektywności przetwarzania równoległego i rozproszonych struktur danych bowiem komunikacja międzyprocesowa może odbywać się w obrębie tej samej jednostki bez konieczności nieefektywnej komunikacji, poprzez magistralę, do zewnętrznego układu pamięci RAM.



Rys. 5.1 Diagram porównujący architekturę komputerów von Neumanna z architekturą neuromorficzną.

## 6. Badania modeli układów spintronicznych

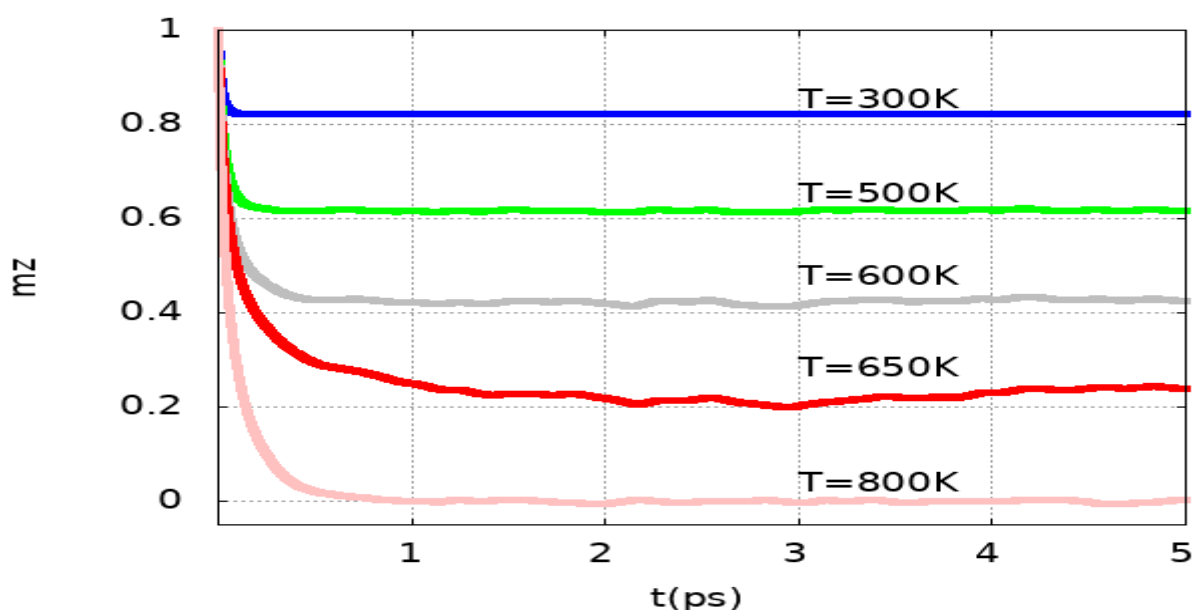
W tym rozdziale omówiono przeprowadzone przez autora testy oprogramowania i badania modeli spintronicznych. W rozdz. 6.1 porównano rezultaty uzyskane w wyniku zastosowania sporządzonego oprogramowania do symulacji wysokotemperaturowych modeli z opisanymi rezultatami w literaturze. W rozdz. 6.2 zaproponowano i zbadano, przy użyciu sporządzonego oprogramowania, model szybkiej jednobitowej pamięci funkcjonującej w szerokim zakresie temperatur. W rozdziale 6.3 porównano dane, które uzyskano w wyniku testów symulacji modelu z rozdz. 6.2 stosując pełną dyskretyzację i uproszczoną. Rozdziały od 6.4 do 6.6 dotyczą wcześniej opublikowanych [48, 56-57] przez autora badań modeli, dla temperatur  $T = 0$  K. Przedmiotem analizy są wielostanowe komórki pamięci przełączane odpowiednio ukierunkowanym zmiennym polem zewnętrznym lub spolaryzowanym prądem. Także zaprezentowano koncepcję elementu przetwarzającego - procesora z rdzeniem spintronicznym, który potencjalnie może służyć do realizacji cyfrowych bramek logicznych.

### 6.1 Porównanie symulacji z wynikami z literatury.

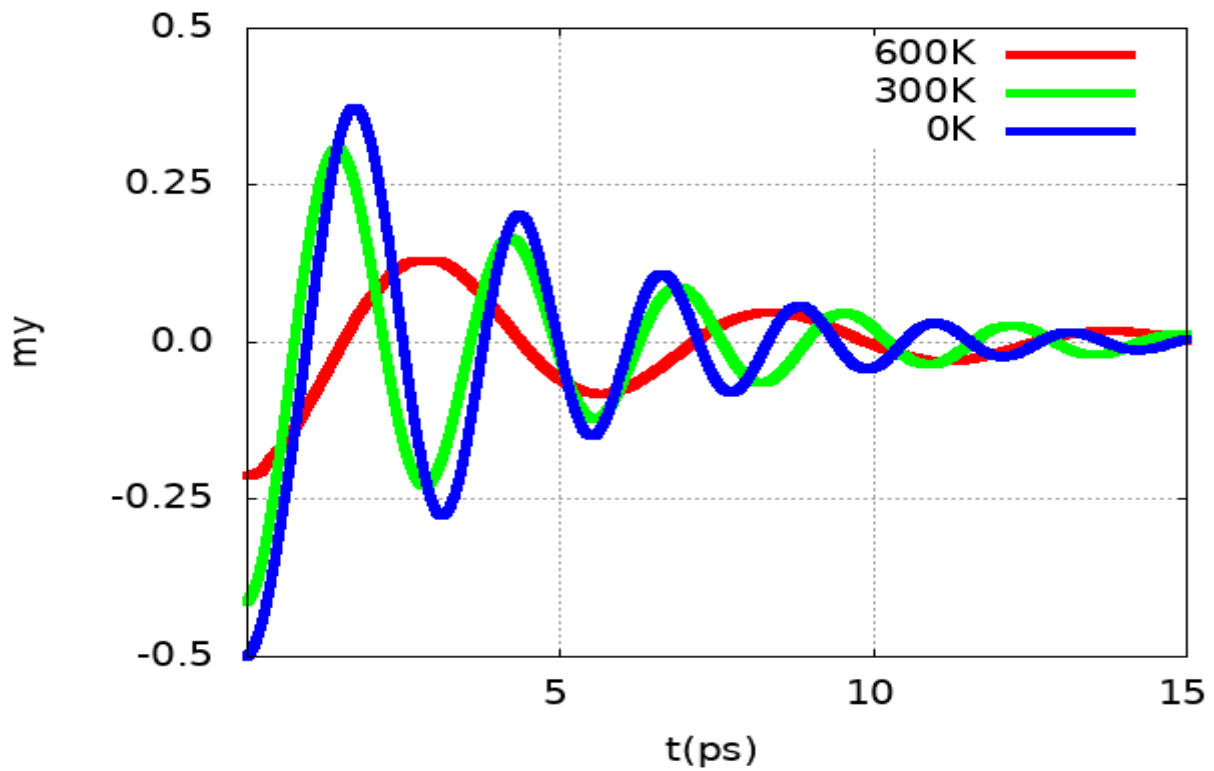
W wyniku symulacji modelu o parametrach jak w [28] uzyskano dane przedstawione na Rys. 6.1.1, Rys. 6.1.2, Rys. 6.1.3. Rysunki te możemy porównać odpowiednio z Rys. 4, Rys. 5, Rys. 6 w [28]. Symulacje przeprowadzono dla stałych materiałowych z Tab. 2. Jeżeli chodzi o wartość ujemną  $n_{mb}$  pokazaną w Tab. 2, oznacza to tyle w praktyce, że wartość ta jeżeli przyjmuje wartości większe od zera, to brana jest pod uwagę. Natomiast kiedy przyjmuje wartości mniejsze lub równe zero wówczas obliczana jest na podstawie (32).

$K_1$	$K_2$	$M_s$	$A$	$\alpha$	$T_c$	$N$	$S$	$J$	$n_{mb}$	$\lambda$	$c$	$\rho$
$\frac{J}{m^3}$	$\frac{J}{m^3}$	$T$	$\frac{J}{m}$		$K$	$\frac{1}{m^3}$				$\frac{W}{mK}$	$\frac{J}{kgK}$	$\frac{kg}{m^3}$
6.6e6	0	1.0	2.2e-11	0.1	680	7.5e28	1e90	1e99	-2	50	400	15830

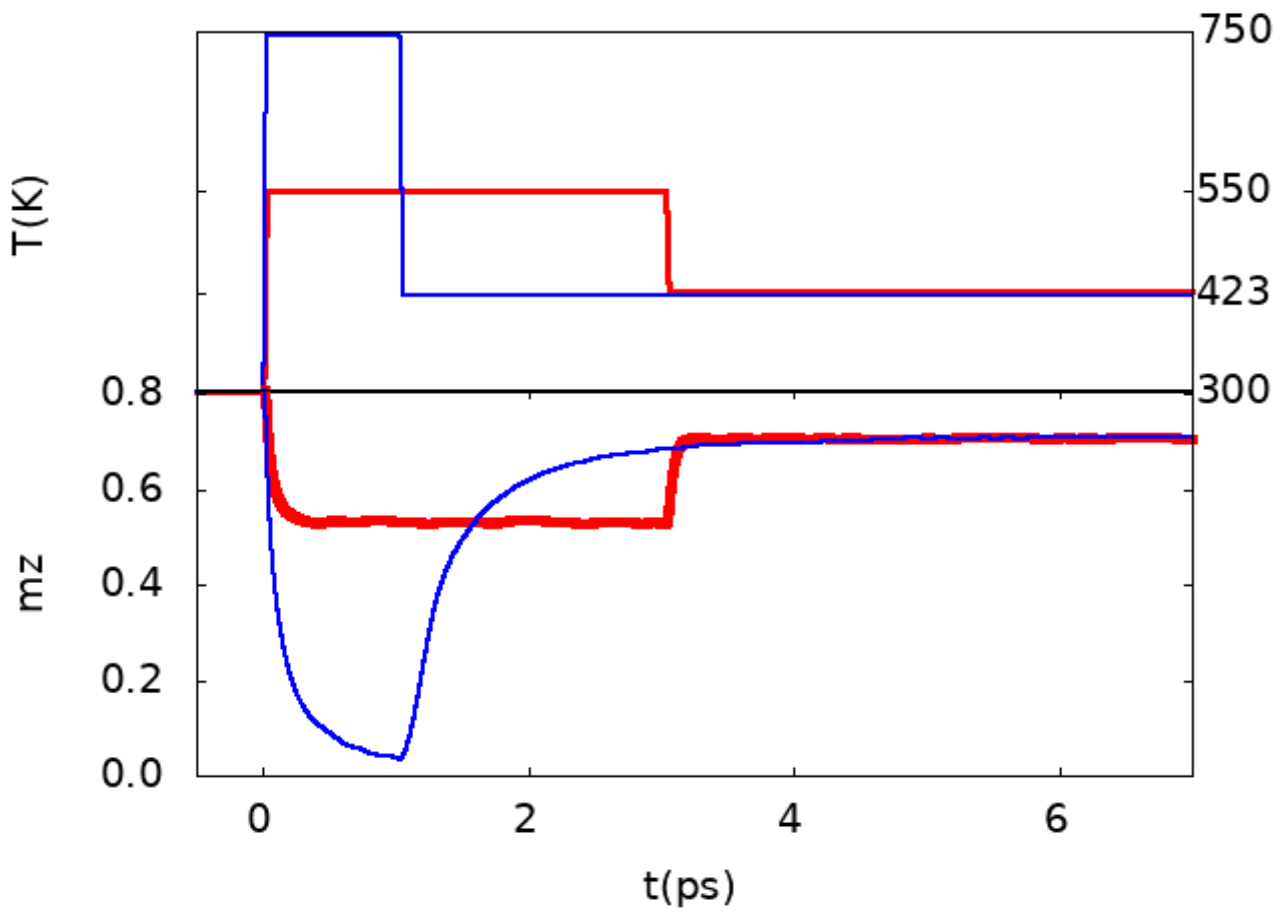
Tab. 2. Stałe materiałowe na potrzeby porównania symulacji z wynikami z [28].



Rys. 6.1.1 Przebiegi unormowanego namagnesowania dla osi z do porównania z Rys. 4 w [28]



Rys. 6.1.2 Przebiegi unormowanego namagnesowania dla osi y do porównania z Rys. 5 w [28]

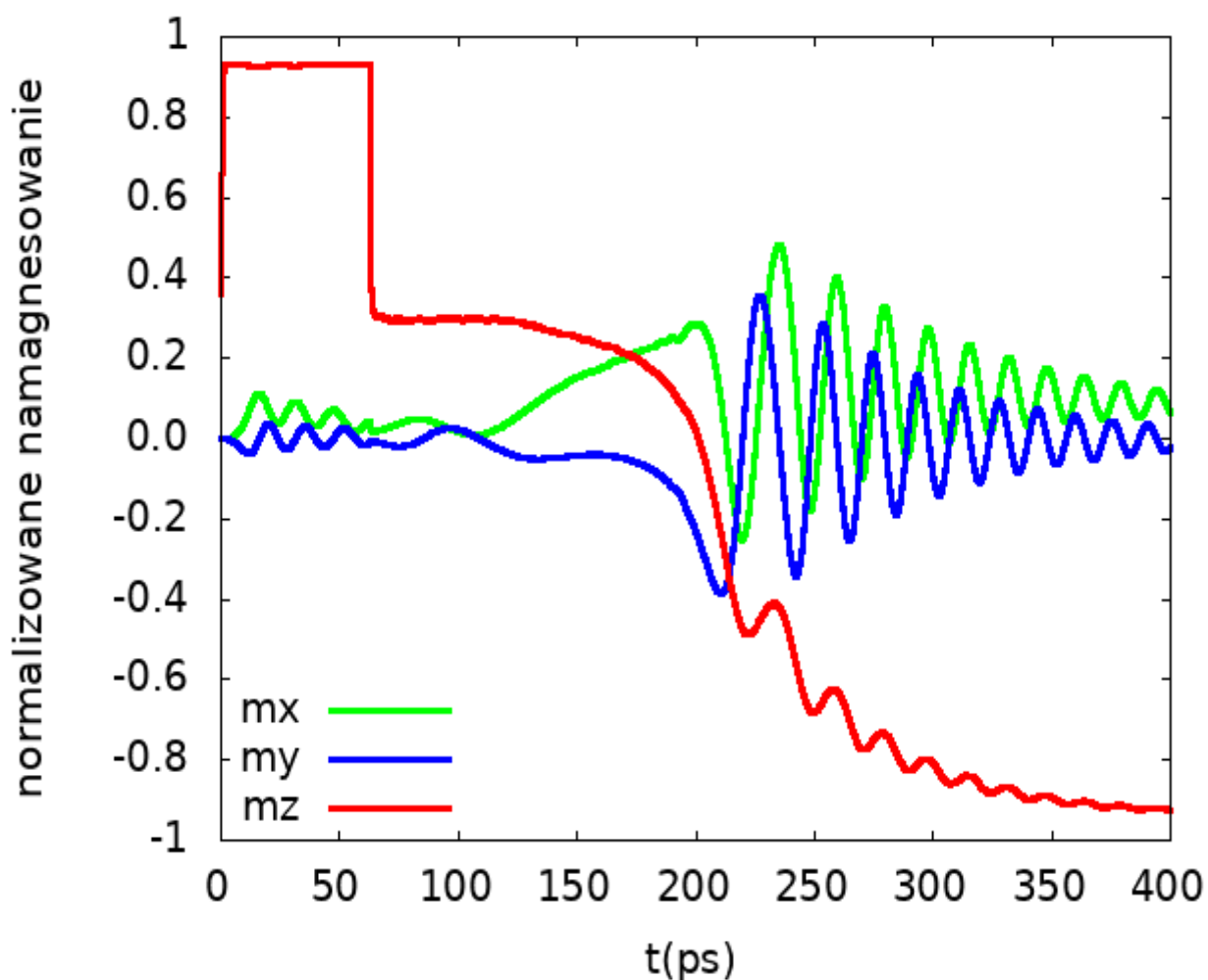


Rys. 6.1.3 Przebiegi unormowanego namagnesowania dla osi z do porównania z Rys. 6 w [28]

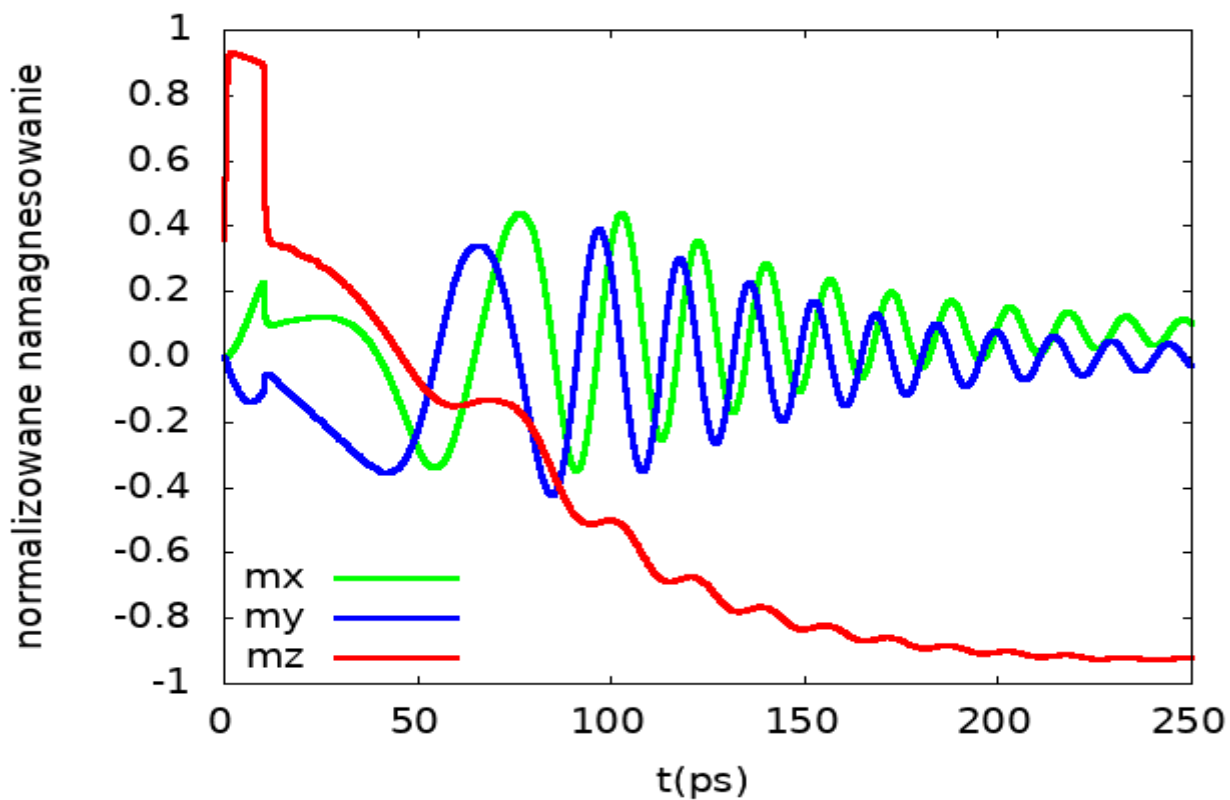
W wyniku symulacji modelu o parametrach jak w [32] uzyskano dane przedstawione na Rys. 6.1.4, Rys. 6.1.5, Rys. 6.1.6. Rysunki te możemy porównać odpowiednio z Rys. 4, Rys. 8, Rys. 9 w [32]. Symulacje przeprowadzono dla stałych materiałowych z Tab. 3. Symulacje prowadzono w opisanych w [32] warunkach.

$K_1$	$K_2$	$M_s$	$A$	$\alpha$	$T_c$	$N$	$S$	$J$	$n_{mb}$	$\lambda$	$c$	$\rho$	$T$
$\frac{J}{m^3}$	$\frac{J}{m^3}$	$T$	$\frac{J}{m}$		$K$	$\frac{1}{m^3}$				$\frac{W}{mK}$	$\frac{J}{kgK}$	$\frac{kg}{m^3}$	$K$
1.1e6	0.0	1.3823	2.2e-11	0.1	680	7.5e28	0.5	1.5	-2.22	50	400	15830	320

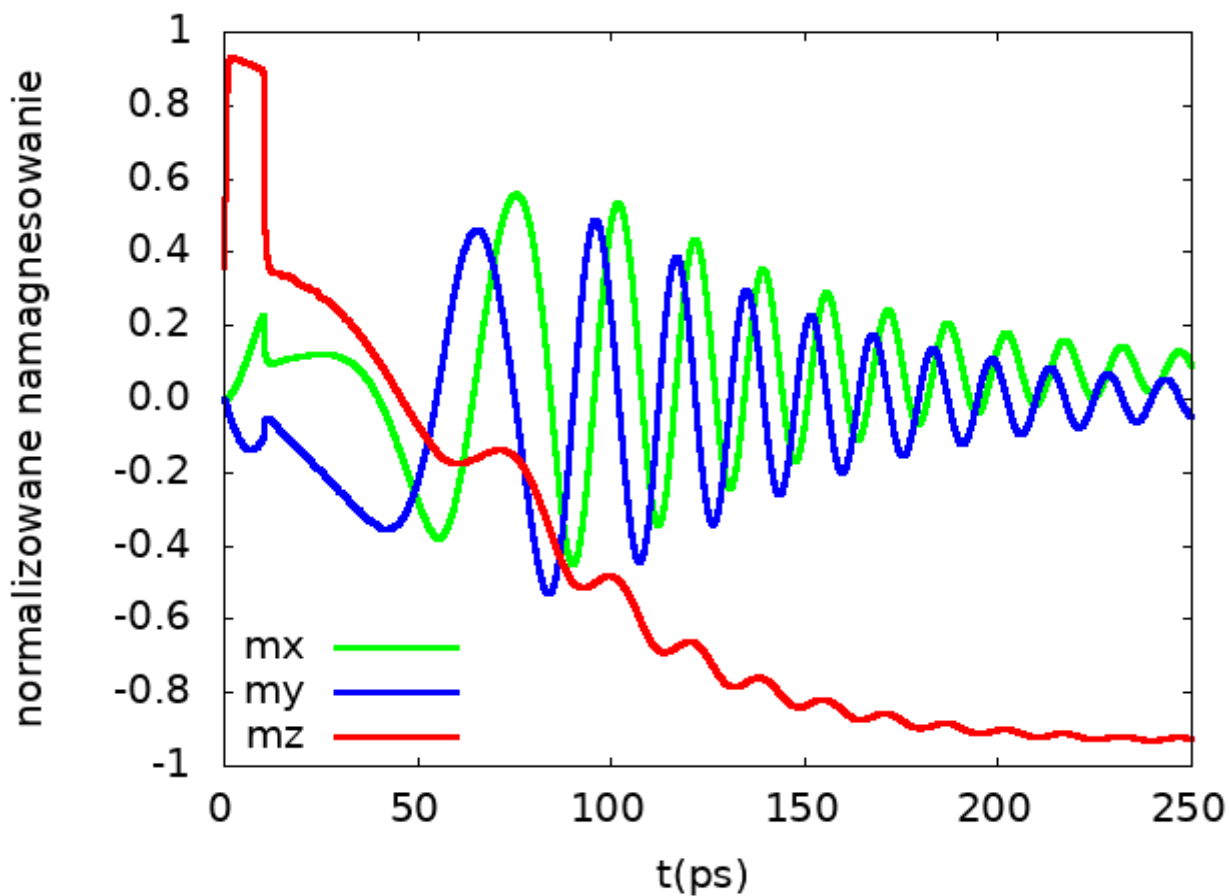
Tab. 3. Stałe materiałowe na potrzeby porównania symulacji z wynikami z [32].



Rys. 6.1.4 Przebiegi namagnesowania do porównania z Rys. 4 w [32]



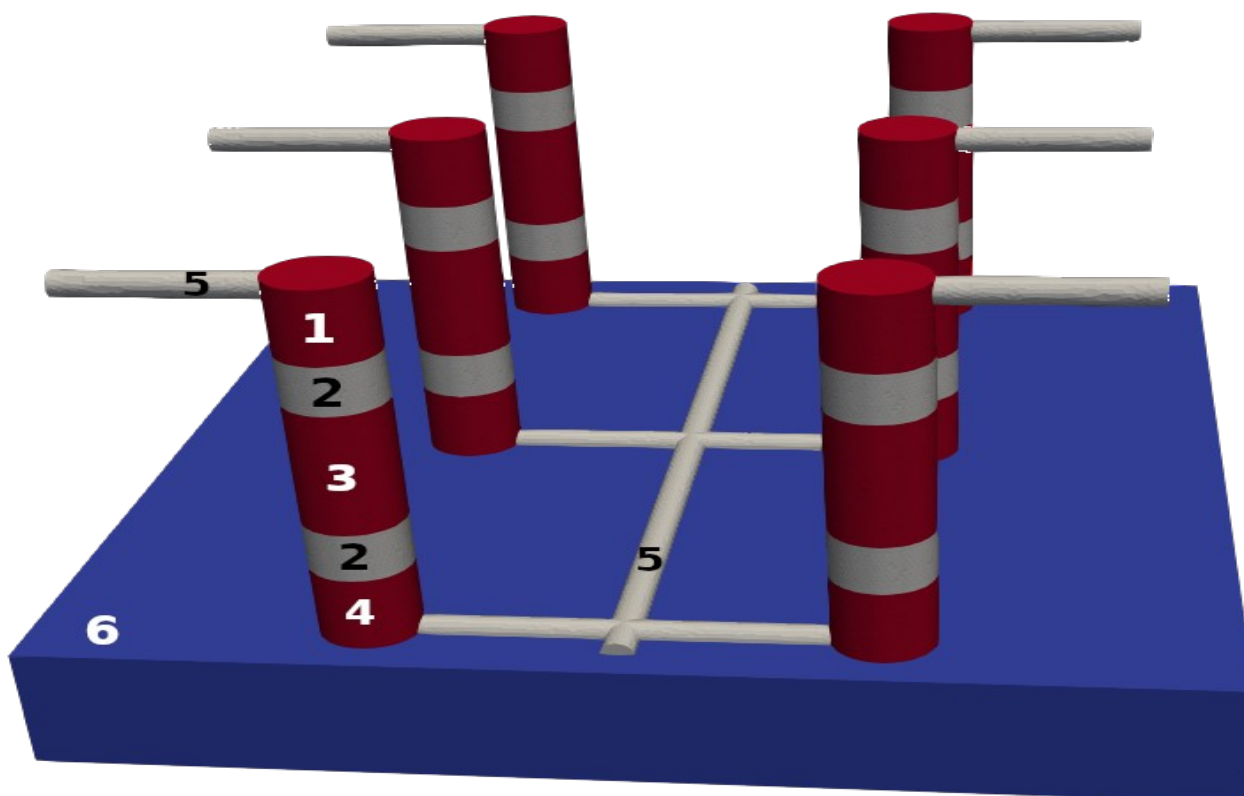
Rys. 6.1.5 Przebiegi namagnesowania do porównania z Rys. 8 w [32]



Rys. 6.1.6 Przebiegi namagnesowania do porównania z Rys. 9 w [32]

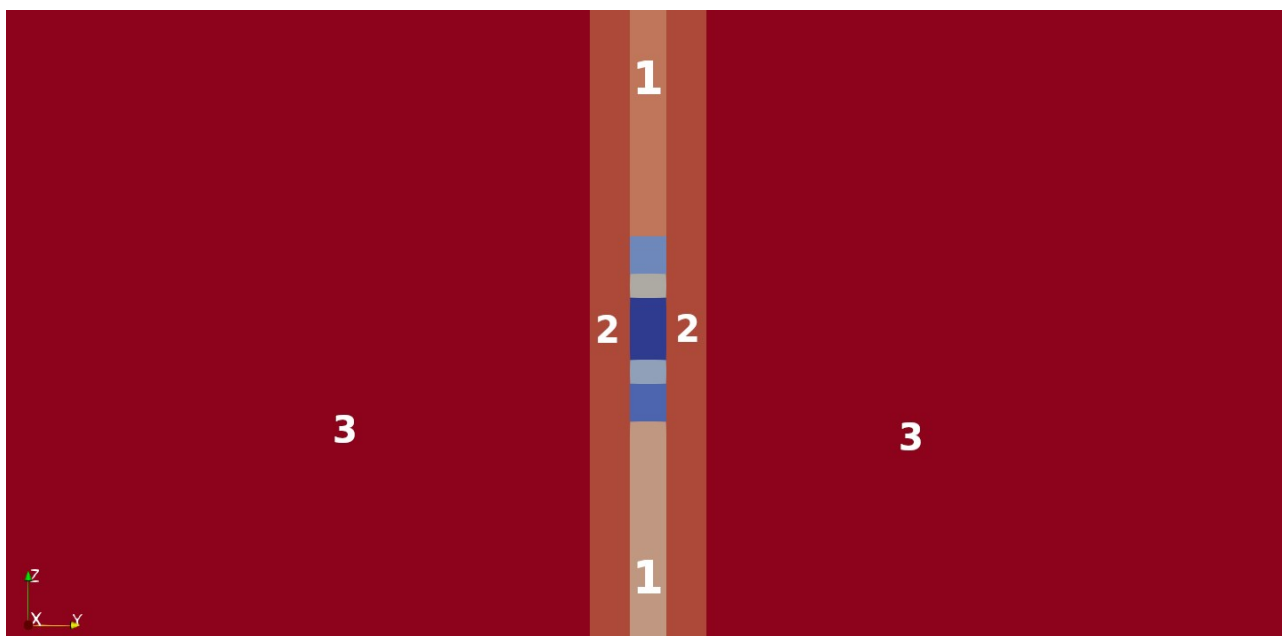
## 6.2 Badania modelu szybkiej jedno bitowej pamięci.

