

Załącznik nr 2
do wniosku o wszczęcie postępowania habilitacyjnego

Autoreferat

***Wpływ otoczenia warstw ferromagnetycznych na
anizotropię magnetyczną oraz oddziaływania
wymienne***

Dr inż. Piotr Kuświk

Instytut Fizyki Molekularnej
Polskiej Akademii Nauk

Poznań 2019

Spis treści:

1. Dane osobowe	3
2. Dyplomy i stopnie naukowe	3
3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu	3
4. Wskazanie osiągnięcia stanowiącego podstawę postępowania habilitacyjnego	4
5. Omówienie celu naukowego ww. prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania.	5
5.1 Wprowadzenie	5
5.2 Cel badań własnych	6
5.3 Anizotropia magnetyczna	6
5.4 Oddziaływanie Dzyaloshinskiego-Moriy w cienkich warstwach	8
5.5 Oddziaływanie wymienne „exchange bias”	10
5.6 Omówienie najistotniejszych wyników	14
5.7 Podsumowanie	23
6. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo-badawczych	24
7. Literatura	27

1. Dane osobowe

Imię i nazwisko: Piotr Kuświk
Miejsce zatrudnienia: Instytut Fizyki Molekularnej
Polskiej Akademii Nauk
Zakład Cienkich Warstw
ul. Mariana Smoluchowskiego 17,
60-179 Poznań, Polska

2. Dyplomy i stopnie naukowe

- I. Tytuł zawodowy **magistra inżyniera**
Wydział Fizyki Technicznej, Politechnika Poznańska (2006 r.)
Kierunek studiów: Fizyka techniczna
Praca dyplomowa magisterska: *Wytwarzanie cienkich warstw ZnTe i CdSe metodą impulsowego naparowania laserowego i zbadanie ich właściwości strukturalnych*
Promotor: prof. dr hab. Maciej Oszałdowski

- II. Stopień **doktora nauk fizycznych** (2011 r.)
Instytut Fizyki Molekularnej Polskiej Akademii Nauk
Rozprawa doktorska: *Wpływ bombardowania jonowego na właściwości magnetyczne układów warstwowych Ni₈₀Fe₂₀/Au/Co/Au*
Promotor: prof. dr hab. Feliks Stobiecki

3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu

Okres zatrudnienia	Stanowisko	Miejsce zatrudnienia
od 1 października 2010 do 31 stycznia 2011	Fizyk, ¼ etatu, w styczniu 2011 r. pełen etat	Instytut Fizyki Molekularnej Polskiej Akademii Nauk
od 1 marca 2011 do 31 marca 2012	Adiunkt	Instytut Fizyki Molekularnej Polskiej Akademii Nauk
od 1 kwietnia 2012 do 30 czerwca 2013	Staż podoktorski	Max Planck Institute of Microstructure Physics
od 1 lipca 2013 do 30 czerwca 2017	Adiunkt	Instytut Fizyki Molekularnej Polskiej Akademii Nauk
od 1 września 2013 do 31 stycznia 2015	Pracownik naukowo-techniczny, ½ etatu	Wielkopolskie Centrum Zawansowanych Technologii
od 1 lipca 2017 do 31 maja 2018	Adiunkt, Zastępca Dyrektora ds. Techniczno- Administracyjnych	Instytut Fizyki Molekularnej Polskiej Akademii Nauk
od 1 czerwca 2018	Adiunkt	Instytut Fizyki Molekularnej Polskiej Akademii Nauk

4. Wskazanie osiągnięcia naukowego wynikającego z art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 roku o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. nr 65, poz. 595 ze zm.)

Tytuł osiągnięcia naukowego:

„Wpływ otoczenia warstwy ferromagnetycznej na anizotropię magnetyczną oraz oddziaływania wymienne”

Wykaz publikacji wchodzących w skład osiągnięcia naukowego (w porządku chronologicznym):

	Publikacja	Impact Factor (IF)
[H1]	P. Kuświk , P. L. Gastelois, M. M. Soares, H. C. N. Tolentino, M. De Santis, A. Y. Ramos, A. D. Lamirand, M. Przybylski*, and J. Kirschner, <u><i>Effect of CoO/Ni orthogonal exchange coupling on perpendicular anisotropy of Ni films on Pd(001)</i></u> Phys. Rev. B 91 , 134413 (2015).	IF2015: 3,718
[H2]	P. Kuświk* , P. L. Gastelois, H. Głowiński, M. Przybylski, and J. Kirschner, <u><i>Impact of orthogonal exchange coupling on magnetic anisotropy in antiferromagnetic oxides/ferromagnetic systems</i></u> J. Phys. Condens. Matter 28 , 425001 (2016).	IF2016: 2,649
[H3]	P. Kuświk* , B. Szymański, B. Anastaziak, M. Matczak, M. Urbaniak, A. Ehresmann, and F. Stobiecki, <u><i>Enhancement of perpendicular magnetic anisotropy of Co layer in exchange-biased Au/Co/NiO/Au polycrystalline system</i></u> J. Appl. Phys. 119 , 215307 (2016).	IF2016: 2.068
[H4]	P. Kuświk* , H. Głowiński, E. Coy, J. Dubowik, and F. Stobiecki, <u><i>Perpendicularly magnetized Co₂₀Fe₆₀B₂₀ layer sandwiched between Au with low Gilbert damping</i></u> J. Phys. Condens. Matter 29 , 435803 (2017).	IF2017: 2,617
[H5]	P. Kuświk* , M. Matczak, M. Kowacz, K. Szuba-Jabłoński, N. Michalak, B. Szymański, A. Ehresmann, and F. Stobiecki, <u><i>Asymmetric domain wall propagation caused by interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction in exchange biased Au/Co/NiO layered system</i></u> Phys. Rev. B 97 , 024404 (2018).	IF2017: 3,813
[H6]	P. Kuświk* , A. Gaul, M. Urbaniak, M. Schmidt, J. Aleksiejew, A. Ehresmann and F. Stobiecki <u><i>Tailoring Perpendicular Exchange Bias Coupling in Au/Co/NiO Systems by Ion Bombardment</i></u> Nanomaterials 8 , 813 (2018).	IF2017: 3,504
[H7]	P. Kuświk* , M. Matczak, M. Kowacz, F. Lisiecki, F. Stobiecki <u><i>Determination of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction in exchange biased Au/Co/NiO systems</i></u> J. Magn. Magn. Mater. 472 , 29 (2019)	IF2017: 3,046

* Autor korespondencyjny

Sumaryczny IF: 21,415

5. Omówienie celu naukowego ww. prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania.

5.1 Wprowadzenie

Rozwój spintroniki (elektroniki bazującej na transporcie elektronów kontrolowanym poprzez ich ładunek i spin) ma coraz ważniejsze znaczenie dla postępu w technologiach informatycznych i tym samym dla wielu dziedzin życia codziennego. Jest on możliwy dzięki postępowi w badaniach materiałowych i odkrywaniu nowych efektów fizycznych (np. gigantyczny i tunelowy efekt magnetooporowy) lub jest związany z obserwacją nowych struktur magnetycznych (np. skyrmionów związanych z obecnością oddziaływania Dzyaloshinskiego-Moriy). W badaniach tych wykorzystywane są układy warstwowe złożone z nałożonych na siebie subwarstw różnych materiałów, których grubość ograniczona jest do pojedynczych nanometrów. Struktury takie mogą wykazywać odmienne właściwości niż materiały lite. Podyktowane jest to dominującym wkładem powierzchniowym do ich efektywnych właściwości. Spektakularnym przykładem jest proces przemagnesowania cienkich warstw ferromagnetycznych, który jest związany z oddziaływaniami pomiędzy subwarstwami i anizotropią efektywną, która w znacznym stopniu uwarunkowana jest przez przyczynę powierzchniowy związany ze złamaniem symetrii uporządkowania atomów w kierunku normalnym do powierzchni warstwy. Uwzględniając to, że proces przemagnesowania układów warstwowych decyduje o możliwości ich zastosowania w urządzeniach spintronicznych należy uznać, że badania anizotropii magnetycznej i oddziaływań magnetycznych mają kluczowe znaczenie dla potencjalnych zastosowań.

W ostatnich latach szczególnie intensywnie badane są układy cienkowarstwowe wykazujące prostopadłą anizotropię magnetyczną (w stanie remanencji wektor namagnesowania skierowany jest prostopadle do powierzchni warstwy), ponieważ znajdują one coraz szersze zastosowania np. w detekcji chiralności molekuł [1,2], w zapisie informacji [3,4], sensorach pola magnetycznego [5], czy w urządzeniach logicznych [6,7]. Obecnie dużo uwagi poświęca się układom cienkowarstwowym, w których poza prostopadłą anizotropią magnetyczną występuje niesymetryczne oddziaływanie wymienne, znane jako oddziaływanie Dzyaloshinskiego-Moriy (DM). Zainteresowanie tymi układami wynika z perspektyw ich wykorzystania w pamięciach masowych o wysokiej gęstości zapisu informacji lub w innych urządzeniach bazujących na propagacji ścian domenowych (ŚD) [8,9], domen [10] oraz skyrmionów (nanometryczne struktury charakteryzujące się wirową konfiguracją spinów, których rozkład jest podobny do obserwowanego w 360 stopniowej ŚD, a ich chiralność określona jest oddziaływaniem DM) [11,12]. Najnowsze wyniki badań pokazują, że istotną rolę w stabilizacji skyrmionów w temperaturze pokojowej (RT) odgrywa obecność warstwy antyferromagnetycznej [13]. Warstwa ta, poprzez oddziaływanie wymiany typu „exchange bias” (EB), wywołuje anizotropię jednozwrotową warstwy ferromagnetycznej (wyróżniony jest nie tylko kierunek, ale również zwrot namagnesowania w stanie remanencji). Dzięki występowaniu zarówno oddziaływania EB i DM możliwe jest uzyskanie skyrmionów w zerowym zewnętrznym polu magnetycznym. Dodatkowo, jak

zostało to wykazane w pracach stanowiących dorobek habilitacyjny [H1-3], oddziaływanie EB może wspomagać indukowanie prostopadłej anizotropii, co w połączeniu z oddziaływaniem DM stwarza możliwość nowych zastosowań [13].

5.2 Cel badań własnych

Celem prowadzonych badań, których wyniki zostały przedstawione w cyklu prac stanowiących osiągnięcie naukowe, było określenie wpływu otoczenia warstw ferromagnetycznych na możliwość indukowania prostopadłej anizotropii magnetycznej oraz oddziaływań DM i EB. Głównie dotyczyły one określenia wpływu oddziaływania EB na anizotropię magnetyczną warstwy F w kontakcie z warstwą antyferromagnetyczną (AF). Oprócz wpływu na anizotropię magnetyczną oczekiwano, że obecność określonych warstw sąsiadujących z warstwą F skutkować będzie zarówno wystąpieniem oddziaływania DM jak i EB. Weryfikację tej hipotezy uzyskano poprzez badania struktury magnetycznej ŚD oraz procesu przemagnesowania w polu magnetycznym skierowanym zarówno wzdłuż normalnej do warstwy jak i w jej płaszczyźnie. Jak pokażę w dalszej części autoreferatu badania te pozwoliły również na zbadanie korelacji pomiędzy oddziaływaniami DM i EB. Następnym ważnym celem było określenie wpływu bombardowania jonowego na wartość i kierunek oddziaływania EB w warstwach wykazujących prostopadłą anizotropię magnetyczną. Wszystkie publikacje przedkładane w postępowaniu habilitacyjnym dotyczą układów cienkowarstwowych, w których warstwa ferromagnetyczna (Ni [H1,H2], Co [H3, H5-H7], CoFeB [H4]) otoczona była warstwami (Au [H3,H4], tlenków metali 3d [H1, H2, H5-H7]) indukującymi prostopadłą anizotropię magnetyczną poprzez silną anizotropię powierzchniową. W przypadku układów epitaksjalnych podłoże stanowił monokryształ Pd(001) [H1,H2], który również wymusza prostopadłą anizotropię magnetyczną warstwy Ni, jednakże w tym przypadku jest to związane z jej tetragonalną dystorsją.

5.2 Anizotropia magnetyczna

Anizotropia magnetyczna może być uwarunkowana różnymi czynnikami. W tej części autoreferatu zostaną opisane te jej źródła, które w przypadku badanych cienkich warstw magnetycznych odgrywają kluczową rolę. Jednym z nich jest oddziaływanie spin-orbita, które wiąże momenty spinowe z orbitalnymi momentami atomowymi, które z kolei oddziałują z siecią krystaliczną. Przy założeniu braku innych źródeł, prowadzi to do wyróżnienia kierunków krystalograficznych, w których ustawienie wektora namagnesowania jest energetycznie uprzywilejowane. W związku z tym ten typ anizotropii nazywany jest anizotropią magnetokrystaliczną. Jest ona zaniebdywalna dla warstw amorficznych lub polikrystalicznych, pod warunkiem, że w materiale polikrystalicznym nie zachodzi uprzywilejowana orientacja kierunków krystalograficznych ziaren tzw. tekstura krystaliczna.

Inny istotny przyczynek do anizotropii efektywnej jest związany z obecnością pola magnetycznego otaczającego materiał ferromagnetyczny. Energia z tym związana silnie zależy od geometrii układu, dlatego nazywana jest anizotropią kształtu. Jest ona określona przez tensor odmagnesowania, który w przypadku cienkich warstw wymusza ustawienie kierunku namagnesowania w płaszczyźnie warstwy (anizotropia typu łatwa płaszczyzna).

W układach wielowarstwowych, w których cienka warstwa ferromagnetyczna (F) ma złamaną symetrię translacyjną w kierunku prostopadłym do warstwy, np. poprzez otoczenie warstwą nieferromagnetyczną, istotnym przyczynkiem do efektywnej anizotropii jest anizotropia powierzchniowa. Jej źródłem jest zmiana symetrii otoczeń atomów zlokalizowanych przy międzywierzchni, w porównaniu z atomami wewnątrz warstwy. W efekcie, dla tych atomów modyfikacji ulega oddziaływanie spin-orbita dając przyczynę powierzchniowy do anizotropii efektywnej. Jest on szczególnie ważny, wówczas gdy grubość warstwy F zredukowana jest do pojedynczych monowarstw (grubości rzędu $10^{-10} - 10^{-9}$ m). Anizotropia powierzchniowa, w wielu przypadkach, jest odpowiedzialna za efektywną anizotropię prostopadłą.

W cienkich warstwach F obecność naprężeń może być dodatkowym źródłem anizotropii magnetycznej. Za jej powstanie odpowiedzialne są odkształcenia sieci krystalicznej, które w wyniku zmian położenia atomów modyfikują oddziaływanie spin-orbita. W układach wielowarstwowych istnieje wiele efektów, które mogą prowadzić do pojawienia się naprężeń. Dwa dominujące to różnice we współczynnikach rozszerzalności cieplnej podłoża i poszczególnych warstw oraz naprężenia wynikające z niedopasowania stałych sieci warstwy F i warstw ją otaczających lub podłoża. Ten rodzaj anizotropii nazywany jest anizotropią magnetoelastyczną i zależy od wartości i kierunku naprężeń oraz stałej magnetostrykcji warstwy F.

