

Instytut Fizyki Molekularnej  
Polskiej Akademii Nauk

Rozprawa doktorska

**Oddziaływania pomiędzy warstwami  
ferromagnetyczną i ferrimagnetyczną  
oraz w obrębie ferrimagnetycznej  
warstwy poddanej strukturyzacji  
magnetycznej**

---

mgr inż. Łukasz Frąckowiak

Promotor: dr hab. inż. Piotr Kuświk

Poznań, 2021



Pracę dedykuję mojej przyszłej żonie Agnieszce oraz Rodzicom



## Podziękowania

**Serdecznie dziękuję mojemu promotorowi  
dr. hab. inż. Piotrowi Kuświkowi, prof. IFM PAN oraz  
prof. dr. hab. Feliksowi Stobieckiemu za wieloletnią opiekę  
naukową, pomoc przy realizacji rozprawy doktorskiej  
oraz przede wszystkim za wprowadzenie w bardzo  
ciekawą tematykę badawczą.**

Ponadto chciałbym podziękować dr. hab. Maciejowi Urbaniakowi i dr. Gabrielowi D. Chaves-O`Flynn za pomoc i owocne konsultacje oraz całemu Zakładowi Cienkich Warstw, w szczególności dr. Markowi Schmidtowi.

Dziękuję także prof. dr. hab. Andrzejowi Maziewskiemu i jego grupie, w szczególności dr. inż. Michałowi Matczakowi za umożliwienie wykonania pomiarów magnetoptycznych i pomoc w tym zakresie.

Dziękuję również dr. Pawłowi Michałowskiemu za wykonanie pomiarów SIMS.

Chciałbym podziękować członkom zespołu pod kierownictwem prof. Arno Ehresmanna, w szczególności Meike Reginka za wsparcie przy wykonywaniu naświetleń wiązką jonów  $\text{He}^+$ .

## Streszczenie

Cienkie warstwy magnetyczne charakteryzujące się prostopadłą anizotropią magnetyczną od wielu lat wzbudzają zainteresowanie wielu grup badawczych ze względu na potencjalne zastosowania w technologiach informatycznych (twarde dyski, magnetyczne pamięci RAM, układy logiczne), sensorach bazujących na efektach spintronicznych, urządzeniach do transmisji danych wykorzystujących struktury magnoniczne. Są one również przedmiotem badań realizowanych w niniejszej rozprawie doktorskiej, która poświęcona jest dwóm zagadnieniom związanym z: (i) oddziaływaniem pomiędzy nałożonymi na siebie warstwami ferromagnetyczną (F) i ferrimagnetyczną (FI) typu ziemia rzadka – metal przejściowy (RE-TM) wykonaną w postaci wielowarstwy (RE/TM), (ii) oddziaływaniem w obrębie ferrimagnetycznej warstwy RE/TM poddanej strukturyzacji magnetycznej.

Wyniki badań dotyczące oddziaływania w strukturach F/FI i F/Au/FI, ( $F = (\text{Au/Co})_{2(3)}$ ,  $\text{FI} = (\text{Tb/Co})_6$ ,  $(\text{Tb/Fe})_6$ ) pokazały możliwość regulacji pola przełączania warstwy F w szerokim zakresie wartości od -0,8 T do 0,8 T. Zmiany pola przełączania są wynikiem oddziaływania wymiany pomiędzy warstwami F i FI (oddziaływanie typu Exchange-Bias). Wykazano, że siła tego oddziaływania uwarunkowana jest stężeniem ziemi rzadkiej w wielowarstwie RE/TM (kontrolowanym stosunkiem grubości subwarstw RE do TM) oraz rodzajem warstw otaczających niemagnetyczną przekładkę. Zmianie otoczenia z Co/Au/Co na Co/Au/Tb towarzyszy zarówno redukcja wartości energii oddziaływania pomiędzy FI i F, jak i zmiana znaku oddziaływania (z ferromagnetycznego na antyferromagnetyczny) prowadząca do zmiany znaku pola magnetycznego potrzebnego do przełączenia namagnesowania wielowarstwy F. Dla przekładki Au, o grubości równej 1 nm, sąsiadującej z subwarstwami ferromagnetycznymi (Co/Au/Co) pole przełączania zmienia się z dodatniego (ujemnego) na ujemne (dodatnie), wówczas gdy w wielowarstwie FI dominuje podsieć TM (RE). Dla układów z klinową przekładką Au zaobserwowano oscylacyjny charakter oddziaływania w funkcji grubości przekładki niemagnetycznej, co wskazuje na obecność oddziaływania typu RKKY pomiędzy warstwą F i FI.