Zagadnieniem, które podlega aktualnie intensywnym badaniom na pograniczu fizyki i elektroniki jest uzyskanie pamięci statycznych o czasach przełączania i gęstości upakowania, które stawia czoła współczesnym oczekiwaniom konsumenta. Jednym z nurtów badań służących osiągnięciu tego celu są badania doświadczalne i teoretyczne dotyczące pamięci BPM, których matryce charakteryzują się wyższym stopniem upakowania przechowywanej informacji w stosunku do pamięci opartych o warstwy magnetyczne. Istotnym parametrem wpływającym na szybkość działania komórek pamięci jest sposób ich przełączania. W przypadku zastosowania struktur warstwowych podobnych do [35] pojawia się możliwość przełączania komórek pamięci prądem spinowo spolaryzowanym. We wspomnianej pracy uzyskuje się przemagnesowanie warstwowej struktury mikromagnetycznej prądami o gęstościach rzędu  $10^{12}$  A/m<sup>2</sup>. W przypadku zastosowania takiego sposobu przełączania w pamięciach BPM eliminuje się konieczność stosowania mechanicznych głowic przemagnesowujących, co potencjalnie może wywrzeć istotny wpływ na czas dostępu i szybkość jej działania. W związku z tym na Rys. 6.2.1 pokazano poglądowy model układu, wielowarstwowych, jedno – bitowych komórek pamięci, których warstwa aktywna (środkowa) przełączana jest prądem o spolaryzowanym (ukierunkowanym) spinie elektronów. Aby przeprowadzić badania analityczne pojedynczej komórki pamięci wykonano cykl symulacji przy użyciu stworzonego oprogramowania do symulacji wysokotemperaturowych.



**Rys. 6.2.1** Poglądowy model układu jednobitowych komórek pamięci magnetycznej o promieniu 3.1 nm i wysokości 30 nm, których stan zmieniający jest prądem. Oznaczenia: **1** – górny polaryzator prądu L10 - FePt o wysokości 6 nm, **2** – warstwa Ag o wysokości 4 nm, **3** – warstwa aktywna (przełączana) L10 – FePt o wysokości 10 nm, **4** – dolny polaryzator prądu L10 – FePt o wysokości 6 nm, **5** – niemagnetyczne przewodzące łącza, **6** – niemagnetyczne podłoże. Warstwy poszczególnych komórek oraz podłoże położone są prostopadle do osi z. Otoczenie odbierające ciepło z symulowanego układu wykonane jest ze srebra (Ag) lub miedzi (Cu). Aby uniknąć przepływu prądu w środowisku odbierającym ciepło, komórki wraz ze złączami odizolowane są od otoczenia poprzez nieprzewodzącą warstwę (MgO).

Do symulacji wykorzystano układ jak na Rys. 6.2.2. Podczas badań komórki pamięci, w oprogramowaniu, włączono nie tylko obliczenia związane z wyrazem symulującym magnetyczne oddziaływanie przełączającego, spinowo spolaryzowanego, prądu elektronowego (w modelu wyrażonego poprzez wyraz Słonzewskiego) ale także uwzględniono wpływ przepływającego prądu na temperaturę próbki. Aby odpowiednio odbierać ciepło z układu, modelowaną scenę skonstruowano w taki sposób aby wokół badanej wielowarstwowej struktury znajdowało się otoczenie odbierające ciepło w postaci: srebra (Ag) lub miedzi (Cu).



**Rys. 6.2.2** Układ do badania pojedynczego elementu układu z Rys. 6.2.1. Komórkę pamięci (odcienie koloru niebieskiego) z 1 - złączami o długości 735 nm wykonanymi z Ag, odizolowano od otoczenia przez 2 - cylindryczną warstwę o promieniu 10 nm wykonaną z MgO, która izoluje układ prądowo, od zewnętrznego środowiska odbierającego ciepło. 3 - otoczenie odbierające ciepło (Ag lub Cu).

Pojedyncza komórka pamięci zawiera 8 magnetycznych stanów stabilnych namagnesowania, co związane jest z faktem, że każda z trzech magnetycznych warstw posiada po dwa stany stabilne, w których namagnesowanie ustawione jest równoległe lub anty - równoległe do osi z. Powyższa liczba stanów stabilnych ściśle związana jest z energią jednoosiowej anizotropii materiału magnetycznego, z których wykonano warstwy. Relatywnie wysoki wkład energii anizotropii do energii całkowitej warunkuje o tym, że rozkład namagnesowania, ukierunkowany wzdłuż osi z, znajduje się w minimum energetycznym, co związane jest z faktem, że oś łatwa [3-5] namagnesowania pokrywa się z osią z. Aby możliwe było przełączanie warstwy aktywnej (środkowej) i przejście jej przez barierę energetyczną rozdzielającą stany stabilne, należy odpowiednio, naprzeciwlegle ustawić namagnesowanie w magnetycznych polaryzatorach (skrajnych warstwach magnetycznych). Dzięki temu spin elektronów wpadających z niemagnetycznego złącza do polaryzatora komórki pamięci ustawia się zgodnie z kierunkiem pola efektywnego występującego w polaryzatorze przez co może aktywnie oddziaływać na magnetyczną warstwę środkową (aktywną) i zmienić kierunek namagnesowania z jednego stanu stabilnego równoległego do osi z (logiczne 0) do naprzeciwległego stanu stabilnego antyrównoległego do osi z (logiczne 1). Aby mogło dojść do powrotu ze stabilnego namagnesowania warstwy aktywnej związanej z logiczną jedynką do stanu pierwotnego czyli stabilnego ukierunkowania namagnesowania określającego logiczne zero należy zastosować impuls prądowy o przeciwnym

kierunku do pierwotnego. Wówczas impuls prądowy wpadający do naprzeciwnego polaryzatora, swoim oddziaływaniem, spowoduje zmianę kierunku stabilnego namagnesowania warstwy aktywnej i powrót do stabilnego stanu wyjściowego. Zatem aby umożliwić poprawną pracę komórki pamięci polegającą na przełączaniu ukierunkowania namagnesowania warstwy aktywnej z równoległego na antyrównoległy, i odwrotnie, należy przygotować ją w procesie formatowania. Formatowanie prowadzi do uzyskania przez komórkę określonego stanu o naprzeciwnego polaryzacji polaryzatorów.

W związku z tym przeprowadzono cykl symulacji w celu odnalezienia sygnału prądowego pobudzającego układ, który prowadzi do różnicowania polaryzacji polaryzatorów, dla różnych temperatur otoczenia. Stosowane w symulacjach parametry materiałowe do obliczeń magnetycznych, cieplnych i związanych z przepływem prądów, zawarto w Tab. 4.

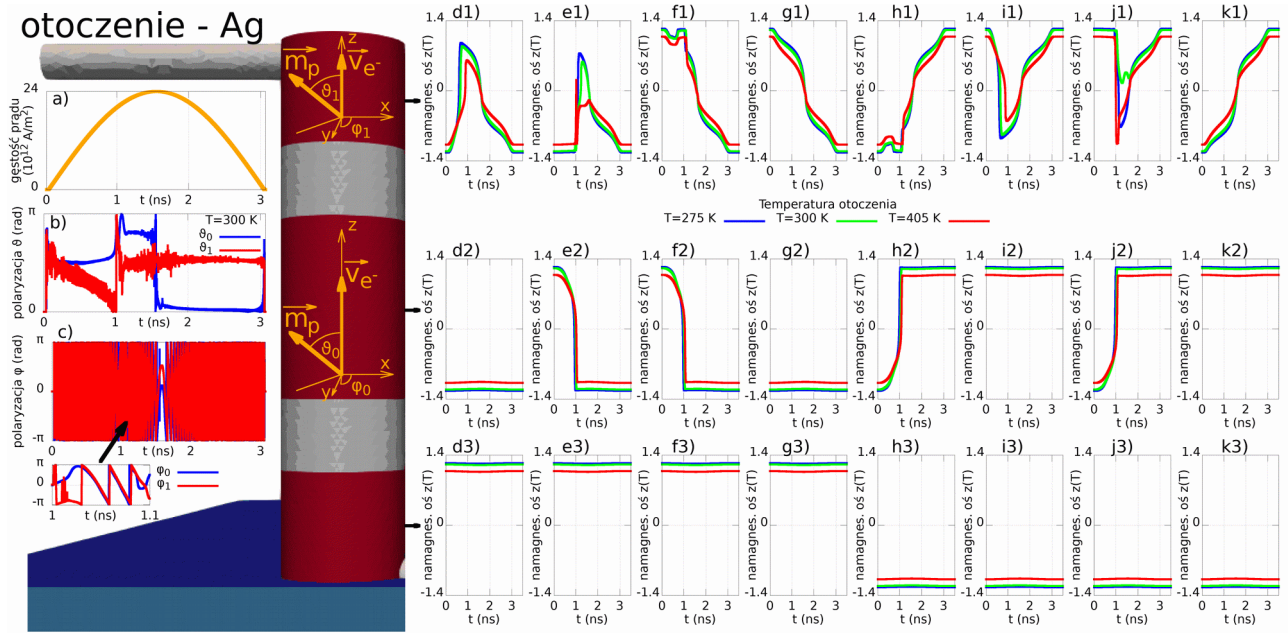
<b>FePt</b> [28, 32, 34-35, 61-62]	<b>Ag</b>	<b>Cu</b>	<b>MgO</b>
$\lambda = 13 \left[ \frac{W}{mK} \right]$ $c = 284 \left[ \frac{J}{kg K} \right]$ $\rho = 15830 \left[ \frac{kg}{m^3} \right]$ $\rho_r = 1 \cdot 10^{-7} [\Omega m]$ $P = 0.3$ $\Lambda = 1.6$ $\epsilon' = 0$ $J = 6$ $K_1 = 1.1 \cdot 10^6 \left[ \frac{J}{m^3} \right]$ $T_c = 680 [K]$ $M_s = 1.3823 [T]$ $\alpha = 0.1$ $\mu_{ef} < 0$ $A = 2.2 \cdot 10^{-11} \left[ \frac{J}{m} \right]$ $S = 1.5$ $n = 7.5 \cdot 10^{28} \left[ \frac{1}{m^3} \right]$ $K_2 = 0$	$\lambda = 429 \left[ \frac{W}{mK} \right]$ $c = 236 \left[ \frac{J}{kg K} \right]$ $\rho = 10490 \left[ \frac{kg}{m^3} \right]$ $\rho_r = 1.5 \cdot 10^{-8} [\Omega m]$	$\lambda = 401 \left[ \frac{W}{mK} \right]$ $c = 380 \left[ \frac{J}{kg K} \right]$ $\rho = 8920 \left[ \frac{kg}{m^3} \right]$ $\rho_r = 1.6 \cdot 10^{-8} [\Omega m]$	$\lambda = 23 \left[ \frac{W}{mK} \right]$ $c = 925 \left[ \frac{J}{kg K} \right]$ $\rho = 3600 \left[ \frac{kg}{m^3} \right]$ $\rho_r = \infty$

**Tab. 4.** Stałe materiałowe stosowane w wysokotemperaturowych badaniach modelu pamięci.

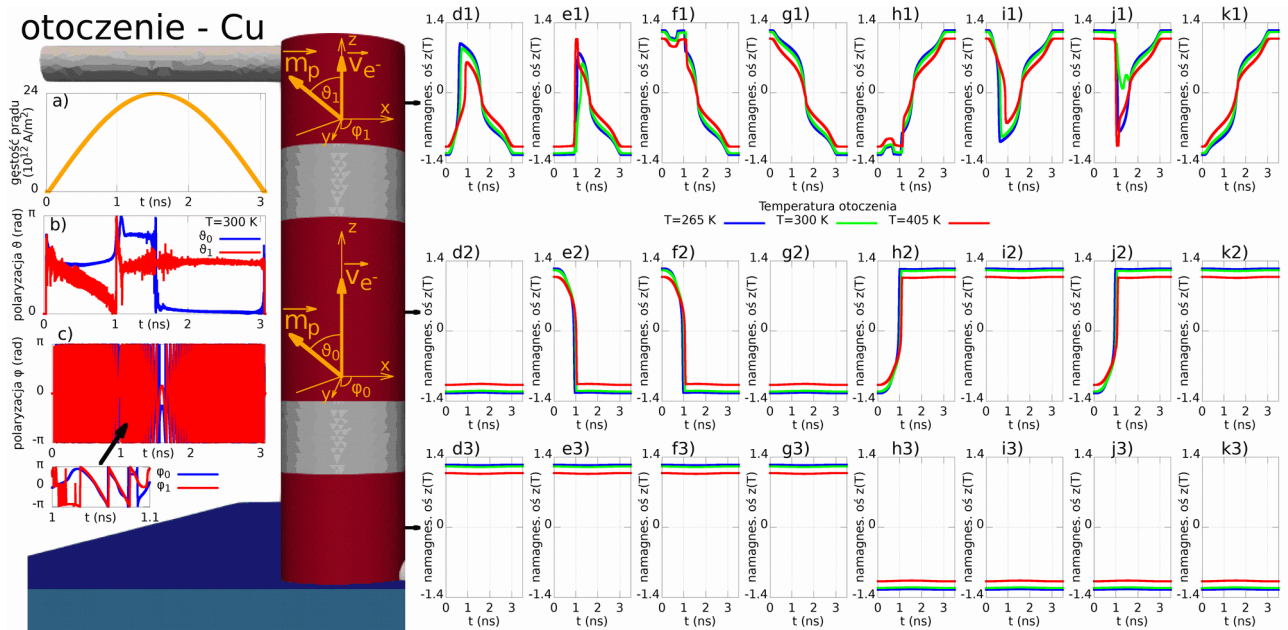
W wyniku przeprowadzenia cyklu symulacji, dla obydwu środowisk odbierających ciepło w postaci: Ag lub Cu, znaleziono pobudzający sygnał prądowy, który formatuje komórkę z dowolnego stabilnego stanu początkowego dla zakresu temperatur zawierających się w przedziale od 275 K do 405 K z krokiem co 5 K dla otoczenia w postaci srebra oraz 265 K do 405 K z krokiem co 5 K dla otoczenia w postaci miedzi. Zastosowanie identycznego sinusoidalnego sygnału o amplitudzie  $24 \cdot 10^{12} A/m^2$  i czasie trwania 3 ns (Rys. 6.2.3 a, b, c i Rys. 6.2.4 a, b, c), dla całego badanego zakresu temperatur i obydwu rozpatrywanych przypadków środowisk odbierających ciepło, prowadzi do naprzeciwnego ukierunkowania namagnesowania polaryzatorów. W wyniku formatowania polaryzatory uzyskują naprzeciwną polaryzację dla czterech początkowych stanów stabilnych (Rys. 6.2.3 i 6.2.4 odpowiednio d1-d3, e1-e3, f1-f3, g1-g3) i odwrotną do niej dla pozostałych czterech stanów stabilnych (Rys. 6.2.3 i 6.2.4 odpowiednio h1-h3, i1-i3, j1-j3, k1-k3). Sygnał pobudzający układ przełącza warstwę środkową dla 4 początkowych kombinacji stanów stabilnych (Rys. 6.2.3. i 6.2.4 odpowiednio e1-e3, f1-f3, h1-h3, j1-j3) i pozostawia kierunek namagnesowania warstwy środkowej bez zmian dla pozostałych 4 przypadków Rys. 6.2.3 i 6.2.4 odpowiednio d1-d3, g1-g3, i1-i3, k1-k3. Po przeprowadzonym procesie formatowania należy tak dobrać długość trwania sinusoidalnego impulsu prądowego, pobudzającego układ, oraz jego maksymalną amplitudę (Rys. 6.2.5 d i 6.2.6 d) aby przełączeniu uległa warstwa środkowa ale aby przełączeniu nie uległ naprzeciwny polaryzator. Przyjęto, że prąd wpadający z niemagnetycznego



złącza do polaryzatora nie oddziałuje na jego namagnesowanie, jednakże oddziałuje na niego i na pozostałe elementy układu poprzez ciepło wydzielane w układzie.

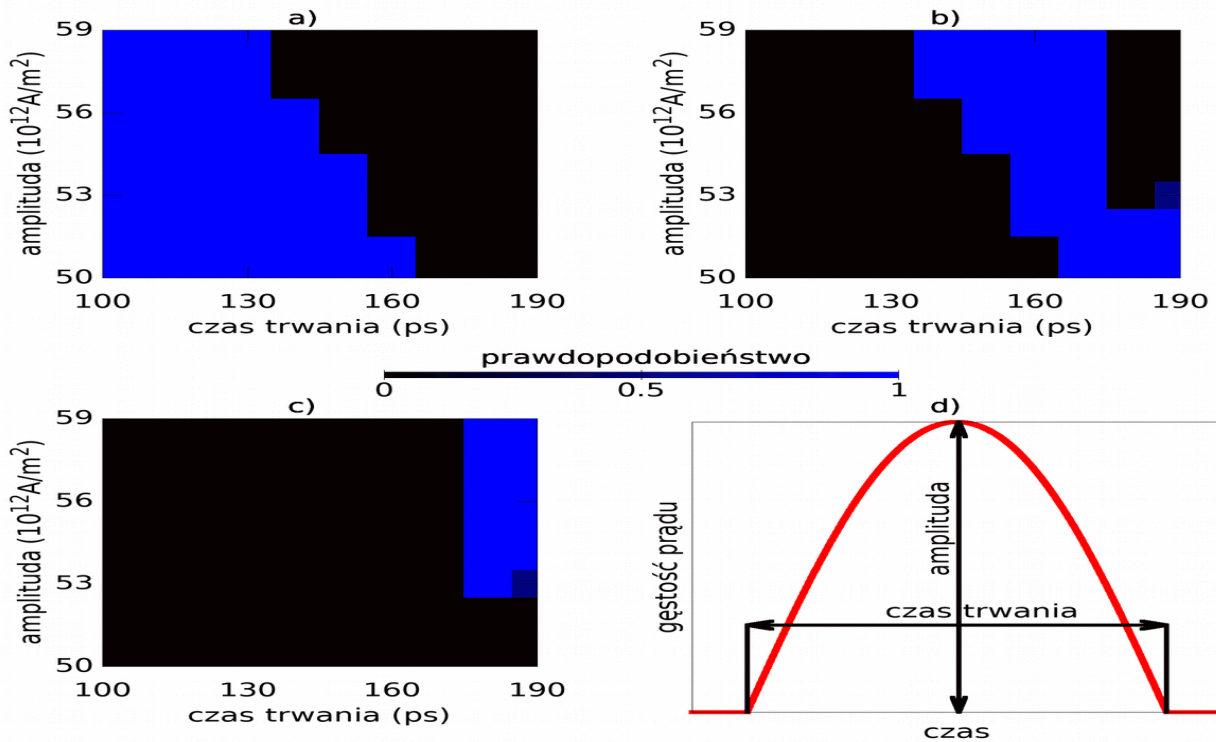


**Rys. 6.2.3** Sygnał formatujący komórkę a) i jego współrzędne sferyczne b), c) wyznaczone dla przypadku f1), f2), f3) oraz wykresy średniego namagnesowania w kierunku osi z pokazujące proces formatowania (różnicowania ukierunkowania namagnesowania polaryzatorów) komórki dla kombinacji wszystkich ośmiu stabilnych stanów początkowych dla górnego polaryzatora d1), e1), f1), g1), h1), i1), j1), k1), dolnego polaryzatora d3), e3), f3), g3), h3), i3), j3), k3) i warstwy aktywnej (środkowej) d2), e2), f2), g2), h2), i2), j2), k2). Wykresy pokazano dla skrajnych temperatur z badanego przedziału i dla temperatury pokojowej. Środowisko odbierające ciepło – Ag.

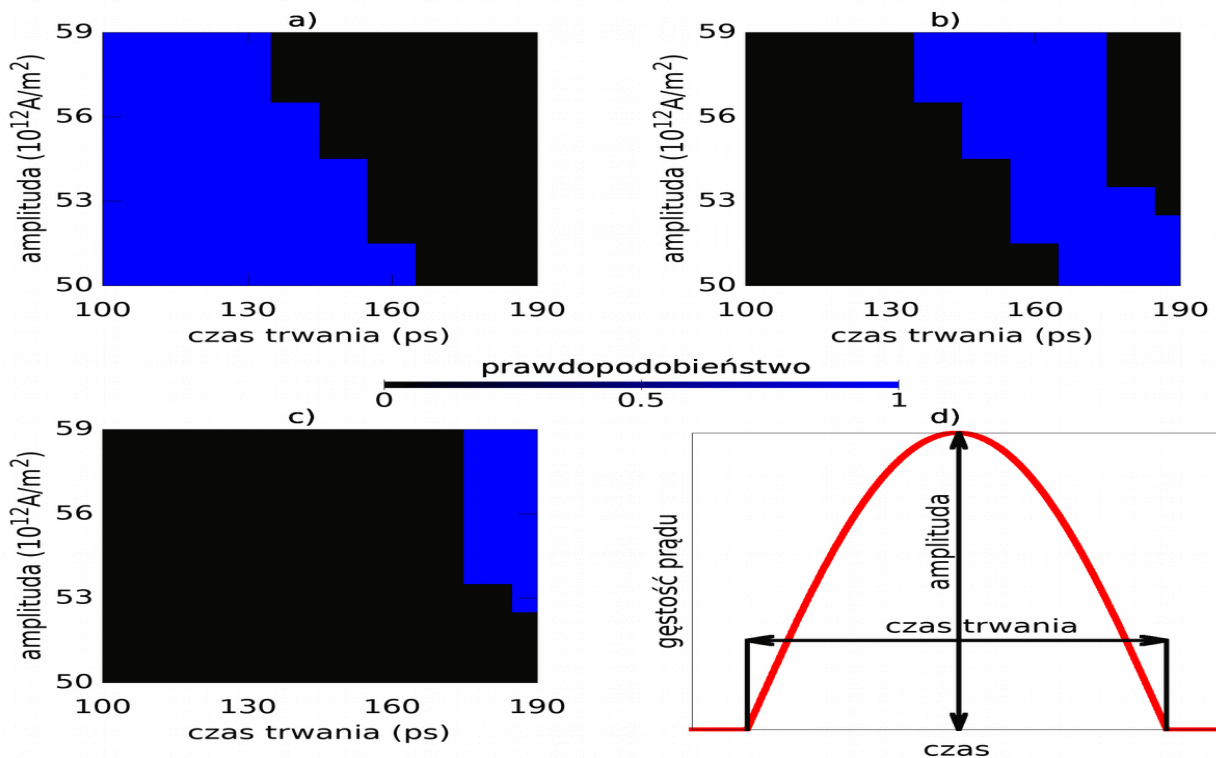


**Rys. 6.2.4** Sygnał formatujący komórkę a) i jego współrzędne sferyczne b), c) wyznaczone dla przypadku f1), f2), f3) oraz wykresy średniego namagnesowania w kierunku osi z pokazujące proces formatowania (różnicowania ukierunkowania namagnesowania polaryzatorów) komórki dla kombinacji wszystkich ośmiu stabilnych stanów początkowych dla górnego polaryzatora d1), e1), f1), g1), h1), i1), j1), k1), dolnego polaryzatora d3), e3), f3), g3), h3), i3), j3), k3) i warstwy aktywnej (środkowej) d2), e2), f2), g2), h2), i2), j2), k2). Wykresy pokazano dla skrajnych temperatur z badanego przedziału i dla temperatury pokojowej. Środowisko odbierające ciepło – Cu.

Po przejściu przez wejściowy polaryzator, prąd nabiera polaryzacji spinowej zgodnie z kierunkiem pola efektywnego występującego w wejściowym polaryzatorze przez co, przepływając dalej, oddziałuje na namagnesowanie w warstwie środkowej (aktywnej). Po wyjściu z warstwy środkowej, przepływający prąd, nabiera polaryzacji zgodnej z kierunkiem pola efektywnego w niej występującym. Spinowo spolaryzowany prąd wpadając z warstwy środkowej do wyjściowego polaryzatora oddziałuje na jego namagnesowanie przez co może doprowadzić do zmiany kierunku namagnesowania w polaryzatorze. Dlatego należy poszukiwać pobudzających sygnałów prądowych, tak aby z jednej strony przemagnesowywać warstwę środkową, ale aby jednocześnie zachowywać stan namagnesowania polaryzatorów. Zachowanie zróżnicowania ich polaryzacji prowadzi bowiem do możliwości ukierunkowania namagnesowania warstwy aktywnej (środkowej) równoległe do osi z (przy ustalonym przepływie prądu) lub antyrównoległe do osi z (przy przeciwnym ukierunkowaniu przepływu prądu). Wraz z przepływem prądu i ciepłem wydzielanym w układzie, zmienia się temperatura poszczególnych elementów komórki, co ma wpływ na magnetyczne parametry materiałowe, a w związku z tym na aktualne pole efektywne i przebieg dynamiki namagnesowania. Zmieniająca się temperatura oddziałuje na wysokość barier energetycznych rozdzielających magnetyczne stany stabilne występujące w poszczególnych warstwach. Dlatego, odpowiedni impuls przełączający musi oddziaływać na temperaturę warstwy aktywnej w taki sposób aby obniżyć magnetyczne bariery energetyczne rozdzielające stany stabilne, po to by oddziaływanie spolaryzowanego spinowo prądu zdołało zmienić ukierunkowanie namagnesowania w warstwie z jednego stanu stabilnego (równoległego do osi z) do drugiego (antyrównoległego do osi z) lub odwrotnie. Z drugiej jednak strony, pobudzający impuls prądowy, nie powinien obniżać bariery energetycznej rozdzielającej stany stabilne polaryzatorów na tyle aby doszło do ich przemagnesowania. Aby wyznaczyć odpowiednie sygnały przełączające warstwę środkową, przy zachowanych stanach polaryzatorów, przeprowadzono cykl symulacji, na podstawie których sporządzono mapy (rys. 6.2.5 i rys. 6.2.6) odpowiednio dla środowisk odbierających ciepło w postaci Ag i Cu. Symulacje prowadzono dla parametrów materiałowych z Tab. 4 przy ustalonym na  $1e12A/m^2$  kroku zmiany amplitudy sinusoidalnego sygnału przełączającego oraz przy ustalonym kroku zmiany długości trwania impulsu na 10 ps. Na Rys. 6.2.5 a i 6.2.6 a pokazano prawdopodobieństwo braku zmiany stanu warstwy środkowej komórki. Dla tego przypadku, dla obszaru mapy z niezerowym prawdopodobieństwem, amplituda gęstości sygnału przełączającego lub jego długość trwania jest zbyt niska aby doprowadzić do zmiany stany warstwy środkowej. Na Rys. 6.2.5 b i 6.2.6 b pokazano prawdopodobieństwo zmiany stanu warstwy środkowej komórki przy zachowanych stanach polaryzatorów dla obydwu ustawień polaryzatorów i dla sygnałów zmieniających kierunek namagnesowania ze stabilnego stanu namagnesowania równoległego do osi z do stabilnego stanu namagnesowania antyrównoległego do osi z i odwrotnie. Dla tego przypadku, dla obszaru mapy z niezerowym prawdopodobieństwem, amplituda gęstości sygnału przełączającego lub jego długość trwania jest wystarczająca na tyle aby doprowadzić do zmiany stanu warstwy środkowej. Przy okazji pobudzenie sygnałem przełączającym nie prowadzi do zmiany stanów polaryzatorów. Na Rys. 6.2.5 c i 6.2.6 c pokazano prawdopodobieństwo zmiany stanu polaryzatorów. Dla tego przypadku, dla obszaru mapy z niezerowym prawdopodobieństwem, amplituda gęstości sygnału przełączającego lub jego długość trwania jest duża na tyle aby doprowadzić do zmiany stanu polaryzatorów. W takim przypadku należy przywrócić poprawny stan pracy komórki w procesie formatowania. Ze względu na czasochłonność obliczeń, omawiane mapy sporządzono dla temperatury pokojowej.

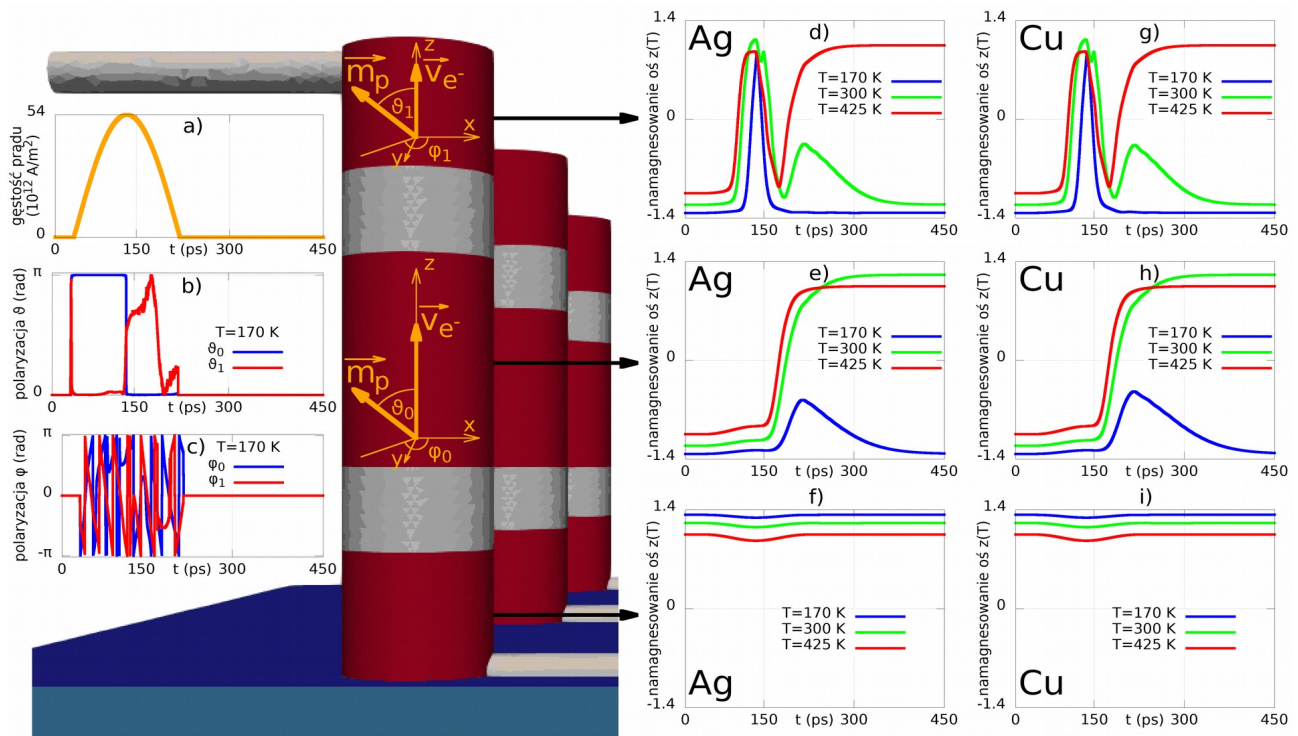


**Rys. 6.2.5** Mapy prawdopodobieństwa: a) braku zmiany stanu komórki b) przemagnesowania warstwy środkowej (w obydwu kierunkach i przy obydwu naprzeciwległych ustawieniach polaryzatorów) przy zachowanych stanach polaryzatorów c) przemagnesowania polaryzatorów dla pobudzenia komórki poprzez d) impuls sinusoidalny o odpowiednim czasie trwania i amplitudzie. Otoczenie odbierające ciepło – Ag. Temperatura otoczenia 300 K.