Wymienione powyżej przyczynki do anizotropii efektywnej K_{ef} mogą, w szczególnych przypadkach (np. anizotropia magnetokrystaliczna dla struktur heksagonalnych, anizotropia powierzchniowa, anizotropia magnetoelastyczna wywołana jednoosiowymi naprężeniami), decydować o tym, że będzie to anizotropia magnetyczna charakteryzująca się występowaniem jednej osi łatwej. Wówczas gęstość energii tej anizotropii, bez uwzględniania wyrazów wyższych rzędów, może być zapisana w postaci:

$$E = -K_{ef} \cos 2\theta, \quad (1)$$

gdzie θ jest kątem pomiędzy kierunkiem namagnesowania, a normalną do powierzchni układu. Jak wspomniano wcześniej w układach warstwowych stała K_{ef} silnie zależy od grubości warstwy F (t_F) i może być przedstawiona w postaci:

$$K_{ef} = K_V + \frac{2K_S}{t_F}, \quad (2)$$

w której wkład pochodzący od powierzchni (K_S) i objętości (K_V) jest rozdzielony. Należy podkreślić, że w tym przypadku stała K_V zawiera przyczynę związany z anizotropią kształtu ($-2\pi M_S^2$), która dla polikrystalicznych cienkich warstw metali przejściowych $3d$ zazwyczaj jest dominująca, ponieważ metale te wykazują duże wartości namagnesowania nasycenia (M_S), a tym samym faworyzuje anizotropię typu łatwa płaszczyzna.

Ze względu na liczne zastosowania, dużo uwagi poświęca się poszukiwaniom układów charakteryzujących się prostopadłą anizotropią magnetyczną ($K_{ef} > 0$) (jednoosiowa anizotropia magnetyczną z osią łatwą prostopadłą do powierzchni warstwy). Ten typ anizotropii magnetycznej w układach cienkowarstwowych można uzyskać na wiele sposobów np. poprzez dobór odpowiedniego podłoża [14,H1-H2], odpowiedniej grubości [15,H1-H7] i struktury krystalograficznej warstwy F [16], oraz warstw ją

otaczających [15,17–19], jak również poprzez zmiany struktury międzywierzchni pomiędzy poszczególnymi warstwami [20]. Parametry te mogą być modyfikowane warunkami osadzania warstw (np. temperaturą podłoża [21], szybkością osadzania [22], ciśnieniem parcjalnym gazów [23]). Ze względu na zależność prostopadłej anizotropii magnetycznej od takich czynników jak naprężenia, szorstkości międzywierzchni oraz proces mieszania z warstwami ją otaczającymi anizotropia ta może być kontrolowana wykorzystując bombardowanie jonowe [24–28] (zagadnienie to było przedmiotem mojej rozprawy doktorskiej). W ostatnich latach udokumentowano, że zewnętrzne pole elektryczne przyłożone do cienkowarstwowych układów może również indukować lub modyfikować prostopadłą anizotropię magnetyczną [29,30]. Związane jest to ze zmianą położenia poziomu Fermiego oraz obsadzeniami orbitali atomowych $3d$ warstw F [30,31]. Badania dotyczące modyfikacji anizotropii polem elektrycznym najczęściej prowadzi się dla warstw F, które są w kontakcie z warstwami tlenkowymi wykazującymi właściwości dielektryczne. Należy podkreślić, że tak modyfikowana anizotropia pozwala kontrolować kierunek namagnesowania, a tym samym zapisywać informacje przy znaczącym zredukowaniu zapotrzebowania na energię [32] w porównaniu z przemagnesowaniem wykorzystującym efekt transferu momentu pędu spinowo spolaryzowanego prądu. Ponadto, jak zostało pokazane w publikacjach stanowiących podstawę habilitacji, oddziaływanie wymienne EB pomiędzy warstwą F a warstwami tlenków antyferromagnetycznych (AFO) prowadzi do indukowania anizotropii prostopadłej zarówno dla warstw epitaksjalnych jak i polikrystalicznych [H1-H3].

Z opisu przedstawionego powyżej wynika, że istotną rolę w indukowaniu prostopadłej anizotropii magnetycznej odgrywają warstwy otaczające warstwę ferromagnetyka. Warstwy te są również odpowiedzialne za występowanie innych oddziaływań mających wpływ na proces przemagnesowania warstw ferromagnetycznych, które zostaną omówione w dalszej części autoreferatu.

5.3 Oddziaływanie Dzyaloshinskiego-Moriy w cienkich warstwach

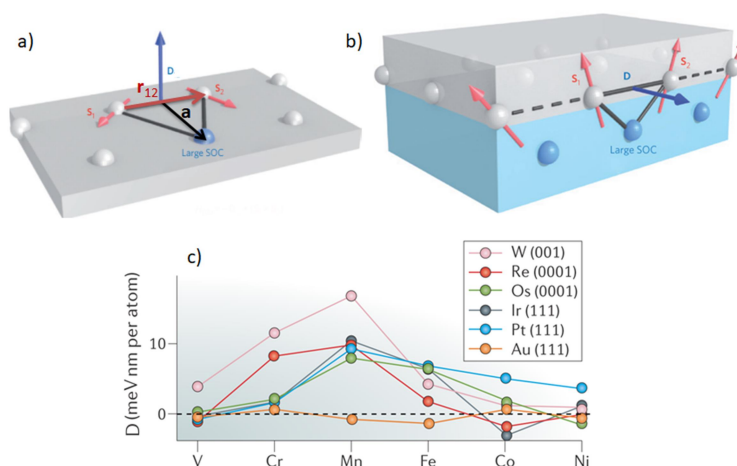
Niesymetryczne oddziaływanie, zwane od nazwiska odkrywców oddziaływaniem Dzyaloshinskiego-Moriy (DM), po raz pierwszy zostało opisane w 1956 roku przez Igora Dzyaloshinskiego [33], który badał obecność słabego ferromagnetyzmu w antyferromagnetykach. Wykazał on, że słaby ferromagnetyzm krystalicznych materiałów antyferromagnetycznych nie wykazujących inwersji symetrii może być związany z niekolinearnym ustawieniem spinów \vec{S}_1 i \vec{S}_2 (Rysunek 1). To fenomenologiczne podejście rozszerzył Toru Moriya wykazując, że ważną rolę w tym oddziaływaniu, dla określonej symetrii kryształu, odgrywa sprzężenie spin-orbita [34].

W 1990 roku Albert Fert zapostulował, że oddziaływanie DM może również występować na międzywierzchni układów warstwowych [37]. Jednakże, dopiero w 2011 roku, po pierwszych obserwacjach skyrmionów w układach cienkowarstwowych [38], rozpoczęły się intensywne badania oddziaływania zachodzącego pomiędzy spinami warstwy F za pośrednictwem atomów warstw z nią sąsiadujących (Rysunek 1b) [36,39–42]. Dlatego to

oddziaływanie jest nazywane powierzchniowym (interfejsowym) oddziaływaniem DM (iDM). W wyniku złamania symetrii translacyjnej na międzywierzchniach oraz obecności atomów warstw otaczających, które wykazują dużą wartość stałej oddziaływania spin-orbita (λ) (np. Ir, Pt), energia oddziaływania iDM może być porównywalna z energią oddziaływania wymiany [11]. Przyczynek energii swobodnej związany z oddziaływaniem DM wyrażony wzorem :

$$E_{DM} = \vec{D} \cdot (\vec{S}_1 \times \vec{S}_2), \quad (3)$$

gdzie \vec{D} jest wektorem oddziaływania DM, może prowadzić do tworzenia chiralnych struktur magnetycznych. Zgodnie z zależnością $\vec{D} \sim \lambda \cdot (\vec{a} \times \vec{r}_{12})$ istotną rolę w indukowaniu oddziaływania iDM odgrywają wzajemne położenia atomów ze spinem \vec{S}_1 i \vec{S}_2 (\vec{r}_{12}) względem atomu (\vec{a}), który pośredniczy w tym oddziaływaniu (Rysunek 1a).



Rysunek 1: Schemat obrazujący oddziaływanie DM w układach litych a) i w cienkich warstwach (iDM) b) [11] oraz siła i znak oddziaływania iDM dla monowarstwy metalu przejściowego naniesionej na podłoże metalu 5d wyznaczone z metod *ab initio* [35], w przedstawionej formie zaprezentowane w [36].

Duże zainteresowanie oddziaływaniem iDM wynika z faktu, że przyczynia się ono do powstawania chiralnego uporządkowania momentów magnetycznych ze skrzyżnością określoną zwrotem wektora \vec{D} . W układach warstwowych wykazujących prostopadłą anizotropię magnetyczną obecność silnego oddziaływania iDM prowadzi do powstawania chiralnych ŚD typu Néela, a w szczególnych przypadkach do tworzenia skyrmionów. Zainteresowanie tą tematyką wynika z możliwości zastosowania ŚD typu Néela lub skyrmionów w pamięciach masowych. W takich pamięciach nazywanych również rejestrkami przesuwными, struktury magnetyczne są przemieszczane spinowo spolaryzowanym prądem poprzez transfer momentu pędu lub generowanym poprzez spinowy efekt Halla zachodzący w warstwie sąsiadującej z warstwą ferromagnetyka [36,43]. Takie rozwiązanie pozwala wyeliminować zastosowanie elementów mechanicznych w konstrukcjach twardych dysków. Dodatkowo, topologiczna stabilność skyrmionów, ich szybka propagacja oraz możliwość uzyskania dużych gęstości zapisu stwarzają możliwości ich zastosowania nie tylko w pamięciach masowych, ale również jako układy logiczne [7] lub skyrmionowe tranzystory [44]. Ze względu na te cechy są one przedmiotem badań wielu naukowców.

Obecnie realizowane są intensywne badania nad możliwością kontroli zarówno siły ($|\vec{D}| = D$) jak i znaku tego oddziaływania (zwrot wektora \vec{D}) głównie w układach wykazujących prostopadłą anizotropię magnetyczną warstwy F [45,46]. Badane są głównie dwu- i wielo-warstwy typu $(\text{HM}^1/\text{F}/\text{HM}^2)_N$, w których warstwy otaczające warstwę F wykonane są z metalu ciężkiego (HM) wykazującego silne oddziaływanie spin-orbita. Zastosowanie dwóch różnych materiałów indukujących przeciwne względem siebie zwroty wektora \vec{D} prowadzi do addytywnego oddziaływania iDM [47]. W ostatnim czasie wiele uwagi poświęca się również układom warstwowym, w których warstwa F jest w kontakcie z tlenkiem metalu struktury typu HM/F/(MO) [46,48]. Przyczyną tego jest występowanie silnego wzmocnienia iDM. Uwzględniając właściwości elektryczne tych warstw (izolatory), ich zastosowanie w układach warstwowym pozwala nie tylko modyfikować anizotropię układów warstwowym, poprzez przyłożenie zewnętrznego pola elektrycznego, ale również umożliwia kreację oraz anihilację skyrmionów [49]. Należy jednak podkreślić, że mechanizm oddziaływania iDM na międzywierzchni MO/F nie jest do końca poznany. Najnowsze wyniki badań wskazują, że iDM na takiej międzywierzchni może być związane z efektem Rashby [46] i kontrolowane poprzez odpowiedni dobór parametrów procesu nanoszenia warstw tlenkowych [50]. Włączając się w nurt tych badań wykazałem, że oddziaływanie iDM występuje także w układach typu AFO/FM/HM [H5, H7], w których warstwa AFO ma właściwości dielektryczne. Szczegółowy opis tych badań zostanie przedstawiony w części opisującej wyniki badań własnych.

5.4 Oddziaływanie wymienne „exchange bias”

Oddziaływanie EB zostało odkryte w 1956 roku przez Meiklejohna i Beana (M&B) [51]. Prowadzili oni badania nad ferromagnetycznymi cząstkami Co otoczonymi naturalnym tlenkiem CoO. Zaobserwowali, że po procesie chłodzenia w polu magnetycznym (ang. *field cooling* - FC) nastąpił wzrost pola koercji (H_C), a co ważniejsze pętla histerezy jest przesunięta względem zerowego pola magnetycznego w kierunku przeciwnym do zwrotu pola magnetycznego przykładanego podczas procesu chłodzenia. Wartość tego przesunięcia określana jest jako pole „exchange bias” (H_{EB}). Na podstawie pomiarów prowadzonych z wykorzystaniem magnetometru torsyjnego zademonstrowali oni, że w ferromagnetycznym rdzeniu utworzonym z Co została wyindukowana anizotropia jednozwrotowa, która jest wynikiem oddziaływania z powłoką antyferromagnetycznego CoO. Tym samym wykazali, że oddziaływanie EB jest efektem powierzchniowym, a jego mikroskopowy opis powiązany jest z bliskozasięgowym oddziaływaniem spinów AF ze spinami F w obszarze międzywierzchni.

Efekt ten występuje również w układach warstwowym, w których oprócz przesunięcia pętli histerezy i wzrostu pola H_C obserwuje się inne charakterystyczne cechy np. zanik H_{EB} dla bardzo cienkich warstw AF (kilku nm), wartość H_{EB} jest odwrotnie proporcjonalne do grubości warstwy F i maleje wraz ze wzrostem temperatury i znika w pobliżu temperatury blokowania (T_B) [52], która dla cienkich warstw zwykle jest niższa niż temperatura Néela (T_N) warstwy AF.

Oddziaływanie EB jest od wielu lat intensywnie badane zarówno w układach warstwowych z anizotropią w płaszczyźnie warstwy [53,54] jak i wykazujących prostopadłą anizotropię magnetyczną [55,56]. Efekt ten znalazł szereg zastosowań w układach spintronicznych, jednakże nadal jego źródło mikroskopowe nie jest dobrze poznane. W szczególności dotyczy to układów warstwowych, w których cienka warstwa F charakteryzuje się prostopadłą anizotropią magnetyczną.

