

Akademia Górniczo-Hutnicza
im. Stanisława Staszica w Krakowie

**Model dyspersji barier energetycznych
aktywowanego termicznie procesu przełączania
magnetyzacji w układach cienkich warstw z
magnetyczną anizotropią prostopadłą**

Dr Maciej Czapkiewicz

Kraków, 2019

Spis treści

1. Dane personalne
2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe
3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych
4. Wskazanie osiągnięcia naukowego stanowiącego podstawę postępowania habilitacyjnego
 - 4.1 Tytuł osiągnięcia naukowego
 - 4.2 Autorzy, tytuły i dane publikacji wchodzących w skład osiągnięcia naukowego
 - 4.3 Omówienie prac składających się na cykl publikacji będących podstawą wniosku o przeprowadzenie postępowania habilitacyjnego:
 - *Wprowadzenie*
 - *Zawory spinowe z warstwą antyferromagnetyka IrMn*
 - *Magnetyczna anizotropia prostopadła w układach wielowarstwowych*
 - *Anizotropia prostopadła w warstwach Co/Pt/IrMn. Asymetria procesu przemagnesowania*
 - *Badania magnetoptyczne termicznie aktywowanego procesu przemagnesowania układów wielowarstwowych Co/Pt/IrMn*
 - *Skorelowanie modelu dyspersji energii anizotropii z własnościami strukturalnymi układu wielowarstwowego*
 - *Stworzenie modelu dyspersji energii anizotropii wyjaśniającego asymetrię procesu przemagnesowania w układach wielowarstwowych z anizotropią prostopadłą i warstwą antyferromagnetyka*
 - *Wykorzystanie autorskiego modelu przestrzennej dyspersji energii anizotropii do analizy jakości i jednorodności cienkich warstw magnetycznych*
5. Pozostała działalność badawcza

1. Imię i Nazwisko

Maciej Czapkiewicz

2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe/ artystyczne – z podaniem nazwy, miejsca i roku ich uzyskania oraz tytułu rozprawy doktorskiej.

- 1991 – ukończenie studiów na Uniwersytecie Jagiellońskim w Krakowie na Wydziale Matematyki i Fizyki (kierunek: fizyka).
Praca magisterska p.t. „Komputerowy system do kontroli i akwizycji danych z dwuwiązkowego reflektometru”
- 1999 – uzyskanie tytułu doktora nauk technicznych na Wydziale Elektroniki, Automatyki, Informatyki i Elektroniki AGH (kierunek: elektronika).
Praca doktorska p.t.: „Badania zjawisk galwanomagnetycznych w strukturach wielowarstwowych metali przejściowych pod kątem zastosowania na detektory i głowice magnetyczne”
Promotor: prof. dr hab. Tomasz Stobiecki

3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych.

- 01.02.1988-30.09.1988 na stanowisku laboranta na Wydziale Fizyki UJ w Krakowie
- 01.10.1993-01.09.2012 na stanowisku kolejno asystenta i adiunkta na Wydziale Elektrotechniki, Automatyki, Informatyki i Elektroniki, AGH w Krakowie
- Od 01.09.2012 na stanowisku adiunkta na Wydziale Informatyki, Elektroniki i Telekomunikacji AGH w Krakowie

4. Wskazanie osiągnięcia wynikającego z art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. 2016 r. poz. 882 ze zm. w Dz. U. z 2016 r. poz. 1311.):

4.a. Jako osiągnięcie naukowe przedstawiam cykl publikacji pod wspólnym tytułem:

Model dyspersji barier energetycznych aktywowanego termicznie procesu przełączania magnetyzacji w układach cienkich warstw z anizotropią prostopadłą

4.b. Na cykl publikacji składają się prace:

H01

Magnetization process and domains in MTJ,

M. Czapkiewicz, M. Zoladz, J. Wrona, P. Wisniowski, R. Rak, T. Stobiecki, C. G. Kim, C.O.Kim, M. Takahashi and M. Tsunoda,

phys. Stat. sol. (b) 241, 1477 (2004)

doi: 10.1002/pssb.200304668,

IF = 0.982, liczba cytowań: 3

H02

Asymmetric magnetization reversal in exchange-biased Co/Pt multilayers,

S. van Dijken, **M. Czapkiewicz**, M. Zoladz, T. Stobiecki,

phys. Stat. sol. (b) 243, 169 (2006)

doi: 10.1002/pssb.200562498

IF = 0.967, liczba cytowań: 8

H03

Magnetization reversal and field annealing effects in perpendicular exchange-biased Co/Pt multilayers and spin valves with perpendicular magnetization,

S. van Dijken, M. Crofton, **M. Czapkiewicz**, M. Zoladz, T. Stobiecki,

Journal of Applied Physics 99, 083901 (2006)

doi: 10.1063/1.2180527

IF = 2.316, liczba cytowań: 26

H04

Magnetization dynamics of perpendicular exchange-biased (Pt/Co)-Pt-IrMn multilayers studied by MOKE microscopy and magnetometry,

M. Czapkiewicz, S. van Dijken, T. Stobiecki, R. Rak, M. Zoladz, and P. Mietniowski

phys. stat. sol. (c) 3, 48 (2006)

doi: 10.1002/pssc.200562474

IF = 0.61, liczba cytowań: 7

H05

Correlation between exchange bias dynamics and magnetization reversal asymmetry in [Pt/Co]₃/Pt/IrMn multilayers,

G. Malinowski, S. van Dijken, **M. Czapkiewicz**, T. Stobiecki

Applied Physics Letters 90, 082501 (2007)

doi: 10.1063/1.2472521

IF = 3.596, liczba cytowań: 11

H06

Exchange bias energy in Co/Pt/IrMn multilayers with perpendicular and in-plane anisotropy,

M. Czapkiewicz, T. Stobiecki, R. Rak, M. Żołądź, S. van Dijken,

Journal of Magnetism and Magnetic Materials 316, 151 (2007)

doi:10.1016/j.jmmm.2007.02.039

IF = 1.704, liczba cytowań: 5

H07

Influence of buffer layers on the texture and magnetic properties of Co/Pt multilayers with perpendicular anisotropy,

J. Kanak, **M. Czapkiewicz**, T. Stobiecki, M. Kachel, I. Sveklo, A. Maziewski, S. van Dijken, *phys. stat. sol. (a)* 204, 3950 (2007)

doi: 10.1002/pssa.200777104

IF = 1.214, liczba cytowań: 7

H08

Micromagnetic properties of Co/Pt multilayers deposited on various buffer layers,

M. Czapkiewicz, J. Kanak, T. Stobiecki, M. Kachel, M. Żołądź, I. Sveklo, A. Maziewski, S. Van Dijken,

Materials Science-Poland 26, 839 (2008)

IF = 0.368, liczba cytowań: 3

H09

Thermally activated magnetization reversal in exchange-biased [Pt/Co]₃/IrMn multilayers,

M. Czapkiewicz, T. Stobiecki, S. van Dijken,

Phys. Rev. B 77, 024416 (2008)

doi: 10.1103/PhysRevB.77.024416

IF = 3.322, liczba cytowań: 22

H10

Reduced domain wall pinning in ultrathin Pt / Co 100 x B x / Pt with perpendicular magnetic anisotropy,

R. Lavrijsen, G. Malinowski, J. H. Franken, J. T. Kohlhepp, H. J. M. Swagten, B. Koopmans,

M. Czapkiewicz and T. Stobiecki,

Applied Physics Letters 96, 022501 (2010)

doi:10.1063/1.3280373

IF = 3.820, liczba cytowań: 13

H11

Buffer influence on magnetic dead layer, critical current, and thermal stability in magnetic tunnel junctions with perpendicular magnetic anisotropy,

M. Frankowski, A. Żywczak, **M. Czapkiewicz**, S. Ziętek, J. Kanak, M. Banasik, W.

Powroźnik, W. Skowroński, J. Chęciński, J. Wrona, H. Głowiński, J. Dubowik, J-P. Ansermet, T. Stobiecki

Journal of Applied Physics 117, 223908 (2015)

doi: 10.1063/1.4922499

IF = 2.101, liczba cytowań: 12

H12

Understanding stability diagram of perpendicular magnetic tunnel junctions,

W. Skowroński, **M. Czapkiewicz**, S. Ziętek, J. Chęciński, M. Frankowski, P. Rzeszut, J. Wrona;

Scientific Reports 7, 10172 (2017)

doi: 10.1038/s41598-017-10706-2

IF = 4.122, liczba cytowań: 6

4.c. omówienie celu naukowego/artystycznego ww. pracy/prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania.