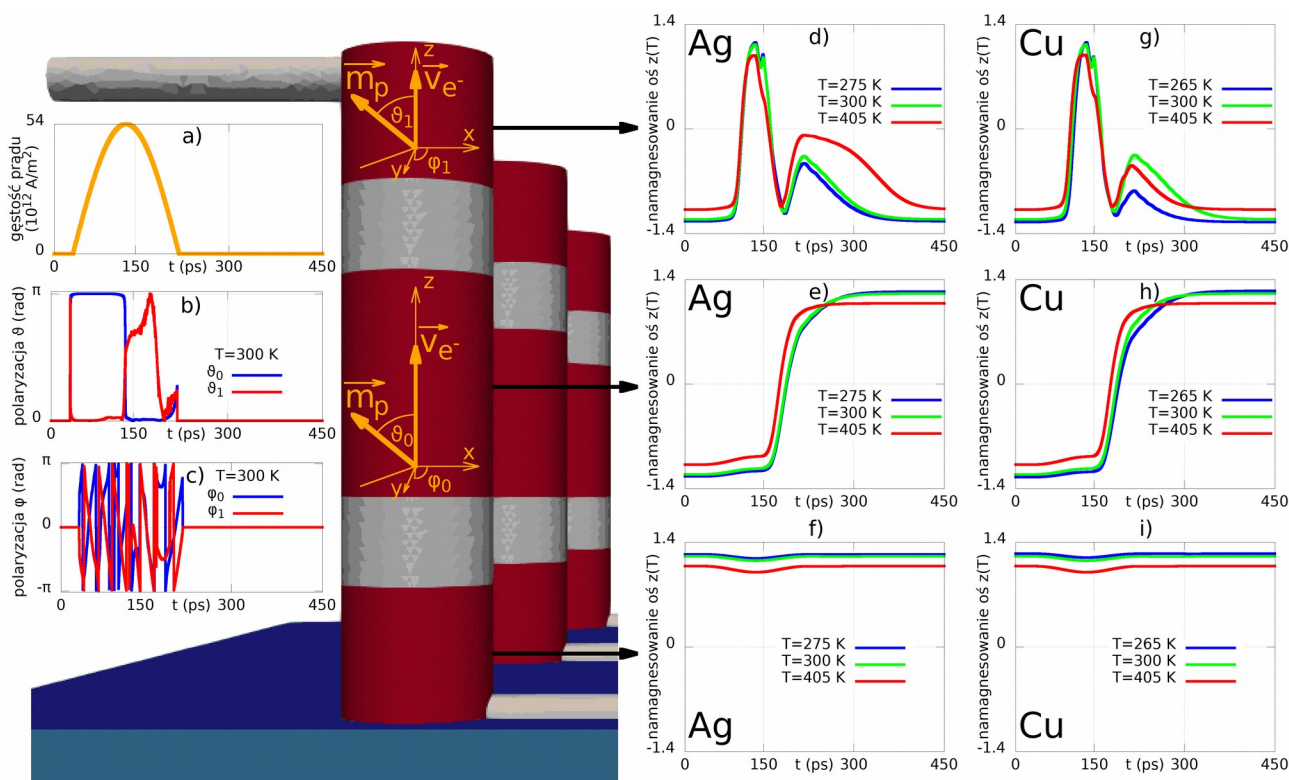
**Rys. 6.2.6** Mapy prawdopodobieństwa: a) braku zmiany stanu komórki b) przemagnesowania warstwy środkowej (w obydwu kierunkach i przy obydwu naprzeciwległych ustawieniach polaryzatorów) przy zachowanych stanach polaryzatorów c) przemagnesowania polaryzatorów dla pobudzenia komórki poprzez d) impuls sinusoidalny o odpowiednim czasie trwania i amplitudzie. Otoczenie odbierające ciepło – Cu. Temperatura otoczenia 300 K.

Dla wybranego sygnału przełączającego, identycznego dla obydwu map, dla którego prawdopodobieństwo przełączania warstwy środkowej przy zachowanych stanach polaryzatorów wyniosło jeden, przeprowadzono badania w zakresie ustalenia przedziału temperatur otoczenia, dla których prawdopodobieństwo to ciągle przyjmuje niezmienną wartość jedności. Badania określające temperaturowy zakres pracy pamięci przeprowadzono dla zakresu temperatur od 170 K do 425 K z krokiem co 5 K dla impulsu przełączającego o amplitudzie  $54 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  i czasie trwania 170 ps. Na Rys. 6.2.7 a, pokazano sygnał przełączający o amplitudzie gęstości prądu  $54 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  i czasie trwania impulsu 170 ps wraz ze zmiennym w czasie ukierunkowaniem polaryzacji prądu spinowo spolaryzowanego (Rys. 6.2.7 b, c) wyrażonym we współrzędnych sferycznych.



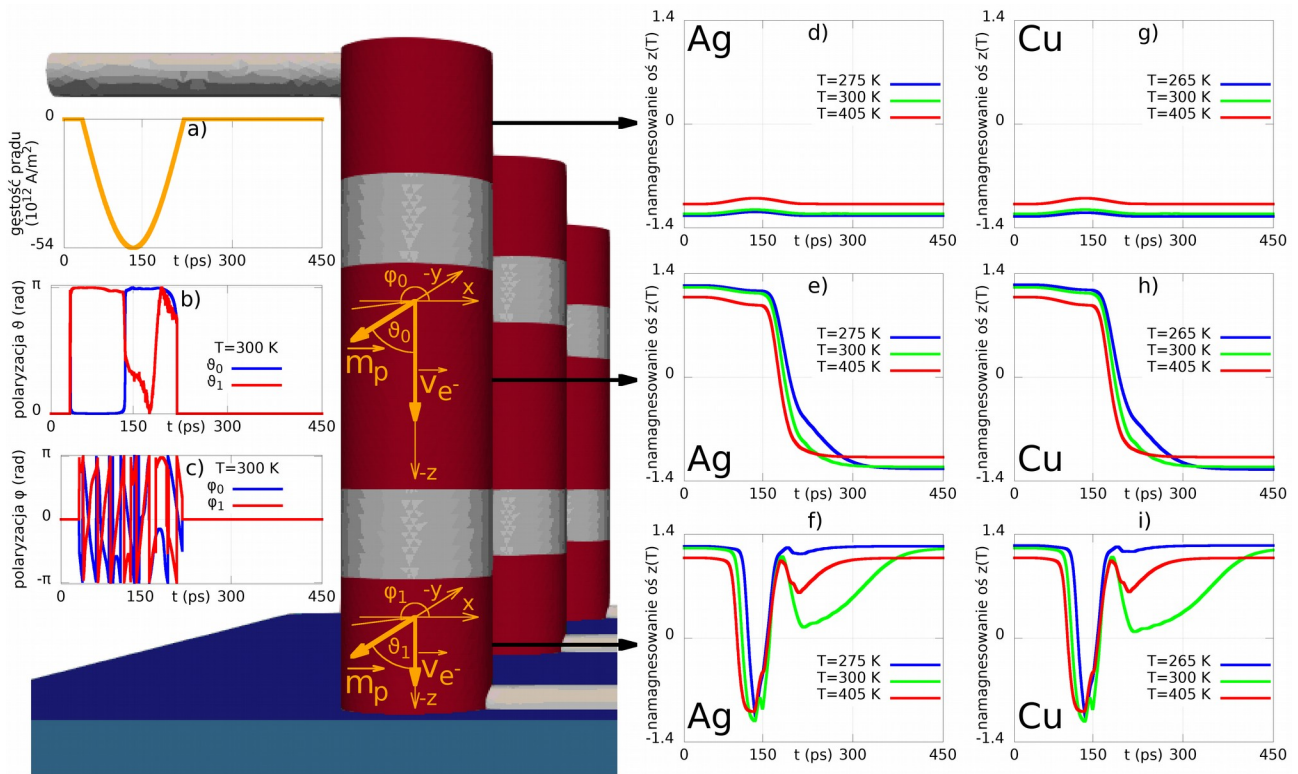
**Rys. 6.2.7** Dla pobudzenia komórki przez a) sinusoidalny impuls prądowy o czasie trwania 170 ps, amplitudzie  $54 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  i polaryzacji zenitalnej i azymutalnej pokazanej odpowiednio na b), c) - wykresy średniego namagnesowania w kierunku osi z dla otoczenia w postaci Ag: d) górny polaryzator, e) warstwa aktywna, f) dolny polaryzator oraz dla otoczenia w postaci Cu: g) górny polaryzator, h) warstwa aktywna, i) dolny polaryzator. Sytuacja dotyczy przypadku kiedy prawdopodobieństwo zmiany stanu aktywnej warstwy komórki (przy dwóch próbach) jest mniejsze od jedności dla temperatury otoczenia  $T=170 \text{ K}$  oraz wynosi jeden dla  $T=300 \text{ K}$  oraz prawdopodobieństwo zmiany stanu polaryzatora dla  $T=425 \text{ K}$  jest większe od zera.

Dla dolnego zakresu badanego przedziału temperatury czyli 170 K, prawdopodobieństwo przemagnesowania warstwy środkowej jest mniejsze niż jeden co pokazano na Rys. 6.2.7 e, h odpowiednio dla otoczenia odbierającego ciepło w postaci Ag lub Cu. Dla temperatury otoczenia 300 K prawdopodobieństwo przełączenia warstwy aktywnej wynosi jeden. Polaryzatory nie zmieniają swojego stanu w rozpatrywanym przypadku. Dla górnego zakresu przedziału temperatury wynoszącego – 425 K, prawdopodobieństwo przemagnesowania polaryzatora jest większe od zera co pokazano na Rys. 6.2.7 d (dla Ag), oraz Rys. 6.2.7 g (dla Cu). Przy zmianie dolnego i górnego zakresu badanego przedziału temperatury w przypadku otoczenia Ag odpowiednio od 275 K do 405 K oraz w przypadku Cu od 265 K do 405 K sytuacja ulega zmianie co pokazano na Rys. 6.2.8 e, h.



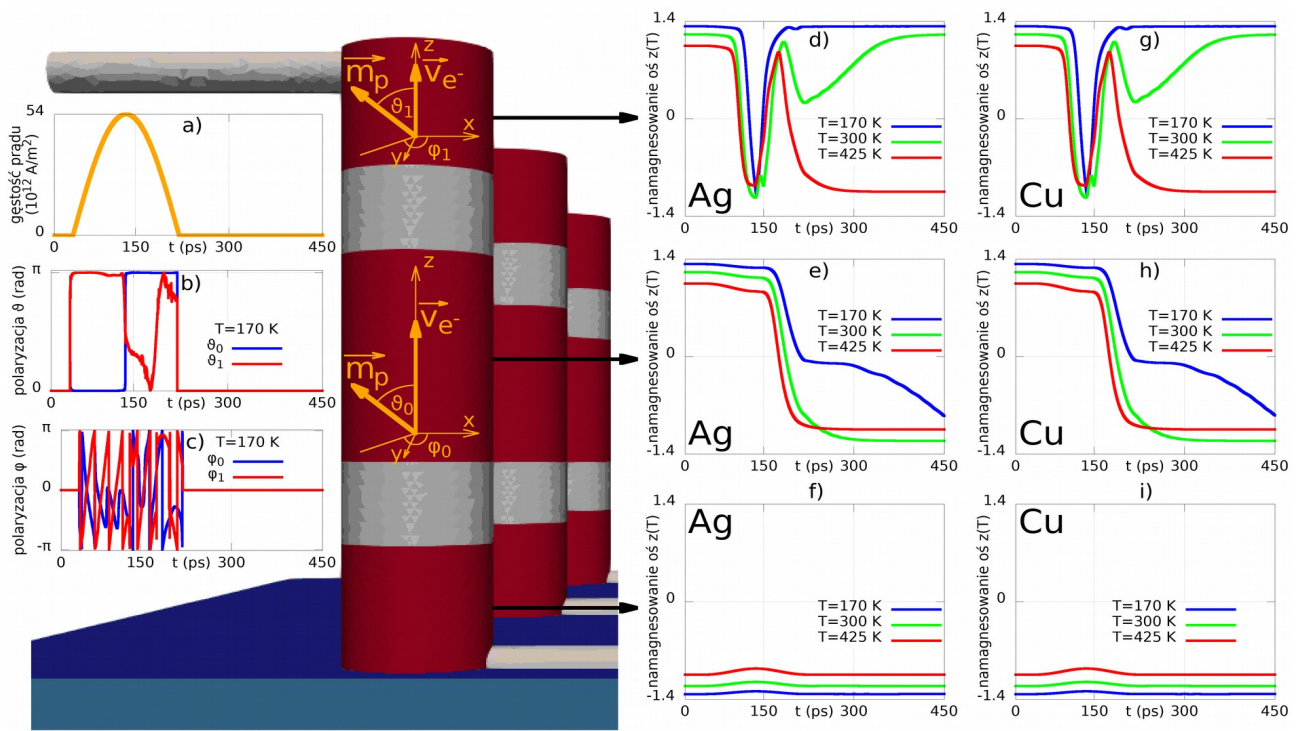
**Rys. 6.2.8** Dla pobudzenia komórki przez a) sinusoidalny impuls prądowy o czasie trwania 170 ps, amplitudzie  $54 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  i polaryzacji zenitalnej i azymutalnej pokazanej odpowiednio na b), c) - wykresy średniego namagnesowania w kierunku osi z dla otoczenia w postaci Ag: d) górny polaryzator, e) warstwa aktywna, f) dolny polaryzator oraz dla otoczenia w postaci Cu: g) górny polaryzator, h) warstwa aktywna, i) dolny polaryzator. Przypadek dotyczy sytuacji kiedy prawdopodobieństwo zmiany stanu aktywnej warstwy komórki przy zachowanych stanach polaryzatorów (przy dwóch próbach) wynosi jeden dla temperatur otoczenia  $T=265 \text{ K}$  lub  $T=300 \text{ K}$  lub  $T=405 \text{ K}$ .

Dochodzi do przełączenia warstwy aktywnej przy zachowanych stanach polaryzatorów (Rys. 6.2.8 d, g, f, i). Prawdopodobieństwo przełączenia warstwy środkowej przy nie zmienionych stanach polaryzatorów wynosi jeden dla całego zakresu temperatur od 275K do 405 K w przypadku otoczenia odbierającego ciepło w postaci Ag oraz 265 K do 405 K dla otoczenia w postaci Cu. Podobna sytuacja istnieje dla sygnału przełączającego o tym samym czasie przełączania i amplitudzie gdy kierunek przepływu prądu jest przeciwny do rozpatrywanego powyżej co pokazano na Rys. 6.2.9 a-c. Prawdopodobieństwo przełączenia warstwy środkowej przy zachowanych stanach polaryzatorów dla identycznego zakresu temperatur jak w powyższym przypadku wynosi jeden co pokazano na Rys. 6.2.9 d-f dla otoczenia wykonanego z Ag i 6.2.9 g-i dla otoczenia Cu. Jeżeli, na skutek przełączania, dojdzie do sytuacji, w której kierunek namagnesowania polaryzatorów będzie się pokrywał, wówczas należy przeprowadzić proces formatowania komórki. W przypadku odwrotnej polaryzacji polaryzatorów (Rys. 6.2.10 d, g, f, i), do rozpatrywanej powyżej, dla identycznego pobudzenia, sytuacja wygląda podobnie, jeżeli chodzi o prawdopodobieństwa przełączania poszczególnych warstw pamięci. Na Rys. 6.2.10 a, który dotyczy przypadku odwrotnej polaryzacji polaryzatorów, pokazano sygnał przełączający o amplitudzie gęstości prądu  $54 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  i czasie trwania impulsu 170 ps – identyczny jak we wcześniejszych rozważaniach. Dla temperatury 170 K, prawdopodobieństwo przemagnesowania warstwy środkowej podobnie jak w pierwszym przypadku jest mniejsze od jeden. Na Rys. 6.2.10 e, h co prawda pokazano, że dochodzi do przemagnesowania warstwy środkowej, jednakże prawdopodobieństwo takiego przemagnesowania wynosi 0.5.



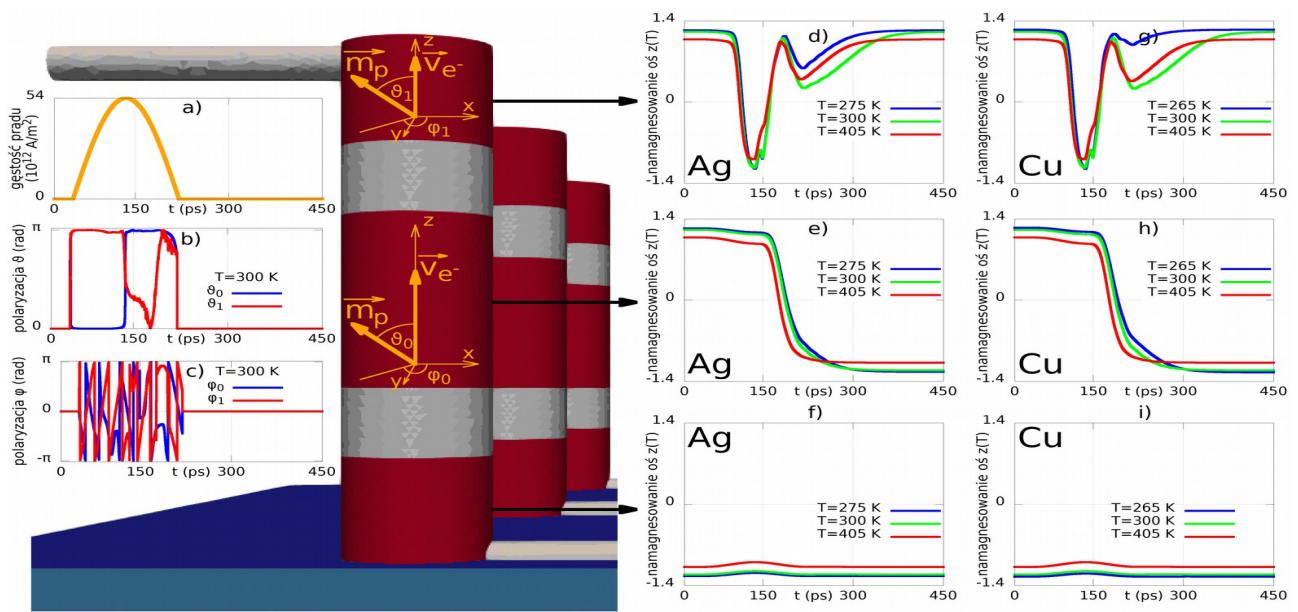
**Rys. 6.2.9** Dla pobudzenia komórki poprzez skierowany anty równoległe do osi z a) sinusoidalny impuls prądowy o czasie trwania 170 ps, amplitudzie  $54 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  i polaryzacji zenitalnej i azymutalnej pokazanej odpowiednio na b), c) - wykresy średniego namagnesowania w kierunku osi z dla otoczenia w postaci Ag: d) górny polaryzator, e) warstwa aktywna, f) dolny polaryzator oraz dla otoczenia w postaci Cu: g) górny polaryzator, h) warstwa aktywna, i) dolny polaryzator. Przypadek dotyczy sytuacji kiedy prawdopodobieństwo zmiany stanu aktywnej warstwy komórki przy zachowanych stanach polaryzatorów (przy dwóch próbach) wynosi jeden dla temperatur otoczenia  $T=275 \text{ K}$  (dla Ag) i  $T=265 \text{ K}$  (dla Cu), dla  $T=300 \text{ K}$  oraz  $T=405 \text{ K}$ .

Dla temperatury otoczenia 300 K prawdopodobieństwo przełączenia warstwy aktywnej wynosi jeden dla obydwu zastosowanych otoczeń (Rys. 6.2.11 e, h). Polaryzatory nie zmieniają swojego stanu w rozpatrywanym przypadku (zerowe prawdopodobieństwo przemagnesowania). Dla temperatury 425 K dochodzi do przemagnesowania polaryzatora z prawdopodobieństwem większym od zera. Gdy, dla przypadku odwrotnej polaryzacji polaryzatorów, zmienimy zakres temperatur odpowiednio od 275 K do 405 K dla otoczenia Ag oraz od 265 K do 405 K dla otoczenia Cu wówczas prawdopodobieństwo przemagnesowania warstwy aktywnej przy zachowanych stanach polaryzatorów wynosi jeden dla przedziału od 275 K do 405 K (otoczenie Ag) oraz od 265 K do 405 K (otoczenie Cu) co pokazano na Rys. 6.2.11 d-i. Podobna sytuacja istnieje dla sygnału przełączającego o tym samym czasie przełączania i amplitudzie gdy kierunek przepływu prądu jest przeciwny do poprzedniego przypadku co pokazano na Rys. 6.2.12 a. Prawdopodobieństwo przełączenia warstwy środkowej przy zachowanych stanach polaryzatorów dla całego zakresu temperatur wynosi jeden co pokazano na Rys. 6.2.12 d-i. Jeżeli pobudzający sygnał prądowy doprowadzi do sytuacji, w której polaryzatory osiągną namagnesowanie o identycznym kierunku wówczas należy przeprowadzić proces formatowania komórki. Należy zwrócić uwagę, że w obydwu przypadkach zróżnicowanego kierunku polaryzacji polaryzatorów, który uzyskuje się podczas procesu formatowania, osiąga się podobne rezultaty przy stosowaniu identycznych pobudzeń sinusoidalnym impulsem prądowym dla badanego zakresu temperatur.

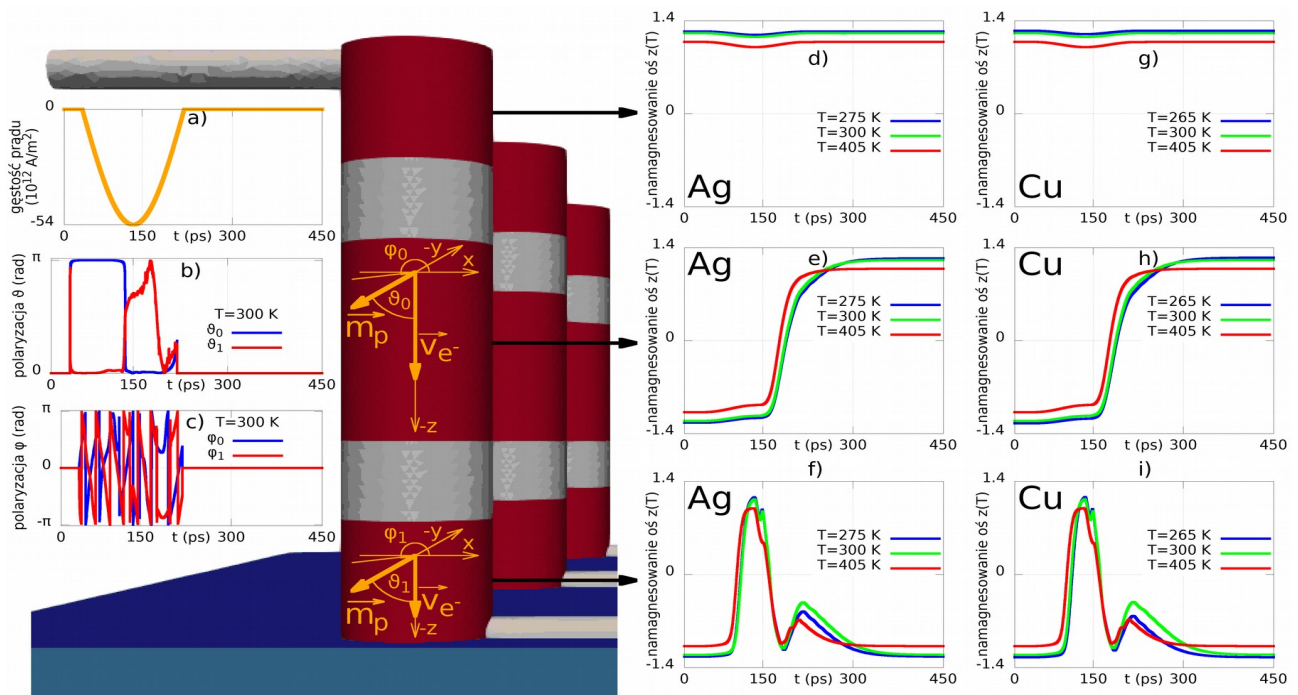


**Rys. 6.2.10** Dla pobudzenia komórki przez a) sinusoidalny impuls prądowy o czasie trwania 170 ps, amplitudzie  $54 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  i polaryzacji zenitalnej i azymutalnej pokazanej odpowiednio na b), c) - wykresy średniego namagnesowania w kierunku osi z dla otoczenia w postaci Ag: d) górny polaryzator, e) warstwa aktywna, f) dolny polaryzator oraz dla otoczenia w postaci Cu: g) górny polaryzator, h) warstwa aktywna, i) dolny polaryzator. Przypadek dotyczy sytuacji dla odwrotnej polaryzacji polaryzatorów kiedy prawdopodobieństwo przemagnesowania warstwy aktywnej (przy dwóch próbach) jest mniejsze od jeden dla temperatury otoczenia  $T=170 \text{ K}$ , oraz wynosi jeden dla  $T=300 \text{ K}$ . Prawdopodobieństwo przemagnesowania polaryzatorów w  $T=425 \text{ K}$  jest większe od zera.

Impulsy prądowe (równoległe lub antyrównoległe do osi z) o czasie trwania 170 ps i amplitudzie  $5.4 \cdot 10^{13} \text{ A/m}^2$  w obydwu antyrównoległych przypadkach ustawień polaryzatorów powodują przełączanie warstwy aktywnej i zachowanie stanów polaryzatorów z prawdopodobieństwem jeden. Dla otoczenia odbierającego ciepło z komórki wykonanego z Ag prawdopodobieństwo to zachowane jest dla przedziału temperatur od 275 K do 405 K z krokiem co 5 K oraz dla otoczenia w postaci Cu przedział ten zaczyna się od 265 K i kończy na 405 K z krokiem 5 K. Zatem temperaturowy zakres pracy komórki pamięci, która zanurzona jest w miedzi i od niej odizolowana przez warstwę izolatora MgO jest szerszy o 10 K od temperaturowego zakresu pracy komórki z otoczeniem wykonanym w postaci srebra. Uzyskiwane stany końcowe dla obydwu naprzeciwległych ukierunkowań polaryzacji polaryzatorów, uzyskiwanych podczas formatowania, po zastosowaniu identycznego spinowo spolaryzowanego prądowego impulsu przełączającego są równoważne w zakresie pomiaru magneto oporu, który określa jedynekę logiczną przy wysokiej wartości i zero logiczne przy niskiej wartości magneto oporu. Komórki pamięci z naprzeciwlegle usytuowanymi namagnesowaniami polaryzatorów oraz komórki pamięci z kierunkami namagnesowania polaryzatorów do nich przeciwnymi mogą być traktowane równoważnie dla wyznaczonego temperaturowego zakresu pracy.



**Rys. 6.2.11** Dla pobudzenia komórki przez a) sinusoidalny impuls prądu o czasie trwania 170 ps, amplitudzie  $54 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  i polaryzacji zenitalnej i azymutalnej pokazanej odpowiednio na b), c) - wykresy średniego namagnesowania w kierunku osi z dla otoczenia w postaci Ag: d) górny polaryzator, e) warstwa aktywna, f) dolny polaryzator oraz dla otoczenia w postaci Cu: g) górny polaryzator, h) warstwa aktywna, i) dolny polaryzator. Pokazano przypadek dla odwrotnej polaryzacji polaryzatorów kiedy prawdopodobieństwo zmiany stanu warstwy aktywnej przy zachowanych stanach polaryzatorów (przy dwóch próbach) wynosi jeden dla temperatur otoczenia  $T=275 \text{ K}$  (Ag),  $T=265 \text{ K}$  (Cu) oraz dla  $T=300 \text{ K}$  lub  $T=405 \text{ K}$ .