Dotychczas powstało wiele modeli opisujących oddziaływanie EB. Pierwszy z nich (model M&B) [51,52,57] zakładał, że warstwy F i AF są w stanie jednodomenowym, a międzywierzchnia AF/F jest atomowo gładka. W modelu tym spiny AF na międzywierzchni z F są całkowicie nieskompensowane i pozostają niezmienione podczas procesu przemagnesowania warstwy F. Model ten prawidłowo określał znak oddziaływania EB i wykazał, że H_{EB} jest odwrotnie proporcjonalne do t_F potwierdzając, że oddziaływanie EB jest efektem powierzchniowym. Ze względu na przyjęte założenia, w modelu tym wartość H_C nie zależy od energii oddziaływania EB, a wartość H_{EB} jest w znaczącym stopniu przeszacowywana. W realistycznym modelu M&B [52,57] założono, że spiny AF mogą obracać się jako sztywna całość podczas przemagnesowywania warstwy F wprowadzając dodatkowy człon energetyczny do energii swobodnej układu związany z anizotropią warstwy AF. Takie rozwinięcie modelu wprowadza krytyczną grubość warstwy AF (t_{AF}), powyżej której występuje H_{EB} przy braku wzrostu H_C , a poniżej której energia oddziaływania prowadzi tylko do wzrostu H_C przy $H_{EB}=0$. W celu wyeliminowania trudności związanych z korelacją modelu i obserwacji eksperymentalnych dotyczących obecności H_{EB} i wzrostu H_C wprowadzono dodatkowe założenie, że spiny na międzywierzchni rozdzielającej warstwy F i AF są sfrustrowane i zachowują się podobnie do szkła spinowego [58]. Założono obecność zamrożonych spinów AF na międzywierzchni, które odpowiedzialne są za pojawienie się H_{EB} oraz rotujących spinów AF prowadzących do wzrostu H_C , w związku z ich małą anizotropią. W ten sposób zamodelowano nieporządek na międzywierzchni F/AF, który jest opisany parametrem konwersji f (dla idealnie uporządkowanej międzywierzchni $f=0$, a w przypadku całkowitego nieporządku $f=1$). Istnienie tych dwóch rodzajów spinów na międzywierzchni zostało potwierdzone w badaniach wykorzystujących magnetyczny dichroizm kołowy [59]. Należy podkreślić, że dla $f=0$ model ten jest tożsamy z modelem realistycznym M&B.

Inne podejście do opisu oddziaływania EB zaproponował Malozemoff [60,61], który założył, że międzywierzchnie nie są idealnie gładkie, a szorstkość i defekty strukturalne znajdujące się na nich wprowadzają przypadkowe lokalnie zróżnicowane oddziaływanie pomiędzy AF i F, które prowadzi do powstawania $\acute{S}D$ w AF prostopadłej do międzywierzchni AF/F. W tym modelu H_{EB} jest określone przez różnicę energii oddziaływania pomiędzy tymi obszarami, dlatego w przypadku idealnie skompensowanej międzywierzchni warstwy AF H_{EB} wynosi zero. Jednakże, eksperymentalnie wykazano [62], że w przypadku takich układów wartości H_{EB} może być znacząca. Pierwszy teoretyczny opis oddziaływania EB w takich warstwach zaproponował Koon [63]. Istotnym wynikiem jego obliczeń, było wykazanie, że w przypadku skompensowanej międzywierzchni wzajemnie ortogonalna konfiguracja wektora namagnesowania F i osi łatwej w warstwie AF ma najniższą energię. Założył on, że w wyniku

oddziaływania spiny w warstwie AF są odchyłone o niewielki kąt od osi łatwej warstwy AF, który powoduje niewielki wypadkowy moment magnetyczny w przypowierzchniowym obszarze warstwy AF. Późniejsze weryfikacje modelu Koona pokazały, że dobrze opisuje on strukturę na międzywierzchni AF/F (wykazano eksperymentalnie wzajemne ortogonalne konfiguracje spinów F i spinów w AF [64,65]), jednakże sama obecność wychylonych spinów nie może wyeliminować jednozrotowej anizotropii ($H_{EB} = 0$), a jedynie prowadzi do wzrostu H_C . Związane jest to z faktem, że Koon zakładał, że międzywierzchnia jest idealnie gładka. Dopiero po połączeniu założeń tego modelu z wprowadzaniem defektów powierzchniowych, zgodnie z modelem Malozemoffa, uzyskano wielkości H_{EB} i H_C zbliżone do obserwowanych eksperymentalnie. Warto jednak dodać, że uzyskane wartości H_{EB} wyznaczone w ramach modelu silnie zależą od założonej koncentracji defektów obecnych na międzywierzchni.

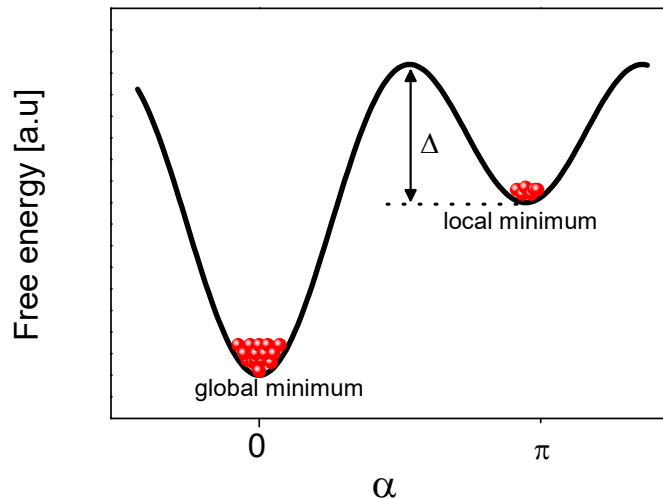
Inne podejście do opisu oddziaływania EB zaproponował Néel [66], który odszedł od założenia stanu jednodomenowego AF oraz od sztywno obracających się spinów AF. Swoje rozważania prowadził dla AF wykazujących słabą anizotropię. Z tych rozważań wynikało, że obecność ŚD w warstwie AF w znaczącym stopniu redukuje energię oddziaływania EB obniżając tym samym wartość H_{EB} . W ten sposób pokazał, że nie wszystkie spiny znajdujące się na międzywierzchni dają ten sam wkład do energii oddziaływania i w konsekwencji nie wszystkie z nich są odpowiedzialne za przesunięcia pętli histerezy. Z jego analizy wynika również, że przesunięcie pętli histerezy będzie obserwowane dopiero od pewnej krytycznej grubości warstwy AF, podobnie jak ma to miejsce w modelu rzeczywistym M&B. Model ten dotyczy układów krystalicznych, w których AF na międzywierzchni jest nieskompensowany. Istotne jest to, że koncepcja pojawienia się ŚD w AF podczas przemagnesowania F stanowi podstawę do dalszych rozważań w modelach opisujących oddziaływanie EB. Przykładem, może być model omówiony w pracy Mauri et al. [67], w którym założono, że podczas procesu przemagnesowania warstwy F w warstwie AF tworzy się ŚD równoległa do międzywierzchni AF/F.

Dotychczas przedstawione modele dotyczyły układów monokrystalicznych. W przypadku warstw polikrystalicznych, zwykle warstwa AF traktowana jest jako zbiór indywidualnych i nieoddziałujących ze sobą ziaren. Modele te zakładają, że poszczególne ziarna mogą różnić się anizotropią magnetyczną i posiadają nieskompensowany moment magnetyczny na międzywierzchni AF/F. Podobnie jak w przypadku warstw krystalicznych, powstało wiele modeli opisujących EB w układach polikrystalicznych. Pionierski model, który może być zaimplementowany do opisu oddziaływania EB w układach polikrystalicznych, zaprezentowali Fulcomer i Charap [68]. W modelu tym, cząstki AF posiadające nieskompensowany moment są sprzężone wymiennie z warstwą F. Zakładając, że kierunek namagnesowania w warstwie F i kierunek nieskompensowanego momentu w AF są odpowiednio zgodne z kierunkami anizotropii warstwy F i cząstek AF, zaproponowali zapis energii swobodnej układu w następującej postaci:

$$E = K_{AF}V_{ef}\sin^2\alpha - J_{EB}S\cos\alpha, \quad (4)$$

gdzie V_{ef} jest efektywną objętością monodomenowej cząstki AF (wykazującej jednorodne właściwości antyferromagnetyczne), której powierzchnia (S) jest w kontakcie z warstwą F, a

α jest kątem pomiędzy kierunkiem nieskompensowanego momentu AF, a kierunkiem namagnesowania warstw F. Warto zwrócić uwagę, że w przypadku kiedy ziarno jest zbyt małe, aby wykazywać stan wielodomenowy, objętość całego ziarna można traktować jak objętość V_{ef} . Autorzy omawianego modelu zauważyli, że dla danej temperatury wkład każdego ziarna AF do H_{EB} zależy od jego rozmiaru, co związane jest z ich energią aktywacji termicznej. Pokazano, że ze względu na objętość ziarna mogą one wносить wkład do H_{EB} lub nie. W przypadku ziaren dających wkład do H_{EB} (ziarna klasy III i IV [69]) model prowadzi do obecności dwóch minimów energetycznych (lokalnego i globalnego) w funkcji kąta α rozdzielonych barierą energetyczną Δ , która zależy od K_{AF}, V_{ef}, J_{EB} i S . Ze względu na obecność tych minimów model nazywany jest z ang. „two-energy level” (TEL) model. Wartość H_{EB} jest w nim proporcjonalna do różnicy pomiędzy ilością ziaren/domen znajdujących się w globalnym i lokalnym minimum (Rysunek 2).



Rysunek 2: Zależność energii swobodnej ziarna AF (wykazującego jednoosiową anizotropię) sprzężonego z warstwą F, w funkcji kąta pomiędzy kierunkiem nieskompensowanego momentu AF, a kierunkiem namagnesowania warstw F. Czerwone kule reprezentują ziarna AF znajdujące się w globalnym i lokalnym minimum.

Model ten został wykorzystany do opisu zmian oddziaływania EB poprzez bombardowanie jonowe polikrystalicznych układów warstwowych z anizotropią w płaszczyźnie warstwy [70,71]. W pracy [H6] po raz pierwszy model ten został użyty do opisu wpływu bombardowania jonowego na modyfikację oddziaływania EB w warstwach z prostopadłą anizotropią magnetyczną.

Oprócz omówionych modeli powstało jeszcze kilka modeli, które mogą być zastosowane do opisu oddziaływania EB w układach polikrystalicznych np. model zaproponowany przez Stiles i McMichael [72], w którym rozważano obecność częściowej $\acute{S}D$ w AF i wpływ efektów „spin-flop” na to oddziaływanie lub model Kima i Stamps [73,74], który dodatkowo opisywał efekty związane z defektami w warstwie AF prowadzące do lateralnych zmian energii anizotropii AF. Szczegółowe informacje dotyczące dyskutowanych modeli można znaleźć w książce [52] oraz pracach przeglądowych na temat oddziaływania EB [53,75,76]

Dotychczas zbadano wiele układów wykazujących oddziaływanie EB, ale nie udało się stworzyć uniwersalnego modelu opisującego właściwości magnetyczne takich układów. Jednakże, obecnie dostępne modele pozwalają na interpretację wyników eksperymentalnych związanych z oddziaływaniem EB w układach warstwowych.

5.6 Omówienie najistotniejszych wyników

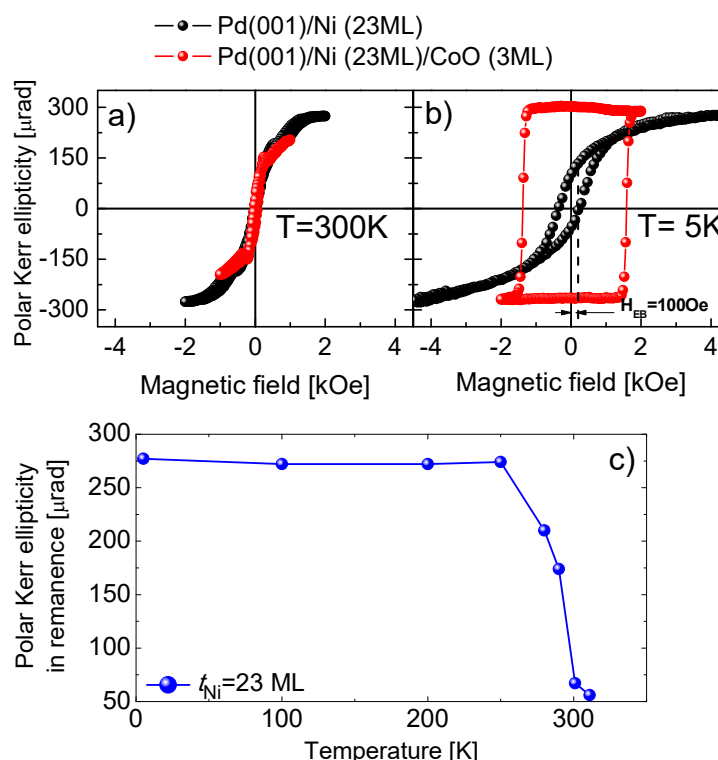
Modyfikacja anizotropii magnetycznej poprzez odpowiedni dobór warstw otaczających

Najczęściej do uzyskania prostopadłej anizotropii magnetycznej w strukturach cienkowarstwowych wykorzystuje się anizotropię powierzchniową (Rozdział 5.3) [77]. Dla określonych warstw F i warstw je otaczających, w pewnych zakresach grubości warstw F, anizotropia ta może dominować zapewniając efektywną anizotropię prostopadłą. Aby taką sytuację uzyskać ważny jest nie tylko dobór materiału poszczególnych warstw, ale również mikrostruktura międzywierzchni (szorstkość, gradient koncentracji). Dlatego w wielu laboratoriach podejmowano badania modyfikacji struktury tego obszaru. Dotyczy to również badań prowadzonych w zespole Cienkich Warstw w Instytucie Fizyki Molekularnej PAN. Dotychczas badania te głównie skupiały się na anizotropii magnetycznej polikrystalicznych warstw Co w otoczeniu warstw Au oraz na oddziaływaniu z innymi warstwami ferromagnetycznymi [78,79]. Włączając się w te badania skupiłem się na określeniu wpływu warstw otaczających na anizotropię magnetyczną zarówno w warstwach monokrystalicznych (epitaksjalne warstwy Ni [H1,H2]), polikrystalicznych (warstwy Co [H3, H5-H7]) i amorficznych (warstwy $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ [H4]). W tym zakresie pierwsze prace badawcze prowadziłem w trakcie stażu podoktorskiego w Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, podczas którego badałem anizotropię magnetyczną warstwy F w kontakcie z warstwami AF.

Badania te dotyczyły epitaksjalnych warstw Ni pokrytych pojedynczą lub podwójną warstwą tlenków metali 3d (CoO, NiO lub CoO/NiO) naniesionych metodą epitaksji z wiązek molekularnych na kryształ Pd(001). Właściwości magnetyczne układów określone były głównie na podstawie pomiarów in-situ wykorzystujących magnetoptyczny efekt Kerra zarówno w konfiguracji polarnej (PMOKE) jak i podłużnej w szerokim zakresie temperatur. W wyniku tych badań wykazano, że efektywna anizotropia warstwy Ni o grubości 23 ML może być kontrolowana uporządkowaniem magnetycznym warstwy CoO [H1] (Rysunek 3). Należy dodać, że warstwa CoO rośnie pseudomorficznie na warstwie Ni i wykazuje orientację krystalograficzną (001) [H1,H2], a proces nanoszenia warstwy CoO oprócz utlenienia wierzchniej warstwy Ni nie wprowadza dodatkowych zmian strukturalnych, w szczególności dodatkowych naprężeń [H1]. Zaobserwowano, że tak naniesiona warstwa CoO indukuje prostopadłą anizotropię magnetyczną w przypadku, kiedy wykazuje ona właściwości antyferromagnetyczne tj. poniżej $T_N=293\text{K}$ (Rysunek 3c).