Głównym celem naukowym wyżej wymienionego cyklu publikacji było:

- (i) wyjaśnienie zjawisk towarzyszących przełączaniu magnetyzacji w cienkowarstwowych układach z anizotropią prostopadłą,
- (ii) optymalizacja efektu podmagnesowania warstwy ferromagnetyka przez antyferromagnetyk w takich układach,
- (iii) stworzenie modelu wyjaśniającego przebieg procesu aktywowanej termicznie relaksacji namagnesowania,
- (iv) stworzenie narzędzi przydatnych do charakteryzacji własności fizycznych i jakości aplikacyjnej cienkich warstw ferromagnetycznych stosowanych w elementach elektroniki spinowej.

Zamieszczone poniżej omówienie głównego osiągnięcia habilitacyjnego i jego zastosowań poprzedzone jest krótkim wstępem oraz opisem problematyki badawczej nad: układami wielowarstwowymi z antyferromagnetykiem, magnetyczną anizotropią prostopadłą oraz anomaliami towarzyszącymi procesom przemagnesowania badanych układów.

Wprowadzenie

Elektronika spinowa (powszechnie nazywana spintroniką), czyli inżynieria magnetycznych struktur wielowarstwowych z uwzględnieniem zarówno ładunku jak i spinu elektronów przewodnictwa, jest obecnie intensywnie rozwijającą się dziedziną magnetoelektroniki. Dzięki technologii jonowego rozpylenia umożliwiającej szybkie i powtarzalne nanoszenie warstw o grubościach warstwy monoatomowej- pojawiły się możliwości seryjnej produkcji układów wielowarstwowych o z góry zaplanowanym uporządkowaniu magnetycznym [1]. Powstała nowa generacja elementów wykorzystujących zjawiska międzywarstwowego sprzężenia magnetycznego [2] oraz efektów oddziaływania spinu elektronów przewodnictwa z namagnesowaniem cienkich warstw, takich jak Giant Magneto-Resistance (GMR, [3, 4]), Tunneling Magneto-Resistance (TMR, [5, 6]) lub Spin Hall Effect (SHE, [7]). Przykładem tego typu elementów są m.in. czujniki pola magnetycznego (w szczególności głowice do odczytu gęsto upakowanej informacji na dyskach twardych, [8]), komórki pamięci nieulotnych typu Magnetic Random Access Memory (M-RAM, [9]) przełączane spinowo spolaryzowanym prądem [10], dodatkowo z możliwością wspomagania przełączania napięciem poprzez jego wpływ na anizotropię [11], rejestry przesuwne [12], układy logiczne [13] a także układy nanooscylatorów [14], wykorzystujące dodatnie sprzężenie precesji namagnesowania i płynącego prądu spinowego [15].

Zawory spinowe z warstwą antyferromagnetyka IrMn

Badania zjawisk galwanomagnetycznych w strukturach wielowarstwowych metali przejściowych pod kątem zastosowania na detektory i głowice magnetyczne, wskazały na konieczność dogłębnego przestudiowania procesów przemagnesowania układów wielowarstwowych, tak zwanych zaworów spinowych (Spin Valve - SV), w których dzięki zastosowaniu warstwy antyferromagnetyka, warstwa kontaktującego się z nim ferromagnetyka ma złamaną symetrię pętli histerezy wskutek sprzężenia z podsiecią antyferromagnetyka (tzw. Exchange Bias - EB [16]). Efekt ten powstaje podczas procesu nanoszenia bądź podczas wygrzewania do temperatury Néela i schładzania w polu magnetycznym [17].

Autor badał między innymi strukturę domenową warstwy ferromagnetycznej, w celu lepszego zrozumienia mechanizmu tworzenia się efektu EB w strukturach SV po naniesieniu oraz po obróbce termicznej (wygrzewaniu i schładzaniu w polu magnetycznym). Efektem takich badań była między innymi praca [H01] (phys. stat. sol. 2004).

W powyższej pracy przedstawiono wyniki badań dotyczących zależności efektu EB w układach wielowarstwowych SV z antyferromagnetyczną warstwą IrMn, o strukturze IrMn/CoFe/AlOx/CoFe/NiFe, zarówno od obróbki termicznej, jak i również od kierunku przyłożonego pola magnetycznego. Do opisu tego typu zjawisk stosuje się często model Stonera-Wohlfartha [18]. Zaproponowane w pracy [H01] rozszerzenie tego modelu, zostało wykorzystane do analizy efektu EB w układach wielowarstwowych z anizotropią magnetyczną w płaszczyźnie warstwy. Różnice między asteroidą Stonera-Wohlfartha wynikającą z teoretycznego modelu a rzeczywistymi pomiarami wskazywały na niekoherentną rotację kierunku namagnesowania. Obserwacje powierzchni próbek wykonane przy użyciu magnetoptycznego mikroskopu Kerra pokazały tworzenie się złożonych struktur domenowych, zależnych od kierunku przyłożonego pola.

Magnetyczna anizotropia prostopadła w układach wielowarstwowych

W przypadku anizotropii w płaszczyźnie, rozproszone pole odmagnesowania wokół niewielkich elementów powoduje zaburzenie jednorodności namagnesowania, a także oddziałuje z sąsiednimi elementami, co zmniejsza stabilność zapisu informacji [19]. Miniaturyzacja takich elementów jest w naturalny sposób ograniczona przez limit superparamagnetyzmu, bowiem cechą ferromagnetyzmu jest zdolność do spontanicznego namagnesowania w określonym kierunku [20]. Zauważalna więc tendencja do zwiększania gęstości zapisu informacji, a co za tym idzie, zmniejszania rozmiaru obiektu potrzebnego do zapisu bitu informacji (co dotyczy zarówno śladu magnetycznego na dysku i elementu głowicy odczytującej TMR, jak również komórki pamięci MRAM), wymogła zainteresowanie się problematyką układów cienkowarstwowych z anizotropią prostopadłą [21], co było głównym celem zaprezentowanych tu badań.

Magnetyczna anizotropia prostopadła, przewidziana przez Louisa Néel'a [22] i po raz pierwszy dowiedziona empirycznie w warstwach permalaju [23] obserwowana jest w bardzo cienkich warstwach ferromagnetycznych (o grubości rzędu 1 nm) dzięki zjawisku anizotropii powierzchniowej, która w wyniku złamania symetrii oddziaływania spin-orbita na granicy interfejsu między warstwą ferromagnetyczną i nieferromagnetyczną, prowadzi do prostopadłej do powierzchni warstwy orientacji spinów ferromagnetyka [24]. Zaletą zastosowania anizotropii prostopadłej w elementach spintronicznych [25, 26] jest to, że prostopadłe do warstwy namagnesowanie umożliwia uzyskanie mniejszych rozmiarów domen i szerokości ścian domenowych, zmniejszenie oddziaływania (przesłuchu) na sąsiednie elementy oraz zmniejszenie rozmiarowego limitu superparamagnetyzmu [27]. Natomiast wadą stosowania układów z anizotropią prostopadłą jest między innymi konieczność stosowania cienkiej warstwy ferromagnetyka, co powoduje zmniejszenie efektywności filtracji spinów elektronów przewodnictwa (czyli pogorszenie efektów galwanomagnetycznych oraz zdolności do transferu momentu siły poprzez prąd spinowy [28]). Ten problem można rozwiązać między innymi stosując supersieci złożone z kilku warstw cienkiego ferromagnetyka i przekładek nieferromagnetycznych [29], co pozwala na uzyskanie dużego pola koercji, jak również lepszej filtracji spinów [30]. Innym problemem elementów spintronicznych z anizotropią prostopadłą jest zazwyczaj większe niż w przypadku anizotropii w płaszczyźnie, tłumienie precesji spinów, co powoduje zwiększenie prądu potrzebnego do przełączenia magnetyzacji (pamięć M-RAM) lub jej precesji (nanooscylator). Sposoby optymalizacji złącz z anizotropią prostopadłą pod względem współczynnika tłumienia były dyskutowane między innymi w pracy Ikedy [31].

Jeszcze jednym zagadnieniem związanym z zaworami spinowymi SV z anizotropią prostopadłą jest specyfika sprzężenia z antyferromagnetykiem (efekt EB) w przypadku orientacji namagnesowania spinów prostopadłej do międzywierzchni ferromagnetyk-antyferromagnetyk [32]. Dlatego szereg następnych prac autora został podporządkowany problematyce anizotropii prostopadłej w supersieciach Co/Pt z antyferromagnetykiem IrMn.