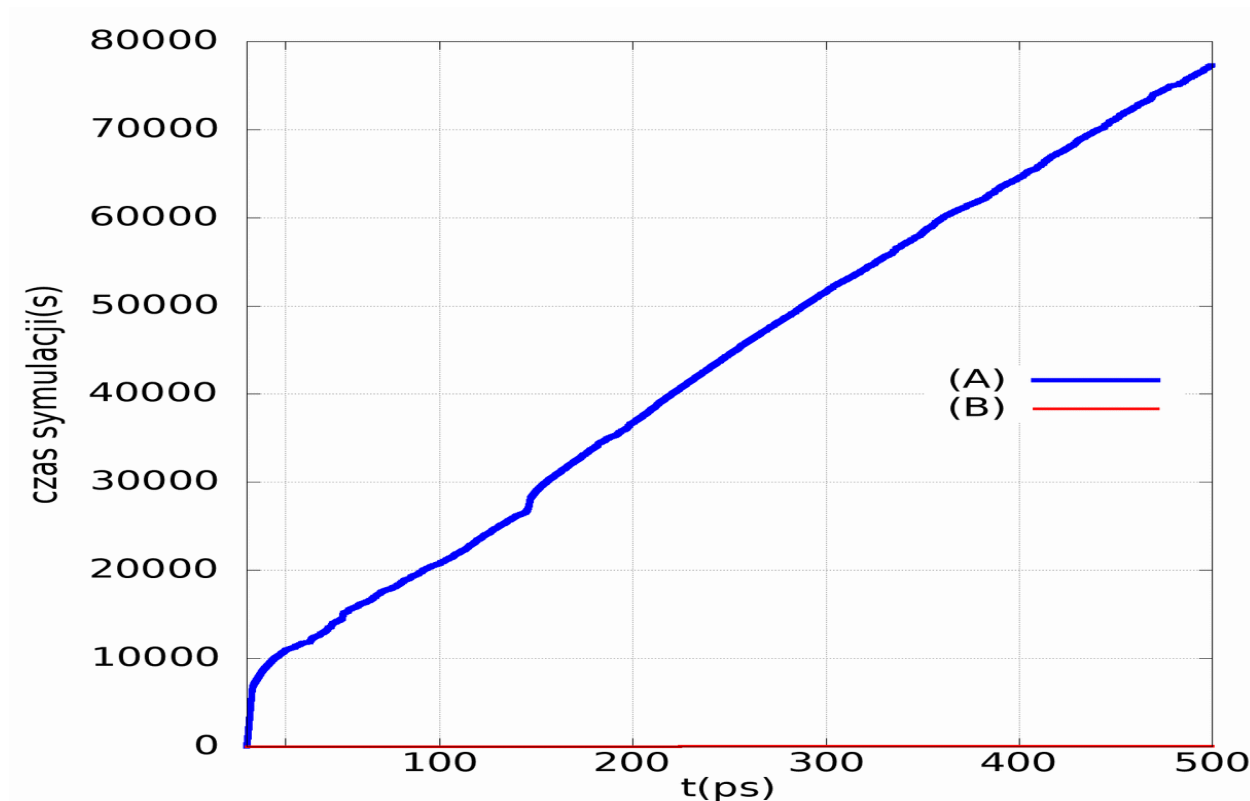


**Rys. 6.2.12** Dla pobudzenia komórki przez antyrównoległy do osi z a) sinusoidalny impuls prądu o czasie trwania 170 ps, amplitudzie  $54 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  i polaryzacji zenitalnej i azymutalnej pokazanej odpowiednio na b), c) - wykresy średniego namagnesowania w kierunku osi z dla otoczenia w postaci Ag: d) górny polaryzator, e) warstwa aktywna, f) dolny polaryzator oraz dla otoczenia w postaci Cu: g) górny polaryzator, h) warstwa aktywna, i) dolny polaryzator. Pokazano przypadek kiedy prawdopodobieństwo zmiany stanu warstwy aktywnej przy zachowanych stanach polaryzatorów (przy dwóch próbach) wynosi jeden dla temperatur otoczenia  $T=275 \text{ K}$  (Ag),  $T=265 \text{ K}$  (Cu) oraz dla  $T=300 \text{ K}$  lub  $T=405 \text{ K}$ .



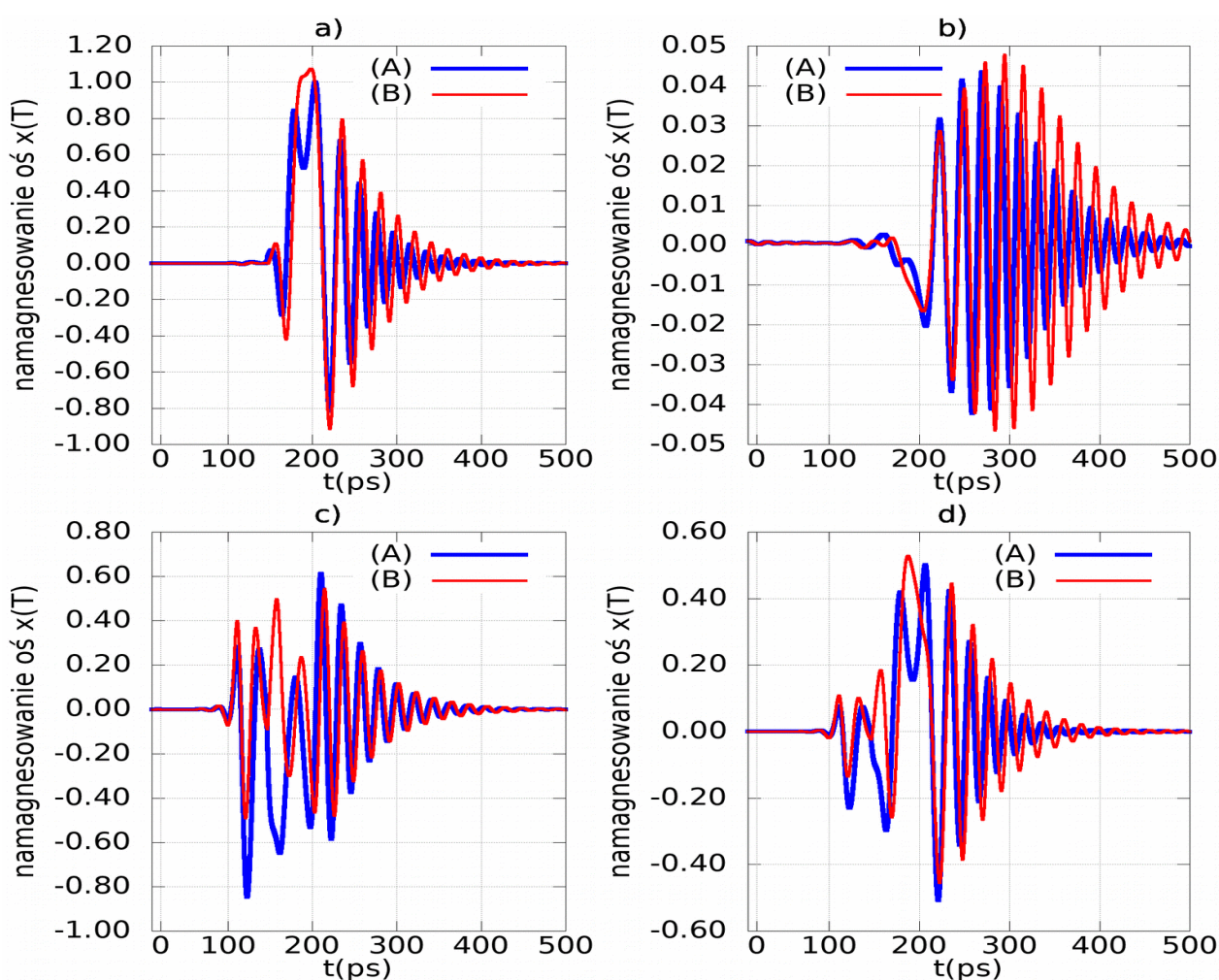
### 6.3 Efektywność numeryczna i skalowalność oprogramowania

Zastosowanie technologii MPI zaimplementowanej w bibliotece MPICH2, używanej w autorskim oprogramowaniu, umożliwia uzyskanie skalowalności oprogramowania i stosowanie rozproszonych struktur danych. Wersję oprogramowania z zaimplementowanym równaniem LLB przetestowano na klastrze obliczeniowym złożonym z dwóch typów komputerów połączonych kartami ethernet: z 48 rdzeniowym procesorem typu AMD THREADRIPPER oraz w systemie dwuprocessorowym z procesorami AMD OPTERON – każdy z 16 rdzeniami. Łącznie zatem dysponowano 80 węzłami obliczeniowymi. Elementy klastra obliczeniowego pracowały w oparciu o systemy operacyjne Linux (dystrybucja Fedora). Testy wykonywano podczas badania modeli wysokotemperaturowych z rozdz. 6.2. Nowszy system z procesorem THREADRIPPER wykazywał się lepszymi osiągnięciami (około 60%) od starszego systemu z dwoma OPTERONAMI. Przy czym najwyższą wydajność osiągało się w obydwu systemach wykorzystując tylko część węzłów obliczeniowych (THREADRIPPER – 18 z 48 oraz OPTERON – 18 z 36), co związane jest relatywnie niskimi przepustowościami kanałów komunikacji międzyprocesowej w obrębie procesorów i pamięci. Dla ustalonych parametrów symulacji co podano w Tab. 4, dla pojedynczej komórki pamięci bez niemagnetycznych złączy doprowadzających sygnał, w układzie nieotoczonym warstwą izolującą MgO i przy użyciu materiału odbierającego ciepło w postaci materiału termo przewodzącego o parametrach cieplnych zawartych w [60], przeprowadzono porównanie metodyki nieuproszczonej implementującej pełną dyskretyzację w zakresie równania LLB i wyrazów pola efektywnego oraz uproszczonej obliczanej tylko na węzłach dyskretyzacji.

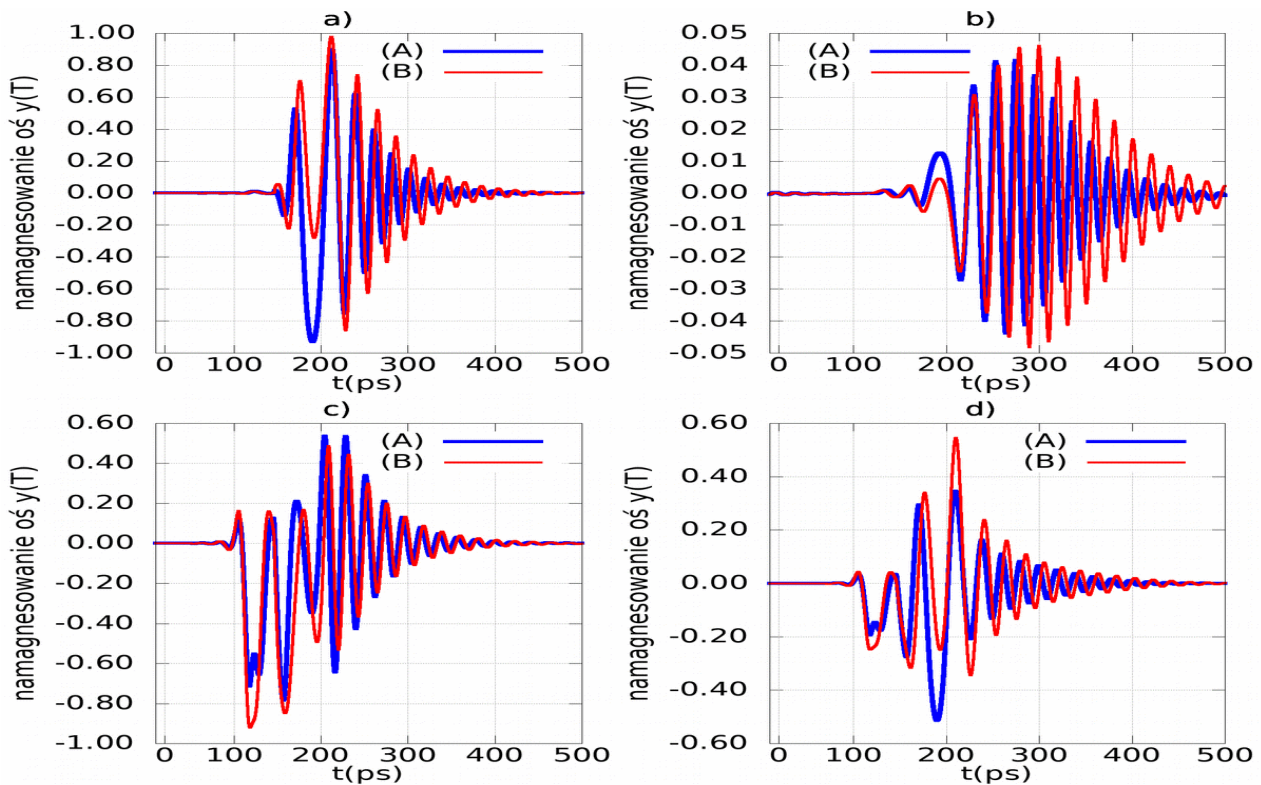


**Rys. 6.3.1** Porównanie czasu symulacji modelu z rozdz. 6.3 - układu jedno bitowej komórki pamięci magnetycznej, dla amplitudy prądu przełączającego  $54e12$  A/m<sup>2</sup> i czasie przełączania 170ps, przy zastosowaniu (A) nieuproszczonej metodyki elementów skończonych stosowanej w równaniu LLB i wyrazach pola efektywnego z (B) uproszczoną metodyką.

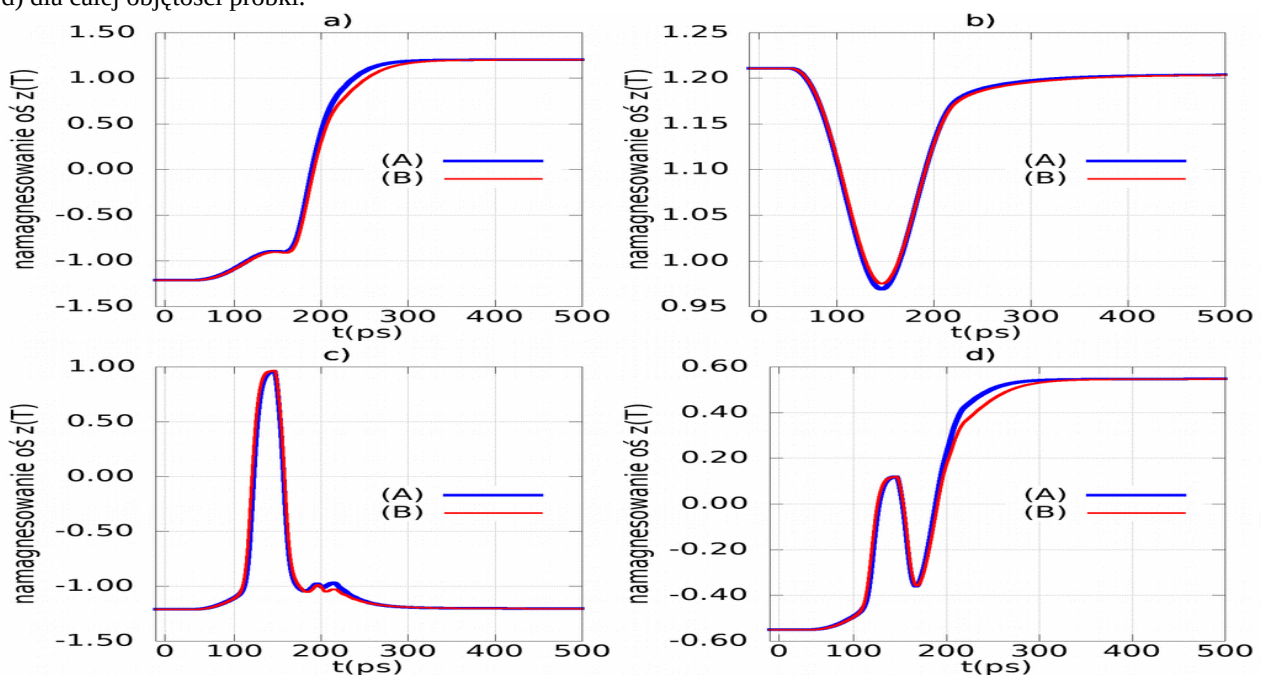
W metodyce nieuproszczonej zastosowano wzory:(19), (103), (121), (43), (69), (63), (78), (85), (86). W metodyce uproszczonej zastosowano wzory: (27), (110), (126), (45), (60), (70), (80), (85), (86). Wyniki porównania symulacji pokazano na Rys. 6.3.1 – 6.3.13. Na Rys. 6.3.1 porównano czasy symulacji. W metodzie uproszczonej czas symulacji wyniósł około 60 sekund. Natomiast symulacja wykorzystująca pełną dyskretyzację trwała ponad 25 godzin. Rezultaty symulacji w zakresie ewolucji namagnesowania (Rys. 6.3.3 – 6.3.4), namagnesowania docelowego i modułu namagnesowania (Rys. 6.3.5 i 6.3.6) oraz wykresu funkcji czi koniecznej do wyznaczenia pola materiałowego (Rys. 6.3.7), temperatury (Rys. 6.3.8) oraz poszczególnych wyrazów energii (Rys. 6.3.9 – 6.3.13) nie różnią się znacząco porównując obydwie metody implementacji. Przy czym brak istotnych różnic odnosi się zarówno do obszarów wyróżnionych próbki (polaryzatory i warstwa aktywna) jak i całości próbki. Do celów praktycznych i badawczych zasadniczo zastosowanie ma metoda uproszczona, która ma akceptowalny czas trwania symulacji (minuty) w stosunku do metody nieuproszczonej gdzie symulacja rozciąga się na wiele godzin.



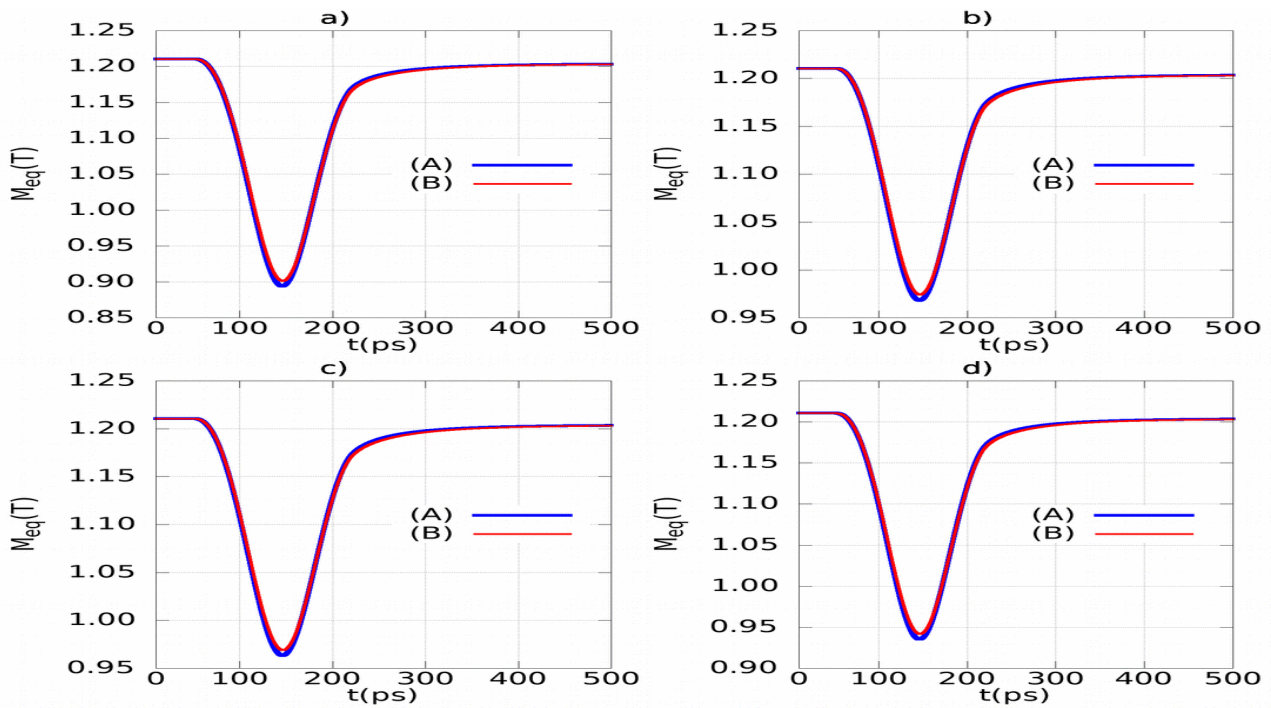
**Rys. 6.3.2** Porównanie ewolucji namagnesowania w kierunku osi x modelu z rozdz. 6.3 - układu jedno bitowej komórki pamięci magnetycznej, dla amplitudy prądu przełączającego  $54e12$  A/m<sup>2</sup> i czasie przełączania 170ps, przy zastosowaniu (A) nieuproszczonej metodyki elementów skończonych stosowanej w równaniu LLB i wyrazach pola efektywnego z (B) uproszczoną metodyką dla a) aktywnej warstwy; b) górnego polaryzatora; c) dolnego polaryzatora; d) dla całej objętości próbki.



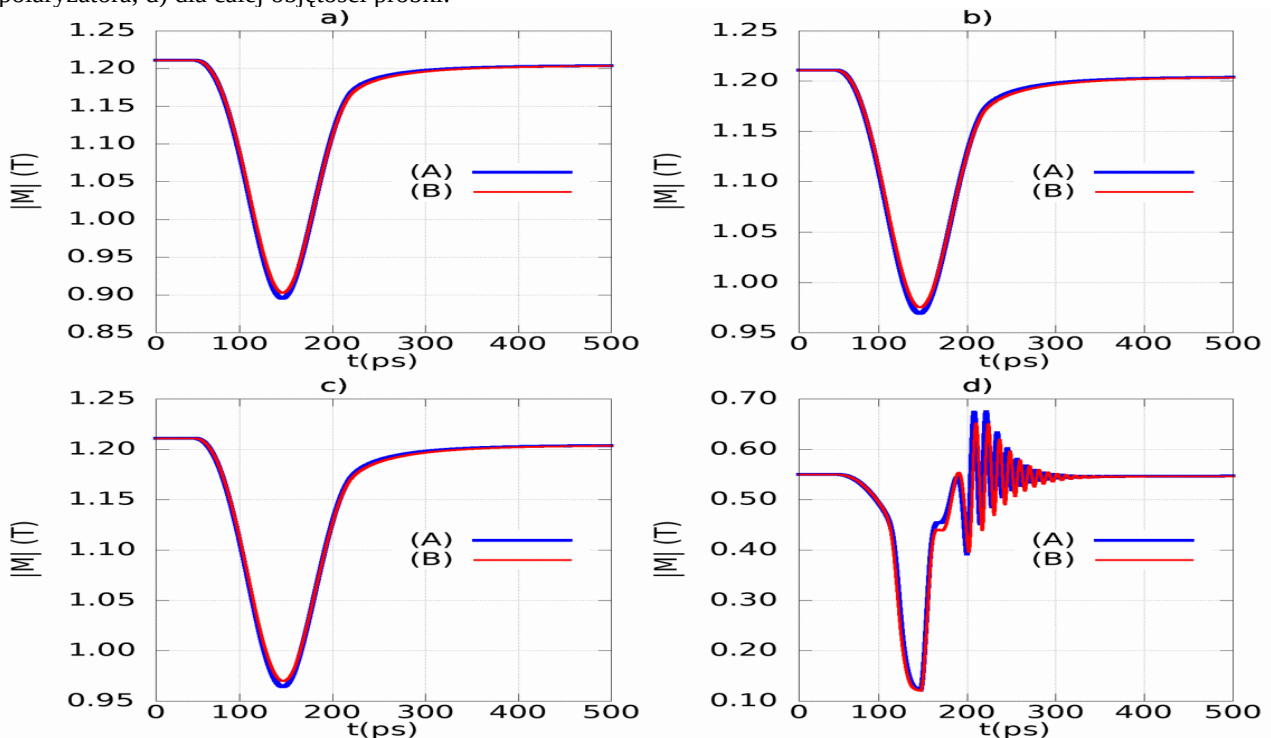
**Rys. 6.3.3** Porównanie ewolucji namagnesowania w kierunku osi y modelu z rozdz. 6.3 - układu jedno bitowej komórki pamięci magnetycznej, dla amplitudy prądu przełączającego  $54e12$  A/m<sup>2</sup> i czasie przełączania 170ps, przy zastosowaniu (A) nieuproszczonej metodyki elementów skończonych stosowanej w równaniu LLB i wyrazach pola efektywnego z (B) uproszczoną metodyką dla a) aktywnej warstwy; b) górnego polaryzatora; c) dolnego polaryzatora; d) dla całej objętości próbki.



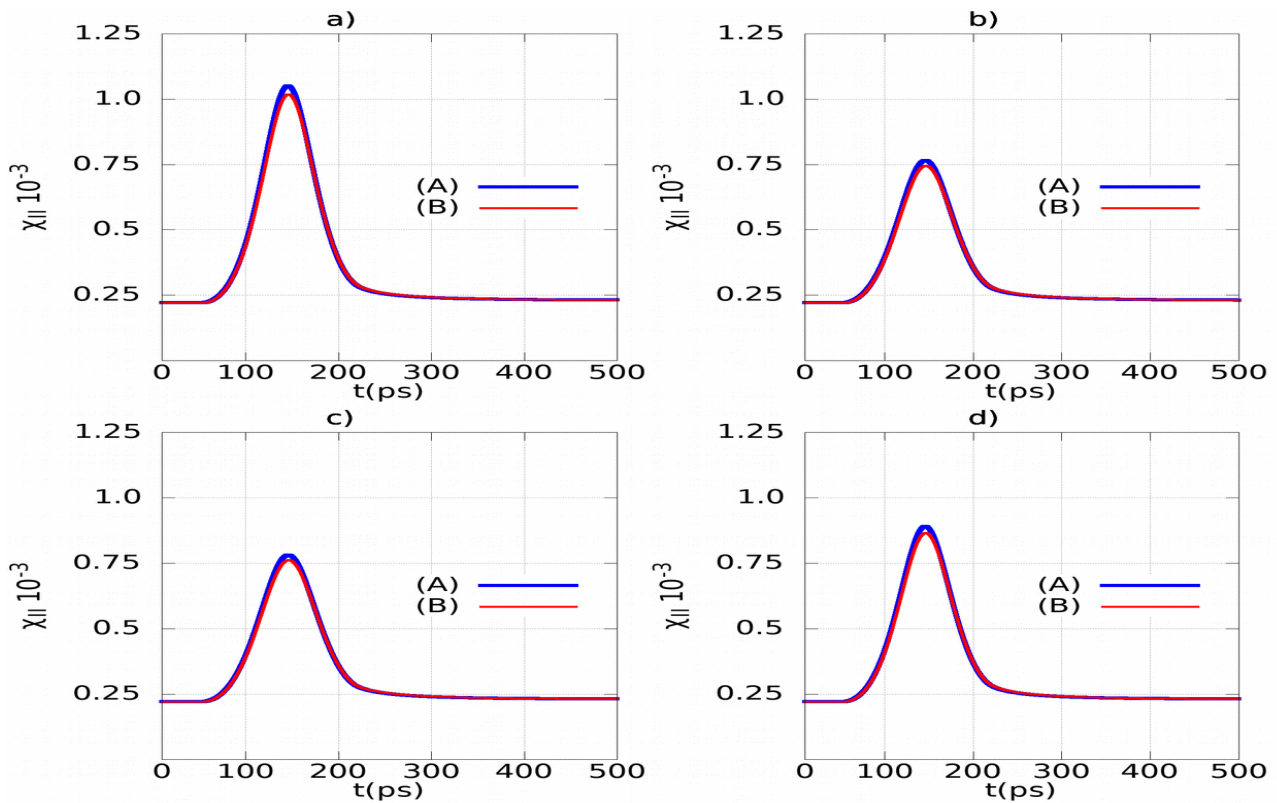
**Rys. 6.3.4** Porównanie ewolucji namagnesowania w kierunku osi z modelu z rozdz. 6.3 - układu jedno bitowej komórki pamięci magnetycznej, dla amplitudy prądu przełączającego  $54e12$  A/m<sup>2</sup> i czasie przełączania 170ps, przy zastosowaniu (A) nieuproszczonej metodyki elementów skończonych stosowanej w równaniu LLB i wyrazach pola efektywnego z (B) uproszczoną metodyką dla a) aktywnej warstwy; b) górnego polaryzatora; c) dolnego polaryzatora; d) dla całej objętości próbki.