Podobne efekty zaobserwowano dla układów warstwowych Fe/IrMn, w których obecność nieskompensowanych spinów Mn zorientowanych prostopadle do międzywierzchni Fe/Mn wymusza prostopadłe namagnesowanie warstw Fe [80]. W celu wyjaśnienia źródła anizotropii prostopadłej warstwy Ni przeprowadzono pomiary wykorzystujące zjawiska magnetycznego dichroizmu kołowego i liniowego. Z analizy tych

pomiarów wynika, że spiny Co w warstwie CoO leżą w płaszczyźnie warstwy i są zorientowane wzdłuż głównych osi krystalograficznych ([100] lub [010]). To oznacza, że sprzężenie pomiędzy warstwami CoO i Ni jest ortogonalne. Taki typ sprzężenia został przewidziany przez Kooną dla całkowicie skompensowanej międzywierzchni AF/F. Zaobserwowano również, że po procesie chłodzenia w polu magnetycznym występuje przesunięcie pętli histerezy ($H_{EB} \neq 0$).

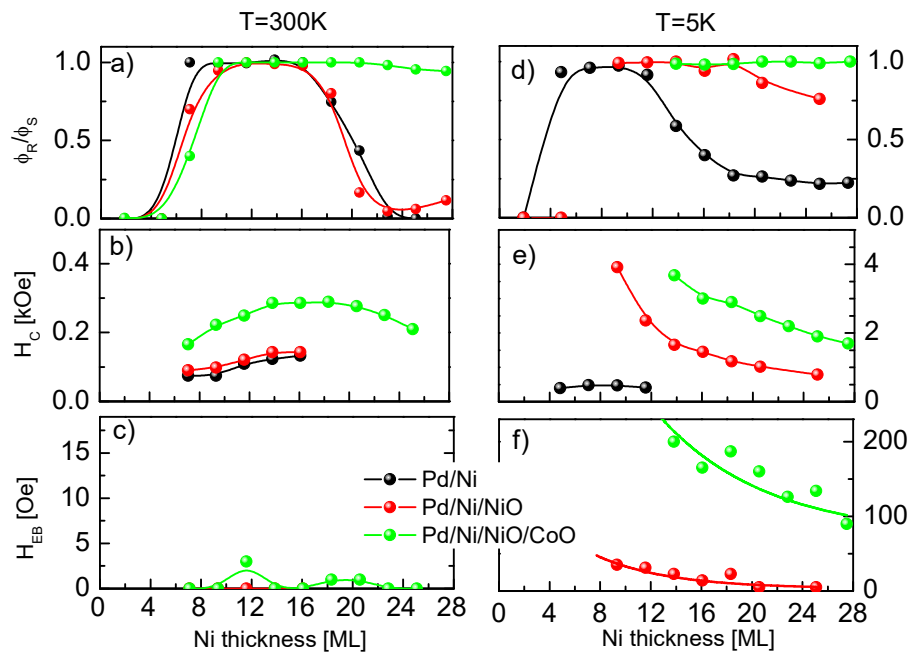


Rysunek 3: Pętle histerezy PMOKE zmierzone w $T=300\text{K}$ a) i $T=5\text{K}$ b) dla układów warstwowych Pd(001)/Ni(23ML) i Pd(001)/Ni(23ML)/CoO(3ML). Zależność eliptyczności Kerra w remancencji w funkcji temperatury dla układu warstwowego Pd(001)/Ni(23ML)/CoO(3ML) wyznaczona z pomiarów PMOKE c).

W celu określenia korelacji pomiędzy antyferromagnetycznym uporządkowaniem warstwy sąsiadującej z warstwą Ni i jej anizotropią przeprowadziłem badania układów warstwowych Pd/Ni/NiO i Pd/Ni/NiO/CoO. Istotne jest przy tym to, że antyferromagnetyczne warstwy NiO i CoO różnią się temperaturą T_N oraz anizotropią magnetokrystaliczną. Pozwoliło to sprawdzić, czy temperatura, poniżej której indukowana jest prostopadła anizotropia magnetyczna, wiąże się z uporządkowaniem antyferromagnetycznym warstw otaczających warstwę Ni i jaka jest rola jednozwrotowej anizotropii wyindukowanej w warstwie Ni przez warstwę AF.

Na podstawie zmian zależności $\phi_R/\phi_S(t_{Ni})$, gdzie ϕ_R i ϕ_S oznaczają odpowiednio eliptyczności Kerra w remancencji i w nasyceniu, wyznaczono przejście od anizotropii prostopadłej ($\phi_R/\phi_S \approx 1$) do anizotropii w płaszczyźnie ($\phi_R/\phi_S \approx 0$), które w przypadku układu Pd(001)/Ni/NiO w RT zachodzi dla tych samych grubości Ni ($16\text{ML} < t_{Ni} < 22\text{ML}$) jak dla warstwy Ni niepokrytej NiO (Rysunek 4a). Nie zaobserwowano również przesunięcia pętli histerezy

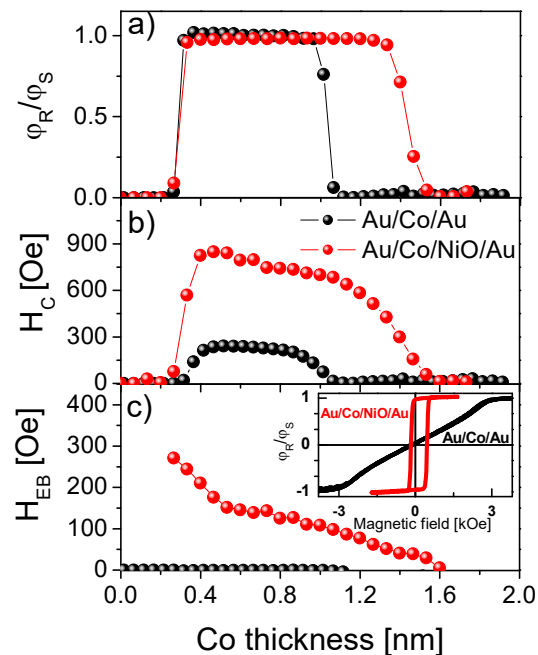
($H_{EB}=0$) oraz znaczących zmian wartości H_C (Rysunek 4b,c). To wskazuje, że tak cienka warstwa NiO nie ma właściwości antyferromagnetycznych w RT (w RT antyferromagnetyczne właściwości ma dopiero warstwa NiO o grubości 5ML [81]), a jej obecność nie przyczynia się do zmiany zakresu t_{Ni} , w którym występuje anizotropia prostopadła. Po schłodzeniu układu w polu magnetycznym skierowanym prostopadle do warstwy do $T=5$ K, w której warstwa NiO ma uporządkowanie AF, zaobserwowano znaczący wzrost H_C i obecność H_{EB} (Rysunek 4e,f) oraz wzrost zakresu t_{Ni} , w którym występuje prostopadła anizotropia ($\phi_R/\phi_S \approx 1$) (Rysunek 4d). W obu omawianych przypadkach (CoO [H1] i cienkich warstwach NiO [H2]) w RT efekt poszerzenia zakresu występowania prostopadłej anizotropii nie był widoczny, co wskazuje, że sama obecność warstw tlenkowych nie faworyzuje prostopadłej anizotropii warstw Ni.



Rysunek 4: Zależności ϕ_R/ϕ_S a), d), H_C b), e), H_{EB} c), f) w funkcji grubości warstwy Ni przed procesem utleniania, po procesie utleniania (2 –3 ML NiO) oraz po dodatkowym naniesieniu 3ML CoO zmierzone w $T=300K$ a), b), c) i $T=5K$ d), e), f).

W celu potwierdzenia istotnej roli uporządkowania antyferromagnetycznego warstw tlenku układ Pd(001)/Ni/NiO pokryty został dodatkową warstwą CoO o grubości 3ML prowadzącą do zwiększenia temperatury T_N [82]. Taki układ zarówno w 5K jak i w RT wykazywał prostopadłą anizotropię w szerokim zakresie grubości Ni (Rysunek 4a,d). Należy zaznaczyć, że w RT zaobserwowano wyraźny wzrost H_C przy $H_{EB} \approx 0$ (Rysunek 4b,c). Zgodnie z wyjaśnieniem podanym w pracach [82,83] należy przyjąć, że w RT dwuwarstwa NiO/CoO ma uporządkowanie antyferromagnetyczne, ale ze względu na niewielką grubość tej dwuwarstwy temperatura blokowania jest niższa niż RT [52]. To pokazuje, że warstwa AF niesie dodatkowy wkład do anizotropii prostopadłej warstwy F pomimo, że anizotropia magnetokrystaliczna warstwy AF jest słaba (Rozdział 5.5) i nie pozwala na przyszpilenie warstwy F. Zatem, istotną rolę przy indukowaniu prostopadłej anizotropii odgrywa antyferromagnetyczne uporządkowanie warstwy będącej w kontakcie z warstwą F, a zakres temperatur, w którym ten efekt jest widoczny, może być modyfikowany poprzez odpowiedni

dobór T_N realizowany przez zastosowanie określonego typu i grubości warstwy AF [81,84] lub grubości poszczególnych subwarstw w dwuwarstwie CoO/NiO [74,H2].



Rysunek 5: Zależności stosunku sygnału PMOKE w remanencji do sygnału PMOKE w nasyceniu (φ_R/φ_S) a), H_C b), H_{EB} c) w funkcji grubości warstwy Co dla układów Ti(4nm)/Au(60nm)/Co(klin0-2nm)/Au(2nm) oraz Ti(4nm)/Au(60nm)/Co(klin 0-2nm)/NiO(10nm)/Au(2nm) zmierzone w RT. Wstawka w panelu c) przedstawia znormalizowane pętle histerezy PMOKE zmierzone dla warstw jednorodnych Ti(4nm)/Au(30nm)/Co(1.4nm)/Au(2nm) oraz Ti(4nm)/Au(60nm)/Co(1.4nm)/NiO(10nm)/Au(2nm)

Dotychczas omówione rezultaty dotyczyły warstw epitaksjalnych, które z punktu widzenia potencjalnych zastosowań są mniej atrakcyjne ze względu na trudności związane z technologią ich wytwarzania. Dlatego rozpocząłem badania polikrystalicznych układów warstwowych wytwarzanych metodami rozpylania magnetronowego i ablacji laserowej. W układach polikrystalicznych Au/Co/NiO/Au zaobserwowano, że anizotropia magnetyczna warstwy Co może być modyfikowana poprzez oddziaływanie EB (wstawka na rysunku 5), podobnie jak miało to miejsce dla warstw epitaksjalnych [H1,H2]. Bazując na wynikach omówionych w pracach [H1,H2] zastosowano polikrystaliczne warstwy NiO [H3], ponieważ ten materiał w formie litej charakteryzuje się stosunkowo wysoką $T_N=525K$ (w przypadku cienkich warstw T_N jest niższa i wynosi 400 K dla $t_{NiO}=2$ nm [83] i rośnie wraz ze wzrostem grubości warstw [81]). Wyniki badań porównano z układem Au/Co/Au, w którym warstwa Co charakteryzuje się prostopadłą anizotropią magnetyczną do grubości $t_{Co}\approx 1nm$, powyżej której następuje reorientacja łatwego kierunku namagnesowania i warstwa Co wykazuje anizotropię typu łatwa płaszczyzna. Dla warstwy Co w kontakcie z 10 nm NiO, reorientacja kierunku namagnesowania warstwy Co zachodzi dla $t_{Co}\approx 1.4nm$ (Rysunek 5a), przy jednoczesnym silnym wzroście pola H_C względem układu Au/Co/Au i wykazuje obecność jednozrotowej anizotropii wyindukowanej procesem nanoszenia w zewnętrznym polu magnetycznym (H_{dep}) skierowanym prostopadle do warstwy (Rysunek 5b,c). Te cechy jednoznacznie wskazują, że warstwa NiO sprzężona jest z warstwą Co oddziaływaniem EB,

które, podobnie jak dla warstw epitaksjalnych, przyczynia się do wzmocnienia prostopadłej anizotropii magnetycznej. Na podstawie pomiarów magnetoptycznych, w pracy [H3] określono wkłady do efektywnej anizotropii pochodzące od powierzchni (K_S) i objętości (K_V) warstwy zgodnie z zależnością (2)¹ (Tabela 1).

Tabela 1: Wartości anizotropii powierzchniowej (K_S) i objętościowej (K_V) wyznaczone z zależności (2) na podstawie wyników pomiarów PMOKE dla układu warstwowych Au/Co₂₀Fe₆₀B₂₀/Au, Au/Co/Au oraz Au/Co/NiO/Au, a dla układu warstwowego Au/Co₂₀Fe₆₀B₂₀/Au również z wyników pomiarów VNA-FMR.

	Metoda pomiaru	$2K_S$ [mJ/m ²] ²	K_V [MJ/m ³]
Au/Co ₂₀ Fe ₆₀ B ₂₀ /Au	PMOKE	0,71	-0,67
	VNA-FMR	0,67	-0,63
Au/Co/Au	PMOKE	0,65	-0,58
Au/Co/NiO/Au	PMOKE	1,4	-1,06

Z przeprowadzonej analizy, przy założeniu identycznego wkładu do efektywnej anizotropii od międzywierzchni Au/Co i Co/Au, wynika, że wkład powierzchniowy pochodzący od międzywierzchni Co/NiO ($K_S^{\text{Co/NiO}}=1,075$ mJ/m²) jest znacząco większy niż ten związany z międzywierzchnią Co/Au ($K_S^{\text{Co/Au}}=0,325$ mJ/m²). Wyniki pomiarów magnetoptycznych zostały zweryfikowane pomiarami przeprowadzonymi z wykorzystaniem magnetometru z drgającą próbką (ang. *Vibrating Sample Magnetometer* - VSM) oraz magnetooporowymi zrealizowanymi dla zaworów spinowych, w których jedna warstwa Co otoczona jest warstwami Au, a druga jest sprzężona wymiennie z warstwą NiO (Au/Co/Au/Co/NiO). Wyniki tych badań potwierdziły, że warstwa Co w kontakcie z warstwą NiO ma silniejszą anizotropię magnetyczną niż warstwa Co otoczona tylko Au.

W Tabeli 1 pokazano również wyniki uzyskane dla amorficznej warstwy Co₂₀Fe₆₀B₂₀ w otoczeniu Au. Celem tych badań było sprawdzenie możliwości uzyskania prostopadłej anizotropii warstw CoFeB bez poddawania ich wygrzewaniu. Stwarzało to szanse na zagwarantowanie, charakterystycznego dla amorficznego stanu warstwy CoFeB, niskiego tłumienia precesji namagnesowania. Duże zainteresowanie takimi układami podyktowane jest możliwością efektywnego przełączania kierunku namagnesowania spinowo spolaryzowanym prądem [85]. Wykazano, że efektywność takiego przełączania można poprawić poprzez zastosowanie materiałów wykazujących dużą polaryzację spinową i niskie namagnesowanie nasycenia [86–88]. Te wymagania mogą spełniać warstwy CoFeB, jednakże ich otoczenia mogą prowadzić do modyfikacji anizotropii magnetycznej, a w przypadku pompowania spinów pogorszyć również parametr tłumienia. W przypadku warstw CoFeB, najczęściej prowadzi się badania, w których warstwa CoFeB jest w kontakcie z warstwą tlenków (np. MgO [85]) lub metalami szlachetnymi/ciężkimi (Pt, Pd, Hf, Ta, W) [86,87,89–91]. Warto jednak zauważyć, że z metali szlachetnych najmniejszy wkład do efektu pompowania

¹ W pracy [H3] we wzorze (2) na $K_{\text{eff}} \cdot t_{\text{Co}}$ wystąpił błąd edytorski zamiast znaku minus powinien być znak plus.