Należy także zwrócić uwagę na nieco inne mechanizmy przemagnesowania w układach z anizotropią w płaszczyźnie, w porównaniu z układami z anizotropią prostopadłą do płaszczyzny. W przypadku anizotropii w płaszczyźnie warstwy, pole odmagnesowania oddziałuje na namagnesowanie całej warstwy, dlatego zmiana kształtu domeny (przełączanie magnetyzacji) następuje zazwyczaj kolektywnie, w momencie zniesienia bariery energii przełączania przez zewnętrzne pole [33]. W przypadku anizotropii prostopadłej do warstwy, pole odmagnesowania jest rozproszone i ma tylko lokalny wpływ na proces przełączania magnetyzacji. Przełączenie spinów w danym obszarze jest niezależne od namagnesowania

pozostałych obszarów warstwy i może zająć w stanie metastabilnym w wyniku aktywacji termicznej większej niż bariera przełączania [34, 35].

Anizotropia prostopadła w warstwach Co/Pt/IrMn. Asymetria procesu przemagnesowania

Efektem współpracy z SFI Trinity Nanoscience Laboratory (Dublin), gdzie naniesiono układy wielowarstwowe $[\text{Pt}/\text{Co}]_{x3}/\text{IrMn}$ i zmierzono pętle histerezy anomalnego efektu Halla, było spostrzeżenie, że struktura zaworu spinowego SV typu antyferromagnetyk/ferromagnetyk użyta dla układów z anizotropią prostopadłą dawała zazwyczaj niewielki efekt EB (zależny od grubości warstw kobaltowych). Ponadto obserwowane były anomalie pętli histerezy w postaci dodatkowych pól przełączania, które powstawały tylko w jednym kierunku przemagnesowywania.

W celu wyjaśnienia zauważonych anomalii autor przeprowadził obserwacje struktury domenowej przy użyciu mikroskopu efektu Kerra [36]. Okazało się, że obraz struktury domenowej podczas procesu przemagnesowania jest zależny od kształtu gałęzi pętli histerezy magnetycznej, a złamanie symetrii pętli jest ściśle skorelowane z różnicami w ewolucji domen ferromagnetycznych podczas wzrostu lub malenia pola magnetycznego. Zjawiska te opisano w pracy [H02] (phys. Stat. Sol. 2006).

W celu ilościowej charakteryzacji asymetrii procesu przełączania magnetyzacji w układach z warstwą antyferromagnetyka, autor wykonał pomiary relaksacji znormalizowanej magnetyzacji m , mierząc ją w funkcji czasu, przy stałym polu magnetycznym o wartości bliskiej polu przełączania. Krzywe relaksacji opisane zostały za pomocą modelu Fatuzzo-Labrune [37, 38], co pozwoliło na dopasowanie parametrów tego modelu: prawdopodobieństwa nukleacji małych domen (parametr R) i prędkości rozrostu istniejących domen (parametr k).

W przypadku asymetrycznej pętli przemagnesowania stwierdzono dominację parametru R w jednym kierunku zmian pola, oraz parametru k w drugim kierunku, co było potwierdzone przez autora obserwacją struktury domenowej przy użyciu mikroskopu Kerra (nukleacja wielu drobnych domen w jednym kierunku, i rozrost nielicznych domen w drugim). Ponadto usystematyzowano pomiary zależności pola koercji, efektu EB oraz magnetorezystancji w zależności od grubości warstw Co w supersieci Co/Pt. Wyniki opublikowano w pracy [H03] (J.Appl.Phys. 2006).

Przeprowadzone badania stworzyły jednak więcej pytań niż odpowiedzi – nadal nie znana była przyczyna asymetrii procesu przemagnesowania. Ponadto próbka kontrolna ze stałą grubością warstwy Co sąsiadującej z IrMn wykazywała typową odwrotnie proporcjonalną zależność efektu EB od grubości pozostałych warstw Co, podczas gdy próbka ze zmienną grubością wszystkich warstw wykazywała pogorszenie efektu EB po obróbce termicznej i brak efektu EB dla cienkich warstw kobaltu. Kluczowe stało się więc zrozumienie zjawisk zachodzących na międzywierzchni (interfejsie) Co/IrMn.

Główne osiągnięcia habilitacyjne

(i) *Badania magnetoptyczne termicznie aktywowanego procesu przemagnesowania układów wielowarstwowych Co/Pt/IrMn (H04, H05, H06)*

W celu lepszego zrozumienia efektu EB zachodzącego w układach z magnetyczną anizotropią prostopadłą, naniesiono metodą rozpylania katodowego warstwy $[\text{Co}/\text{Pt}]_{x3}/\text{Pt}_t/\text{IrMn}$, gdzie warstwa Pt_t wykonana była w formie klina o zmiennej grubości 0-1.2 nm (H04). Badając pętle histerezy magnetycznej, krzywe relaksacji magnetyzacji oraz

struktury domenowe, autor zauważył, iż zjawisko EB nie malało monotonicznie wraz ze wzrostem grubości przekładki Pt_t separującej supersieć Pt/Co od antyferromagnetyka IrMn. Największe pole podmagnesowania (H_{ex}) występowało dla warstwy Pt_t o nominalnej grubości w przedziale około 0.1 do 0.2 nm, jednakże w przypadku warstwy Pt_t o grubości 0.1 nm obserwowane były bardzo drobne domeny magnetyczne, co można tłumaczyć dużą niejednorodnością tak cienkiej (nominalnie) warstwy.

Dla większych grubości przekładki Pt widać było wyraźnie, że im mniejszy efekt EB, tym mniejsza różnica w zależnym od kierunku zmiany pola sposobie przełączania magnetyzacji. Obydwa efekty słabły ze wzrostem grubości przekładki, i dla grubości ponad 1 nm były praktycznie nieobserwowalne (brak mierzalnego pola H_{ex}) a obrazy domenowe były podobne do próbki referencyjnej bez warstwy IrMn. Jednak efekt EB oraz asymetria przełączania były słabsze także w przypadku bezpośredniego kontaktu supersieci Pt/Co z warstwą antyferromagnetyczną IrMn. Fakt mocniejszego efektu EB w przypadku bardzo cienkiej warstwy separującej, w porównaniu do bezpośredniego kontaktu ferromagnetyk/antyferromagnetyk, tłumaczyć można lepszym skompensowaniem podsieci antyferromagnetyka, które łatwiej mogą się dopasować w przypadku niejednorodności [39].

Wciąż jednak nie była znana przyczyna asymetrii procesu przemagnesowania w zależności od kierunku zmian pola magnetycznego. Autor postawił wstępną hipotezę, iż przyczyną tych różnic są inne wartości energii aktywacji procesu nukleacji domen bądź propagacji ściany domenowej. W celu weryfikacji tej hipotezy, używając modelu Fatuzzo dopasowanego do rodziny krzywych relaksacji magnetycznej, autor obliczył parametr prawdopodobieństwa nukleacji domeny R dla różnych wartości pól magnetycznych H , a stąd energię aktywacji procesu nukleacji W_N oraz objętość Barkhausena [40] procesu nukleacji V_{BN} :

$$R(H, T) = R_0 \exp[-(W_N - 2HM_S V_{BN})/k_B T] \quad (1a)$$

gdzie M_S - namagnesowanie nasycenia, k_B - stała Boltzmana, T - temperatura.

Analogicznie, korzystając z parametru k wyznaczonego z krzywych relaksacyjnych, autor wyznaczył zależność prędkości propagacji ściany domenowej v od przyłożonego pola magnetycznego, a z tego energię aktywacji tego procesu W_P oraz jego objętość Barkhausena:

$$v(H, T) = v_0 \exp[-(W_P - 2HM_S V_{BP})/k_B T] \quad (1b)$$

Wyniki przedstawiono w pracy [H04] (phys. Stat. Sol. 2006). W pracy tej pokazano też, na wykresie wartości energii aktywacji w funkcji grubości przekładki Pt_t , że wartości tych energii zależą od kierunku zmian pola, niemniej wartości te obarczone były dużymi niepewnościami, wskutek dość złożonej procedury przetwarzania danych. Również wartości objętości Barkhausena wyznaczone z krzywych relaksacyjnych obarczone były dużą niepewnością. Dlatego powtórzono badania aktywacji procesu przemagnesowania, używając innego modelu, zaproponowanego przez Raquet et al. [41]: liniowej zależności pola przełączania H_S histerezy od logarytmu szybkości zmian tego pola (przy uwzględnieniu pola H_{ex} związanego z efektem EB):

$$H_S = \pm \frac{kT}{V_B M_S} \left[\ln\left(\frac{dH}{dt}\right) + \ln\left(\ln(2)\tau(H=0)\frac{V_B M_S}{k_B T}\right) \right] - H_{ex} \quad (2)$$

gdzie $\tau(H=0)$ – czas relaksacji przy braku pola magnetycznego.