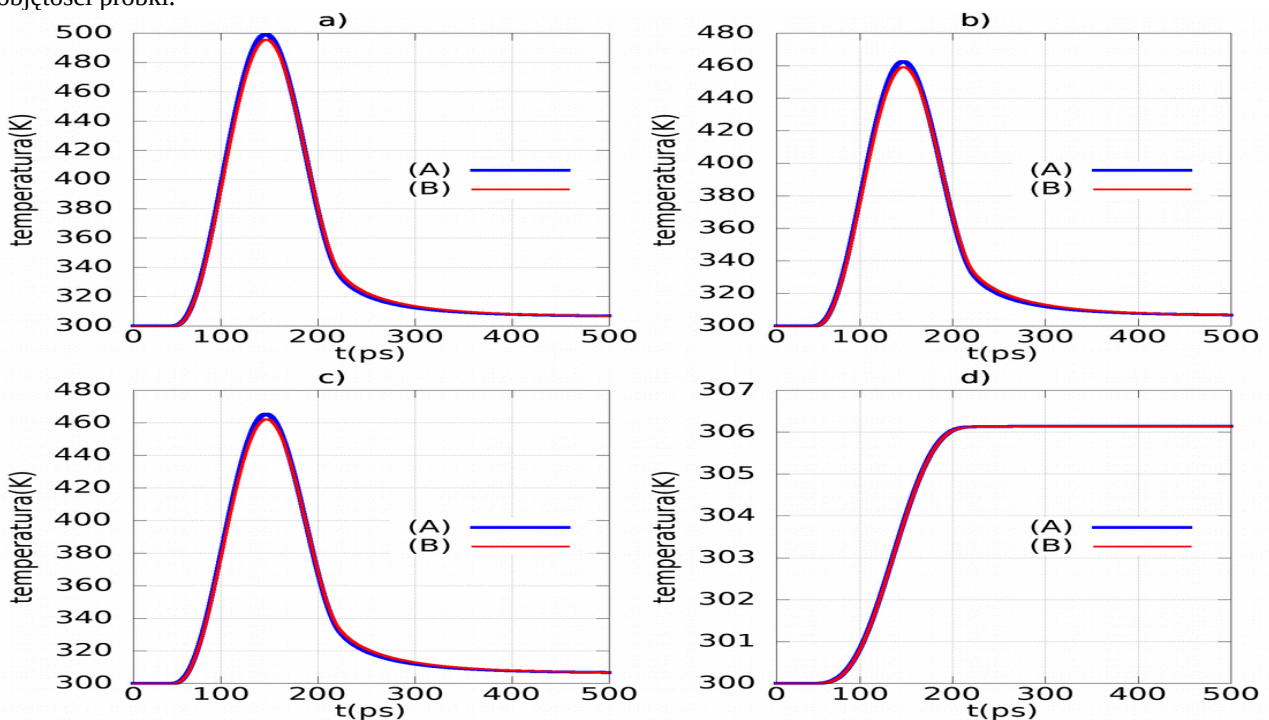
**Rys. 6.3.5** Porównanie zależnego od temperatury namagnesowania nasycenia modelu z rozdz. 6.3 - układu jedno bitowej komórki pamięci magnetycznej, dla amplitudy prądu przełączającego  $54e12$  A/m<sup>2</sup> i czasie przełączania 170ps, przy zastosowaniu (A) nieuproszczonej metodyki elementów skończonych stosowanej w równaniu LLB i wyrazach pola efektywnego z (B) uproszczoną metodyką dla a) aktywnej warstwy; b) górnego polaryzatora; c) dolnego polaryzatora; d) dla całej objętości próbki.



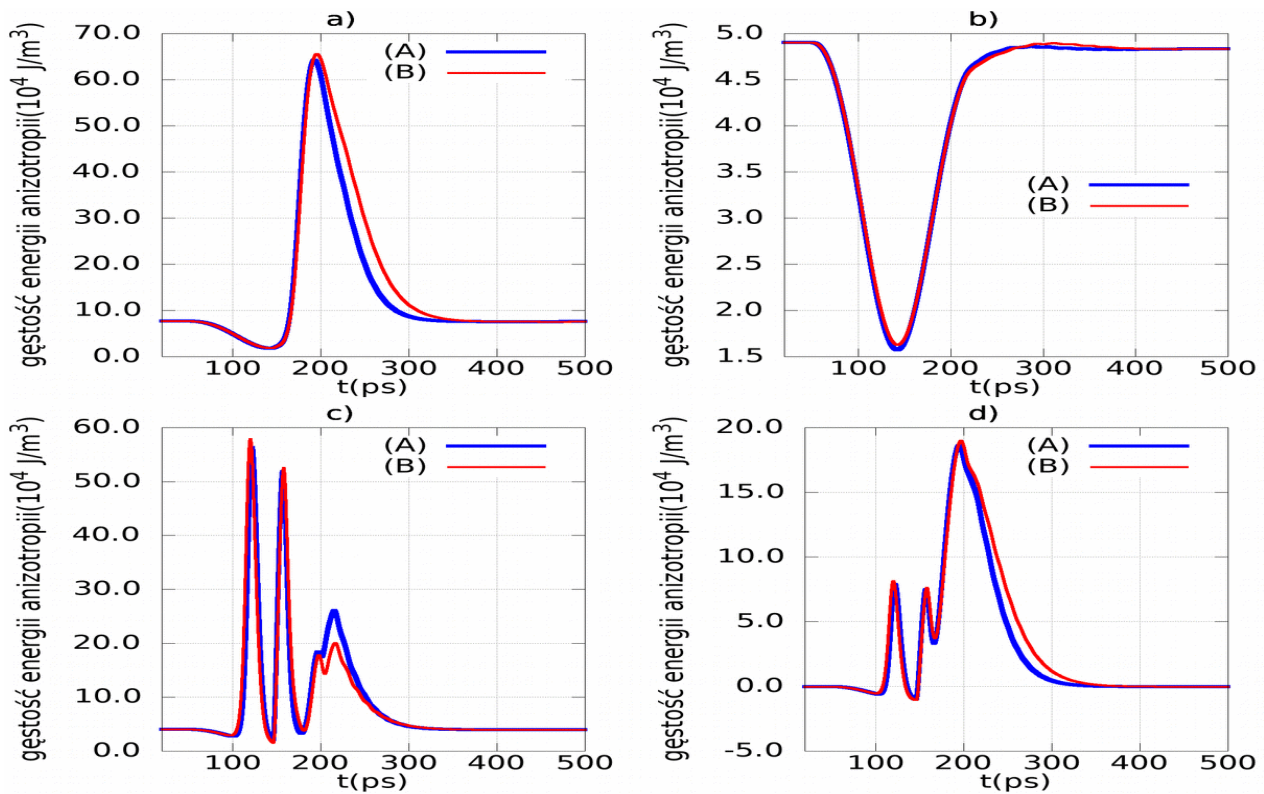
**Rys. 6.3.6** Porównanie zależnego od temperatury modułu namagnesowania modelu z rozdz. 6.3 - układu jedno bitowej komórki pamięci magnetycznej, dla amplitudy prądu przełączającego  $54e12$  A/m<sup>2</sup> i czasie przełączania 170ps, przy zastosowaniu (A) nieuproszczonej metodyki elementów skończonych stosowanej w równaniu LLB i wyrazach pola efektywnego z (B) uproszczoną metodyką dla a) aktywnej warstwy; b) górnego polaryzatora; c) dolnego polaryzatora; d) dla całej objętości próbki.



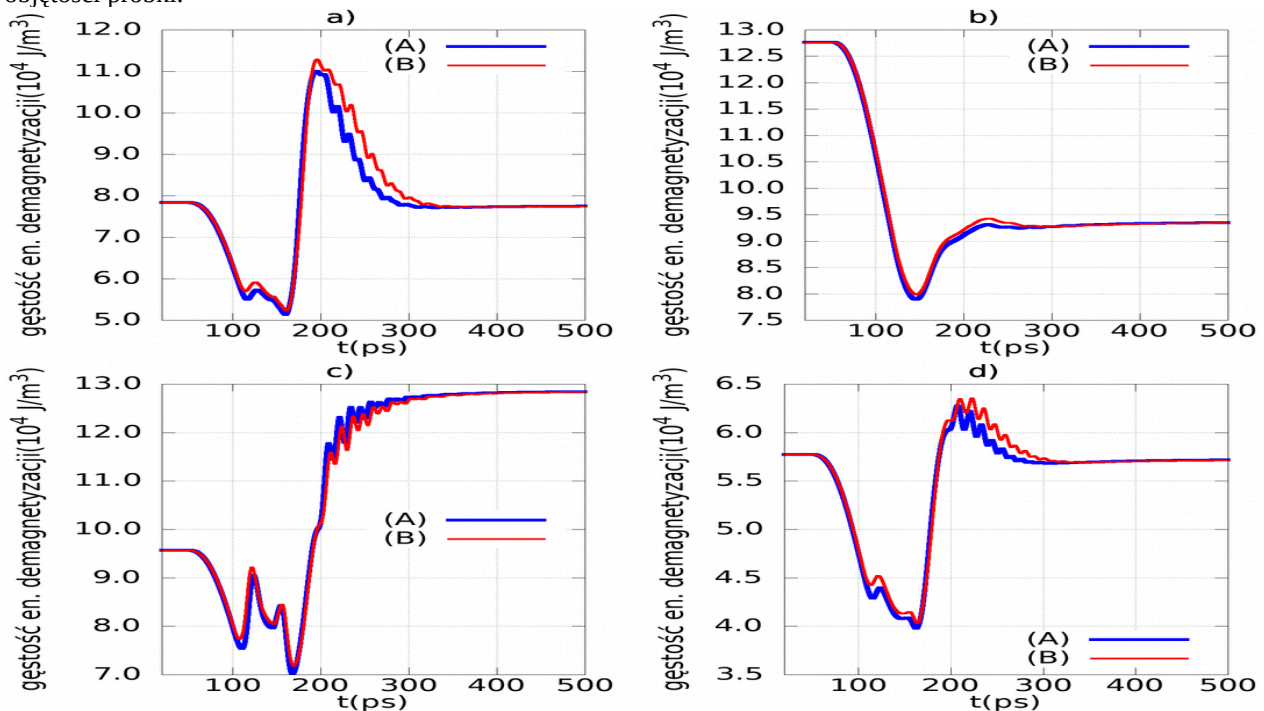
**Rys. 6.3.7** Porównanie zależnej od temperatury funkcji chi modelu z rozdz. 6.3 - układu jednobitowej komórki pamięci magnetycznej, dla amplitudy prądu przełączającego  $54e12$  A/m<sup>2</sup> i czasie przełączania 170ps, przy zastosowaniu (A) nieuproszczonej metodyki elementów skończonych stosowanej w równaniu LLB i wyrazach pola efektywnego z (B) uproszczoną metodyką dla a) aktywnej warstwy; b) górnego polaryzatora; c) dolnego polaryzatora; d) dla całej objętości próbki.



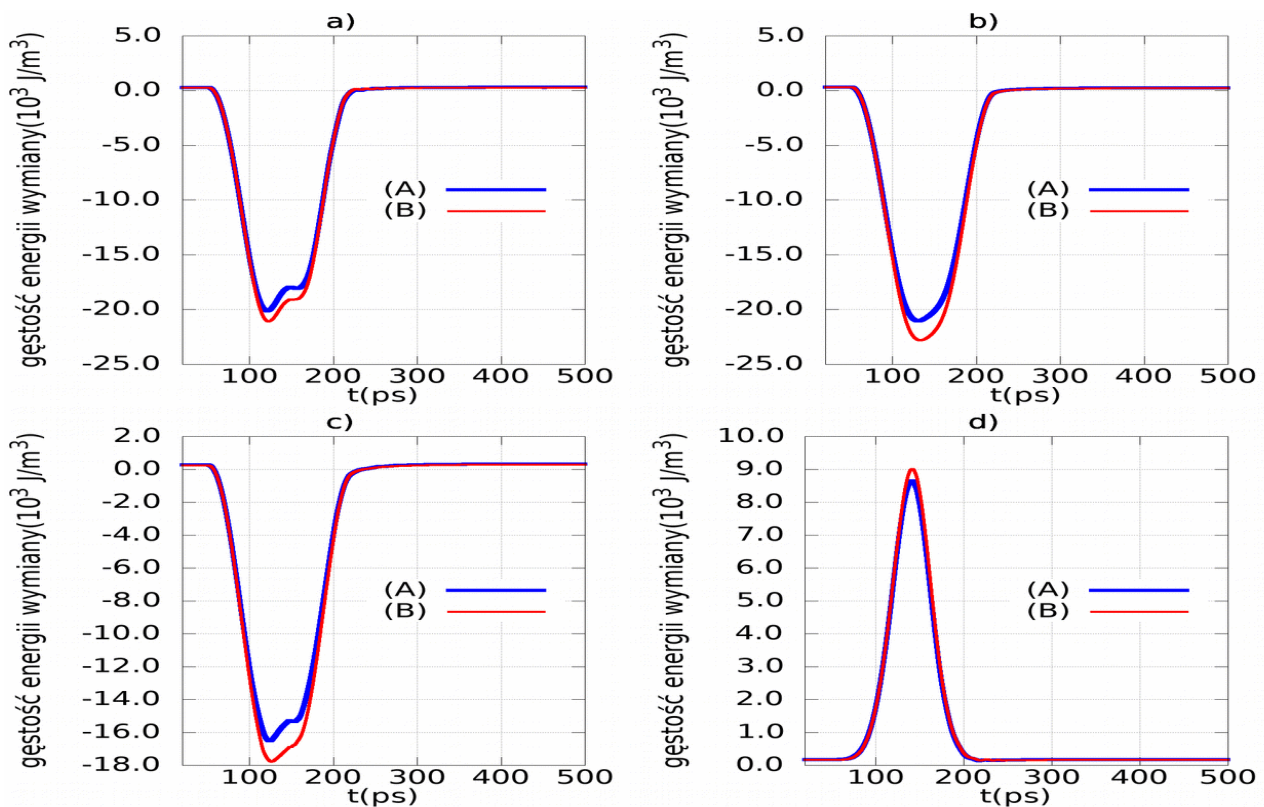
**Rys. 6.3.8** Porównanie temperatury modelu z rozdz. 6.3 - układu jednobitowej komórki pamięci magnetycznej, dla amplitudy prądu przełączającego  $54e12$  A/m<sup>2</sup> i czasie przełączania 170ps, przy zastosowaniu (A) nieuproszczonej metodyki elementów skończonych stosowanej w równaniu LLB i wyrazach pola efektywnego z (B) uproszczoną metodyką dla a) aktywnej warstwy; b) górnego polaryzatora; c) dolnego polaryzatora; d) dla całej objętości próbki (wraz z otoczeniem).



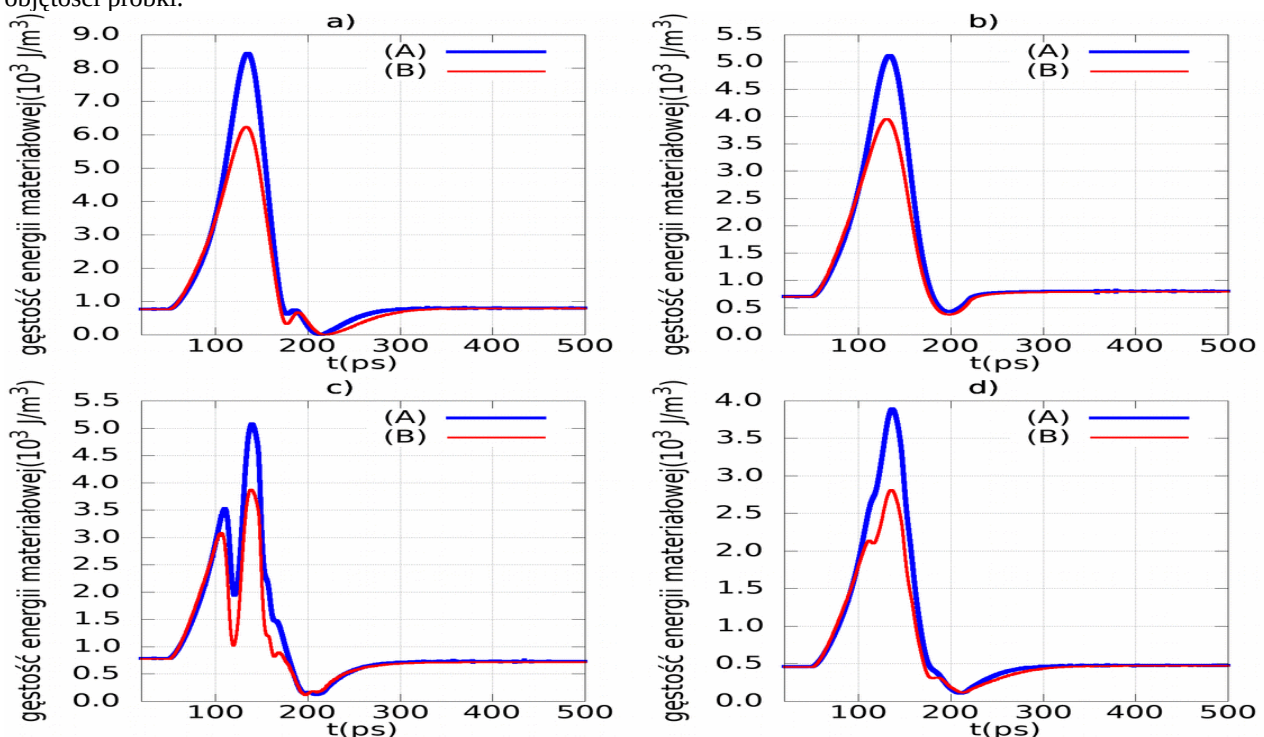
**Rys. 6.3.9** Porównanie zmian gęstości energii anizotropii modelu z rozdz. 6.3 - układu jednobitowej komórki pamięci magnetycznej, dla amplitudy prądu przełączającego  $54e12 \text{ A/m}^2$  i czasie przełączania 170ps, przy zastosowaniu (A) nieuproszczonej metodyki elementów skończonych stosowanej w równaniu LLB i wyrazach pola efektywnego z (B) uproszczoną metodyką dla a) aktywnej warstwy; b) górnego polaryzatora; c) dolnego polaryzatora; d) dla całej objętości próbki.



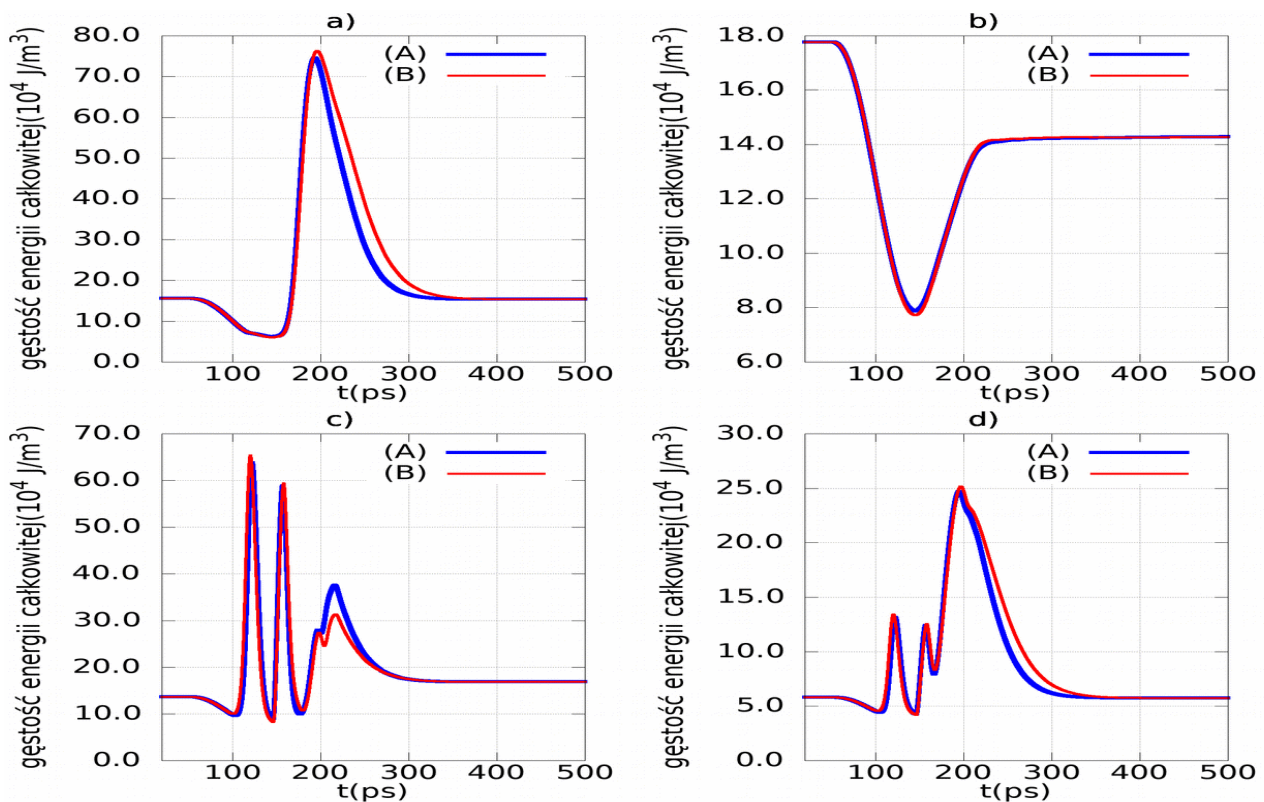
**Rys. 6.3.10** Porównanie zmian gęstości energii demagnetyzacji modelu z rozdz. 6.3 - układu jednobitowej komórki pamięci magnetycznej, dla amplitudy prądu przełączającego  $54e12 \text{ A/m}^2$  i czasie przełączania 170ps, przy zastosowaniu (A) nieuproszczonej metodyki elementów skończonych stosowanej w równaniu LLB i wyrazach pola efektywnego z (B) uproszczoną metodyką dla a) aktywnej warstwy; b) górnego polaryzatora; c) dolnego polaryzatora; d) dla całej objętości próbki.



**Rys. 6.3.11** Porównanie zmian gęstości energii wymiany modelu z rozdz. 6.3 - układu jednobitowej komórki pamięci magnetycznej, dla amplitudy prądu przełączającego  $54e12$  A/m<sup>2</sup> i czasie przełączania 170ps, przy zastosowaniu (A) nieuproszczonej metodyki elementów skończonych stosowanej w równaniu LLB i wyrazach pola efektywnego z (B) uproszczoną metodyką dla a) aktywnej warstwy; b) górnego polaryzatora; c) dolnego polaryzatora; d) dla całej objętości próbki.



**Rys. 6.3.12** Porównanie zmian gęstości energii materiałowej modelu z rozdz. 6.3 - układu jednobitowej komórki pamięci magnetycznej, dla amplitudy prądu przełączającego  $54e12$  A/m<sup>2</sup> i czasie przełączania 170ps, przy zastosowaniu (A) nieuproszczonej metodyki elementów skończonych stosowanej w równaniu LLB i wyrazach pola efektywnego z (B) uproszczoną metodyką dla a) aktywnej warstwy; b) górnego polaryzatora; c) dolnego polaryzatora; d) dla całej objętości próbki.

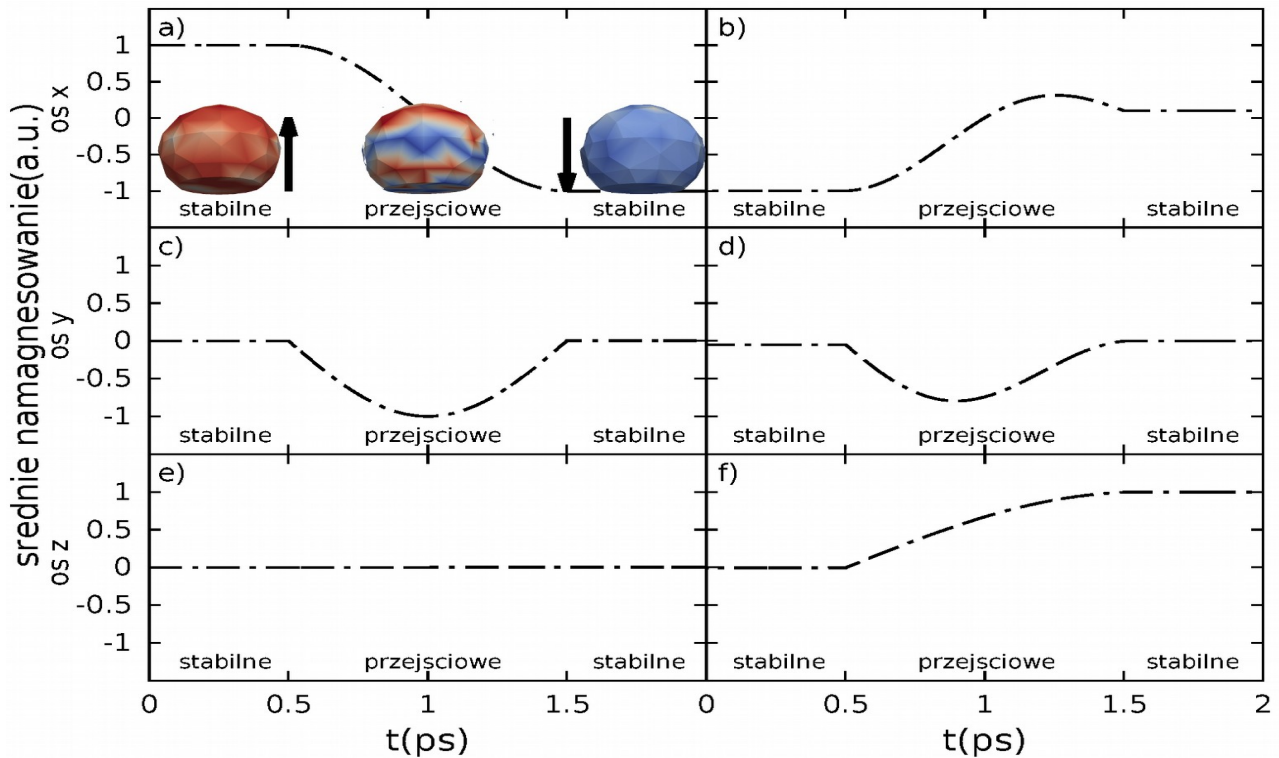


**Rys. 6.3.13** Porównanie zmian gęstości energii całkowitej modelu z rozdz. 6.3 - układu jednobitowej komórki pamięci magnetycznej, dla amplitudy prądu przełączającego  $54e12$  A/m<sup>2</sup> i czasie przełączania 170ps, przy zastosowaniu (A) nieuproszczonej metodyki elementów skończonych stosowanej w równaniu LLB i wyrazach pola efektywnego z (B) uproszczoną metodyką dla a) aktywnej warstwy; b) górnego polaryzatora; c) dolnego polaryzatora; d) dla całej objętości próbki.

## 6.4 Wielostanowa komórka pamięci przełączana polem zewnętrznym

Na Rys. 6.4.1 pokazano przykładowe przemagnesowanie pomiędzy dwoma parami stanów stabilnych wiele - stanowej kulistej komórki magnetycznej wykonanej z żelaza. Płaszczyzna magnetycznej energii całkowitej w rozpatrywanym przypadku posiadała co najmniej 8 ekstremów energetycznych [49], w których uzyskiwano quasi – stabilne (niezależne od czasu) rozkłady namagnesowania. Dzięki temu komórka może być wykorzystana jako 3 – bitowa pamięć o wysokiej gęstości zapisu. Struktura energetyczna żelaznej komórki nano - metrycznej o kształcie kulistym, charakteryzuje się istotnym wkładem pochodzącym od energii anizotropii kubicznej, która, posiada liczne ekstrema energetyczne. Dzięki wysokiej procentowej zawartości energii anizotropii w całkowitej energii magnetycznej, ta ostatnia charakteryzuje się pofałdowaną płaszczyzną rozpiętą nad dziedziną współrzędnych sferycznych namagnesowania [49]. Pofałdowanie płaszczyzny energii umożliwia znajdowanie quasi – stabilnych rozkładów namagnesowania w ekstremach energetycznych tejże płaszczyzny. Lokalne ekstremum znajduwane jest dzięki procesowi minimalizacji energii. Po znalezieniu stabilnych rozkładów namagnesowania, należy poszukiwać sygnałów przełączających, które umożliwią przejście z rozkładu namagnesowania w jednym ekstremum do rozkładu namagnesowania w innym ekstremum. Dzięki temu zmieni się stan komórki co zaowocuje nie tylko zmianą kierunku namagnesowania komórki ale także zmianą magneto - oporu, dzięki któremu można będzie ustalić stan komórki.