² W pracy [H4] wystąpił błąd edytorski przy zapisie jednostki [$\times 10^{-3}$ erg/cm²] powinno być [erg/cm²]=[mJ/m²]

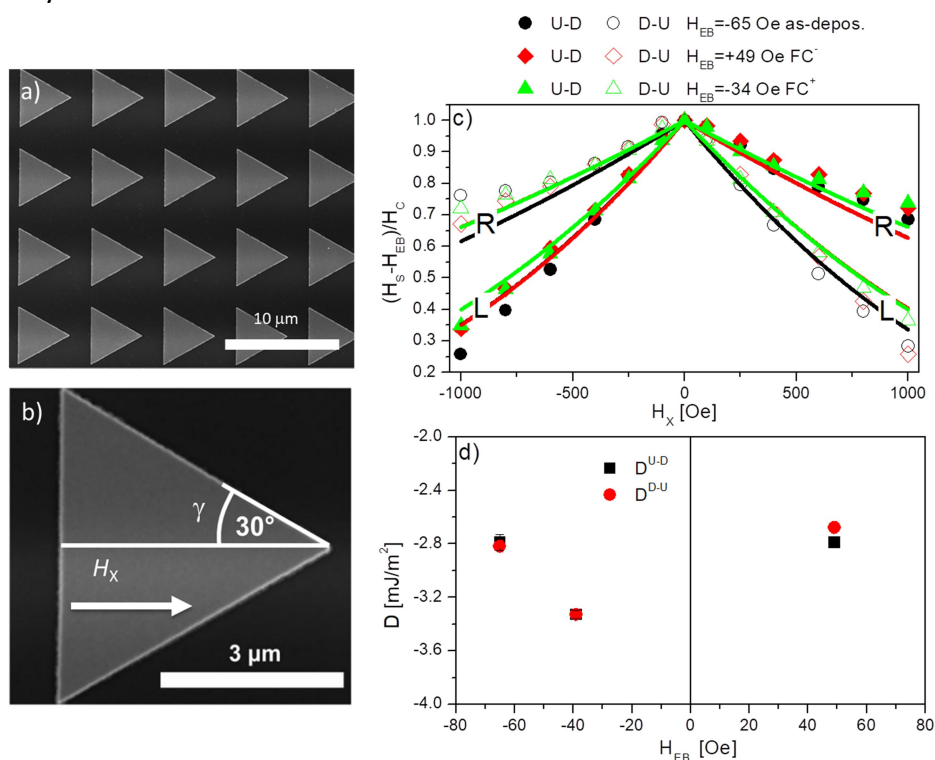
spinów ma warstwa Au [92], której wpływ na anizotropię i tłumienie warstwy CoFeB nie był dotychczas określony. W ramach swoich badań [H5] wykazałem, że amorficzna warstwa $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ w strukturze Au/CoFeB/Au wykazuje prostopadłą anizotropię magnetyczną i małe pole koercji ($H_C < 8$ Oe) w zakresie $0.65 \leq t_{\text{CoFeB}} \leq 1.0$ nm nawet wówczas gdy układ ten nie był poddany wygrzewaniu. Na podstawie wyników pomiarów rezonansu ferromagnetycznego z wykorzystaniem wektorowego analizatora obwodów (*ang. Vector Network Analyzer- Ferromagnetic Resonance - VNR-FMR*) pokazano, że układ ten ma niskie tłumienie Gilberta na poziomie 7×10^{-3} . Z danych przedstawionych w Tabeli 1 widać, że przyczynek powierzchniowy do efektywnej anizotropii magnetycznej jest zbliżony do wartości uzyskanych dla układu Au/Co/Au. Dotyczy to również stałej anizotropii objętościowej. Jednakże, w przypadku tego układu należy podkreślić, że dla warstw amorficznych CoFeB oczekuje się, że anizotropia magnetokrystaliczna jest zaniedbywalna, a stałą K_V głównie opisuje anizotropia kształtu. W omawianych warstwach wyznaczone namagnesowanie nasycenia nie jest małe $M_S = 1150$ emu/cm³, ale oczekujemy że zastosowanie warstw z większym stężeniem B obniży wartość M_S , co jest korzystniejsze dla zastosowań, a tym samym obniży wartość anizotropii kształtu prowadząc do wzmocnienia efektywnej anizotropii magnetycznej.

Powierzchniowe oddziaływania „Exchange Bias” i Dzyaloshinskiego-Moriya na międzywierzchni ferromagnetyk/antyferromagnetyczny tlenek metalu

Z omawianych warstw polikrystalicznych wyjątkowo interesujące są warstwy Au/Co/NiO, ponieważ asymetryczne otoczenie warstwy Co prowadzi do obecności oddziaływania iDM oraz indukuje jednozwrotową anizotropię wynikającą z oddziaływania EB pomiędzy warstwami Co i NiO [H5, H6], które może być kontrolowane nie tylko procesem FC, ale również poprzez bombardowanie jonowe [H7]. W świetle najnowszych doniesień literaturowych takie połączenie dwóch oddziaływań iDM oraz EB w układach wykazujących prostopadłą anizotropię magnetyczną, pozwala stabilizować skyrmiony w RT bez zewnętrznego pola magnetycznego [13]. Dodatkowo zastosowanie warstwy antyferromagnetycznej w pamięciach nazwanych racetrack memory zaproponowanych przez S. Parkina [93], w których zapis informacji oparty jest na ruchu ŚD, pozwala stabilizować i optymalizować ruch ŚD poprzez oddziaływanie EB [94].

Istnieje wiele metod wyznaczania zarówno znaku jak i siły oddziaływania iDM. Do nich należą metody dynamiczne tj. brillouinowskie rozpraszanie światła (*ang. Brillouin Light Scattering - BLS*) [39] lub VNR-FMR [95] oraz metod analizy prędkości ŚD (v) w reżimie pełzania w zewnętrznym polu magnetycznym przyłożonym w płaszczyźnie układu (H_x) [96,97]. Metody dynamiczne są trudne do zastosowania w warstwach, w których wkłady powierzchniowe do anizotropii efektywnej od górnej i dolnej międzywierzchni są znacząco różne [98], a tak jest w przypadku badanych warstw Au/Co/NiO [H3] (Tabela 1). Dodatkowo analiza ta jest utrudniona lub wręcz niemożliwa ze względu na słaby sygnał pochodzący od ultra cienkich warstw F. Do badań takich warstw stosuje się metody oparte na analizie propagacji ŚD, w których często opis zależności $v(H_x)$ wymaga uwzględnienia dodatkowych

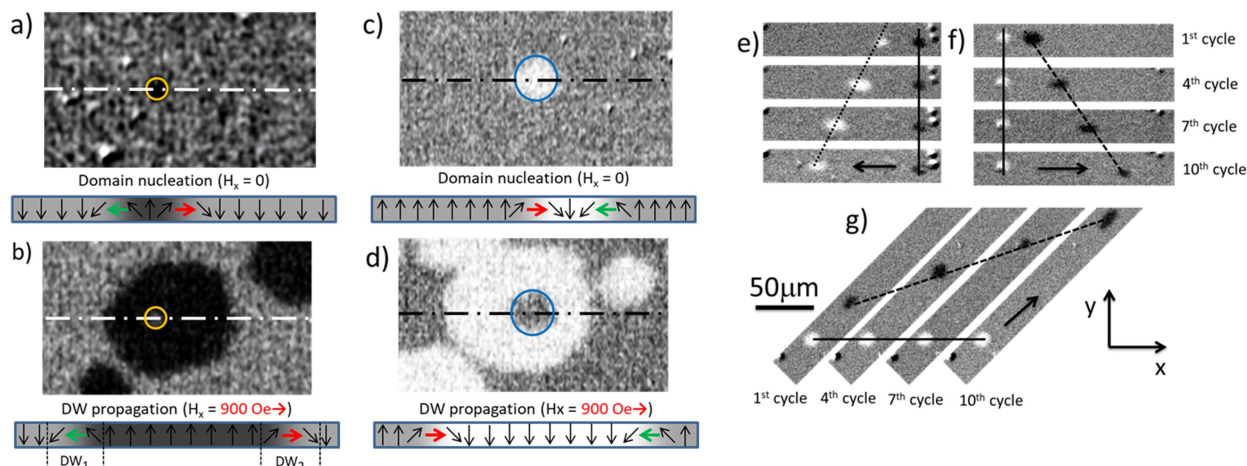
czynników (np. chiralnego tłumienia [99], rozkładu anizotropii [100]), co utrudnia analizę otrzymanych wyników.



Rysunek 6: Zdjęcia sieci trójkątów a) oraz pojedynczego trójkąta b) wykonane za pomocą elektronowego mikroskopu skanującego oraz znormalizowana zależność pól przełączania namagnesowania trójkątów z kierunku \uparrow na kierunek \downarrow (U-D) oraz z kierunku \downarrow na kierunek \uparrow (D-U) w funkcji pola H_x uzyskane dla $\text{Ti}(4\text{nm})/\text{Au}(60\text{nm})/\text{Co}(0.8\text{nm})/\text{NiO}(10\text{nm})/\text{Au}(2\text{nm})$ w stanie po naniesieniu i dwóch procesach chłodzenia w polu FC c) oraz uzyskane z dopasowań wartości oddziaływania iDM d).

W 2017 roku D.-S. Han i inni [45] zaproponowali nową metodę bazującą na analizie procesu przemagnesowania poprzez nukleację domen na krawędziach strukturyzowanych warstw o kształcie trójkąta i szybką ich propagację. W takich układach obecność oddziaływania iDM powoduje lokalne wychylenie momentów magnetycznych na krawędziach obiektów (kierunek wychylenia zależy od zwrotu wektora \vec{D}). To powoduje, że proces przemagnesowania w prostopadłym polu magnetycznym (H_z) i stałym zewnętrznym polu magnetycznym przyłożonym w płaszczyźnie wzdłuż wysokości trójkąta (H_x) (Rysunek 6b) zachodzi dla innych wartości pola $\pm H_z$. Wyznaczając te pola z obrazów struktury domenowej w funkcji pola H_x autorzy pracy określili wartość i znak oddziaływanie iDM dla warstw $\text{Pt}/\text{Co}/\text{Ir}$ oraz $\text{AlO}_x/\text{Co}/\text{Pt}$ dopasowując parametry modelu opisującego proces nukleacji na krawędzi obiektu strukturyzowanego [101] do wyników eksperymentalnych [45]. Metoda ta wymaga zastosowania wysoko rozdzielczego mikroskopu polaryzacyjnego pracującego w polarnej konfiguracji efektu Kerra o wysokiej czułości, który umożliwi rejestrację struktury domenowej elementu o wymiarach pojedynczych mikrometrów. Dodatkową trudność stanowi analiza słabego sygnału magnetoptycznego zbieranego od tak małego elementu. Aby uniknąć tych trudności, zaproponowałem inne podejście, w którym pomiary procesu przemagnesowania prowadzone są, z wykorzystaniem powszechnie stosowanego magnetometru PMOKE, dla matrycy 156 trójkątów rozłożonych na powierzchni $100 \times 100 \mu\text{m}^2$

(Rysunek 6a). Do określenia wartości oddziaływania iDM w układzie Au/Co/NiO wyznaczone zostały pola przełączania H_s , a dopasowanie przeprowadzono wykorzystując model opisany w pracy [45] oraz dane materiałowe wyznaczone w pracy [H3]. Analiza tych wyników wykazała, że warstwy Au/Co/NiO wykazują obecność silnego ujemnego oddziaływania iDM ($D_s = Dt_{Co} = -1,49$ pJ/m) [H6].



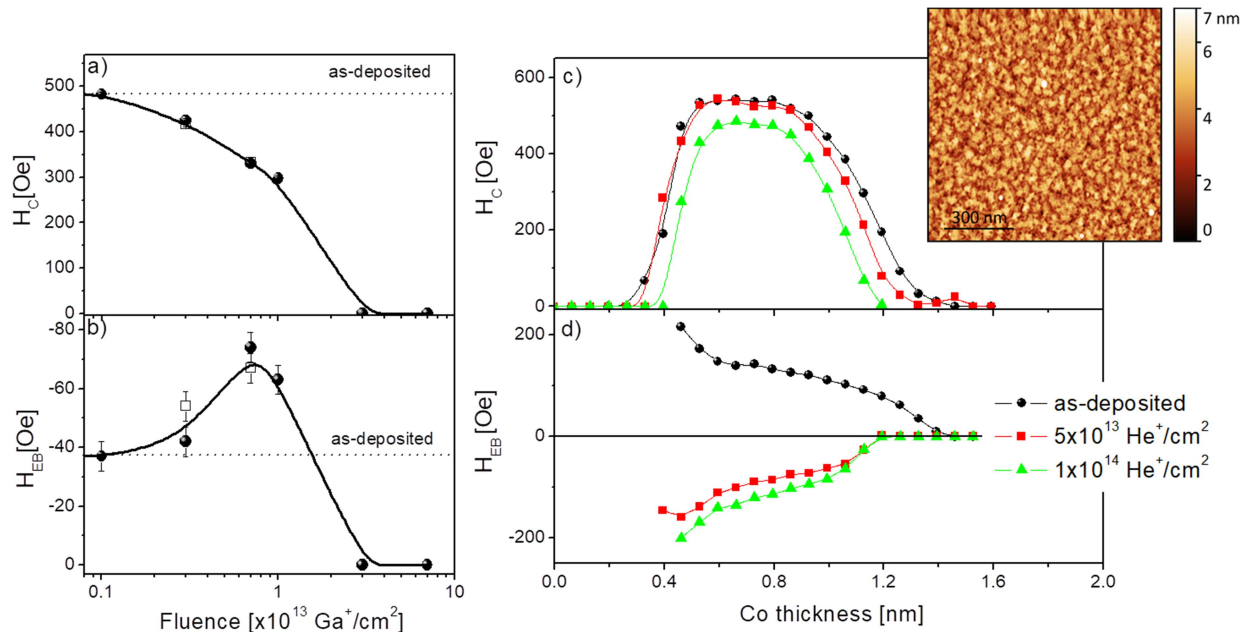
Rysunek 7: Różnicowy obraz PMOKE struktury domenowej warstwy [Ti(4nm)/Au(4nm)]₅/Co(0.54nm)/NiO(10nm)/Au(2nm) po impulsie pola $H_z = 275$ Oe a) i $H_z = -330$ Oe c). Asymetryczna propagacja ŚD po czterech impulsach pola $H_z = 275$ Oe w stałym polu $H_x = 900$ Oe b) oraz impulsach $H_z = -330$ Oe w stałym polu $H_x = 900$ Oe d). W panelu b) i d) pokazano schematycznie konfigurację magnetyczną, która wskazuje na obecność prawoskrętnej skrętności spinów w obrębie ścian domenowych typu Néela. Okręgi pokazują kształt oraz położenie wynukleowanych domen. Różnicowe obrazy PMOKE ruchu domen w płaszczyźnie warstwy z wykorzystaniem 10 cykli podwójnych impulsów ($\Delta t = 1$ s) naprzemiennie przykładanego pola magnetycznego H_z i H_x (H_{xy}) e-g).