Otrzymane z powyższego modelu wyniki objętości V_B potwierdziły wcześniejsze ustalenia i opublikowano je w dodatkowej pracy [H05] (Applied Physics Letters 2007).

W kolejnych badaniach procesu przemagnesowania układów wielowarstwowych Co/Pt/IrMn porównano zależność efektu EB od grubości przekładki Pt_t z analogicznym efektem występującym w pojedynczej warstwie Co o grubości 5 nm. Zabieg ten wykonano w celu wykluczenia wpływu procesu nanoszenia warstw lub innych ubocznych efektów na obserwowane zjawiska asymetrii w układach wielowarstwowych z anizotropią prostopadłą. Pojedyncza warstwa kobaltu o grubości 5 nm wykazuje anizotropię w płaszczyźnie, i jak się można było spodziewać, badania wykazały iż efekt EB maleje w takim przypadku monotonicznie wraz ze wzrostem grubości przekładki separującej warstwę ferromagnetyczną i antyferromagnetyk IrMn. Autor pokazał, że zależność pola H_{EB} od grubości przekładki była w tym przypadku dobrze opisana przez zależność wykładniczą, co jest zgodne z danymi literaturowymi [42]. W przypadku magnetycznej anizotropii występującej płaszczyźnie próbki nie zauważono też istotnych różnic obrazów struktury domenowej w zależności od kierunku zmian pola, oraz stosunkowo niewielkie różnice tych obrazów w zależności od grubości przekładki Pt_t . Z badań tych wynikało, że zjawisko asymetrii procesu przemagnesowania oraz niemonotoniczność zjawiska EB od grubości Pt mają ścisły związek z anizotropią prostopadłą. Wyniki zostały opublikowane w pracy [H06] (JMMM 2007).

(ii) Skorelowanie modelu dyspersji energii anizotropii z własnościami strukturalnymi układu wielowarstwowego (H07, H08)

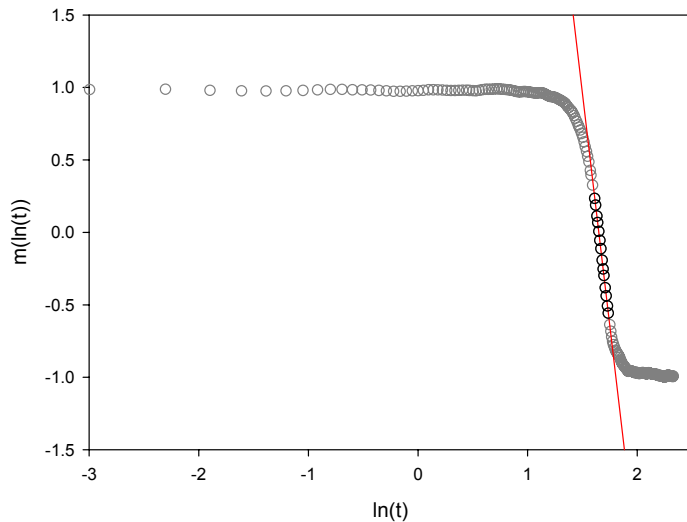
Kolejnym krokiem w kierunku zrozumienia różnic w kierunkach procesu przemagnesowania cienkich warstw z magnetyczną anizotropią prostopadłą było ulepszenie modelu energii aktywacji. W tym celu, w miejsce stosowanego powszechnie dwuparametrowego fenomenologicznego modelu Fatuzzo-Labruno, autor zaproponował i uzasadnił wykorzystanie modelu Bruno [43], który pozwala na opisanie krzywej relaksacji magnetycznej za pomocą tylko jednego parametru, σ_W - przestrzennej dyspersji barier energetycznych aktywowanego termicznie procesu przełączania magnetyzacji.

Uzasadnieniem wyboru tego modelu jest to, że dyspersja energii aktywacji jest bezpośrednio odpowiedzialna za sposób przemagnesowania: duża dyspersja powoduje dużą gęstość nukleacji małych, wolno rosnących domen, natomiast mała dyspersja pozwala na swobodną propagację ściany domenowej, co faworyzuje powstawanie niewielu dużych domen. Użycie jednego parametru w miejsce dwóch pozwala też na bardziej precyzyjny opis bez zbędnej redundancji.

Według modelu Bruno, wartość parametru σ_W związana jest z maksymalną pochodną krzywej relaksacji znormalizowanego namagnesowania $m(\ln(t))$ po logarytmie czasu, jako:

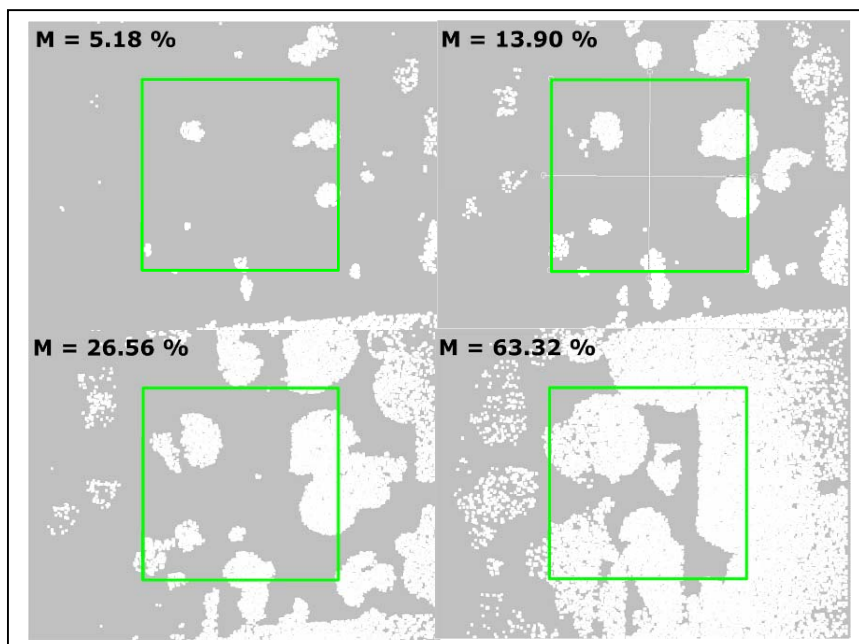
$$-[dm/d(\ln(t))]_{\max} = k_B T / \sigma_W \quad (3)$$

gdzie $m = M(t)/M_S$.



Rys.1. Wykres relaksacji znormalizowanej magnetyzacji $m(\ln(t))$ z zaznaczeniem maksimum jej pochodnej.

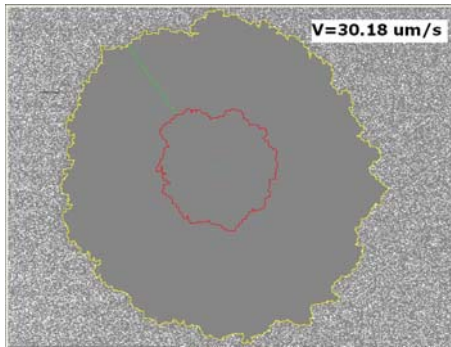
Ponieważ krzywe relaksacji $m(t)$ mierzone bezpośrednio magnetometrem Kerra były obarczone dużymi zakłóceniami (co było przyczyną dużych niepewności wyznaczenia energii aktywacji opisanej w pracy [H04]), autor opracował ulepszoną metodę obserwacji zjawiska relaksacji magnetycznej. Zamiast pomiaru kąta skręcenia Kerra (którego wartość, rzędu ułamków minut kątowych, jest bardzo niewielka i podatna na błędy przypadkowe i systematyczne), użyto stosunku obserwowanej powierzchni domeny magnetycznej powstałej po przemagnesowaniu do powierzchni całego obrazu, otrzymywanego w czasie rzeczywistym przy użyciu kamery CCD, będącej końcowym detektorem mikroskopu pracującego w kontraście Kerra (Rys. 2).



Rys. 2. Ewolucja domen i obliczony stosunek namagnesowania w górę (jaśniejsze obszary) docalkowitej zaznaczonej powierzchni. Obraz bez rozpoznawania krawędzi domen.