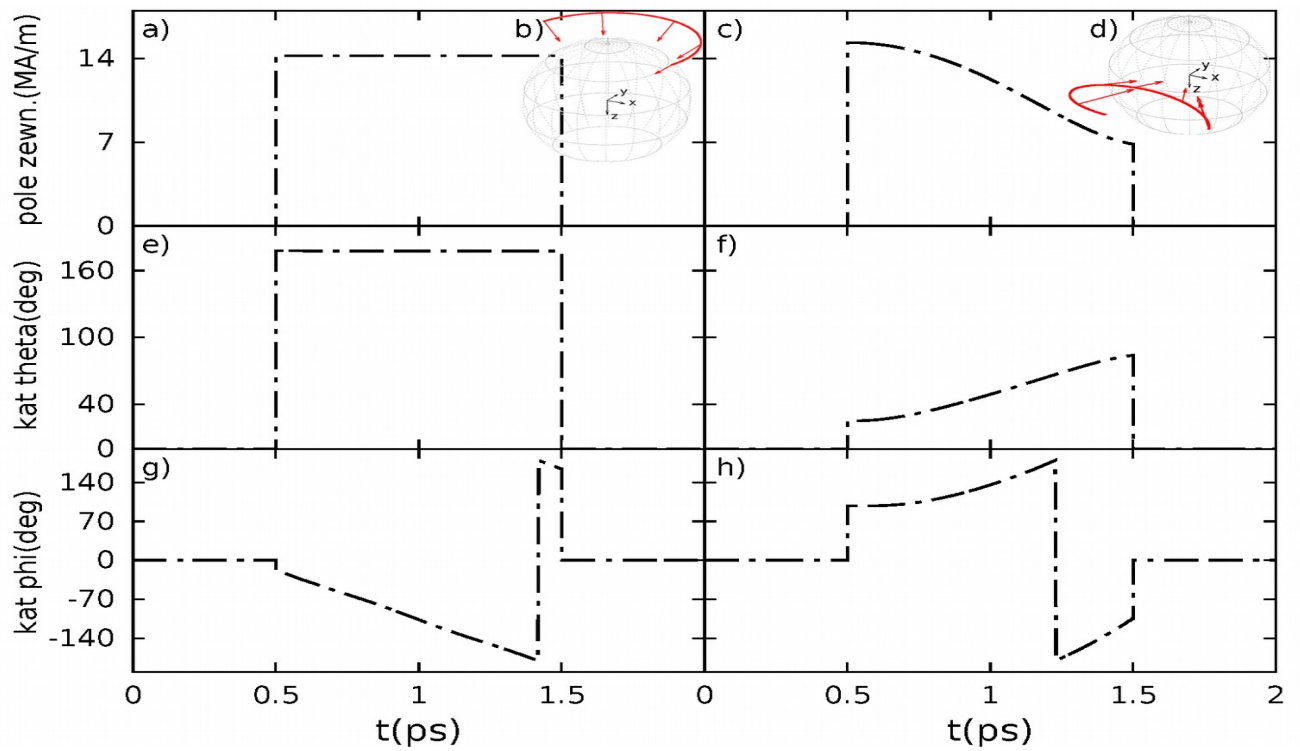




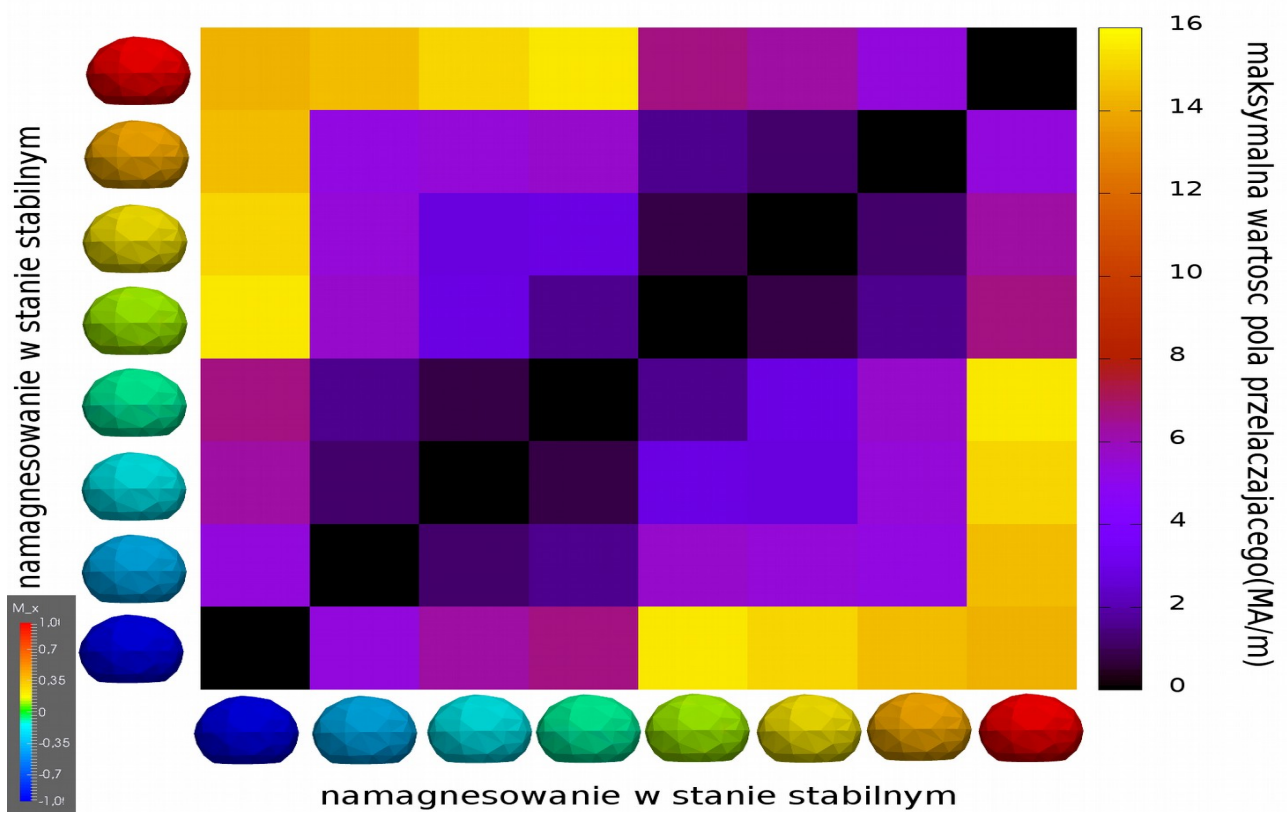
**Rys. 6.4.1** Przebieg ewolucji średniego namagnesowania dla osi x, y, z odpowiednio (a,c,e) oraz (b, d, f) dla przejścia pomiędzy dwoma przykładowymi parami stanów stabilnych. Rysunek pochodzi z pracy [56].

Do przełączania pomiędzy stanami stabilnymi może służyć mechaniczna głowica magnetyczna. Na Rys. 6.4.2 b, d pokazano wyznaczoną numerycznie trajektorię po której powinna poruszać się głowica jak i wartość natężenia pola zewnętrznego (Rys. 6.4.2 a, c) tak aby uzyskać przejście rozkładu namagnesowania z jednego quasi – stabilnego ekstremum do innego (z 7 ekstremów). Liczba kombinacji par ekstremów, pomiędzy którymi można przełączać komórkę pamięci wynosi 56. Dla każdej pary ekstremów, wyznaczone natężenie pola typu Zeemana jak i trajektoria głowicy, były różne. Na Rys. 6.4.3 pokazano maksymalne wartości jednorodnego pola zewnętrznego koniecznego do przełączania pomiędzy odpowiednimi parami quasi - stabilnych rozkładów znajdujących w ekstremach energetycznych. Dla niskich czasów (1 ps) maksymalne wartości tych pól osiągają około 16 Tesli. Po zwiększeniu czasu przełączania do 5 ps, maksymalna wartość pola przełączającego nie przekracza 600 kA/m.

Należy zwrócić uwagę na fakt, że w przypadku chęci uzyskania, krótkich czasów przełączania oraz wymogu precyzyjnego prowadzenia głowicy po wyznaczonej trajektorii dla ustalonej pary ekstremów, mogą pojawić się problemy z funkcjonowaniem mechanicznej części układu. Pozycjonujące się głowice mechaniczne stosowane w pamięciach wykorzystujących warstwy magnetyczne osiągają technologiczny limit swojej rozdzielczości, precyzji pozycjonowania i szybkości przemieszczania. Przez to pomysł, aby wiele – stanów komórki pamięci przedstawione w tej pracy, przełączać przy pomocy głowicy mechanicznej, może być trudny w realizacji dla pikosekundowych czasów przełączania.



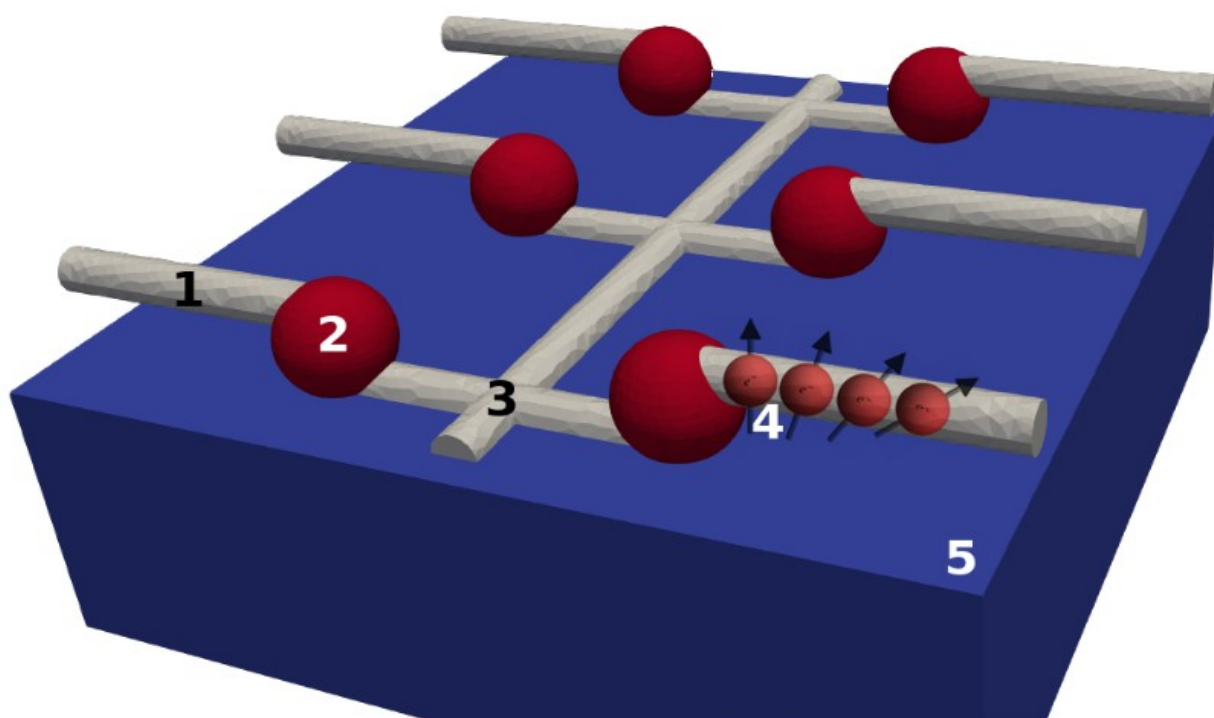
**Rys. 6.4.2.** Przebieg wartości pola Zeemana(a, c), trajektorii głowicy (b, d) oraz współrzędnych sferycznych(e, g) oraz (f, h) koniecznych do wymuszenia przemagnesowania z Rys. 2 odpowiednio dla (a, c, e) oraz (b, d, f). Rysunek pochodzi z pracy [56].



**Rys. 6.4.3.** Mapa maksymalnych dla czasu przełączania wartości pól wymuszających przejścia pomiędzy wszystkimi ośmioma stanami stabilnymi dla czasu przełączania 1 ps. Rysunek pochodzi z pracy [56].

## 6.5 Wielostanowa komórka pamięci przełączana spolaryzowanym prądem

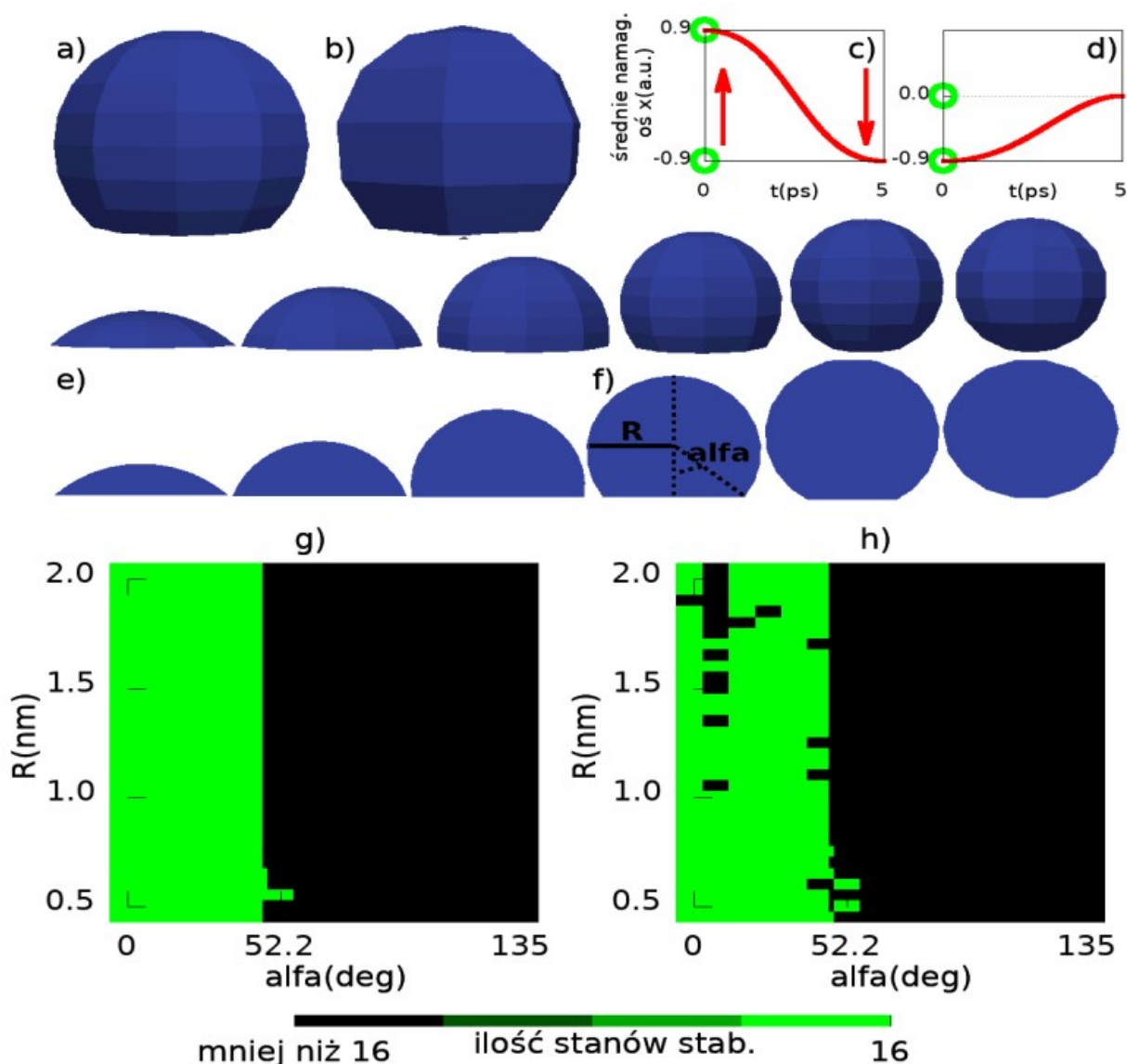
W poprzednim rozdziale nakreślono problem w realizacji piko - sekundowego przełączania wiele – stanowych, sferycznych komórek magnetycznych wykonanych z żelaza. W tym rozdziale zaproponowano rozwiązanie tego problemu poprzez zastosowanie przepływu spolaryzowanego spinowo prądu w przełączaniu pomiędzy stanami quasi – stabilnymi komórki magnetycznej. W aspektach modelowania numerycznego modyfikacji uległo równanie dynamiki namagnesowania. Uwzględniono w nim wyraz Słonczewskiego, wiążący oddziaływanie spinu elektronu występującego w przepływającym przez układ magnetyczny prądzie ze zmianą namagnesowania w układzie. Na Rys. 6.5.1 przedstawiono poglądowy model układu sferycznych wiele - stanowych komórek pamięci wykonanych z żelaza.



**Rys. 6.5.1.** Poglądowy model układu komórek magnetycznych o wielu quasi-stabilnych stanach znajdujących w minimach energetycznych komórek, których stan zmieniający jest prądem o zmiennej w czasie gęstości i zmiennym w czasie kierunku polaryzacji spinu elektronowego. Rysunek pochodzi z pracy [48]. Oznaczenia: 1 – przewodzące niemagnetyczne złącze, 2 – przewodząca komórka magnetyczna o wielu stanach, 3 – przewodzące niemagnetyczne złącze, 4 – zmieniający stan układu - prąd elektronowy o zmiennej w czasie gęstości i kierunku polaryzacji spinu, 5 – niemagnetyczne podłoże.

Aby zbadać dogłębniej strukturę energetyczną pojedynczej komórki badano ilość jej stanów stabilnych namagnesowania w powiązaniu z kształtem ziaren co pokazano na Rys. 6.5.2. Fakt ten ma istotne znaczenie dla doświadczalnych badań nad układem ziaren sporządzonym n. p. z nano - proszku żelaznego, gdzie występują ziarna o zróżnicowanym, nieraz zdeformowanym, kształcie. Deformacje ziaren spotykane w nano – proszkach powiązane są z technologią ich wytwarzania. W szczególności pokazano na Rys. 6.5.2 g, h, że znaleziono graniczny parametr deformacji wyrażony poprzez kąt obciążenia alfa (Rys. 6.5.2 f), poniżej którego ziarna mogą spełniać rolę 4 – bitowej pamięci czyli posiadają co najmniej 16 stanów quasi - stabilnych namagnesowania w ekstremach energetycznych występujących na płaszczyźnie magnetycznej energii całkowitej rozpiętej nad dziedziną współrzędnych sferycznych namagnesowania. Stwierdzono, że ilość stanów quasi -

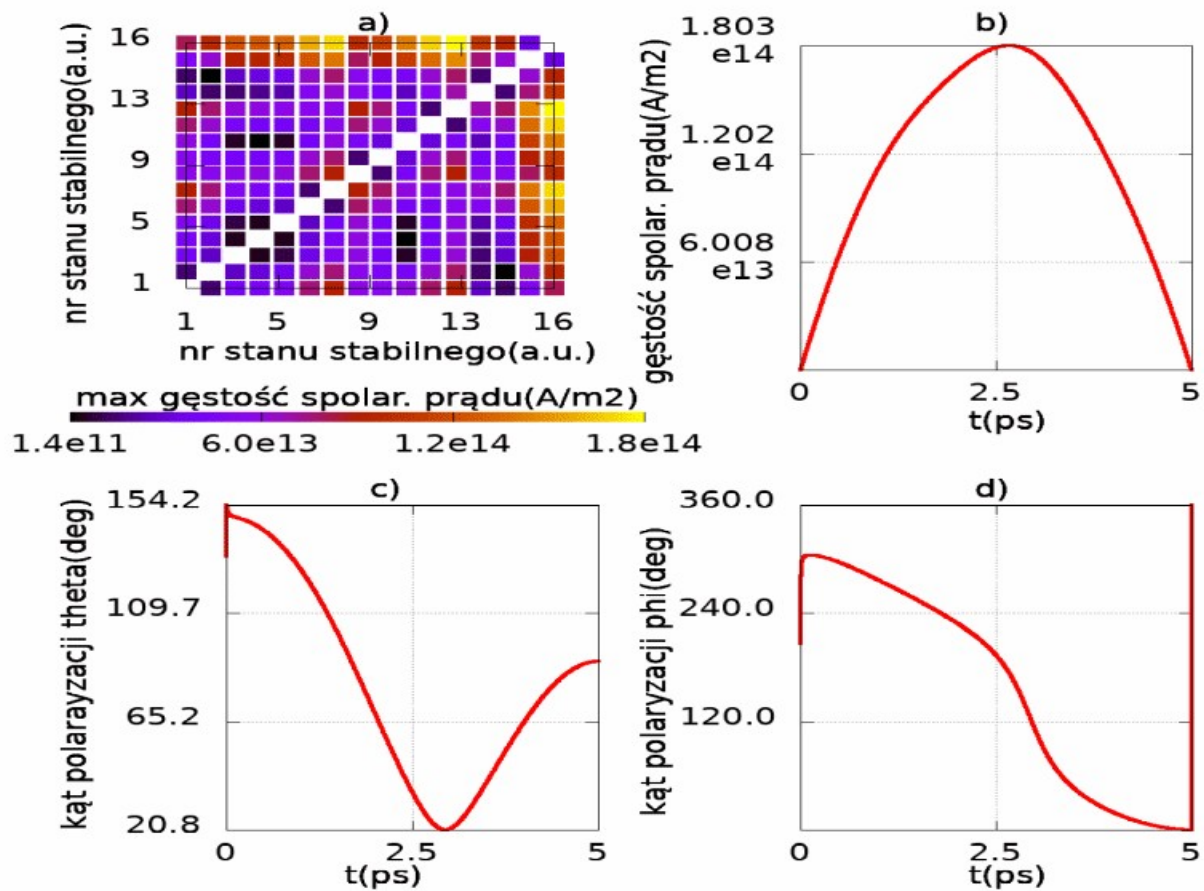
stabilnych namagnesowania, występujących w sferycznych komórkach magnetycznych wykonanych z żelaza, praktycznie nie zależy od promienia ziaren co pokazano na mapach na Rys. 6.5.2 g, h. Główny wpływ na to ma natomiast wspomniany parametr alfa. Powyżej granicznego kąta 52,2 stopni, ilość znajdujących ekstremów energetycznych, spada poniżej 16.



**Rys. 6.5.2.** Oznaczenia: a), b) – obrazy brył, kropek magnetycznych, o kształcie sferycznym, przybliżonym odpowiednio: 100 wierzchołkami i 36 wierzchołkami. c), d) – wykresy średniego namagnesowania dla przejścia pomiędzy dwoma parami stanów quasi-stabilnych (zaznaczonych kółkami) dla czasu przejścia 5 ps dla bryły o 100 wierzchołkach, promieniu 0.95 nm i kącie alfa 0 stopni. e) - obraz komórki pamięci o kształcie sferycznym, przybliżony 100 wierzchołkami przy zmianie parametru kąтового alfa w zakresie 0 - 135 stopni dla niektórych, wybranych kątów z symulowanego przedziału, oraz poniżej odpowiednie przekroje bryły z zaznaczonymi (f) zmieniającymi parametrami: R – promień bryły i alfa – kąt obcięcia, g), h) - mapy badanych parametrów geometrycznych z zaznaczonym obszarem (kolor zielony), dla którego istnieje 16 quasi-stabilnych stanów energetycznych odpowiednio dla komórki o 100 wierzchołkach i 36 wierzchołkach. Rysunek pochodzi z pracy [48].

Po odnalezieniu quasi – stabilnych rozkładów w ekstremach energetycznych należało wyznaczyć sygnały przełączające dla ustalonej pary rozkładów. Pomysł zastosowania w przełączaniu prądu elektronowego o zmiennej w czasie, jednorodnej gęstości i kierunku polaryzacji spinu elektronowego, wymusił konieczność numerycznego wyznaczenia tychże parametrów. Było to konieczne aby precyzyjnie zmienić quasi – stabilny rozkład namagnesowania znajdujący w

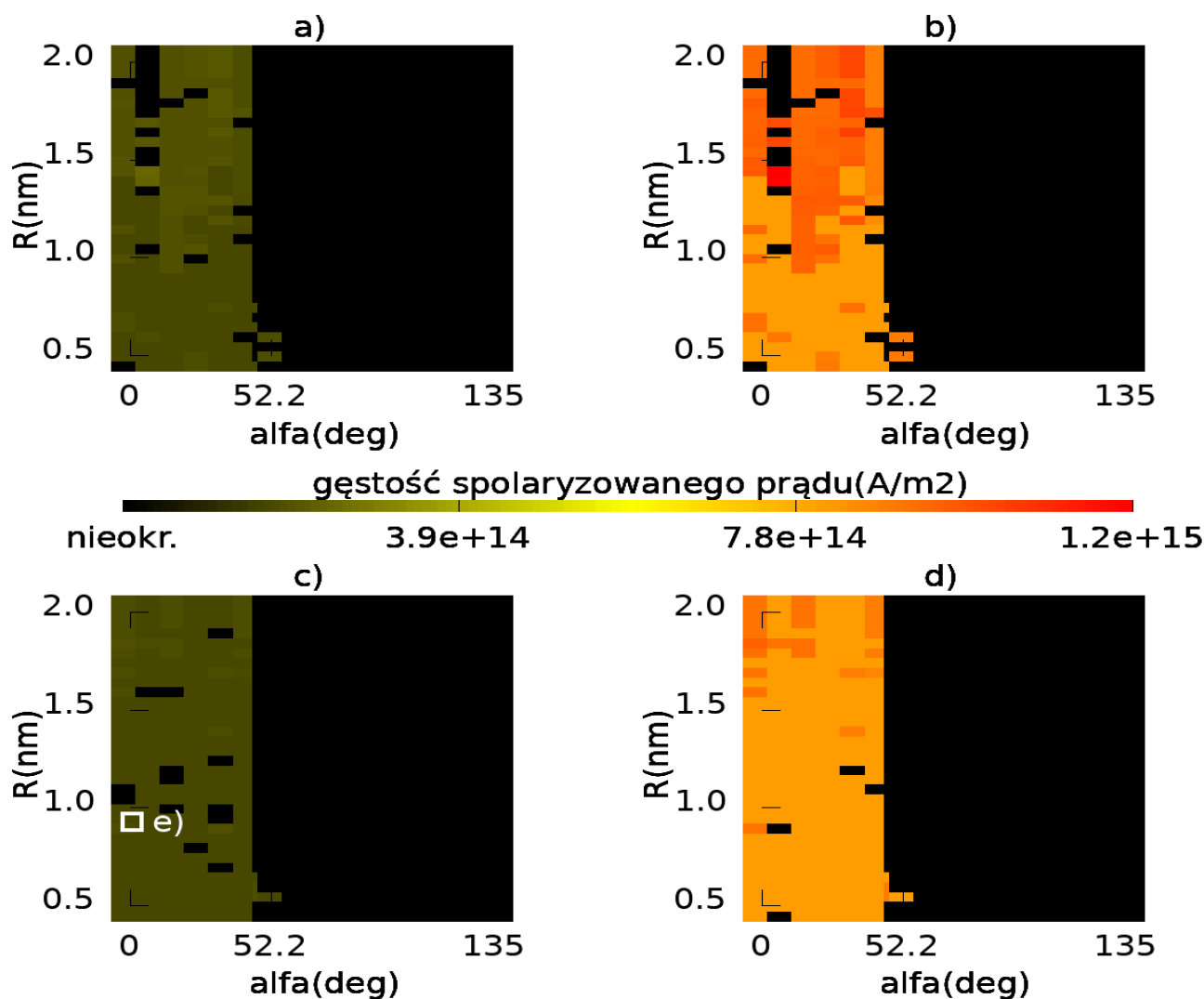
jednym ekstremum energetycznym na quasi – stabilny rozkład namagnesowania w docelowym ekstremum energetycznym.



**Rys. 6.5.3.** Mapa maksymalnych gęstości prądu dla wszystkich (240) kombinacji przejść dla komórki o 100 wierzchołkach (a), promieniu 0.95 nm i kącie alfa 0.0 stopni. Dla tej komórki i dla przejścia ze stanu nr 12 do stanu nr 16 - b) przebieg czasowy gęstości prądu, c) i d) współrzędne sferyczne polaryzacji elektronów - odpowiednio theta, phi. Dla tego przejścia, gęstość prądu, posiada maksimum o największej wartości ze wszystkich rozpatrywanych maksimów dla kombinacji 240 przejść międzystanowych i wartość ta jest zaznaczona na Rys. 6.5.4 c) w punkcie e) oraz posiada najjaśniejszy kolor na mapie a). Rysunek pochodzi z pracy [48].

W tym celu wyznaczano odpowiednio współczynniki wielomianów określających namagnesowanie przejściowe na każdym węzle dyskretyzacji tak aby rozkład przejściowy precyzyjnie zmierzał ku rozkładowi znajdującym się w docelowym ekstremum. Na podstawie takiego rozkładu przejściowego i jego pochodnej czasowej, można było określić liniowy układ równań, którego rozwiązaniem były parametry wyrazu Słoncewskiego takie jak gęstość prądu i współrzędne sferyczne polaryzacji spinu elektronów, które po uśrednieniu, umożliwiły precyzyjną zmianę z rozkładu w ekstremum początkowym do rozkładu w ekstremum docelowym. Dla każdej pary quasi – stabilnych rozkładów namagnesowania uzyskiwano inny poziom amplitudy impulsu prądowego co pokazano na Rys. 6.5.3 a, b. Także, dla różnych kombinacji przełączeń, uzyskiwano różne ewolucje współrzędnych sferycznych określających kierunek polaryzacji spinu elektronów (Rys. 6.5.3 c, d) konieczny do przełączania. Maksymalna amplituda gęstości prądu przełączającego układ zależała od promienia ziarna a także od czasu przełączania. Jak pokazano na Rys. 6.5.4 amplituda ta rosła wraz ze wzrostem promienia ziarna i skracaniem się czasu przełączania. Sprawdzano także w jakim stopniu quasi – stabilny rozkład namagnesowania uzyskiwany w wyniku stosowania

przełączającego prądu, różnił się od docelowego - uzyskiwanego w drodze minimalizacji. Różnice w zakresie wyrazów energii oraz w zakresie kierunku wektora namagnesowania na poszczególnych węzłach dyskretyzacji nie przekraczały 0.5%.

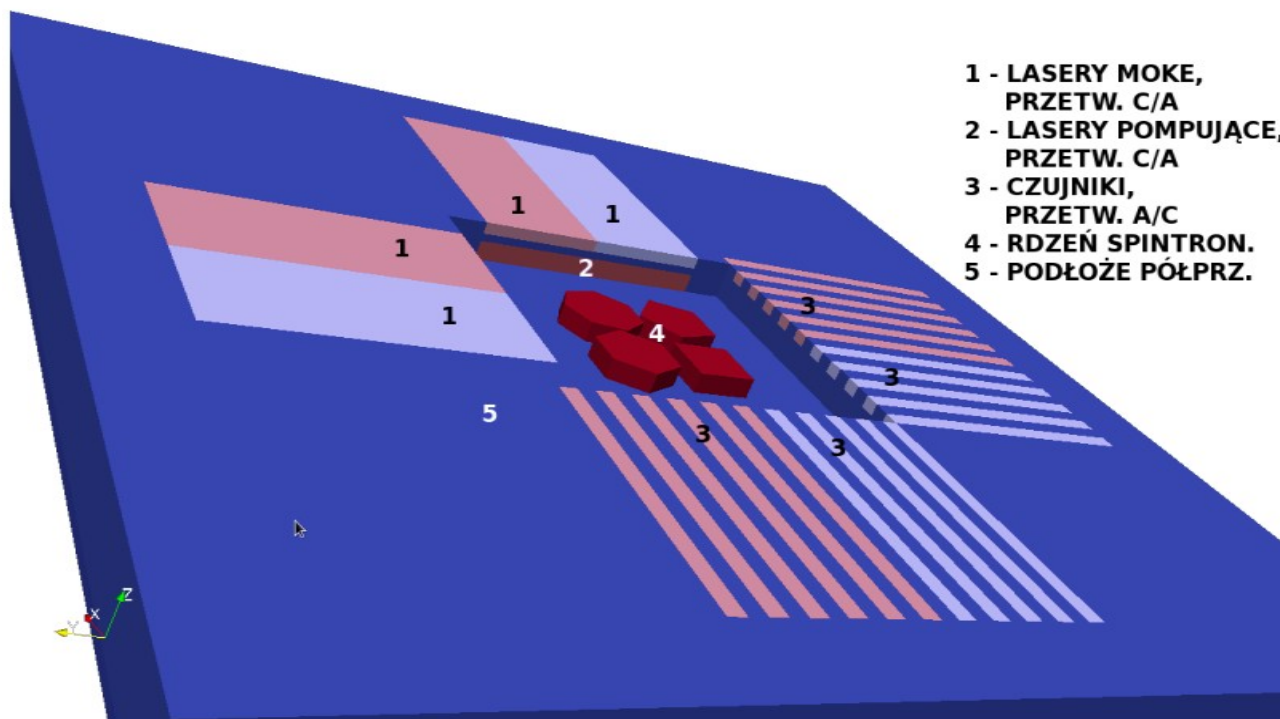


**Rys. 6.5.4.** Mapa wartości pokazująca maksymalne ze wszystkich 240 przejść między stanami quasi-stabilnymi maksima gęstości prądów zmieniających stan przy zmiennych parametrach geometrycznych komórek: a) i b) - komórka z 36 wierzchołkami odpowiednio dla czasów przejścia 5 ps i 1 ps, c) i d) - komórka ze 100 wierzchołkami odpowiednio dla czasów przejścia 5 ps i 1 ps. Punkt e) to wartość w maksimum z wykresu na Rys. 6.5.3 b) i najjaśniejszy kolor na mapie na Rys. 6.5.3 a) (przejście ze stanu 12 do stanu 16) dla komórki o 100 wierzchołkach, promieniu 0.95 nm i kącie alfa 0 stopni. Rysunek pochodzi z pracy [48].