W celu potwierdzenia uzyskanych wyników, przeprowadzono analizę propagacji ŚD w polu H_z przy współdziałaniu pola H_x [H5]. Zaobserwowano, że proces przemagnesowania zachodzi poprzez asymetryczną propagację ŚD co wskazuje na obecność ŚD typu Néela z prawoskrętną chiralnością (Rysunek 7a-d). Jest to konsekwencją obecności ujemnego oddziaływania iDM [H6]. W celu określenia jego siły po raz pierwszy przeprowadzono analizę asymetrii propagacji ŚD w reżimie pełzania w funkcji grubości warstwy ferromagnetycznej. Zastosowanie tego podejścia pozwoliło wyznaczyć wartość $D_s = -1.1$ pJ/m, która jest zbliżona do wielkości uzyskanej z badań warstw strukturyzowanych [H6]. W ten sposób, potwierdzono, że w układach Au/Co/NiO występuje silne ujemne oddziaływanie iDM. Wynik ten jest zaskakujący, ponieważ dla międzywierzchni Au/Co spodziewamy się bardzo słabego ujemnego [40]/dodatniego (Rysunek 1c) [35] wkładu do efektywnego oddziaływania iDM, natomiast dla międzywierzchni Co/tlenek silnego pozytywnego wkładu do efektywnego oddziaływania iDM [46,48]. Zgodnie z zasadą addytywności [47] wypadkowa wartość iDM powinna być dodatnia. To sugeruje, że istnieje inny dodatkowy wkład do efektywnego oddziaływania iDM, który może być związany ze spinami materiału antyferromagnetycznego.

Dodatkowym efektem pracy [H5] jest wykazanie, że obecność ŚD typu Néela wywołanych oddziaływaniem iDM pozwala kontrolować ruch domen z dużą precyzją poprzez jednorodne zewnętrzne pola magnetyczne przykładane równocześnie w dwóch kierunkach, prostopadle do płaszczyzny (H_z) i w płaszczyźnie układu (H_{xy}) (Rysunek 7e-g). Dla wielu

zastosowań wykorzystujących ruch domen wywołanych polem magnetycznym jest to szczególnie ważne, zwłaszcza w systemach, gdzie obecność oddziaływania EB jest pożądana.

Warto również podkreślić, że w przeprowadzonych badaniach dla układu Au/Co/NiO, wykazano, że znak [H5, H6] oraz wartość [H6] oddziaływania iDM są niezależne od kierunku oddziaływania EB (Rysunek 8d) wskazując na brak bezpośredniej korelacji pomiędzy oddziaływaniem iDM i EB. Ta cecha wprowadza dodatkowy stopień swobody pozwalający modyfikować oddziaływanie EB bez zmian oddziaływania iDM.



Rysunek 8: Zależności H_C a) i H_{EB} b) w funkcji dawki jonów Ga⁺ o energii 30 keV otrzymane dla jednorodnych warstw Ti4nm/Au-60nm/Co-0.6 nm/NiO-10 z procesu przemagnesowania zarejestrowanego przy dwóch różnych powiększeniach 100× (●) i 200× (□) obrazu rejestrowanego przy pomocy mikroskopu PMOKE. Zależności H_C c) i H_{EB} d) w funkcji t_{Co} otrzymane dla układu warstwowego Ti(4nm)/Au(60nm)/Co(klin 0-2nm)/NiO(10nm)/Au(2nm) przed i po procesie bombardowania jonami He⁺ o energii 10 keV w zewnętrznym polu magnetycznym skierowanym przeciwie do pola H_{dep} . Wstawka w panelu c) przedstawia topografię warstw Ti/Au/Co/NiO/Au zarejestrowaną z wykorzystaniem mikroskopu sił atomowych.

Wyniki badań dotyczące wpływu bombardowania jonowego na siłę i kierunek oddziaływania EB, w strukturach z warstwą Co wykazującą prostopadłą anizotropię magnetyczną, zostały zaprezentowane w pracy [H7]. Dotychczasowe doniesienia literaturowe w tym zakresie dotyczyły jedynie warstw F z anizotropią typu łatwa płaszczyzna [70,71,102,103]. W swoich badaniach wykazałem, że siła tego oddziaływania może być kontrolowana przez odpowiedni dobór dawki jonów zarówno He⁺ (10keV) jak i Ga⁺(30keV) (Rysunek 8). Co więcej, w wyniku bombardowania jonowego w zewnętrznym polu magnetycznym skierowanym przeciwie do pola magnetycznego H_{dep} , można również zmieniać kierunek tego oddziaływania (Rysunek 8d). Ze względu na brak możliwości przyłożenia zewnętrznego pola magnetycznego w komorze w trakcie bombardowania jonami Ga⁺ (komora próżniowa skaningowego mikroskopu elektronowego wyposażona w układ generujący zogniskowaną wiązkę jonów), te badania prowadzone były tylko dla jonów He⁺ o energii 10 keV. Wyniki eksperymentalne zostały wyjaśnione w oparciu o model TEL (Rozdział 5.5), który dotychczas był używany do opisu zmian oddziaływania EB bombardowaniem jonowym w układach polikrystalicznych z anizotropią w płaszczyźnie warstwy. W dyskusji

wyników wyjaśniono, że w przypadku kiedy pole magnetyczne przykładane w trakcie bombardowania jest wystarczająco silne, aby ustawić wektor namagnesowania zgodnie z kierunkiem pola magnetycznego (przeciwnie do H_{dep}), energia swobodna warstwy NiO sprzężonej z Co zostaje zmieniona w taki sposób, że lokalne (globalne) minimum staje się globalnym (lokalnym) minimum przy niezmienionej populacji ziaren w każdym minimum. Taki krajobraz energetyczny umożliwia zmianę kierunku oddziaływania EB, w sytuacji kiedy energia transferowana do warstwy NiO przez poruszający się jon He^+ jest wystarczająco duża, aby pokonać barierę Δ (Rysunek 2). W ten sposób, można zmienić kierunek oddziaływania EB w warstwach z anizotropią prostopadłą bez stosowania procedury FC.

5.7 Podsumowanie

W ramach prezentowanych badań określiłem wpływ różnego rodzaju otoczenia na anizotropię magnetyczną epitaksjalnych warstw Ni w strukturze [Pd(001)/Ni(001)/AFO-(CoO, NiO, CoO/NiO)], polikrystalicznych warstw Co w (Au/Co/NiO) i amorficznych warstw CoFeB w (Au/CoFeB/Au). Dla struktur z tlenkowymi warstwami metali przejściowych 3d (NiO, CoO) wykazałem możliwość indukowania w warstwie ferromagnetycznej anizotropii prostopadłej oraz oddziaływania EB, a w przypadku warstw NiO również oddziaływania iDM. W szczególności wykazałem, że:

- oddziaływania EB znacząco wpływa na anizotropię warstw i wnosi dodatkowy silny powierzchniowy wkład do efektywnej anizotropii magnetycznej. Jednakże, występuje on tylko w zakresie temperatur poniżej temperatury porządkowania warstw AF. Pozwala to, poprzez odpowiedni dobór grubości i rodzaju warstw AF, uzyskać prostopadłą anizotropię magnetyczną warstw F w szerokim zakresie temperatur.
- polikrystaliczne warstwy Co otoczone antyferromagnetyczną warstwą tlenkową oraz złotem charakteryzują się zarówno obecnością oddziaływania iDM jak i oddziaływania EB.
- w układzie Au/Co/NiO występuje prawoskrętna chiralność spinów w ŚD, która jest wynikiem silnego ujemnego oddziaływania iDM i nie jest skorelowana z kierunkiem oddziaływania EB.
- w warstwach Au/Co/NiO oddziaływanie EB pomiędzy Co i NiO może być modyfikowane poprzez bombardowanie jonowe, a proces ten może być opisany modelem TEL.

Wyznaczenie oddziaływania iDM i jego korelacji z oddziaływaniem EB było możliwe dzięki zaproponowaniu dwóch nowych podejść do określania stałej oddziaływania iDM bazujących na:

- analizie asymetrycznej propagacji ŚD dla struktur o różnych grubościach warstwy ferromagnetycznej.
- analizie procesu przemagnesowania matrycy trójkątnych struktur, przeprowadzonej z wykorzystaniem konwencjonalnego magnetometru PMOKE.

Podsumowując, przeprowadzone badania z wykorzystaniem wielu komplementarnych metod badawczych wykazały, że układy cienkowarstwowe wykazujące oddziaływania iDM i EB oraz charakteryzujące się prostopadłą anizotropią magnetyczną mogą być wykorzystane jako potencjalny materiał do wielu zastosowań. W świetle ostatnich doniesień literaturowych szczególnie istotne są te układy warstwowe, w których otoczenie stanowi tlenkowa warstwa metali przejściowych 3d. Zastosowanie takiego otoczenia pozwala na kreację i anihilację skyrmionów polem elektrycznym oraz ich stabilizację w RT dzięki oddziaływaniu EB. Właściwości te w znaczącym stopniu pozwalają ograniczyć energię potrzebną do zapisu i przetwarzania informacji, co stanowi ważny kierunek badań prowadzony w wielu wiodących ośrodkach naukowych na świecie.

6. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo-badawczych

Prace, które nie zostały włączone do monotematycznego cyklu publikacji, głównie dotyczą badań układów niskowymiarowych, ze szczególnym uwzględnieniem warstw magnetycznych.

Przed doktoratem

W trakcie studiów magisterskich w ramach programu Sokrates realizowałem badania właściwości mechanicznych cienkich warstw półprzewodnikowych na Uniwersytecie Nauk Stosowanych w Wildau/k Berlina [104]. Warstwy te otrzymywane były z wykorzystaniem termicznego odparowania błyskawicznego (ang. *thermal flash evaporation*) na Politechnice Poznańskiej, gdzie później wykonałem badania do pracy magisterskiej dotyczące cienkich warstw ZnTe i CdSe, które wytwarzane były metodą ablacji laserowej [105].

Kontynuując swoje zainteresowania układami niskowymiarowymi rozpocząłem studia doktoranckie w Instytucie Fizyki Molekularnej Polskiej Akademii Nauk. Tematyka badawcza rozprawy doktorskiej dotyczyła wykorzystania bombardowania jonowego do modyfikacji właściwości magnetycznych układów warstwowych NiFe/Au/Co/Au, w których subwarstwa Co ma anizotropię prostopadłą. Celem aplikacyjnym tych badań było przeprowadzenie strukturyzacji magnetycznej w skali submikronowej.

Do najważniejszych rezultatów rozprawy doktorskiej zaliczam wykazanie, że zanik anizotropii prostopadłej subwarstw Co jest związany ze zmianami mikrostruktury międzywierzchni Co/Au [27,106–108], a także zademonstrowanie dwóch nowych technologii strukturyzacji magnetycznej z wykorzystaniem bombardowania jonowego [28,109]. W pierwszej metodzie wykorzystano bombardowanie jonowe przez maskę utworzoną w procesie samoorganizacji kulek polistyrenowych o średnicy rzędu 500 nm [109]. Taka strukturyzacja umożliwia wytworzenie uporządkowanych struktury magnetycznych o gęstościach przekraczających $10^9/\text{cm}^2$ charakteryzujących się anizotropią prostopadłą. W drugiej metodzie wykorzystano bombardowanie jonowe układów warstwowych $(\text{Au/Co})_N/(\text{Au-warstwa klinowa})$, w których wierzchnia warstwa Au częściowo pochłania strumień jonów, co prowadzi do uzyskania gradientu dawki i w konsekwencji monotonicznej zmiany pola koercji w funkcji położenia [28]. Taka modyfikacja umożliwia kontrolę ruchu \vec{S} na dużych odległościach (rzędu 10^{-2} m) jednorodnym, zewnętrznym polem magnetycznym

H_z . Pola rozproszone występujące nad przemieszczającą się ŚD mogą być zastosowane do transportu cząstek superparamagnetycznych wykorzystywanych, jako nośniki molekuł, bakterii lub innych obiektów. Ma to istotne znaczenie w prowadzonych badaniach biologiczno-chemicznych z niewielkimi ilościami substancji czynnych.

Po doktoracie

Bezpośrednio po uzyskaniu stopnia doktora uzyskałem grant badawczy „Iuventus Plus 2011” na kontynuowanie badań dotyczących wytwarzania gradientu pola koercji w układach warstwowych wykazujących prostopadłą anizotropię magnetyczną [5,110–115]. W ramach tych prac opisano proces przemagnesowania takich układów (badania prowadzono dla warstw Co), ze szczególnym uwzględnieniem oddziaływań pomiędzy warstwami Co, które mają znaczący wpływ na ten proces. Oprócz badań poznawczych określono przydatność omawianych warstw do zastosowania jako sensory pola magnetycznego wykorzystujące efekt gigantycznego magnetooporu [5] oraz jako medium do transportu cząstek superparamagnetycznych wykorzystujące ruch ŚD [110]. Tematyka ta stanowiła podstawę rozprawy doktorskiej dra Michała Matczaka, w której pełniłem funkcję promotora pomocniczego.

W ramach wewnętrznego grantu, który otrzymałem od Dyrektora IFM PAN wykonywałem symulacje mikromagnetyczne z wykorzystaniem oprogramowania OOMMF (ang. *Object Oriented MicroMagnetic Framework*), które zostały porównane z wynikami eksperymentalnymi uzyskanymi w trakcie doktoratu, umożliwiając pełną analizę struktury domenowej [116]. Uzyskane w symulacjach obrazy struktury domenowej w remanencji i w zewnętrznym polu H_z były zgodne z obserwacjami eksperymentalnymi. Ważnym wynikiem tych badań było wykazanie, że ŚD lokalizują się w obszarach z gradientem anizotropii, a wpływ modulacji anizotropii na strukturę domenową widoczny był jedynie w obecności pola H_z . Oprócz omówionych symulacji, prowadziłem również symulacje mikromagnetyczne wspomagające badania eksperymentalne dotyczące zastosowania odpowiednich grubości subwarstwy Fe i MgO w układach wielowarstwowych Fe/MgO do uzyskania prostopadłej anizotropii magnetycznej w RT. Uzyskane w symulacjach wyniki potwierdziły wirowy rozkład namagnesowania w warstwach Fe postulowany z pomiarów MOKE i spektroskopii Mössbauerowskiej [117].