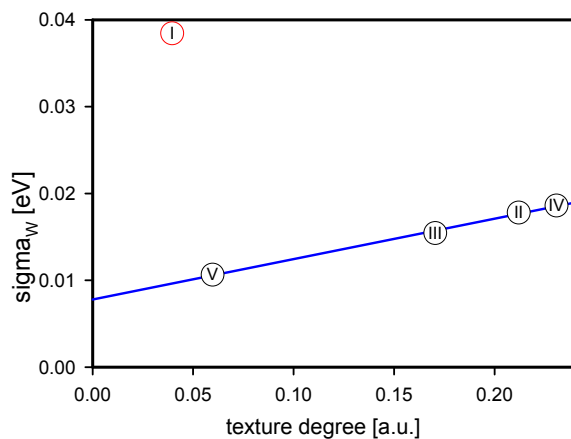
Otrzymywane obrazy, wskutek niewielkiego kontrastu, obarczone były szumami. W celu wyeliminowania tych zakłóceń zastosowano numeryczny proces rozpoznawania krawędzi obrazów. Wartości m obliczane w czasie rzeczywistym dla każdej otrzymywanej z przetwornika CCD ramki, dzięki technice rozpoznawania obrazów, pozwoliły na dokładniejsze, pozbawione szumów oraz zakłóceń pomiary krzywej relaksacji namagnesowania $m(t)$.

Stworzone oprogramowanie do rozpoznawania obrazów przydatne również było do obliczania prędkości ściany domenowej wprost z obrazu kontrastu Kerra (Rys. 3)



Rys.3. Ewolucja domeny magnetycznej z zaznaczonymi brzegami i wektorem przesunięcia, wyznaczonymi w wyniku zastosowania algorytmu rozpoznawania obrazów.

W celu zbadania zależności procesu przemagnesowania od własności strukturalnych warstw naniesiono nowe układy supersieci Pt/Co na różnych warstwach buforowych (Cu, Ta/Cu, Ta/Cu/Ta, Ta/Cu/Ta/Cu oraz bezpośrednio na podłożu tlenku krzemu). Pomiary dyfrakcji rentgenowskiej pozwoliły na określenie stopnia stekstrowania warstw, proporcjonalnego do szerokości połówkowej profilu dyfrakcyjnego ω (rocking curve). Porównanie stopnia stekstrowania z wynikami dyspersji energii aktywacji, uzyskanymi przez autora z pomiarów krzywych relaksacji magnetycznej za pomocą mikroskopu Kerra, pokazało bliską jedności korelację dyspersji energii aktywacji σ_w z teksturą krystalitów (Rys. 4). Jedynym wyjątkiem od tej reguły była próbka na buforze z warstwy Cu, którą charakteryzowała bardzo nieregularna struktura krystalitów, w porównaniu z pozostałymi warstwami. Zauważono też istotną korelację dyspersji energii z szorstkością warstwy, mierzoną zarówno bezpośrednio przy użyciu mikroskopu sił atomowych AFM, jak i wynikającą z pomiarów kąta połysku.



Rys. 4. Dyspersja energii aktywacji w funkcji tekstury krystalitów.

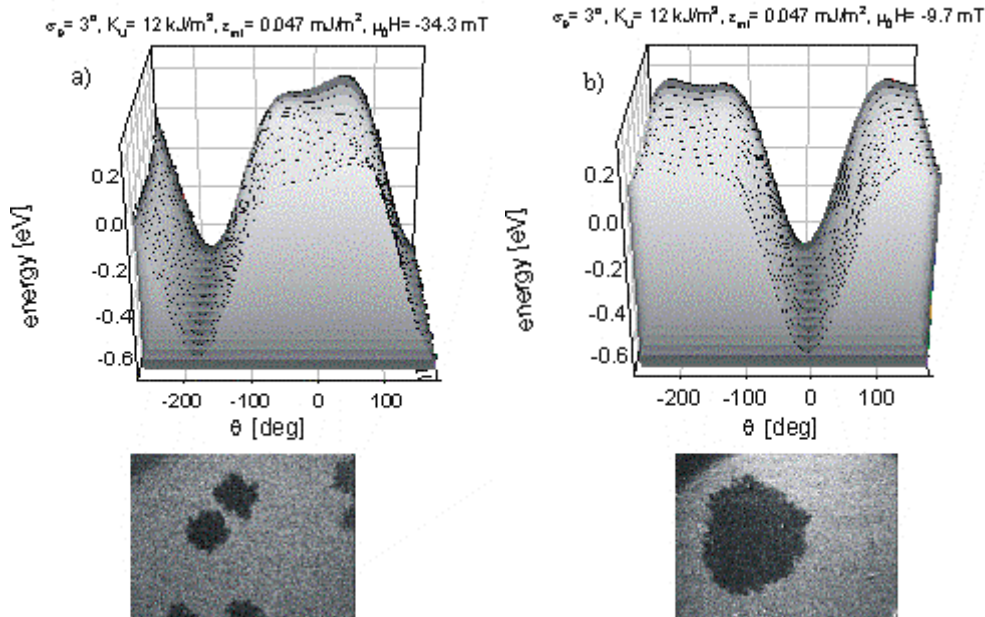
Ponadto, przy współpracy z Zakładem Fizyki Magnetyków Uniwersytetu w Białymstoku, autor zaobserwował na mikroskopie sił magnetycznych MFM ewolucję struktury domen magnetycznych w dużej rozdzielczości, co pozwoliło mu na bezpośrednią obserwację objętości Barkhausena V_B . Oszacowana na podstawie obrazów MFM wartość tej objętości okazała się zgodna z parametrami V_{BP} , V_{BN} i V_B , które autor otrzymał w wyniku dopasowania modelu Fatuzzo-Labrune (1a, 1b) i Raqueta (2) do danych opisujących dynamikę przemagnesowania. Wyniki i powyższe wnioski przedstawiono w pracach [H07] (phys. stat. Sol. 2007) oraz [H08] (Mat. Sc. Pol. 2008).

(iii) Stworzenie modelu dyspersji energii anizotropii wyjaśniającego asymetrię procesu przemagnesowania w układach wielowarstwowych z anizotropią prostopadłą i warstwą antyferromagnetyka (H09)

Przedstawione w pracach [H07, H08] wyniki potwierdzały, że dyspersja energii aktywacji procesu przemagnesowania, z której wynika kształt krzywej relaksacji $m(t)$, jest ściśle skorelowana z teksturą krystalitów i szorstkością warstwy, w przypadku pojedynczej cienkiej warstwy ferromagnetyka lub supersieci [Pt/Co]_{xN} (bez antyferromagnetyka). Wciąż jednak nie było wiadomo, jaka jest przyczyna braku symetrii procesu przemagnesowania w przypadku układów wielowarstwowych z efektem EB. Innymi słowy, dlaczego w przypadku układów ferromagnetyk/antyferromagnetyk dyspersja barier energetycznych aktywowanego termicznie procesu przełączania magnetyzacji zależy od kierunku przemieszczania polem magnetycznym? Jako powody lokalnych zmian energii aktywacji, mogące być hipotetycznie przyczyną braku symetrii procesu przemagnesowania, rozważono możliwe zaburzenia występujące na styku polikrystalicznych warstw ferromagnetyk/antyferromagnetyk:

- lokalne zaburzenia wartości sprzężenia EB z warstwą antyferromagnetyka;
- lokalne zaburzenia wartości prostopadłej anizotropii magnetycznej;
- lokalne zaburzenia kąta osi anizotropii magnetycznej.

Aby zweryfikować, czy takie zaburzenia są powodem braku symetrii procesu przełączania magnetyzacji, autor wykonał badania symulacyjne zaburzenia gęstości energii warstwy dla obydwóch kierunków przełączania magnetyzacji. Okazało się, że jedynie lokalne zaburzenia kąta osi anizotropii magnetycznej (rzędu kilku stopni względem kierunku normalnego do warstwy) przy jednoczesnym istnieniu sprzężenia EB są przyczyną braku symetrii procesu przemagnesowania. Wniosek ten wynika z faktu, że w jednym kierunku przemieszczania pola występują duże różnice energii aktywacji, podczas gdy w przeciwnym kierunku różnice te są niewielkie, przy tym samym rozporządkowaniu kierunków anizotropii (Rys. 5).



Rys.(5) Rodzina funkcji gęstości energii układu ferromagnetyk-antyferromagnetyk przy uwzględnieniu przestrzennej dyspersji lokalnego kierunku anizotropii (górne rysunki) i rzeczywiste obrazy struktury domenowej układu wielowarstwowego $[\text{Pt}/\text{Co}]_{x3}/\text{IrMn}$ (dolne rysunki), dla dodatniej (lewe rysunki) i ujemnej (prawe rysunki) gałęzi histerezy magnetycznej (**H09**).