Podsumowując pomysł na przełączanie komórki pamięci zawarty w tym rozdziale należy zwrócić uwagę, że także w tym przypadku mogą pojawić się trudności natury technologicznej jeżeli chodzi o wykonanie matryc pamięci. Konieczny do przełączenia spolaryzowany prąd o zmiennej w czasie polaryzacji wymaga dodatkowo sporządzenia polaryzatora spinu elektronowego. Dlatego o ile rozwiązano by problem konstrukcji polaryzatora, należałoby go umieszczać blisko skupisk komórek pamięci co dodatkowo komplikowałoby proces technologiczny.

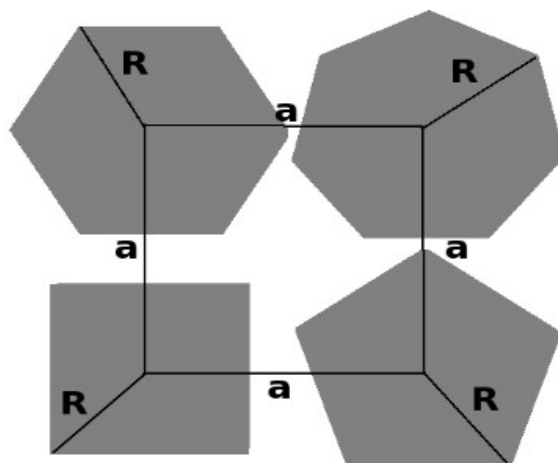
## 6.6 Koncepcja hybrydowego procesora z rdzeniem spintronicznym

Na Rys. 6.6.1 przedstawiono model hybrydowego, cyfrowego procesora z czteroczęściowym rdzeniem spintronicznym, którego parametry geometryczne i materiałowe przedstawiono na Rys. 6.6.2.



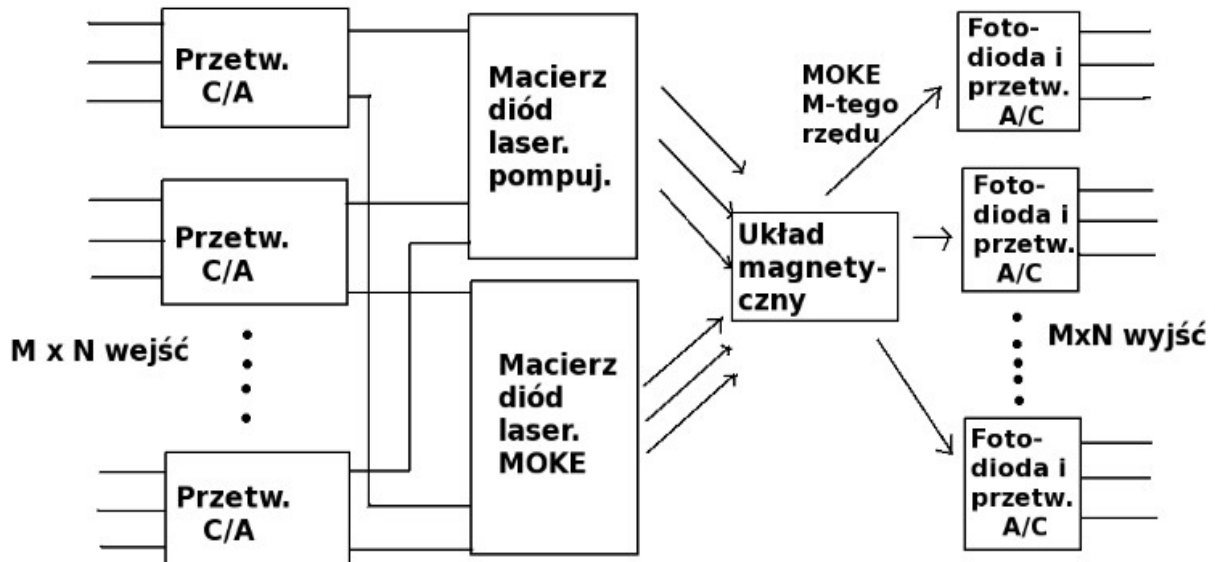
**Rys. 6.6.1** Model hybrydowego, cyfrowego procesora z rdzeniem spintronicznym. 1 – implantowane lasery pomiarowe (MOKE) wraz z przetwornikiem C/A, 2- półprzewodnikowy laser pompujący z przetwornikiem C/A, 3 – detektory MOKE wraz z przetwornikami A/C, 4 – spintroniczny rdzeń przetwarzający, 5 – podłoże. Rysunek pochodzi z pracy [57].

Schemat blokowy układu przedstawiono na Rys. 6.6.3. Przetworniki cyfrowo – analogowe kontrolują akcję laserową laserów pompujących i pomiarowych. Lasery pompujące mają za zadanie kontrolować ewolucję namagnesowania a więc spełniają rolę zewnętrznego sygnału pobudzającego. Lasery pomiarowe przeznaczone są do ustalania aktualnego stanu rdzeni poprzez wywołanie efektu związanego z magnetoptycznym efektem Kerra (MOKE) [42]. Oddziaływanie lasera pompującego

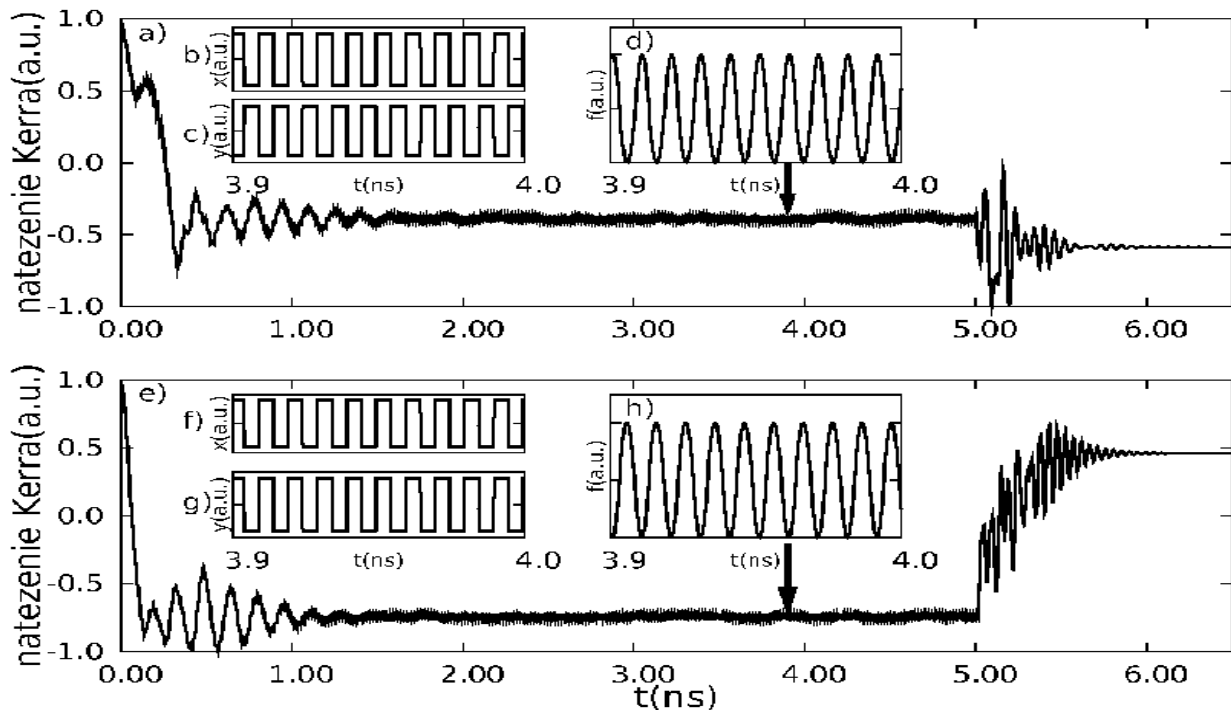


**Rys. 6.6.2** Model rdzenia magnetycznego użytego do symulacji. Grubość elementów 2.5 nm. Promień  $R=5\text{nm}$ ,  $a=10\text{nm}$ . Materiał: żelazo(Fe). Rysunek pochodzi z pracy [57].

zasymulowano przy pomocy pól typu Zeemana przykładanych niezależnie w dwóch kierunkach osi  $x$  oraz osi  $y$ . Rezultaty pobudzenia rdzeni poprzez pola asynchroniczne Rys. 6.6.4 b, c pokazano na Rys. 6.6.4 a, d. Rezultaty pobudzenia przez pola synchroniczne Rys. 6.6.4 f, g pokazano na Rys. 6.6.4 e, h. Jeżeli sygnały wejściowe i wyjściowe traktować jako pewne stany logiczne logiki Boole'a wówczas, dla wszystkich przypadków pobudzeń i odpowiedzi rozpatrywanych w układzie procesora uzyskano realizację funkcji logicznych, które przedstawiono w Tab. 5.



Rys. 6.6.3. Schemat blokowy cyfrowego, hybrydowego procesora z rdzeniem spintronicznym. Rysunek pochodzi z pracy [57].



Rys. 6.6.4 Sygnał MOKE zerowego rzędu (a, e) dla oddziaływania lasera pomiarowego wzdłuż osi  $x$  z dwoma dolnymi elementami rdzenia, dla dwóch konfiguracji pól: asynchroniczny-pole wzdłuż  $x$  (b) oraz  $y$  (c) oraz synchroniczny-pole wzdłuż  $x$  (f) oraz  $y$  (g). Dla stabilnej części przebiegu sygnału pokazano powiększone przebiegi wyjściowe (d, h). Rysunek pochodzi z pracy [57].



L.P.	Funkcja logiczna po minimalizacji	Ilość realizacji (ilość wyjść procesora)	Ilość bramek (NOT,OR, AND) potrzebnych do realizacji
1.	$f = \bar{y}$	14	1
2.	$f = \bar{y} + xy$	1	3
3.	$f = \bar{x}$	1	1
4.	$f = x$	1	1
5.	$f = y$	3	1

**Tab. 5.** Spis funkcji logicznych realizowanych przez cyfrowy, hybrydowy, procesor z rdzeniem spintronicznym. Tabela pochodzi z pracy [57].

## 7. Podsumowanie i wnioski końcowe

Podczas prac związanych z pisaniem rozprawy doktorskiej zrealizowano podstawowy cel jaki na wstępie wyrażono we wprowadzeniu tej rozprawy czyli sporządzono oprogramowanie, które może być narzędziem w badaniu wysokotemperaturowych modeli układów ferromagnetycznych. Funkcjonowanie oprogramowania przetestowano w dwóch przypadkach kiedy w implementacji zastosowano pełną dyskretyzację wraz z implementacją macierzy odwrotnej do macierzy pojemności cieplnej co porównano z wynikami uzyskanymi na podstawie oprogramowania, w którym zastosowano uproszczenia pozostające w zgodzie z zasadami dyskretyzacji występującymi w metodzie Galerkina. Wyniki były w pełni zgodne a uproszczona wersja oprogramowania charakteryzuje się znaczącym obniżeniem czasu symulacji w stosunku do pełnej implementacji. Co więcej porównano rezultaty uzyskiwane w wyniku prowadzenia symulacji z dostępnymi danymi w literaturze. Symulacje, które przeprowadzono dla podobnych warunków jak w cytowanych pracach naukowych charakteryzowały się wysoką zgodnością z danymi wzorcowymi. Zastosowanie technologii MPI, której podstawową zaletą jest równoległe przetwarzanie rozproszone, otwiera szerokie możliwości badań w różnych konfiguracjach sprzętu obliczeniowego – od prostych komputerów po wysoko wydajne superkomputery i klastry obliczeniowe. Badacze mogą symulować i badać modele realnie istniejących, złożonych układów ferromagnetycznych, w których przepływy cieplne grają jedną z kluczowych ról. Dzięki temu otwiera się możliwość prowadzenia badań doświadczalnych w temperaturach pokojowych na podstawie przeanalizowanych numerycznie modeli.

Dodatkowym celem, postawionym w trakcie sporządzania rozprawy doktorskiej, który zrealizowano i który dowodzi tezę postawioną we wprowadzeniu było odkrycie i analiza układu ferromagnetycznego spełniającego rolę pamięci. Do przebadania wysokotemperaturowego modelu szybkiej jedno - bitowej pamięci magnetycznej wykorzystano przygotowane przez siebie oprogramowanie. Zaproponowany w rozdz. 6.2 model omija konieczność stosowania dodatkowych wysublimowanych źródeł z sygnałem przełączającym jak n. p. ruchome głowice przemagnesowujące. Rolę polaryzatorów, które „automatycznie” dobierają kierunek polaryzacji spinu elektronów przepływających przez próbkę, pełnią oddzielne, uwolnione, warstwy pamięci. Są one odseparowane od warstwy aktywnej poprzez niemagnetyczne, przewodzące przekładki. W związku z tym spin elektronów przechodzących przez polaryzator zmienia w czasie swoje ukierunkowanie, wraz ze zmianą kierunku pola efektywnego występującego w polaryzatorze. W pewnych warunkach, kombinacja odpowiedniej amplitudy gęstości prądu oraz kierunku spinu elektronów wymusza przełączanie warstwy aktywnej. Dzieje się tak dla ustalonych parametrów cieplnych dotyczących chociażby warstwy odbierającej ciepło z układu, przez który przepływa prąd. Model pamięci przebadano w przypadku stosowania dwóch niemagnetycznych warstw odbierających ciepło o różnych wartościach określających parametry cieplne. Zaproponowane rozwiązanie otwiera możliwości do dalszej działalności badawczej w zakresie teoretycznej analizy bardziej złożonych, wielowarstwowych modeli układów ferromagnetycznych, co może doprowadzić do odkrycia, wiele - bitowych komórek pamięci o możliwie jak najwyższej gęstości zapisu i jak najniższym czasie przełączania.

W rozprawie doktorskiej autor skłonił się także ku próbie popularyzacji alternatywnej elektroniki do tej „klasycznej” opartej na przepływie prądu elektrycznego. Spintronika, podlega gwałtownemu rozwojowi i takie jej cechy jak szybkość działania, nisko – wymiarowość, neuromorfizm dają

nadzieję na uzupełnienie i udoskonalenie współczesnej elektroniki. Szczególnie dla autora bliski aspekt architektury komputerów uzyskuje nowe walory w konfrontacji z neuromorficzną cechą elektroniki spinowej. Daje to nadzieję, na skuteczniejsze rozwiązywanie w przyszłości bardziej złożonych zagadnień teoretycznych, dzięki równoległym i rozproszonym symulacjom modeli uruchamianych na efektywniejszych komputerach budowanych w oparciu o architekturę inspirowaną pracą układu nerwowego istot żywych. Poinformowano czytelnika niniejszej pracy o fakcie, że elektronika spinowa rozwija się w błyskawicznym tempie a jej perspektywy rozwoju są fascynujące.

## 8. Lista tabel

- Tab. 1. Tabela bibliotek programistycznych, które wykorzystuje się do uzyskania oprogramowania MAGPAR
- Tab. 2. Stałe materiałowe na potrzeby porównania symulacji z wynikami z [28].
- Tab. 3. Stałe materiałowe na potrzeby porównania symulacji z wynikami z [32].
- Tab. 4. Stałe materiałowe stosowane w wysokotemperaturowych badaniach modelu pamięci.
- Tab. 5. Spis funkcji logicznych realizowanych przez cyfrowy, hybrydowy, procesor z rdzeniem spintronicznym. Tabela pochodzi z pracy [57].



## 9. Lista rysunków

- Rys. 2.1 Elementarny trójkąt 2D z zaznaczonymi objętościami węzłowymi. Objętości te dla przypadku 3D występują we wzorze (5). W prawym górnym rogu pokazano przykładową triangulację układu.
- Rys. 4.1 Diagram bibliotek programistycznych, które wykorzystuje się do uzyskania oprogramowania MAGPAR.
- Rys. 5.1 Diagram porównujący architekturę komputerów von Neumanna z architekturą neuromorficzną.
- Rys. 6.1.1 Przebiegi unormowanego namagnesowania dla osi z do porównania z Rys. 4 w [28]
- Rys. 6.1.2 Przebiegi unormowanego namagnesowania dla osi y do porównania z Rys. 5 w [28]
- Rys. 6.1.3 Przebiegi unormowanego namagnesowania dla osi z do porównania z Rys. 6 w [28]
- Rys. 6.1.4 Przebiegi namagnesowania do porównania z Rys. 4 w [32]
- Rys. 6.1.5 Przebiegi namagnesowania do porównania z Rys. 8 w [32]
- Rys. 6.1.6 Przebiegi namagnesowania do porównania z Rys. 9 w [32]
- Rys. 6.2.1 Poglądowy model układu jednobitowych komórek pamięci magnetycznej o promieniu 3.1 nm i wysokości 30 nm, których stan zmieniany jest prądem. Oznaczenia: 1 – górny polaryzator prądu L10 - FePt o wysokości 6 nm, 2 – warstwa Ag o wysokości 4 nm, 3 – warstwa aktywna (przełączana) L10 – FePt o wysokości 10 nm, 4 – dolny polaryzator prądu L10 – FePt o wysokości 6 nm, 5 – niemagnetyczne przewodzące łącza, 6 – niemagnetyczne podłoże. Warstwy poszczególnych komórek oraz podłoże położone są prostopadłe do osi z. Otoczenie odbierające ciepło z symulowanego układu wykonane jest ze srebra (Ag) lub miedzi (Cu). Aby uniknąć przepływu prądu w środowisku odbierającym ciepło, komórki wraz ze złączami odizolowane są od otoczenia poprzez nieprzewodzącą warstwę (MgO).
- Rys. 6.2.2 Układ do badania pojedynczego elementu układu z Rys. 6.2.1. Komórkę pamięci (odcienie koloru niebieskiego) z 1 - złączami o długości 735 nm wykonanymi z Ag, odizolowano od otoczenia przez 2 - cylindryczną warstwę o promieniu 10 nm wykonaną z MgO, która izoluje układ prądowo, od zewnętrznego środowiska odbierającego ciepło. 3 - otoczenie odbierające ciepło (Ag lub Cu).
- Rys. 6.2.3 Sygnał formatujący komórkę a) i jego współrzędne sferyczne b), c) wyznaczone dla przypadku f1), f2), f3) oraz wykresy średniego namagnesowania w kierunku osi z pokazujące proces formatowania (różnicowania ukierunkowania namagnesowania polaryzatorów) komórki dla kombinacji wszystkich ośmiu stabilnych stanów początkowych dla górnego polaryzatora d1), e1), f1), g1), h1), i1), j1), k1), dolnego polaryzatora d3), e3), f3), g3), h3), i3), j3), k3) i warstwy aktywnej (środkowej) d2), e2), f2), g2), h2), i2), j2), k2). Wykresy pokazano dla skrajnych temperatur z badanego przedziału i dla temperatury pokojowej. Środowisko odbierające ciepło – Ag.
- Rys. 6.2.4 Sygnał formatujący komórkę a) i jego współrzędne sferyczne b), c) wyznaczone dla przypadku f1), f2), f3) oraz wykresy średniego namagnesowania w kierunku osi z pokazujące proces formatowania (różnicowania ukierunkowania namagnesowania polaryzatorów) komórki dla kombinacji wszystkich ośmiu stabilnych stanów początkowych dla górnego polaryzatora d1), e1), f1), g1), h1), i1), j1), k1), dolnego polaryzatora d3), e3), f3), g3), h3), i3), j3), k3) i warstwy aktywnej (środkowej) d2), e2), f2), g2), h2), i2), j2), k2). Wykresy pokazano dla skrajnych temperatur z badanego przedziału i dla temperatury pokojowej. Środowisko odbierające ciepło – Cu.
- Rys. 6.2.5 Mapy prawdopodobieństwa: a) braku zmiany stanu komórki b) przemagnesowania warstwy środkowej (w obydwu kierunkach i przy obydwu naprzeciwległych ustawieniach polaryzatorów) przy zachowanych stanach polaryzatorów c) przemagnesowania polaryzatorów dla pobudzenia komórki poprzez d) impuls sinusoidalny o odpowiednim czasie trwania i amplitudzie. Otoczenie odbierające ciepło – Ag. Temperatura otoczenia 300 K.
- Rys. 6.2.6 Mapy prawdopodobieństwa: a) braku zmiany stanu komórki b) przemagnesowania warstwy środkowej (w obydwu kierunkach i przy obydwu naprzeciwległych ustawieniach polaryzatorów) przy zachowanych stanach polaryzatorów c) przemagnesowania polaryzatorów dla pobudzenia komórki poprzez d) impuls sinusoidalny o odpowiednim czasie trwania i amplitudzie. Otoczenie odbierające ciepło – Cu. Temperatura otoczenia 300 K.
- Rys. 6.2.7 Dla pobudzenia komórki przez a) sinusoidalny impuls prądowy o czasie trwania 170 ps, amplitudzie  $54 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  i polaryzacji zenitalnej i azymutalnej pokazanej odpowiednio na b), c) - wykresy średniego namagnesowania w kierunku osi z dla otoczenia w postaci Ag: d) górny polaryzator, e) warstwa aktywna, f) dolny polaryzator oraz dla otoczenia w postaci Cu: g) górny polaryzator, h) warstwa aktywna, i) dolny polaryzator. Sytuacja dotyczy przypadku kiedy prawdopodobieństwo zmiany stanu aktywnej warstwy komórki (przy dwóch próbach) jest mniejsze od jedności dla temperatury otoczenia  $T=170 \text{ K}$  oraz wynosi jeden dla  $T=300 \text{ K}$  oraz prawdopodobieństwo zmiany stanu polaryzatora dla  $T=425 \text{ K}$  jest większe od zera.

- Rys. 6.2.8 Dla pobudzenia komórki przez a) sinusoidalny impuls prądowy o czasie trwania 170 ps, amplitudzie  $54 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  i polaryzacji zenitalnej i azymutalnej pokazanej odpowiednio na b), c) - wykresy średniego namagnesowania w kierunku osi z dla otoczenia w postaci Ag: d) górny polaryzator, e) warstwa aktywna, f) dolny polaryzator oraz dla otoczenia w postaci Cu: g) górny polaryzator, h) warstwa aktywna, i) dolny polaryzator. Przypadek dotyczy sytuacji kiedy prawdopodobieństwo zmiany stanu aktywnej warstwy komórki przy zachowanych stanach polaryzatorów (przy dwóch próbach) wynosi jeden dla temperatur otoczenia  $T=265 \text{ K}$  lub  $T=300 \text{ K}$  lub  $T=405 \text{ K}$ .
- Rys. 6.2.9 Dla pobudzenia komórki poprzez skierowany anty równolegle do osi z a) sinusoidalny impuls prądowy o czasie trwania 170 ps, amplitudzie  $54 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  i polaryzacji zenitalnej i azymutalnej pokazanej odpowiednio na b), c) - wykresy średniego namagnesowania w kierunku osi z dla otoczenia w postaci Ag: d) górny polaryzator, e) warstwa aktywna, f) dolny polaryzator oraz dla otoczenia w postaci Cu: g) górny polaryzator, h) warstwa aktywna, i) dolny polaryzator. Przypadek dotyczy sytuacji kiedy prawdopodobieństwo zmiany stanu aktywnej warstwy komórki przy zachowanych stanach polaryzatorów (przy dwóch próbach) wynosi jeden dla temperatur otoczenia  $T=275 \text{ K}$  (dla Ag) i  $T=265 \text{ K}$  (dla Cu), dla  $T=300 \text{ K}$  oraz  $T=405 \text{ K}$ .
- Rys. 6.2.10 Dla pobudzenia komórki przez a) sinusoidalny impuls prądowy o czasie trwania 170 ps, amplitudzie  $54 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  i polaryzacji zenitalnej i azymutalnej pokazanej odpowiednio na b), c) - wykresy średniego namagnesowania w kierunku osi z dla otoczenia w postaci Ag: d) górny polaryzator, e) warstwa aktywna, f) dolny polaryzator oraz dla otoczenia w postaci Cu: g) górny polaryzator, h) warstwa aktywna, i) dolny polaryzator. Przypadek dotyczy sytuacji dla odwrotnej polaryzacji polaryzatorów kiedy prawdopodobieństwo przemagnesowania warstwy aktywnej (przy dwóch próbach) jest mniejsze od jeden dla temperatury otoczenia  $T=170 \text{ K}$ , oraz wynosi jeden dla  $T=300 \text{ K}$ . Prawdopodobieństwo przemagnesowania polaryzatorów w  $T=425 \text{ K}$  jest większe od zera.
- Rys. 6.2.11 Dla pobudzenia komórki przez a) sinusoidalny impuls prądowy o czasie trwania 170 ps, amplitudzie  $54 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  i polaryzacji zenitalnej i azymutalnej pokazanej odpowiednio na b), c) - wykresy średniego namagnesowania w kierunku osi z dla otoczenia w postaci Ag: d) górny polaryzator, e) warstwa aktywna, f) dolny polaryzator oraz dla otoczenia w postaci Cu: g) górny polaryzator, h) warstwa aktywna, i) dolny polaryzator. Pokazano przypadek dla odwrotnej polaryzacji polaryzatorów kiedy prawdopodobieństwo zmiany stanu warstwy aktywnej przy zachowanych stanach polaryzatorów (przy dwóch próbach) wynosi jeden dla temperatur otoczenia  $T=275 \text{ K}$  (Ag),  $T=265 \text{ K}$  (Cu) oraz dla  $T=300 \text{ K}$  lub  $T=405 \text{ K}$ .
- Rys. 6.2.12 Dla pobudzenia komórki przez antyrównoległy do osi z a) sinusoidalny impuls prądowy o czasie trwania 170 ps, amplitudzie  $54 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  i polaryzacji zenitalnej i azymutalnej pokazanej odpowiednio na b), c) - wykresy średniego namagnesowania w kierunku osi z dla otoczenia w postaci Ag: d) górny polaryzator, e) warstwa aktywna, f) dolny polaryzator oraz dla otoczenia w postaci Cu: g) górny polaryzator, h) warstwa aktywna, i) dolny polaryzator. Pokazano przypadek kiedy prawdopodobieństwo zmiany stanu warstwy aktywnej przy zachowanych stanach polaryzatorów (przy dwóch próbach) wynosi jeden dla temperatur otoczenia  $T=275 \text{ K}$  (Ag),  $T=265 \text{ K}$  (Cu) oraz dla  $T=300 \text{ K}$  lub  $T=405 \text{ K}$ .
- Rys. 6.3.1 Porównanie czasu symulacji modelu z rozdz. 6.3 - układu jedno bitowej komórki pamięci magnetycznej, dla amplitudy prądu przełączającego  $54 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  i czasie przełączania 170ps, przy zastosowaniu (A) nieuproszczonej metodyki elementów skończonych stosowanej w równaniu LLB i wyrazach pola efektywnego z (B) uproszczoną metodyką.
- Rys. 6.3.2 Porównanie ewolucji namagnesowania w kierunku osi x modelu z rozdz. 6.3 - układu jedno bitowej komórki pamięci magnetycznej, dla amplitudy prądu przełączającego  $54 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  i czasie przełączania 170ps, przy zastosowaniu (A) nieuproszczonej metodyki elementów skończonych stosowanej w równaniu LLB i wyrazach pola efektywnego z (B) uproszczoną metodyką dla a) aktywnej warstwy; b) górnego polaryzatora; c) dolnego polaryzatora; d) dla całej objętości próbki.
- Rys. 6.3.3 Porównanie ewolucji namagnesowania w kierunku osi y modelu z rozdz. 6.3 - układu jedno bitowej komórki pamięci magnetycznej, dla amplitudy prądu przełączającego  $54 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  i czasie przełączania 170ps, przy zastosowaniu (A) nieuproszczonej metodyki elementów skończonych stosowanej w równaniu LLB i wyrazach pola efektywnego z (B) uproszczoną metodyką dla a) aktywnej warstwy; b) górnego polaryzatora; c) dolnego polaryzatora; d) dla całej objętości próbki.
- Rys. 6.3.4 Porównanie ewolucji namagnesowania w kierunku osi z modelu z rozdz. 6.3 - układu jedno bitowej komórki pamięci magnetycznej, dla amplitudy prądu przełączającego  $54 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  i czasie przełączania 170ps, przy zastosowaniu (A) nieuproszczonej metodyki elementów skończonych stosowanej w równaniu LLB i wyrazach pola efektywnego z (B) uproszczoną metodyką dla a) aktywnej warstwy; b) górnego polaryzatora; c) dolnego polaryzatora; d) dla całej objętości próbki.
- Rys. 6.3.5 Porównanie zależnego od temperatury namagnesowania nasycenia modelu z rozdz. 6.3 - układu jedno bitowej komórki pamięci magnetycznej, dla amplitudy prądu przełączającego  $54 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$  i czasie przełączania 170ps, przy zastosowaniu (A) nieuproszczonej metodyki elementów skończonych stosowanej w równaniu LLB i wyrazach pola efektywnego z (B) uproszczoną metodyką dla a) aktywnej warstwy; b) górnego polaryzatora; c) dolnego polaryzatora; d) dla całej objętości próbki.