Aktywnie również uczestniczę w pracach badawczych prowadzonych w zespole Cienkich Warstw pod kierownictwem Prof. Janusza Dubowika dotyczących dynamiki namagnesowania cienkowarstwowych układów magnetycznych [118–121]. W ramach tych badań prowadzone były pomiary rezonansem ferromagnetycznym sieci kagome wytwarzanych metodą litografii elektronowej. Celem tych badań był kątowy opis zależności pól rezonansowych w odniesieniu do wyróżnionych kierunków otwartych i zamkniętych sieci kagome. Uzyskane wyniki zostały przedyskutowane w ramach modelu makrospinowego i porównane z wynikami symulacji mikromagnetycznych, które są w dobrej zgodności z wynikami eksperymentalnymi. W pracy przedyskutowano wpływ oddziaływania dipolowego pomiędzy poszczególnymi elementami sieci kagome na mody brzegowe i objętościowe [118]. W

przypadku badań dynamiki namagnesowania szczególnie interesujące są materiały wykazujące niskie tłumieniem namagnesowania. Duże zainteresowanie warstwami o niskim tłumieniu wynika z możliwości zastosowania ich w urządzeniach logicznych wykorzystujących propagację fal spinowych lub przepływ prądów spinowych. Prowadzone badania umożliwiły wytworzenie cienkich warstw granatów itrowo-żelazowych (ang. *Yttrium Iron Garnet* - YIG) na podłożach $Gd_3Ga_5O_{12}$ przy użyciu ablacji laserem impulsowym [120,121]. Takie warstwy charakteryzują się ultra niskim współczynnikiem tłumienia $\alpha=5.5 \times 10^{-4}$, co jest bardzo atrakcyjne ze względu na propagację fal spinowych na dużych odległościach (setki mikrometrów). Dodatkowo w ramach tych badań pokazano, że warstwy te można strukturyzować metodą bezmaskowej litografii optycznej przy użyciu techniki „lift-off”. Wytworzone tak obiekty charakteryzują się zbliżonymi do warstw ciągłych parametrami magnetycznymi, w szczególności wartością tłumienia [121]. Mój główny wkład w przedstawione badania związany był z opracowaniem technologii wytwarzania struktur z wykorzystaniem litografii elektronowej i bezmaskowej litografii optycznej.

W ostatnich latach, wspólnie z doktorantem, którego stypendium jest finansowane z projektu NCN SONATA-BIS pod moim kierownictwem, prowadziłem badania dotyczące ferrimagnetycznych (FI) układów wielowarstwowych typu ziemia rzadka-metal przejściowy [ang. *rare earth (RE)–transition metal (TM)*] oraz ich oddziaływania z warstwami ferromagnetycznymi. W naszym przypadku badane były ferrimagnetyczne³ układy wielowarstwowe typu $(Tb/Co)_6$ oraz $(Tb/Fe)_6$ sprzężone z wielowarstwami ferromagnetycznymi $(Au/Co)_3$ poprzez przekładkę Au [122]. Grubości poszczególnych warstw F i FI dobrano tak, aby oba układy wykazywały prostopadłą anizotropię magnetyczną. Dla takich warstw wykazano, że pole przełączania kierunku namagnesowania warstwy F może być kontrolowane w szerokim zakresie pola magnetycznego (od minus kilku kOe do plus kilku kOe) poprzez odpowiedni dobór grubości subwarstwy Tb. Aby osiągnąć tak duże pola przełączania, które bezpośrednio związane są z dużą wartością oddziaływania ($J \approx 0.15$ mJ/m²) przekładka Au musi być otoczona metalem przejściowym (w naszym przypadku Co lub Fe). Dla grubości przekładki $t_{Au}=1$ nm maksymalna wartość oddziaływania obserwowana jest dla grubości Tb, w której następuje kompensacja momentów podsieci ziemi rzadkiej (Tb) i metalu przejściowego (Co lub Fe). Pokazano, również że oddziaływanie to wykazuje charakter oscylacyjny. Badania te stanowią podstawę rozprawy doktorskiej Łukasza Frąckowiaka, którego jestem opiekunem pomocniczym.

Oprócz badań materiałów ferro/ferrimagnetycznych, uczestniczyłem w pracach dotyczących technologii wytwarzania cienkich warstw SmB_6 [123] i $Gd_2(MoO_4)_3$ [124]. Badania prowadzone w naszej grupie dotyczyły optymalizacji procesu nanoszenia tych warstw z wykorzystaniem nanosekundowego impulsowego lasera Nd:YAG wysokiej mocy.

Od 2015 roku również aktywnie współpracuje z Politechniką Poznańską i Wielkopolskim Centrum Zaawansowanych Technologii w Poznaniu. Wynikiem tej współpracy jest zgłoszenie

³ Stopy oraz warstwy RE-TM zawierające Tb są sperimagnetykami, jednakże ze względu na antyferromagnetyczne oddziaływanie pomiędzy podsieciami Tb i TM w literaturze nazywane są ferrimagnetykami.

patentowe na czujnik pola magnetycznego, w którym warstwę czułą stanowił grafen [125]. Warstwa grafenowa wraz z elektrodami w postaci meandrowej struktury paskowej, strukturyzowane były z wykorzystaniem trawienia jonowego i bezmaskowej litografii optycznej [126]. Zastosowanie takiej geometrii pozwoliło uzyskać wysoką czułości czujnika pola magnetycznego [127].

Obecnie prowadzę również badania dotyczące możliwości indukowania prostopadłej anizotropii magnetycznej w układach warstwowych wykorzystując bombardowanie zogniskowaną wiązką jonów Ga⁺ o energii 30 keV [128].

7. Literatura:

- [1] O. Ben Dor, S. Yochelis, A. Radko, K. Vankayala, E. Capua, A. Capua, S.-H. Yang, L. T. Baczewski, S. S. P. Parkin, R. Naaman, and Y. Paltiel, *Nat. Commun.* **8**, 14567 (2017).
- [2] K. Banerjee-Ghosh, O. Ben Dor, F. Tassinari, E. Capua, S. Yochelis, A. Capua, S.-H. Yang, S. S. P. Parkin, S. Sarkar, L. Kronik, L. T. Baczewski, R. Naaman, and Y. Paltiel, *Science* **360**, 1331 (2018).
- [3] B. Tudu and A. Tiwari, *Vacuum* **146**, 329 (2017).
- [4] B. D. Terris and T. Thomson, *J. Phys. Appl. Phys.* **38**, R199 (2005).
- [5] M. Matczak, P. Kuświk, F. Stobiecki, and A. Ehresmann, *Appl Phys Lett* **100**, 162402 (2012).
- [6] S. Breitzkreutz, J. Kiermaier, S. Vijay Karthik, G. Csaba, D. Schmitt-Landsiedel, and M. Becherer, *J. Appl. Phys.* **111**, 07A715 (2012).
- [7] X. Zhang, M. Ezawa, and Y. Zhou, *Sci. Rep.* **5**, (2015).
- [8] K.-S. Ryu, S.-H. Yang, L. Thomas, and S. S. P. Parkin, *Nat. Commun.* **5**, 3910 (2014).
- [9] I. M. Miron, T. Moore, H. Szabolcs, L. D. Buda-Prejbeanu, S. Auffret, B. Rodmacq, S. Pizzini, J. Vogel, M. Bonfim, A. Schuhl, and G. Gaudin, *Nat. Mater.* **10**, 419 (2011).
- [10] K.-W. Moon, D.-H. Kim, S.-C. Yoo, S.-G. Je, B. S. Chun, W. Kim, B.-C. Min, C. Hwang, and S.-B. Choe, *Sci. Rep.* **5**, 9166 (2015).
- [11] A. Fert, V. Cros, and J. Sampaio, *Nat. Nanotechnol.* **8**, 152 (2013).
- [12] S. Woo, K. Litzius, B. Krüger, M.-Y. Im, L. Caretta, K. Richter, M. Mann, A. Krone, R. M. Reeve, M. Weigand, P. Agrawal, I. Lemesch, M.-A. Mawass, P. Fischer, M. Kläui, and G. S. D. Beach, *Nat. Mater.* **15**, 501 (2016).
- [13] G. Yu, A. Jenkins, X. Ma, S. A. Razavi, C. He, G. Yin, Q. Shao, Q. lin He, H. Wu, W. Li, W. Jiang, X. Han, X. Li, A. C. Bleszynski Jayich, P. K. Amiri, and K. L. Wang, *Nano Lett.* **18**, 980 (2018).
- [14] F. Yildiz, M. Przybylski, X.-D. Ma, and J. Kirschner, *Phys. Rev. B* **80**, 064415 (2009).
- [15] M. Kisielewski, A. Maziewski, M. Tekielak, A. Wawro, and L. T. Baczewski, *Phys. Rev. Lett.* **89**, (2002).
- [16] R. Jungblut, M. T. Johnson, J. aan de Stegge, A. Reinders, and F. J. A. den Broeder, *J. Appl. Phys.* **75**, 6424 (1994).
- [17] F. J. A. den Broeder, D. Kuiper, A. P. van de Mosselaer, and W. Hoving, *Phys Rev Lett* **60**, 2769 (1988).
- [18] M. T. Johnson, P. J. H. Bloemen, F. J. A. den Broeder, and J. J. de Vries, *Rep. Prog. Phys.* **59**, 1409 (1996).
- [19] A. Wawro, Z. Kurant, M. Tekielak, P. Nawrocki, E. Milińska, A. Pietruczik, M. Wójcik, P. Mazalski, J. Kanak, K. Ollefs, F. Wilhelm, A. Rogalev, and A. Maziewski, *J. Phys. Appl. Phys.* **50**, 215004 (2017).
- [20] P. Bruno, *J. Phys. F Met. Phys.* **18**, 1291 (1988).
- [21] P. W. Rooney, A. L. Shapiro, M. Q. Tran, and F. Hellman, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1843 (1995).
- [22] C.-M. Lee, L.-X. Ye, H.-K. Chen, and T.-H. Wu, *IEEE Trans. Magn.* **49**, 4429 (2013).
- [23] R. Lavrijsen, D. M. F. Hartmann, A. van den Brink, Y. Yin, B. Barcones, R. A. Duine, M. A. Verheijen, H. J. M. Swagten, and B. Koopmans, *Phys. Rev. B* **91**, 104414 (2015).
- [24] C. Chappert, *Science* **280**, 1919 (1998).

- [25] J. Fassbender and J. McCord, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 579 (2008).
- [26] P. Mazalski, Z. Kurant, A. Maziewski, M. O. Liedke, J. Fassbender, L. T. Baczewski, and A. Wawro, *J. Appl. Phys.* **113**, 17C109 (2013).
- [27] P. Kuświk, F. Stobiecki, B. Szymański, M. Urbaniak, M. Falkowski, J. Jagielski, and P. Mazalski, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. Mater. At.* **272**, 88 (2012).
- [28] M. Urbaniak, P. Kuświk, Z. Kurant, M. Tekielak, D. Engel, D. Lengemann, B. Szymański, M. Schmidt, J. Aleksiejew, A. Maziewski, A. Ehresmann, and F. Stobiecki, *Phys. Rev. Lett.* **105**, (2010).
- [29] M. Weisheit, S. Fahler, A. Marty, Y. Souche, C. Poinignon, and D. Givord, *Science* **315**, 349 (2007).
- [30] T. Maruyama, Y. Shiota, T. Nozaki, K. Ohta, N. Toda, M. Mizuguchi, A. A. Tulapurkar, T. Shinjo, M. Shiraishi, S. Mizukami, Y. Ando, and Y. Suzuki, *Nat. Nanotechnol.* **4**, 158 (2009).
- [31] K. Nakamura, R. Shimabukuro, Y. Fujiwara, T. Akiyama, T. Ito, and A. J. Freeman, *Phys. Rev. Lett.* **102**, (2009).
- [32] W.-G. Wang, M. Li, S. Hageman, and C. L. Chien, *Nat. Mater.* **11**, 64 (2012).
- [33] I. Dzyaloshinskii, *J Phys Chem Solids* **4**, 241 (1958).
- [34] T. Moriya, *Phys. Rev.* **120**, 91 (1960).
- [35] A. Belabbes, G. Bihlmayer, F. Bechstedt, S. Blügel, and A. Manchon, *Phys. Rev. Lett.* **117**, (2016).
- [36] A. Fert, N. Reyren, and V. Cros, *Nat. Rev. Mater.* **2**, 17031 (2017).
- [37] A. R. Fert, *Mater. Sci. Forum* **59–60**, 439 (1990).
- [38] S. Heinze, K. von Bergmann, M. Menzel, J. Brede, A. Kubetzka, R. Wiesendanger, G. Bihlmayer, and S. Blügel, *Nat. Phys.* **7**, 713 (2011).
- [39] J. Cho, N.-H. Kim, S. Lee, J.-S. Kim, R. Lavrijsen, A. Solignac, Y. Yin, D.-S. Han, N. J. J. van Hoof, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, and C.-Y. You, *Nat. Commun.* **6**, 7635 (2015).
- [40] H. Yang, A. Thiaville, S. Rohart, A. Fert, and M. Chshiev, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 267210 (2015).
- [41] M. Bode, M. Heide, K. von Bergmann, P. Ferriani, S. Heinze, G. Bihlmayer, A. Kubetzka, O. Pietzsch, S. Blügel, and R. Wiesendanger, *Nature* **447**, 190 (2007).
- [42] R. Wiesendanger, *Nat. Rev. Mater.* **1**, 16044 (2016).
- [43] J. Sampaio, V. Cros, S. Rohart, A. Thiaville, and A. Fert, *Nat. Nanotechnol.* **8**, 839 (2013).
- [44] X. Zhang, Y. Zhou, M. Ezawa, G. P. Zhao, and W. Zhao, *Sci. Rep.* **5**, (2015).
- [45] D.-S. Han, N.-H. Kim, J.-S. Kim, Y. Yin, J.-W. Koo, J. Cho, S. Lee, M. Kläui, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, and C.-Y. You, *Nano Lett.* **16**, 4438 (2016).
- [46] H. Yang, O. Boulle, V. Cros, A. Fert, and M. Chshiev, *Sci. Rep.* **8**, 12356 (2018).
- [47] C. Moreau-Luchaire, C. Moutafis, N. Reyren, J. Sampaio, C. A. F. Vaz, N. V. Horne, K. Bouzehouane, K. Garcia, C. Deranlot, P. Warnicke, P. Wohlhüter, J.-M. George, M. Weigand, J. Raabe, V. Cros, and A. Fert, *Nat. Nanotechnol.* **11**, 444 (2016).
- [48] O. Boulle, J. Vogel, H. Yang, S. Pizzini, D. de S. Chaves, A. Locatelli, T. O. Mentes, A. Sala, L. D. Buda-Prejbeanu, O. Klein, M. Belmeguenai, Y. Roussigné, A. Stashkevich, S. M. Chérif, L. Aballe, M. Foerster, M. Chshiev, S. Auffret, I. M. Miron, and G. Gaudin, *Nat. Nanotechnol.* **11**, 449 (2016).
- [49] M. Schott, A. Bernand-Mantel, L. Ranno, S. Pizzini, J. Vogel, H. Béa, C. Baraduc, S. Auffret, G. Gaudin, and D. Givord, *Nano Lett.* **17**, 3006 (2017).
- [50] A. Belabbes, G. Bihlmayer, S. Blügel, and A. Manchon, *Sci. Rep.* **6**, 24634 (2016).
- [51] W. H. Meiklejohn and C. P. Bean, *Phys. Rev.* **105**, 904 (1957).
- [52] F. Radu and H. Zabel, in *Magn. Heterostruct.*, edited by H. Zabel and S. D. Bader (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2008), pp. 97–184.
- [53] J. Nogués, J. Sort, V. Langlais, V. Skumryev, S. Suriñach, J. S. Muñoz, and M. D. Baró, *Phys. Rep.* **422**, 65 (2005).
- [54] E. Młyńczak, J. Gurgul, J. Przewoźnik, D. Wilgocka-Ślęzak, K. Freindl, N. Spiridis, and J. Korecki, *Appl. Surf. Sci.* **304**, 86 (2014).
- [55] S. Maat, K. Takano, S. S. P. Parkin, and E. E. Fullerton, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 087202 (2001).