Uzyskane wyniki symulacji pozwoliły na sformułowanie modelu przestrzennej dyspersji energii aktywacji generowanej przez lokalne zaburzenia kąta osi anizotropii (model PDE). Zaproponowany przez autora model tłumaczy nie tylko różnice gęstości nukleacji domen w zależności od kierunku przełączania pola w przypadku układów ferromagnetyk/antyferromagnetyk, ale również opisywaną poprzednio bardzo dużą korelację dyspersji energii aktywacji supersieci ferromagnetycznej z teksturą próbki. Lokalne zaburzenia kąta osi anizotropii mogą wynikać z faktu, iż układ wielowarstwowy naniesiony metodą rozpylania katodowego jest polikrystaliczny, gdzie wielkość krystalitów jest rzędu 50 nm, a różnice ich wysokości rzędu 1 nm (co potwierdzają pomiary mikroskopem AFM lub analiza krzywej reflektometrycznej (XRR - X-Ray Reflectivity)). Ponieważ magnetyczna anizotropia jest lokalnie prostopadła do międzywierzchni w danym miejscu, podczas gdy pole magnetyczne jest prostopadłe do uśrednionej powierzchni całej warstwy, powstaje niewielki kąt między lokalnym kierunkiem anizotropii a kierunkiem pola zależny od kształtu krystalitu.

Ukoronowaniem tego etapu badań prowadzonych przez autora było ponowne, obarczone mniejszą niepewnością wyznaczenie objętości Barkhausena oraz energii aktywacji procesu przemagnesowania, przy użyciu opisywanych powyżej ulepszonych metod wyznaczania krzywej relaksacji magnetyzacji. Obliczenia te przeprowadzono dla układów wielowarstwowych $[\text{Pt}/\text{Co}]_{x3}/\text{IrMn}$. Wyniki, wraz z opisem modelu przestrzennej dyspersji energii (PDE), zamieszczono w pracy [**H09**] (Phys. Rev. B 2008).

(iv) Wykorzystanie autorskiego modelu przestrzennej dyspersji energii anizotropii (PDE) do analizy jakości i jednorodności cienkich warstw magnetycznych (H10, H11, H12)

W urządzeniach spintronicznych kluczową rolę pełni jakość cienkich warstw, która jest zależna od wielu czynników związanych z procesem nanoszenia (m.in. parametrów rozpylania jonowego, zastosowanych warstw buforowych, preparatyki podłoża, składu chemicznego stopu, obróbki termicznej). W celu optymalizacji procesu nanoszenia konieczna jest znajomość ilościowych parametrów cechujących jakość otrzymanych warstw, takich jak gładkość międzywierzchni lub rozkład kierunków krystalograficznych wzrostu krystalitów (tekstura). Zazwyczaj parametry te szacuje się metodami charakteryzacji strukturalnej (np. dyfrakcja lub reflektometria rentgenowska). Jednak w przypadku bardzo cienkich warstw, a takie są stosowane aby uzyskać magnetyczną anizotropię prostopadłą, uzyskane wyniki są trudne do interpretacji z uwagi na rozmycie i małą amplitudę sygnału od drobnych krystalitów cienkiej warstwy, w porównaniu z sygnałem od grubych warstw buforowych. Tymczasem, w przypadku warstw z anizotropią prostopadłą, wygodną metodą oceny ich jakości jest również pomiar relaksacji namagnesowania $m(t)$ lub obserwacja ewolucji struktury domen magnetycznych. Zaproponowany przez autora model PDE pozwala nie tylko na jakościową ocenę, ale też na ilościową charakteryzację parametrów takich jak tekstura krystalitów lub gładkość międzywierzchni, za pośrednictwem łatwych do przeprowadzenia pomiarów magnetoptycznych, z których uzyskać można parametr lokalnej dyspersji barier energetycznych σ_W .

Przykładem zastosowania metody oceny jakości warstwy ferromagnetycznej za pośrednictwem pomiarów relaksacji namagnesowania i obserwacji struktury domenowej były badania przeprowadzone przy współpracy z Eindhoven University of Technology - group Physics of Nanostructures at the Applied Physics Department. Autor weryfikował wpływ składu układu wielowarstwowego Pt/Co/Pt oraz Pt/Co_xB_{1-x}/Pt oraz grubości warstwy ferromagnetycznej na anizotropię prostopadłą, objętość Barkhausena oraz na sposób relaksacji, który świadczy o jakości warstwy ferromagnetycznej. Wyniki zebrano w pracy [H10] (Applied Physics Letters 2010).

Innym przykładem zastosowania przez autora metody oceny jakości warstwy ferromagnetycznej za pośrednictwem obserwacji jej struktury domenowej były badania magnetycznych złącz tunelowych MTJ z anizotropią prostopadłą, wykonanych na trzech rodzajach warstw buforowych o różnej grubości: Ta 5 /Ru 10 /Ta 3, Ta 5 /Ru 10 /Ta 10, Ta 5 /Ru 20 /Ta 5 (grubości w nm). Głównym celem badań była optymalizacja grubości bufora pod względem krytycznego prądu przełączania magnetyzacji (pod wpływem efektu transferu momentu sił spinowo spolaryzowanego prądu) oraz stabilności termicznej złącza. W tym celu, oprócz badań strukturalnych (AFM, XRD, XRR), pomiarów pętli histerezy magnetycznej (wyznaczenie anizotropii i grubości warstwy magnetycznie martwej) i dynamicznych pomiarów pętli histerezy prądowej (CIMS – Current Induced Magnetization Switching), wykonano obserwacje struktury domenowej próbek po ich naniesieniu oraz po obróbce termicznej. Wykonane przez autora badanie pozwoliło na potwierdzenie wniosków wynikających z analiz strukturalnych i magnetycznych, co pokazano w pracy [H11] (J. Appl. Phys. 2015).

Kontynuacja badań nad układami wielowarstwowymi z anizotropią prostopadłą, prowadzona przy współpracy z firmą Singulus Technologies AG, pozwoliła na stworzenie zoptymalizowanych struktur, które po nanostrukturyzacji przeprowadzanej w ultraczystych pomieszczeniach Akademickiego Centrum Materiałów i Nanotechnologii (ACMiN) AGH

działały jako w pełni funkcjonalne elementy spintroniczne – nanooscylator lub komórka pamięci M-RAM. Przykładem komórki M-RAM są elementy o rozmiarach rzędu 100 nm, złożone z warstw $[\text{Co}_{0.5}/\text{Pt}_{0.2}] \times 6/\text{Co}_{0.6}/\text{Ru}_{0.8}/\text{Co}_{0.6}/[\text{Pt}_{0.2}/\text{Co}_{0.5}] \times 3/\text{W}_{0.25}/\text{CoFeB}_{1.0}/\text{MgO}_{0.8}/\text{CoFeB}_{t_{\text{FL}}}/\text{W}_{0.2}/\text{CoFeB}_{0.5}$ (grubości w nm, dla uproszczenia pominięto warstwy buforowe, ochronne i elektrodowe). W strukturze powyższych warstw można zauważyć badane wcześniej układy supersieci Co/Pt, przedzielone przekładką rutenu - stanowiące razem sztuczny antyferromagnetyk - a także cienką warstwę wolframu między sztucznym antyferromagnetykiem a zamocowaną warstwą referencyjną CoFeB. Zaproponowany przez autora model aktywowanego termicznie przełączania został dopasowany do wyników diagramu fazowego stabilności termicznej takiego układu, co przedstawiono w pracy [H12] (Sci. Rep. 2017).

Podsumowując, w cyklu publikacji pod wspólnym tytułem „*Model dyspersji barier energetycznych aktywowanego termicznie procesu przełączania magnetyzacji w układach cienkich warstw z magnetyczną anizotropią prostopadłą*” autor:

- stworzył narzędzia i metodologię badania termicznie aktywowanych procesów przełączania magnetyzacji w cienkowarstwowych układach z anizotropią prostopadłą;
- wykonał badania efektu „Exchange Bias” w układach z antyferromagnetykiem IrMn i supersiecią Pt/Co wykazującą anizotropię prostopadłą, które dowiodły anomalii pętli histerezy w takich układach, w postaci różnic gęstości nukleacji domen zależnych od kierunku przełączania magnetyzacji;
- odkrył istotną korelację dyspersji energii termicznej aktywacji przełączania namagnesowania supersieci ferromagnetycznej z teksturą polikryształów i szorstkością warstwy ferromagnetyka;
- stworzył model przestrzennej dyspersji barier energetycznych PDE, który z powodzeniem objaśnia zarówno anomalie pętli histerezy w układach ferromagnetyk/antyferromagnetyk jak również bardzo dużą korelację dyspersji energii aktywacji z własnościami strukturalnymi warstwy ferromagnetyka z anizotropią prostopadłą;
- wdrożył model PDE do oceny jakości warstw ferromagnetycznych z anizotropią prostopadłą, co pozwoliło na optymalizację struktur wielowarstwowych służących do budowy elementów spintronicznych, takich jak złącza MTJ.