- Rys. 6.3.6 Porównanie zależnego od temperatury modułu namagnesowania modelu z rozdz. 6.3 - układu jedno bitowej komórki pamięci magnetycznej, dla amplitudy prądu przełączającego  $54e12$  A/m<sup>2</sup> i czasie przełączania 170ps, przy zastosowaniu (A) nieuproszczonej metodyki elementów skończonych stosowanej w równaniu LLB i wyrazach pola efektywnego z (B) uproszczoną metodyką dla a) aktywnej warstwy; b) górnego polaryzatora; c) dolnego polaryzatora; d) dla całej objętości próbki.
- Rys. 6.3.7 Porównanie zależnej od temperatury funkcji chi modelu z rozdz. 6.3 - układu jednobitowej komórki pamięci magnetycznej, dla amplitudy prądu przełączającego  $54e12$  A/m<sup>2</sup> i czasie przełączania 170ps, przy zastosowaniu (A) nieuproszczonej metodyki elementów skończonych stosowanej w równaniu LLB i wyrazach pola efektywnego z (B) uproszczoną metodyką dla a) aktywnej warstwy; b) górnego polaryzatora; c) dolnego polaryzatora; d) dla całej objętości próbki.
- Rys. 6.3.8 Porównanie temperatury modelu z rozdz. 6.3 - układu jednobitowej komórki pamięci magnetycznej, dla amplitudy prądu przełączającego  $54e12$  A/m<sup>2</sup> i czasie przełączania 170ps, przy zastosowaniu (A) nieuproszczonej metodyki elementów skończonych stosowanej w równaniu LLB i wyrazach pola efektywnego z (B) uproszczoną metodyką dla a) aktywnej warstwy; b) górnego polaryzatora; c) dolnego polaryzatora; d) dla całej objętości próbki (wraz z otoczeniem).
- Rys. 6.3.9 Porównanie zmian gęstości energii anizotropii modelu z rozdz. 6.3 - układu jednobitowej komórki pamięci magnetycznej, dla amplitudy prądu przełączającego  $54e12$  A/m<sup>2</sup> i czasie przełączania 170ps, przy zastosowaniu (A) nieuproszczonej metodyki elementów skończonych stosowanej w równaniu LLB i wyrazach pola efektywnego z (B) uproszczoną metodyką dla a) aktywnej warstwy; b) górnego polaryzatora; c) dolnego polaryzatora; d) dla całej objętości próbki.
- Rys. 6.3.10 Porównanie zmian gęstości energii demagnetyzacji modelu z rozdz. 6.3 - układu jednobitowej komórki pamięci magnetycznej, dla amplitudy prądu przełączającego  $54e12$  A/m<sup>2</sup> i czasie przełączania 170ps, przy zastosowaniu (A) nieuproszczonej metodyki elementów skończonych stosowanej w równaniu LLB i wyrazach pola efektywnego z (B) uproszczoną metodyką dla a) aktywnej warstwy; b) górnego polaryzatora; c) dolnego polaryzatora; d) dla całej objętości próbki.
- Rys. 6.3.11 Porównanie zmian gęstości energii wymiany modelu z rozdz. 6.3 - układu jednobitowej komórki pamięci magnetycznej, dla amplitudy prądu przełączającego  $54e12$  A/m<sup>2</sup> i czasie przełączania 170ps, przy zastosowaniu (A) nieuproszczonej metodyki elementów skończonych stosowanej w równaniu LLB i wyrazach pola efektywnego z (B) uproszczoną metodyką dla a) aktywnej warstwy; b) górnego polaryzatora; c) dolnego polaryzatora; d) dla całej objętości próbki.
- Rys. 6.3.12 Porównanie zmian gęstości energii materiałowej modelu z rozdz. 6.3 - układu jednobitowej komórki pamięci magnetycznej, dla amplitudy prądu przełączającego  $54e12$  A/m<sup>2</sup> i czasie przełączania 170ps, przy zastosowaniu (A) nieuproszczonej metodyki elementów skończonych stosowanej w równaniu LLB i wyrazach pola efektywnego z (B) uproszczoną metodyką dla a) aktywnej warstwy; b) górnego polaryzatora; c) dolnego polaryzatora; d) dla całej objętości próbki.
- Rys. 6.3.13 Porównanie zmian gęstości energii całkowitej modelu z rozdz. 6.3 - układu jednobitowej komórki pamięci magnetycznej, dla amplitudy prądu przełączającego  $54e12$  A/m<sup>2</sup> i czasie przełączania 170ps, przy zastosowaniu (A) nieuproszczonej metodyki elementów skończonych stosowanej w równaniu LLB i wyrazach pola efektywnego z (B) uproszczoną metodyką dla a) aktywnej warstwy; b) górnego polaryzatora; c) dolnego polaryzatora; d) dla całej objętości próbki.
- Rys. 6.4.1 Przebieg ewolucji średniego namagnesowania dla osi x, y, z odpowiednio (a,c,e) oraz (b, d, f) dla przejścia pomiędzy dwoma przykładowymi parami stanów stabilnych . Rysunek pochodzi z pracy [56].
- Rys. 6.4.2. Przebieg wartości pola Zeemana(a, c), trajektorii głowicy (b, d) oraz współrzędnych sferycznych(e, g) oraz (f, h) koniecznych do wymuszenia przemagnesowania z Rys. 2 odpowiednio dla (a, c, e) oraz (b, d, f). Rysunek pochodzi z pracy [56].
- Rys. 6.4.3. Mapa maksymalnych dla czasu przełączania wartości pól wymuszających przejścia pomiędzy wszystkimi ośmioma stanami stabilnymi dla czasu przełączania 1 ps. Rysunek pochodzi z pracy [56].
- Rys. 6.5.1. Poglądowy model układu komórek magnetycznych o wielu quasi-stabilnych stanach znajdujących w minimach energetycznych komórek, których stan zmieniany jest prądem o zmiennej w czasie gęstości i zmiennym w czasie kierunku polaryzacji spinu elektronowego. Rysunek pochodzi z pracy [48]. Oznaczenia: 1 – przewodzące niemagnetyczne złącze, 2 – przewodząca komórka magnetyczna o wielu stanach, 3 – przewodzące niemagnetyczne złącze, 4 – zmieniający stan układu - prąd elektronowy o zmiennej w czasie gęstości i kierunku polaryzacji spinu, 5 – niemagnetyczne podłoże.



- Rys. 6.5.2. Oznaczenia: a), b) – obrazy brył, kropek magnetycznych, o kształcie sferycznym, przybliżonym odpowiednio: 100 wierzchołkami i 36 wierzchołkami. c), d) – wykresy średniego namagnesowania dla przejścia pomiędzy dwoma parami stanów quasi-stabilnych (zaznaczonych kółkami) dla czasu przejścia 5 ps dla bryły o 100 wierzchołkach, promieniu 0.95 nm i kącie alfa 0 stopni. e) - obraz komórki pamięci o kształcie sferycznym, przybliżony 100 wierzchołkami przy zmianie parametru kąтового alfa w zakresie 0 - 135 stopni dla niektórych, wybranych kątów z symulowanego przedziału, oraz poniżej odpowiednie przekroje bryły z zaznaczonymi (f) zmienianymi parametrami: R – promień bryły i alfa – kąt obcięcia, g), h) - mapy badanych parametrów geometrycznych z zaznaczonym obszarem (kolor zielony), dla którego istnieje 16 quasi-stabilnych stanów energetycznych odpowiednio dla komórki o 100 wierzchołkach i 36 wierzchołkach. Rysunek pochodzi z pracy [48].
- Rys. 6.5.3. Mapa maksymalnych gęstości prądu dla wszystkich (240) kombinacji przejść dla komórki o 100 wierzchołkach (a), promieniu 0.95 nm i kącie alfa 0.0 stopni. Dla tej komórki i dla przejścia ze stanu nr 12 do stanu nr 16 - b) przebieg czasowy gęstości prądu, c) i d) współrzędne sferyczne polaryzacji elektronów - odpowiednio theta, phi. Dla tego przejścia, gęstość prądu, posiada maksimum o największej wartości ze wszystkich rozpatrywanych maksimum dla kombinacji 240 przejść międzystanowych i wartość ta jest zaznaczona na Rys. 6.5.4 c) w punkcie e) oraz posiada najjaśniejszy kolor na mapie a). Rysunek pochodzi z pracy [48].
- Rys. 6.5.4. Mapa wartości pokazująca maksymalne ze wszystkich 240 przejść między stanami quasi-stabilnymi maksima gęstości prądów zmieniających stan przy zmiennych parametrach geometrycznych komórek: a) i b) - komórka z 36 wierzchołkami odpowiednio dla czasów przejścia 5 ps i 1 ps, c) i d) - komórka ze 100 wierzchołkami odpowiednio dla czasów przejścia 5 ps i 1 ps. Punkt e) to wartość w maksimum z wykresu na Rys. 6.5.3 b) i najjaśniejszy kolor na mapie na Rys. 6.5.3 a) (przejście ze stanu 12 do stanu 16) dla komórki o 100 wierzchołkach, promieniu 0.95 nm i kącie alfa 0 stopni. Rysunek pochodzi z pracy [48].
- Rys. 6.6.1 Model hybrydowego, cyfrowego procesora z rdzeniem spintronicznym. 1 – implantowane lasery pomiarowe (MOKE) wraz z przetwornikiem C/A, 2- półprzewodnikowy laser pompujący z przetwornikiem C/A, 3 – detektory MOKE wraz z przetwornikami A/C, 4 – spintroniczny rdzeń przetwarzający, 5 – podłoże. Rysunek pochodzi z pracy [57].
- Rys. 6.6.2 Model rdzenia magnetycznego użytego do symulacji. Grubość elementów 2.5 nm. Promień R=5nm, a=10nm. Materiał: żelazo(Fe). Rysunek pochodzi z pracy [57].
- Rys. 6.6.3. Schemat blokowy cyfrowego, hybrydowego procesora z rdzeniem spintronicznym. Rysunek pochodzi z pracy [57].
- Rys. 6.6.4 Sygnał MOKE zerowego rzędu (a, e) dla oddziaływania lasera pomiarowego wzdłuż osi x z dwoma dolnymi elementami rdzenia, dla dwóch konfiguracji pól: asynchroniczny-pole wzdłuż x (b) oraz y (c) oraz synchroniczny-pole wzdłuż x(f) oraz y(g). Dla stabilnej części przebiegu sygnału pokazano powiększone przebiegi wyjściowe(d, h). Rysunek pochodzi z pracy [57].

## 10. Życiorys i dorobek naukowy autora

**mgr inż. Paweł Stebliński** - urodzony 6 maja 1974 w Koszalinie.

Szkoła Podstawowa nr 7, Koszalin.

Ogólnokształcące Liceum Wojskowe, Toruń (profil matematyczno - fizyczny)

Z. S. Ogólnokształcących im. Dubois, Koszalin (profil matematyczno – fizyczny)

Politechnika Warszawska, Wydział Elektroniki i Technik Informacyjnych, Warszawa (student, elektronika)

Politechnika Koszalińska, Wydział Elektroniki, Koszalin (student, inżynieria komputerowa)

Ecole Nationale Supérieure d'Ingenieurs d'Bourges, Bourges (Francja) (student, ryzyko przemysłowe)

Politechnika Koszalińska, Wydział Elektroniki, Koszalin, (student, inżynieria komputerowa)

Politechnika Warszawska, Wydział Elektroniki i Technik Informacyjnych, Warszawa, (doktorant, informatyka)

Politechnika Koszalińska, Wydział Elektroniki, Koszalin (asystent, Katedra Inżynierii Komputerowej)

Politechnika Śląska, Wydział Automatyki, Elektroniki i Informatyki, Gliwice (doktorant, elektronika)

Politechnika Koszalińska, Wydział Elektroniki i Informatyki, Koszalin (doktorant, elektronika)

### Parametry biblio-metryczne autora:

Baza artyk.	Google Scholar	Scopus	Web of Science
H - index	4	4	4
Liczba cytowań	90	70	70
Impact Factor	-	-	20.629

### Aktywność naukowa autora:

1. **„Wavelets spectra of magnetization dynamics in geometry driven magnetic thin layers”**,  
P.Steblinski, T.Blachowicz,  
arXiv, 2009
2. **„Wavelets as q-bits and q-bit states as wavelets”**,  
P.Steblinski, T.Blachowicz,  
arXiv, 2009
3. **„Magnetization reversal in magnetic half-balls influenced by shape perturbations”**,  
T.Blachowicz, A.Ehrmann, P.Steblinski, L.Pawela,  
Journal of Applied Physics, 108, 2010
4. **„Simulations of magnetization dynamics using LLG equation and finite elements method”**  
T. Blachowicz, M. Wieja, P. Steblinski,  
SPINWORK, Kraków, 2010
5. **„Experimentelle Untersuchung und Simulation der Magnetisierungsdynamik in Exchange-Bias-Systemen”**  
A.Tillmanns, T.Blachowicz, P.Steblinski,  
Hannover, 2010
6. **„Badanie ewolucji namagnesowania w periodycznych obiektach magnetoelektronicznych”**,  
P.Steblinski, T.Blachowicz,  
KKE, Darłówko, 2010
7. **„Koncepcja hybrydowego procesora cyfrowego z rdzeniem spintronicznym”**,  
P.Steblinski, T.Blachowicz ,  
Wiadomości Elektrotechniczne, 79, 2011

8. **„Neue Anisotropien – von der Grundlagenforschung zu optimierten magnetischen Speichermedien”**  
M.Weber, A.Ehrmann, T.Blachowicz, P.Steblinski, C.Griesel,  
Workshop ASIM/GI, 2011
9. **„Koncepcja hybrydowego procesora cyfrowego z rdzeniem spintronicznym”,**  
P.Steblński, T.Błachowicz,  
KKE, Darłówko, 2011
10. **„Directional-dependent coercivities and magnetization reversal mechanisms in fourfold ferromagnetic systems of varying sizes”,**  
T.Blachowicz, A.Ehrmann, P.Steblński, J.Palka,  
Journal of Applied Physics, 113, 2013
11. **„Wielostanowa komórka pamięci magnetycznej-analiza czasowa szybkości zapisu oraz gęstości upakowania komórek”,**  
P.Steblński, T.Błachowicz,  
KKS, Mielno, 2017
12. **„Koncepcja pamięci magnetycznej przełączanej prądem o zmiennej gęstości i zmiennym kierunku polaryzacji spinu”,**  
P.Steblinski, T.Blachowicz, KKE, Darłówko,2018
13. **„Investigation of magnetization reversal processes in bent nanofibers”,**  
T.Blachowicz, A.Ehrmann, P.Steblinski,  
DPG, Berlin, 2018
14. **„Wielostanowa komórka pamięci magnetycznej-analiza czasowa szybkości zapisu oraz gęstości upakowania komórek”,**  
P.Steblński, T.Błachowicz,  
Zeszyty Naukowe Wydziału Elektroniki i Informatyki Politechniki Koszalińskiej, 2017
15. **„Conception of magnetic memory switched by time dependant current density and current electron spin polarization”,**  
P.Steblinski, T.Blachowicz, I  
International Journal of Electronics and Telecommunications, 65, 2019
16. **„Magnetic nanofiber mats for data storage and transfer”,**  
C.Döpke, T.Grothe, P.Steblinski, M.Klöcker, L.Sabantina, D.Kosmalska, T.Blachowicz, A.Ehrmann  
Nanomaterials, 9, 2019
17. **„Magnetization reversal in ferromagnetic Fibonacci nano-spirals”,**  
P.Kern, C.Döpke, T.Blachowicz, P.Steblinski, A.Ehrmann,  
Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 484, 2019
18. **„Micromagnetic simulation of magnetization dynamics in nanofiber networks”,**  
T.Blachowicz, P.Steblinski, J.Grzybowski, A.Ehrmann,  
MCFM2021, USA
19. **„Neuro-Inspired Signal Processing in Ferromagnetic Nanofibers”,**  
T.Blachowicz, J.Grzybowski, P.Steblinski, A.Ehrmann,  
Biomimetics, 2021
20. **„Magnetization Dynamics in Nanofiber Networks”,**  
T.Blachowicz, P.Steblinski, J.Grzybowski, A.Ehrmann,  
IEEE 11th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties (NAP), 2021
21. **„Domain wall nucleation, propagation and annihilation in coupled bent ferromagnetic nanofibers with rotating local input fields”**  
T.Blachowicz, P.Steblinski, J.Grzybowski, A.Ehrmann,  
Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 546, 2022

22. „Analysis of the energy distribution of iron nano-spheres for bit-patterned media”  
P.Steblinski, T.Blachowicz, A.Ehrmann,  
Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 562, 2022



## 11. Bibliografia

- [1] „Spintronics” Tomasz Blachowicz, Andrea Ehrmann, Walter de Gruyter, 2019
- [2] „Magnetic Domain-Wall Logic” D. A. Allwood, et al. Science 309, 1688, 2005
- [3] „Fizyczne Podstawy Magnetyzmu”, Allan H. Morrish, PWN, Warszawa 1970
- [4] „Introduction to Magnetic Materials”, B.D.Cullity, C.D. Graham, IEEE Press, Willey, 2009
- [5] „Magnetism and Magnetic Materials”, J.M.D. Coey, Cambridge University Press, 2010
- [6] „The design and verification of MuMax3” A.Vansteenkiste, J.Leliaert, M.Dvornik, M.Helsen, F. Garcia-Sanchez, B. Van Waeyenberge, AIP Advances 4, 107133, 2014
- [7] „Fokker-Planck and Landau-Lifshitz-Bloch equations for classical ferromagnets”, D.A.Garanin, Physical Review B, vol. 55 , nr 5, 1997
- [8] „Stochastic form of the Landau-Lifshitz-Bloch equation”, R.F.L.Evans, D.Hinzke, U.Atxitia, U.Nowak, R.W.Chantrell, O.Chubykalo-Fesenko, Physical Review B 85, 014433, 2012
- [9] „Ultrafast magnetization dynamics rates within the Landau – Lifshitz - Bloch model”, U. Atxitia, O. Chubykalo-Fesenko, Physical Review B 84, 144414, 2011
- [10] „Scalable Parallel Micromagnetic Solvers for Magnetic Nanostructures”, W. Scholz, DISSERTATION, Technischen Universität Wien, Fakultät für Naturwissenschaften und Informatik, 2003
- [11] „Recent advances in the recording physics of thin-film media”, H. J. Richter, J. Phys. D: Appl. Phys. 32, 1999
- [12] „Statistical Modeling of Write Error Rates in Bit Patterned Media for 10 Tb/in<sup>2</sup> Recording”, H.Muraoka, S.J.Greaves, IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS, VOL. 47, 1, 2011
- [13] „Recording and Reversal Properties of Nanofabricated Magnetic Islands”, B.D.Terris, M.Albrecht, G.Hu, T.Thomson, C.T.Rettner, IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS, VOL. 41, 10, 2005
- [14] „Partitioning of the Perpendicular Write Field Into Head and SUL Contributions” T. Schrefl, M.E.Schabes, D.Suess, O.Ertl, M.Kirschner, F.Dorfbauer, G.Hrkac, J. Fidler, IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS, VOL. 41, 10, 2005
- [15] „Numerical optimization of writer geometries for bit patterned magnetic recording”, A.Kovacs, H.Oezelt, S.Bance, J.Fischbacher, M.Gusenbauer, F.Reichel, L. Exl, T.Schrefl, M.E.Schabes, JOURNAL OF APPLIED PHYSICS 115, 2014
- [16] „Numerical optimization of writer and media for bit patterned magnetic recording”, A.Kovacs, H.Oezelt, M.E.Schabes, T.Schrefl, Journal of Applied Physics , 2016,
- [17] „Domain wall resistivity in epitaxial thin film microstructures”, A.D.Kent, J.Yu, U.Rüdiger, S.S.P. Parkin, J. Phys.: Condens. Matter 13 , 2001
- [18] „Magnetoresistive multilayers deposited on the AAO membranes”,L.M.Malkinski, A.Chalastaras, A.Vovk, Jin-Seung Jung, Eun-Mee Kim, Jong-Ho Jun,C.A.Ventrice Jr, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 286 ,2005
- [19] „Spin transfer switching of spin valve nanopillars using nanosecond pulsed currents”, S.Kaka, M.R.Pufall, W.H.Rippard, T.J.Silva, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 286, 2005

- [20] „Ultra-fast magnetization reversal in magnetic nano-pillars by spin-polarized current”, T.Devolder, A.Tulapurkar, K.Yagami, P.Crozat, C.Chappert, A.Fukushima, Y.Suzuki, S.E.Russek, J.A.Katine, M.Carey, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 286, 2005
- [21] „Current-Driven Magnetization Reversal and Spin-Wave Excitations in Co Cu Co Pillars”, J.A.Katine, F.J.Albert, R.A.Buhrman, E.B.Myers, D.C.Ralph, *PHYSICAL REVIEW LETTERS*, 2000
- [22] „Extensions of perpendicular recording”, O.Heinonen, K.Z.Gao, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 320, 2008
- [23] „Prospects for bit patterned media for high-density magnetic recording”, Akira Kikitsu, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 321, 2009
- [24] „Równania różniczkowe cząstkowe w zagadnieniach fizyki i techniki”, Edward Kącki, Wydanie Trzecie, WNT, Warszawa, 1992
- [25] „Metody numeryczne zagadnienia brzegowe”, R. Grzymkowski, A. Kapusta, I. Nowak, D. Słota, Wyd. Pracownia Jacka Skalmierskiego, 2003, Gliwice
- [26] „Wstęp do fizyki ciała stałego”, C.Kittel, Wydanie trzecie poprawione, Warszawa 1974.
- [27] „Current-driven excitation of magnetic multilayers”, J.C.Slonczewski, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 159, 1996
- [28] „Towards multiscale modeling of magnetic materials: Simulations of FePt” N. Kazantseva, D. Hinzke, U. Nowak, R. W. Chantrell, U. Atxitia, O. Chubykalo-Fesenko, *PHYSICAL REVIEW B* 77, 184428, 2008
- [29] „Temperature dependence of the exchange parameter and domain-wall properties”, G.Vertesy, I.Tomas, *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS*, VOLUME 93, NUMBER 7, 2003
- [30] „Classical Theory of the Temperature Dependence of Magnetic Anisotropy Energy”, C.ZENER, *PHYSICAL REVIEW* VOLUME 96, DECEMBER 1, 1954
- [31] „Temperature dependence of magnetic anisotropy: An ab initio approach”, J.B.Staunton, L.Szunyogh, A.Buruzs, B.L.Gyorffy, S.Ostanin, L.Udvardi, *Physical Review B* 74, 144411, 2006
- [32] „Application of Landau-Lifshitz-Bloch dynamics to grain switching in heat-assisted magnetic recording”, Terry W. McDaniel, *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS* 112, 013914, 2012
- [33] „Ferromagnetic vortex core switching at elevated temperatures”, K.M.Lebecki, U.Nowak, *Physical Review B* 89, 014421, 2014
- [34] „Thermal fluctuations and longitudinal relaxation of single-domain magnetic particles at elevated temperatures”, D.A.Garanin, O.Chubykalo-Fesenko, *Physical Review B* 70, 2004
- [35] „Spin-Transfer Induced Dynamic Modes in Single-Crystalline Fe–Ag–Fe Nanopillars” R.Lehndorff, D. E. Bürgler, A. Kakay, R. Hertel, and C. M. Schneider, *IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS*, VOL. 44, 7, 2008
- [36] „Chirality and stability of vortex state in Permalloy triangular ring micromagnets” P.Vavassoria, O. Donzelli, M. Grimsditch, V. Metlushko, B. Ilic, *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS* 101, 023902, 2007
- [37] „Badanie ewolucji namagnesowania w niskowymiarowych, periodycznych obiektach magnetoelektronicznych” Paweł Stebliński, Tomasz Błachowicz, KKE, 2010
- [38] „Magnetic Nanostructures Spin Dynamics and Spin Transport”, H.Zabel, M.Farle, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013

- [39] „User Documentation for cvode v2.5.0”, A.C.Hindmarsh, R.Serban, Center for Applied Scientific Computing, Lawrence Livermore National Laboratory, November 6, 2006
- [40] „Individual skyrmion manipulation by local magnetic field gradients”, A.Casiraghi, H.Corte-Leon, M.Vafaei, F.Garcia-Sanchez, M.Pasquale, G. Jakob, M.Kloui, O.Kazakova, COMMUNICATIONS PHYSICS, 2:145, 2019
- [41] „Effect of probe configuration on spin accumulation in lateral spin-valve structure”, T.Kimura, J.Hamrle, Y.Otani, K.Tsukagoshi, Y.Aoyagi, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 286, 2005
- [42] „Domain wall cloning in magnetic nanowires” D. A.Allwood, Gang Xiong, R.P.Cowburn JOURNAL OF APPLIED PHYSICS 101, 024308, (2007)
- [43] „Experimentelle Untersuchung und Simulation der Magnetisierungsdynamik in Exchange-Bias-Systemen”, A.Tillmanns, T. Błachowicz, P.Stebliński, Hannover 2010
- [44] „Micromagnetic computations of spin polarized current-driven magnetization processes”, L.Torres, L.Lopez-Diaz, E.Martinez, M.Carpentieri, G.Finocchio, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 286, 2005
- [45] „Magnetization dynamics in spin-valve structures with spin pumping”, Joo-Von Kim, C.Chappert, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 286, 2005
- [46] „Directional-dependent coercivities and magnetization reversal mechanisms in fourfold ferromagnetic systems of varying sizes”, T. Blachowicz, A. Ehrmann, P. Stebliński, J. Palka, Journal of Applied Physics 113 (1)
- [47] „Magnetization reversal in magnetic half-balls influenced by shape perturbations”, T.Blachowicz, A. Ehrmann, P.Stebliński, L.Pawela, Journal of Applied Physics 108 (12)
- [48] „Conception of magnetic memory switched by time dependant current density and current electron spin polarization”, P.Stebliński, T.Blachowicz, IJET, 65(2)
- [49] „Analysis of the energy distribution of iron nano-spheres for bit-patterned media”, P.Stebliński, T.Blachowicz, A.Ehrmann, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 562, 2022
- [50] „Toward a Universal Memory” J. Akerman, Science 308, 2005
- [51] „Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory” S.S.P.Parkin, M.Hayashi, L.Thomas, Science 320, 2008
- [52] „Spin-transfer torque RAM technology: Review and prospect” T.Kawahara, K.Ito, R.Takemura, H.Ohno, Microelectronics Reliability 52, 2012
- [53] „Recording on Bit-Patterned Media at Densities of 1 Tb/in<sup>2</sup> and Beyond” H.Richter, A. Dobin, O.Heinonen, K.Gao, R.Veerdonk, R.Lynch, J.Xue, D.Weller, P.Asselin, M.Erden, R. Brockie, IEEE Trans. Magn. 42, 2006
- [54] „Patterned Magnetic Nanostructures and Quantized Magnetic Disks” STEPHEN Y.CHOU, Invited Paper
- [55] „Square nano-magnets as bit-patterned media with doubled possible data density”, T.Błachowicz, A.Ehrmann, Materials Today 2016
- [56] „Wielostanowa komórka pamięci magnetycznej - analiza czasowa szybkości zapisu oraz gęstości upakowania komórek”, P.Stebliński, T.Blachowicz, Zeszyty Naukowe Wydziału Elektroniki i Informatyki Politechniki Koszalińskiej nr 11
- [57] „Koncepcja hybrydowego procesora cyfrowego z rdzeniem spintronicznym” P.Stebliński, T.Błachowicz, Wiadomości Elektrotechniczne nr 11, 2011



- [58] „Magnetic Nanofiber Mats for Data Storage and Transfer”, Ch.Döpke , T.Grothe, P. Steblinski, M.Klöcker, L.Sabantina, D.Kosmalska, T.Blachowicz, A.Ehrmann, *Nanomaterials* 9 (1), 2019
- [59] „Magnetic Elements for Neuromorphing Computing”, T.Blachowicz, A.Ehrmann, *Molecules*, vol. 25(11), (2020)
- [60] „Datasheet Product Description: CTCM78 High Performance Thermal Compound” Item no. 1361503 (2.1 g) / 1361504 (525 g), Version 05/16
- [61] „Measurement of FePt thermal properties relevant to heat-assisted magnetic recording” A.Chernyshov, D.Treves, T.Le, F.Zong, A.Ajan, R.Acharya, *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS* 115, 17B735 , 2014
- [62] „Temperature dependence of magnetocrystalline anisotropy constants in the single variant state of L1 0 -type FePt bulk single crystal”, K.Inoue, H.Shima, A. Fujita, K. Ishida, K. Oikawa, K.Fukamichi, *APPLIED PHYSICS LETTERS* 88, 102503, 2006