- [56] A. D. Lamirand, M. M. Soares, A. Y. Ramos, H. C. N. Tolentino, M. De Santis, J. C. Cezar, A. de Siervo, and M. Jamet, *Phys. Rev. B* **88**, (2013).
- [57] W. H. Meiklejohn, *J. Appl. Phys.* **33**, 1328 (1962).
- [58] F. Radu, A. Westphalen, K. Theis-Bröhl, and H. Zabel, *J. Phys. Condens. Matter* **18**, L29 (2006).
- [59] J. Wu, J. S. Park, W. Kim, E. Arenholz, M. Liberati, A. Scholl, Y. Z. Wu, C. Hwang, and Z. Q. Qiu, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 217204 (2010).
- [60] A. P. Malozemoff, *Phys. Rev. B* **35**, 3679 (1987).
- [61] A. P. Malozemoff, *J. Appl. Phys.* **63**, 3874 (1988).
- [62] J. Nogués, D. Lederman, T. J. Moran, I. K. Schuller, and K. V. Rao, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 3186 (1996).
- [63] N. C. Koon, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4865 (1997).
- [64] T. J. Moran, J. Nogués, D. Lederman, and I. K. Schuller, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 617 (1998).
- [65] Y. Ijiri, J. A. Borchers, R. W. Erwin, S.-H. Lee, P. J. van der Zaag, and R. M. Wolf, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 608 (1998).
- [66] L. Néel, *Ann Phys* **14**, 61 (1967).
- [67] D. Mauri, H. C. Siegmann, P. S. Bagus, and E. Kay, *J. Appl. Phys.* **62**, 3047 (1987).
- [68] E. Fulcomer and S. H. Charap, *J. Appl. Phys.* **43**, 4190 (1972).
- [69] N. D. Müglic, A. Gaul, M. Meyl, A. Ehresmann, G. Götz, G. Reiss, and T. Kuschel, *Phys. Rev. B* **94**, 184407 (2016).
- [70] A. Ehresmann, D. Junk, D. Engel, A. Paetzold, and K. Röhl, *J. Phys. Appl. Phys.* **38**, 801 (2005).
- [71] A. Ehresmann, C. Schmidt, T. Weis, and D. Engel, *J. Appl. Phys.* **109**, 023910 (2011).
- [72] M. D. Stiles and R. D. McMichael, *Phys. Rev. B* **59**, 3722 (1999).
- [73] J.-V. Kim, R. L. Stamps, B. V. McGrath, and R. E. Camley, *Phys. Rev. B* **61**, 8888 (2000).
- [74] J.-V. Kim and R. L. Stamps, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 2785 (2001).
- [75] M. Kiwi, *J. Magn. Magn. Mater.* **234**, 584 (2001).
- [76] A. E. Berkowitz and K. Takano, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 19 (1999).
- [77] Bland, J.A.C., Heinrich, Bretislav (Eds), *Ultrathin Magnetic Structures I, An Introduction to the Electronic, Magnetic and Structural Properties* (Springer Berlin Heidelberg, 1994).
- [78] F. Stobiecki, M. Urbaniak, B. Szymański, J. Dubowik, P. Kuświk, M. Schmidt, T. Weis, D. Engel, D. Lengemann, A. Ehresmann, I. Sveklo, and A. Maziewski, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 012511 (2008).
- [79] M. Urbaniak, F. Stobiecki, B. Szymański, A. Ehresmann, A. Maziewski, and M. Tekielak, *J. Appl. Phys.* **101**, 013905 (2007).
- [80] B.-Y. Wang, J.-Y. Hong, K.-H. O. Yang, Y.-L. Chan, D.-H. Wei, H.-J. Lin, and M.-T. Lin, *Phys. Rev. Lett.* **110**, (2013).
- [81] D. Alders, L. H. Tjeng, F. C. Voogt, T. Hibma, G. A. Sawatzky, C. T. Chen, J. Vogel, M. Sacchi, and S. Iacobucci, *Phys. Rev. B* **57**, 11623 (1998).
- [82] M. Takano, T. Terashima, Y. Bando, and H. Ikeda, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 205 (1987).
- [83] Q. Li, J. H. Liang, Y. M. Luo, Z. Ding, T. Gu, Z. Hu, C. Y. Hua, H.-J. Lin, T. W. Pi, S. P. Kang, C. Won, and Y. Z. Wu, *Sci. Rep.* **6**, 22355 (2016).
- [84] J. Zhu, Q. Li, J. X. Li, Z. Ding, J. H. Liang, X. Xiao, Y. M. Luo, C. Y. Hua, H.-J. Lin, T. W. Pi, Z. Hu, C. Won, and Y. Z. Wu, *Phys. Rev. B* **90**, 054403 (2014).
- [85] S. Ikeda, K. Miura, H. Yamamoto, K. Mizunuma, H. D. Gan, M. Endo, S. Kanai, J. Hayakawa, F. Matsukura, and H. Ohno, *Nat. Mater.* **9**, 721 (2010).
- [86] D.-T. Ngo, D.-T. Quach, Q.-H. Tran, K. Møhave, T.-L. Phan, and D.-H. Kim, *J. Phys. Appl. Phys.* **47**, 445001 (2014).
- [87] S. Fukami, T. Suzuki, Y. Nakatani, N. Ishiwata, M. Yamanouchi, S. Ikeda, N. Kasai, and H. Ohno, *Appl. Phys. Lett.* **98**, 082504 (2011).
- [88] S. X. Huang, T. Y. Chen, and C. L. Chien, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 242509 (2008).
- [89] G. Malinowski, K. C. Kuiper, R. Lavrijsen, H. J. M. Swagten, and B. Koopmans, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 102501 (2009).
- [90] R. Ramaswamy, X. Qiu, T. Dutta, S. D. Pollard, and H. Yang, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 202406 (2016).
- [91] T. Liu, J. W. Cai, and L. Sun, *AIP Adv.* **2**, 032151 (2012).

- [92] V. Vlaminck, J. E. Pearson, S. D. Bader, and A. Hoffmann, *Phys. Rev. B* **88**, 064414 (2013).
- [93] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, *Science* **320**, 190 (2008).
- [94] I. Polenciuc, A. J. Vick, D. A. Allwood, T. J. Hayward, G. Vallejo-Fernandez, K. O'Grady, and A. Hirohata, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 162406 (2014).
- [95] J. M. Lee, C. Jang, B.-C. Min, S.-W. Lee, K.-J. Lee, and J. Chang, *Nano Lett.* **16**, 62 (2016).
- [96] S.-G. Je, D.-H. Kim, S.-C. Yoo, B.-C. Min, K.-J. Lee, and S.-B. Choe, *Phys. Rev. B* **88**, 214401 (2013).
- [97] A. Hrabec, N. A. Porter, A. Wells, M. J. Benitez, G. Burnell, S. McVitie, D. McGruther, T. A. Moore, and C. H. Marrows, *Phys. Rev. B* **90**, 020402(R) (2014).
- [98] O. Gladii, M. Haidar, Y. Henry, M. Kostylev, and M. Bailleul, *Phys Rev B* **93**, 054430 (2016).
- [99] E. Jué, C. K. Safeer, M. Drouard, A. Lopez, P. Balint, L. Buda-Prejbeanu, O. Boulle, S. Auffret, A. Schuhl, A. Manchon, I. M. Miron, and G. Gaudin, *Nat. Mater.* **15**, 272 (2016).
- [100] D. Lau, V. Sundar, J.-G. Zhu, and V. Sokalski, *Phys. Rev. B* **94**, (2016).
- [101] S. Pizzini, J. Vogel, S. Rohart, L. D. Buda-Prejbeanu, E. Jué, O. Boulle, I. M. Miron, C. K. Safeer, S. Auffret, G. Gaudin, and A. Thiaville, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 047203 (2014).
- [102] A. Mougin, T. Mewes, M. Jung, D. Engel, A. Ehresmann, H. Schmoranzer, J. Fassbender, and B. Hillebrands, *Phys. Rev. B* **63**, 060409(R) (2001).
- [103] A. Mougin, S. Poppe, J. Fassbender, B. Hillebrands, G. Faini, U. Ebels, M. Jung, D. Engel, A. Ehresmann, and H. Schmoranzer, *J. Appl. Phys.* **89**, 6606 (2001).
- [104] A. Richter, P. Kuswik, M. Oszwaldowski, and R. Smith, *J. Nanosci. Nanotechnol.* **8**, 3020 (2008).
- [105] M. Oszwaldowski, J. Rzeszutek, and P. Kuświk, in *Laser Pulse Phenom. Appl.*, edited by F. J. Duarte (InTech, 2010).
- [106] P. Kuświk, B. Szymański, M. Urbaniak, J. Dubowik, F. Stobiecki, J. Kisielewski, M. Tekielak, A. Maziewski, T. Weis, and A. Ehresmann, *Acta Phys. Pol. A* **113**, 651 (2008).
- [107] P. Kuświk, B. Szymański, M. Urbaniak, F. Stobiecki, I. Sveklo, J. Kisielewski, A. Maziewski, and J. Jagielski, *Acta Phys. Pol. A* **115**, 352 (2009).
- [108] W. Glapka, P. Kuświk, I. Sveklo, M. Urbaniak, K. Jóźwiak, T. Weis, D. Engel, A. Ehresmann, M. Błaszcyk, B. Szymański, A. Maziewski, and F. Stobiecki, *Acta Phys. Pol. A* **115**, 348 (2009).
- [109] P. Kuświk, A. Ehresmann, M. Tekielak, B. Szymański, I. Sveklo, P. Mazalski, D. Engel, J. Kisielewski, D. Lengemann, M. Urbaniak, C. Schmidt, A. Maziewski, and F. Stobiecki, *Nanotechnology* **22**, 095302 (2011).
- [110] M. Matczak, B. Szymański, P. Kuświk, M. Urbaniak, F. Stobiecki, Z. Kurant, A. Maziewski, D. Lengemann, and A. Ehresmann, *Nanoscale Res. Lett.* **9**, 395 (2014).
- [111] M. Matczak, B. Szymański, M. Urbaniak, M. Nowicki, H. Głowiński, P. Kuświk, M. Schmidt, J. Aleksiejew, J. Dubowik, and F. Stobiecki, *J. Appl. Phys.* **114**, 093911 (2013).
- [112] M. Matczak, R. Schäfer, M. Urbaniak, B. Szymański, P. Kuświk, A. Jarosz, M. Schmidt, J. Aleksiejew, S. Jurga, and F. Stobiecki, *Appl. Phys. Lett.* **107**, 012404 (2015).
- [113] M. Matczak, R. Schäfer, M. Urbaniak, P. Kuświk, B. Szymański, M. Schmidt, J. Aleksiejew, and F. Stobiecki, *J. Magn. Magn. Mater.* **422**, 465 (2017).
- [114] M. Matczak, L. Frackowiak, P. Kuswik, M. Urbaniak, B. Szymanski, and F. Stobiecki, *IEEE Trans. Magn.* **50**, 1 (2014).
- [115] M. Matczak, P. Kuswik, M. Urbaniak, B. Szymanski, and F. Stobiecki, *IEEE Trans. Magn.* **50**, 1 (2014).
- [116] P. Kuświk, I. Sveklo, B. Szymański, M. Urbaniak, F. Stobiecki, A. Ehresmann, D. Engel, P. Mazalski, A. Maziewski, and J. Jagielski, *Nanotechnology* **23**, 475303 (2012).
- [117] A. Kozioł-Rachwał, T. Ślęzak, K. Matlak, P. Kuświk, M. Urbaniak, F. Stobiecki, L. D. Yao, S. van Dijken, and J. Korecki, *Phys. Rev. B* **90**, 045428 (2014).
- [118] J. Dubowik, P. Kuświk, M. Matczak, W. Bednarski, F. Stobiecki, P. Aleshkevych, H. Szymczak, M. Kisielewski, and J. Kisielewski, *Phys. Rev. B* **93**, 224423 (2016).
- [119] H. Glowinski, I. Goscińska, A. Krysztofik, J. Barnas, M. Cecot, P. Kuswik, and J. Dubowik, in *2016 21st Int. Conf. Microw. Radar Wirel. Commun. MIKON* (IEEE, Krakow, Poland, 2016), pp. 1–4.
- [120] A. Krysztofik, H. Głowiński, P. Kuświk, S. Ziętek, L. E. Coy, J. N. Rychły, S. Jurga, T. W. Stobiecki, and J. Dubowik, *J. Phys. Appl. Phys.* **50**, 235004 (2017).

- [121] A. Krysztofik, L. E. Coy, P. Kuświk, K. Załęski, H. Głowiński, and J. Dubowik, *Appl. Phys. Lett.* **111**, 192404 (2017).
- [122] Ł. Frąckowiak, P. Kuświk, M. Urbaniak, G. D. Chaves-O'Flynn, and F. Stobiecki, *Sci. Rep.* **8**, 16911 (2018).
- [123] M. Batkova, I. Batko, F. Stobiecki, B. Szymański, P. Kuświk, A. Macková, and P. Malinský, *J. Alloys Compd.* **744**, 821 (2018).
- [124] E. Coy, P. Graczyk, L. Yate, K. Załęski, J. Gapiński, P. Kuświk, S. Mielcarek, F. Stobiecki, B. Mróz, C. Ferrater, and S. Jurga, *Sci. Rep.* **7**, 11800 (2017).
- [125] S. El-Ahmar, W. Koczorowski, and P. Kuświk, P.416781 (2018).
- [126] W. Koczorowski, P. Kuświk, M. Przychodnia, K. Wiesner, S. El-Ahmar, M. Szybowicz, M. Nowicki, W. Strupiński, and R. Czajka, *Mater. Sci. Semicond. Process.* **67**, 92 (2017).
- [127] S. El-Ahmar, W. Koczorowski, A. A. Poźniak, P. Kuświk, W. Strupiński, and R. Czajka, *Appl. Phys. Lett.* **110**, 043503 (2017).
- [128] P. Mazalski, P. Kuświk, I. Sveklo, I. Soldatov, J. McCord, R. Schäfer, A. Wawro, and A. Maziewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **477**, 317 (2019).


.....
Piotr Kuświk