Literatura do rozdziału 4

- 1 J.C. Mallinson, *Magneto-Resistive Heads, fundamentals and applications*, Academic Press, (San Diego 1996)
- 2 J.Grünberg, R.Schreiber, Y.Pang, M.B.Brodsky, H.Sowers, *Layered Magnetic Structures: Evidence for Antiferromagnetic Coupling of Fe Layers across Cr Interlayers*, Phys Rev. Lett. 57, 2442 (1986)
- 3 K.B.Hathaway, A.Fert, P.Bruno, D.T.Pierce, J.Unguris, R.J.Cellota and S.S.P.Parkin, *Ultrathin Magnetic Structures II*, Ed. B.Heinrich, Springer Verlag (Berlin 1994), 45-186
- 4 M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F.Petroff, *Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices*, Phys.Rev.Lett.61, 21 (1988)

- 5 T. Miyazaki, N. Tezuka, *Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al₂O₃/Fe junction*, J. Magn. Mater. 139, 231 (1995)
- 6 S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki, and K. Ando, *Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions*, Nature Mater. 3, 868 (2004)
- 7 J. E. Hirsch, *Spin Hall Effect*, Phys. Rev. Lett. 83, 1834 (1999)
- 8 J.C. Mallinson, *Magneto-Resistive Heads, fundamentals and applications*, Academic Press, (San Diego 1996)
- 9 J. Akerman, *Toward a Universal Memory*, Science 308, 508 (2005)
- 10 J.C. Slonczewski, *Currents and torques in metallic magnetic multilayers*, J. Magn. Mater. 247, 324 (2002)
- 11 J.C. Slonczewski, J.Z. Sun, *Theory of voltage-driven current and torque in magnetic tunnel junctions*, J. Magn. Mater. 310, 169 (2007)
- 12 M. Hayashi, L. Thomas, R. Moriya, C. Rettner, S. S. P. Parkin, *Current-Controlled Magnetic Domain-Wall Nanowire Shift Register*, Science 320, 209 (2008)
- 13 D. Meyners, K. Rott, H. Brückl, G. Reiss, *Submicron-sized magnetic tunnel junctions in field programmable logic gate arrays*, J. Appl. Phys. 99, 23907 (2006)
- 14 A. Dussaux, B. Georges, J. Grollier, V. Cros, A. V. Khvalkovskiy, A. Fukushima, M. Konoto, H. Kubota, K. Yakushiji, S. Yuasa, K. A. Zvezdin, K. Ando, A. Fert, *Large microwave generation from current-driven magnetic vortex oscillators in magnetic tunnel junctions*, Nat. Commun. 1, 8 (2010)
- 15 J.C. Slonczewski, *Current-driven excitation of magnetic multilayers*, J. Magn. Mater. 159, L1 (1996)
- 16 J. Nogues, I. K. Schuller, *Exchange bias*, J. Magn. Mater. 192, 203 (1999)
- 17 M. Tsunoda and M. Takahashi, *Single spin ensemble model for the change of unidirectional anisotropy constant by annealing on polycrystalline ferromagnetic/ antiferromagnetic bilayers*, J. Appl. Phys. 87, 4957 (2000)
- 18 E. C. Stoner, E. P. Wohlfarth, *A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys*, Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. 240 (826): 599–642 (1948)
- 19 M.H. Kryder, *Magnetic recording beyond the superparamagnetic limit*, 2000 IEEE International Magnetism Conference (INTERMAG 2000)
- 20 L. D. Landau, E. M. Lifshitz, *On the Theory of the Dispersion of Magnetic Permeability in Ferromagnetic Bodies*, Phys. Z. Sowjetunion 8, 153 (1935)
- 21 M. T. Johnson, P. J. H. Bloemen, F. J. A. den Broeder, J. J. de Vries, *Magnetic anisotropy in metallic multilayers*, Rep. Prog. Phys. 59, 1409 (1996)

- 22 L. Neel, *Anisotropie magnétique superficielle et surstructures d'orientation*, J. Phys. Radium 15, 225 (1954)
- 23 U. Gradmann J. Müller, Flat Ferromagnetic, *Epitaxial $_{48}\text{Ni}/_{52}\text{Fe}(111)$ Films of few Atomic Layers*, phys. Stat. sol. 27, 313 (1968)
- 24 G.H.O. Daeldrop, P.J.Kelly, M.F.H.Schuurmans, *First-principles calculations of the magnetic anisotropy energy of $(\text{Co})_n/(\text{X})_m$ multilayers*, Phys. Rev. B 42, 7270 (1990)
- 25 N. Nishimura, T. Hirai, A. Koganei, T. Ikeda, K. Okano, Y. Sekiguchi, Y. Osada, *Magnetic tunnel junction device with perpendicular magnetization films for high density magnetic random access memory*, J. Appl. Phys. 91, 5246 (2002)
- 26 S. Mangin D.Ravelosona, J.A.Katine, M.J.Carey, B.D.Terris, E.E.Fullerton, *Current-induced magnetization reversal in nanopillars with perpendicular anisotropy*, Nature Mater. 5, 210 (2006)
- 27 S.Iwasaki, *Perpendicular magnetic recording focused on the origin and its significance*, IEEE Trans. Magn. 38, 1609 (2002)
- 28 J. C. Slonczewski, *Currents, torques, and polarization factors in magnetic tunnel junctions*, Phys. Rev. B 71, 24411 (2005)
- 29 P.F. Carcia, *Perpendicular magnetic anisotropy in Co/Pd and Co/Pt superlattices*, Journal of Vacuum Science & Technology, A 5, 1975 (1987)
- 30 M S Ferreira, J d'Albuquerque e Castro, R B Muniz, M. Villeret, *Spin filtering and an enhanced regime of giantmagnetoresistance*, J. Phys.: Condens. Matter 12, 2833 (2000)
- 31 S. Ikeda, K. Miura, H. Yamamoto, K. Mizunuma, H. D. Gan, M. Endo, S. Kanai, J. Hayakawa, F. Matsukura, H. Ohno, *A perpendicular-anisotropy CoFeB–MgO magnetic tunnel junction*, Nature Mater. 9 721–4 (2010)
- 32 F. Garcia, J. Moritz, F. Ernult, S. Auffret, B. Rodmacq, B. Dieny, J. Camarero, Y. Pennec, S. Pizzini, J. Vogel, *Exchange bias with perpendicular anisotropy in $(\text{Pt-Co})/\text{sub } n\text{-FeMn}$ multilayers*, IEEE Trans. Magn. 38, 2730 (2002)
- 33 A. Hubert, R. Schäfer, *Magnetic Domains - The Analysis of Magnetic Microstructures*, chapter 3, Springer Berlin Heidelberg (1998)
- 34 L. Neel, *Theorie du trainage magnetique de diffusion*, J. Phys. Radium, 13 (5), 249 (1952)
- 35 W.F. Brown Jr., *Thermal Fluctuations of a Single-Domain Particle*, Phys. Rev. 130, 1677 (1963)
- 36 M. Zoladz, S. Knappmann, M. Otto, K. Röhl, T. Stobiecki, *Real Time Image Processing during Observation of Magnetic Domain Structures by Kerr Microscopy*, phys. Stat. sol. (a) 189, No. 3, 791 (2002)
- 37 E. Fatuzzo, *Theoretical Considerations on the Switching Transient in Ferroelectrics*, Phys. Rev. 127, 1999 (1962)

- 38 M. Labrune, S. Andrieu, F. Rio, P. Bernstein, *Time dependence of the magnetization process of RE-TM alloys*, J. Magn. Magn. Mater. 80, 211 (1989)
- 39 A. P. Malozemoff, *Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces*, Phys. Rev. B 35, 3679 (1987)
- 40 A. Kirilyuk, J. Giergiel, J. Shen, J. Kirschner, *On the Barkhausen volume in ultrathin magnetic films with perpendicular anisotropy*, J. Magn. Magn. Mater. 159, L27 (1996)
- 41 B. Raquet, R. Mamy, J. C. Ousset, *Magnetization reversal dynamics in ultrathin magnetic layers*, Phys. Rev. B 54, 4128 (1996)
- 42 N. J. Gökemeijer, T. Ambrose, and C. L. Chien, *Long-Range Exchange Bias across a Spacer Layer*, Phys. Rev. Lett. 79, 4270 (1997)
- 43 P. Bruno, G. Bayreuther, P. Beauvillain, C. Chappert, G. Lugert, D. Renard, J.P. Renard, J. Seiden, *Hysteresis properties of ultrathin ferromagnetic films*, J. Appl. Phys. 68, 5759 (1990)

5. Pozostała działalność badawcza

Oprócz tematyki badań układów wielowarstwowych z magnetyczną anizotropią prostopadłą, opisaną powyżej jako osiągnięcie habilitacyjne, autor zajmował się również statycznym i dynamicznym modelowaniem procesów przemagnesowania w układach wielowarstwowych z wymiennym międzywarstwowym sprzężeniem biliniowym i bikwadratowym oraz z różnymi rodzajami anizotropii magnetycznej. Rozszerzenie przez autora modelu Stonera-Wohlfartha (wynikiem czego było między innymi stworzenie programu *magen5* powszechnie stosowanym przez doktorantów i dyplomujących się studentów prowadzących badania w Zespole Magnetycznych Układów Wielowarstwowych i Elektroniki Spinowej Katedry Elektroniki AGH), umożliwiło analizę zarówno statycznych pętli histerezy magnetyzacji jak i jej własności dynamicznych poprzez dopasowanie teoretycznej relacji dyspersji do pomiarów drgań wzbudzanych w strukturach spintronicznych. Przykładem zastosowania tych narzędzi są symulacje pętli histerezy oraz częstotliwości rezonansu ferromagnetycznego badanych struktur typu ST-MRAM złożonych z warstw PtMn/CoFe/Ru/CoFeB/MgO/CoFeB z anizotropią w płaszczyźnie, opisane w pracy [D01].

Innym przykładem jest badanie wpływu sprzężenia wymiennego na krzywe dyspersji paskowych struktur GMR badanych w układzie tzw. diody spinowej. W pracy [D02] przedstawiono wyniki symulacji makrospinowych wzbudzenia częstotliwości rezonansowej w strukturach zaworów spinowych NiFe/PtMn/CoFe/Ru/CoFe/Cu/CoFe/NiFe o zmiennej grubości przekładki miedzianej.

Dopasowania modelu Stonera-Wohlfartha do krzywych dyspersji, wykonane przez autora, pozwoliły także na wyznaczenie wpływu warstw buforowych na anizotropię warstwy zamocowanej zaworu spinowego SV, co zostało opublikowane w pracy [D03].

Autor rozwijał również modele mikromagnetyczne w oparciu o metodę różnic skończonych, w szczególności współtworzył rozszerzenia do programu OOMMF (The Object Oriented MicroMagnetic Framework), umożliwiające obliczanie oddziaływań prądu z namagnesowaniem warstwy, z uwzględnieniem geometrii elementu spintronicznego oraz lokalnych sprzężeń zwrotnych pomiędzy gęstością prądu, kierunkiem namagnesowania i

wartością magnetorezystancji. Narzędzia te pozwoliły na lepsze zrozumienie efektów przełączania magnetyzacji pod wpływem spinowo spolaryzowanego prądu. Opis narzędzi oraz wyniki uzyskane dzięki nim znajdują się w pracach [D04, D05].

Innym narzędziem do analizy symulacji mikromagnetycznych było oprogramowanie do wyznaczania widma drgań spinów z wybranych obszarów symulowanego urządzenia spintronicznego, które zostało przedstawione w pracy [D06]. Motywacją do stworzenia takiego narzędzia była wcześniejsza praca [D07], w której badano widma ST-FMR w zaworach spinowych o strukturze warstw PtMn/CoFe/Ru/CoFeB/MgO/CoFeB i autor, za pomocą symulacji mikromagnetycznych objaśniał zależność amplitudy pasożytniczego piku od energii sprzężenia wymiennego poprzez przekładkę MgO.

Oprócz dynamiki przełączania magnetyzacji w elementach elektroniki spinowej autor zajmował się też przewodnictwem tunelowym występującym w takich elementach. Jeżeli ciągłość bardzo cienkiej warstwy izolatora MgO jest zaburzona przez lokalne mostki metaliczne, zarówno wartość magnetooporu jak i rezystywność ulegną zmniejszeniu wskutek bocznikowania elektrycznego. Autor zaproponował model łączący te parametry z szorstkością międzywierzchni, co pozwoliło na wyznaczenie parametrów opisujących jakość układu wielowarstwowego z przekładką MgO. Model ten oraz jego zastosowanie do optymalizacji procesu nanoszenia opisano w pracy [D08].

Jeszcze innym obszarem działalności naukowej były badania własności magnetycznych nanodrutów Co lub Co/Cu tworzonych za pomocą chemicznej elektrodepozycji. Przykładem takich prac są [D09, D10].

Literatura do rozdziału 5:

D01

Inductive determination of the optimum tunnel barrier thickness in magnetic tunneling junction stacks for spin torque memory applications,

S. Serrano-Guisan, W. Skowroński, J. Wrona, N. Liebing, **M. Czapkiewicz**, T. Stobiecki, G. Reiss, H. W. Schumacher;

Journal of Applied Physics 110, 023906 (2011)

doi: 10.1063/1.3610948

IF = 2.168, liczba cytowań: 14

D02

The influence of interlayer exchange coupling in giant-magnetoresistive devices on spin diode effect in wide frequency range,

S. Ziętek, P. Ogrodnik, W. Skowroński, P. Wisniowski, **M. Czapkiewicz**, T. Stobiecki, J. Barnas;

Applied Physics Letters 107, 122410 (2015)

doi: 10.1063/1.4931771

IF = 3.142, liczba cytowań: 5

D03

Magnetic Properties and Magnetization Dynamics of Magnetic Tunnel Junction Bottom Electrode With Different Buffer Layers,

M. Cecot, J. Wrona, J. Kanak, S. Ziętek, W. Skowroński, A. Żywczak, **M. Czapkiewicz**, T. Stobiecki;

IEEE Trans. Magn. 11, vol. 51, 6101504 (2015),
doi: 10.1109/TMAG.2015.2440561
IF = 1.277

D04

Micromagnetic model for studies on Magnetic Tunnel Junction switching dynamics, including local current density,
M. Frankowski, **M. Czapkiewicz**, W. Skowroński, T. Stobiecki;
Physica B 435, 105–108 (2014)
doi: 10.1016/j.physb.2013.08.051
IF = 1.319, liczba cytowań: 4

D05

Backhopping in magnetic tunnel junctions: Micromagnetic approach and experiment,
M. Frankowski, W. Skowroński, **M. Czapkiewicz**, T. Stobiecki;
Journal of Magnetism and Magnetic Materials 374, 451–454 (2015)
doi: 10.1016/j.jmmm.2014.08.056
IF = 2.357, liczba cytowań: 4

D06

Spatial Spectrum Analyzer (SSA): A tool for calculations of spatial distribution of fast Fourier transform spectrum from Object Oriented Micromagnetic Framework output data,
M. Frankowski, J. Chęciński, **M. Czapkiewicz**;
Computer Physics Communications 189, 207–212 (2015)
doi: 10.1016/j.cpc.2014.10.027
IF = 3.635, liczba cytowań: 6

D07

Influence of MgO tunnel barrier thickness on spin-transfer ferromagnetic resonance and torque in magnetic tunnel junctions;
W. Skowronski, **M. Czapkiewicz**, M. Frankowski, J. Wrona, T. Stobiecki, G. Reiss, K. Chalapat, G. S. Paraoanu, S. van Dijken;
Phys. Rev. B 87, 094419 (2013)
doi: 10.1103/PhysRevB.87.094419
IF = 3.664, liczba cytowań: 19

D08

The study of conductance in magnetic tunnel junctions with a thin MgO barrier: the effect of Ar pressure on tunnel magnetoresistance and resistance area product;
A. Zaleski, J. Wrona, M. Czapkiewicz, W. Skowroński, J. Kanak, T. Stobiecki;
J. Appl. Phys. 111, 033903 (2012)
doi: 10.1063/1.3679543
IF = 2.210, liczba cytowań: 7

D09

Structure and magnetic properties of Co nanowires electrodeposited into the pores of anodic alumina membranes,
I. Dobosz, W. Gumowska, **M. Czapkiewicz**;
Journal of Solid State Electrochemistry 18 iss. 11, 2963–2972 (2013)
doi: 10.1007/s10008-014-2552-6

IF = 2.446, liczba cytowań: 1

D10

Growth and magnetic properties dependence of the Co–Cu/Cu films electrodeposited under high magnetic fields,

A. Franczak, A. Levesque, P. Zabinski, D.Li, **M. Czapkiewicz**, R. Kowalik, F. Bohra, Q. Wang, J.-P. Chopart;

Materials Chemistry and Physics 162, 222-228 (2015)

doi: 10.1016/j.matchemphys.2015.05.061

IF = 2.101, liczba cytowań: 3