W drugiej części rozprawy pokazano możliwość utworzenia dwuwymiarowej periodycznej sieci magnetycznych domen w wielowarstwie FI poprzez jej magnetyczną strukturyzację zrealizowaną poprzez lokalne bombardowanie jonami  $\text{He}^+$ . Wytworzenie takich struktur jest możliwe ze względu na większą magnetyczną dezaktywację atomów ziemi rzadkiej niż metalu przejściowego pod wpływem bombardowania jonowego. Wyjaśniono, że w wielokrotnej warstwie Tb/Co za proces magnetycznej dezaktywacji Tb, odpowiedzialne jest preferencyjne, względem Co, utlenianie Tb zachodzące w wyniku bombardowania jonowego. Najbardziej spektakularne efekty zaobserwowano wówczas, gdy magnetyczna dezaktywacja atomów Tb jest na tyle duża, że dla warstwy FI, wykazującej dominację podsieci Tb, powoduje zmianę dominacji podsieci na Co w obszarach poddanych bombardowaniu. Tak wytworzone struktury w stanie wielodomenowym wykazują brak ściany domenowej. W efekcie ten stan jest bardzo stabilny, gdyż obecność domen zapewnia zredukowanie energii magnetostatycznej, a brak ścian domenowych zapewnia, że nie odbywa się to kosztem zwiększania energii wymiany i anizotropii. W pracy przedstawiono szczegółowy opis procesu przemagnesowania takiej struktury, przy czym zwrócono

szczególną uwagę na różnice w procesie jej przemagnesowania, w porównaniu z magnetycznie strukturyzowanymi warstwami FI, które zarówno w obszarach chronionych, jak i poddanych modyfikacji wykazują dominację tej samej podsieci.

Dodatkowym osiągnięciem rozprawy jest opracowanie modelu pozwalającego obliczyć rozkład stężenia pierwiastków w warstwie dwuskładnikowego stopu osadzanego metodą rozpylania jonowego z dwóch targetów (co-sputtering). Poprawność modelu została zweryfikowana eksperymentalnie.

## Abstract

For many years, thin magnetic films with perpendicular magnetic anisotropy have been studied by many research groups due to their unique potential applications in IT (hard drives, M-RAM, logic circuits), spintronics based sensor, and in magnonic structures for data transmission. They constitute the research focus of this doctoral dissertation, which has two major parts: (i) interactions between ferromagnetic layers (F) and Rare Earth-Transition Metal (RE-TM) ferrimagnetic layers (FI) created as multilayered structures (RE/TM), and (ii) interaction within the ferrimagnetic multilayer RE/TM after magnetic patterning.

The studies of interactions in F/FI and F/Au/FI structures, ( $F = (\text{Au/Co})_{2(3)}$ ,  $\text{FI} = (\text{Tb/Co})_6$ ,  $(\text{Tb/Fe})_6$ ) demonstrate the ability to control the switching field of F layers in a wide range (from -0.8 T to 0.8 T). Changes to the switching field are caused by coupling between the F and the FI layers (exchange bias like interaction). The strength of this interaction depends mainly on the concentration of the Rare Earth in the RE/TM multilayer (controlled by sublayer thickness ratio of RE to TM) and the sequence of layers around the non-magnetic spacer. Changing the spacer surroundings from Co/Au/Co to Co/Au/Tb affects not only the value of the interaction between FI and F layers, but also the nature of this coupling (from ferromagnetic to antiferromagnetic). This is visible as a change in the sign of the switching field for the F layer. For a 1-nm Au spacer thickness surrounded by Co, the switching field of a TM (RE) dominated FI multilayer changes from positive (negative) to negative (positive). F/FI systems with an Au wedge spacer exhibit an oscillatory character of coupling between F and FI layers as a function of Au thickness, which suggest existence of an RKKY-like interaction.

The second part of this dissertation explains that local bombardment with  $\text{He}^+$  ions allows to engineer a two-dimensional periodic lattice of magnetic domains in the FI multilayer. The fabrication of such structures is possible because magnetic deactivation after ion bombardment is greater for Rare Earth atoms than for Transition Metals. The preferential oxidation of Tb after ion bombardment is shown to be responsible for the magnetic deactivation of Tb in the Tb/Co multilayers. The effectiveness of this process depends on the ion dose. The most unique magnetic properties occur when the magnetic deactivation of Tb atoms is large enough to change the sublattice dominance from  $\text{Tb}^+$  to  $\text{Co}^+$ . For this case, there are no domain walls in a multi-domain state. Such domain structures are very stable because the multidomain state reduces magnetostatic energy, and the absence of domain walls ensures that this energy reduction is not compensated by a simultaneous increase in exchange and anisotropy energies. This dissertation presents a detailed description of the magnetization reversal process of such structure, paying particular attention to the differences with another type of magnetically structured FI layers for which the same sublattice domination occur in protected and exposed areas.

An additional achievement of this dissertation is the development and experimental validation of an algorithm to calculate the distribution of elements of a two-component alloy after co-sputtering from two targets.



## Publikacje

Część wyników przedstawionych w rozprawie doktorskiej jest również zaprezentowana w trzech publikacjach:

- **Ł. Frąckowiak**, P. Kuświk, M. Urbaniak, G. D. Chaves-O’Flynn, and F. Stobiecki, *Wide-Range Tuning of Interfacial Exchange Coupling between Ferromagnetic Au/Co and Ferrimagnetic Tb/Fe(Co) Multilayers*, Sci. Rep. **8**, 16911 (2018)
- **Ł. Frąckowiak**, P. Kuświk, G. D. Chaves-O’Flynn, M. Urbaniak, M. Matczak, P. P. Michałowski, A. Maziewski, M. Reginka, A. Ehresmann, and F. Stobiecki, *Magnetic Domains without Domain Walls: A Unique Effect of He<sup>+</sup> Ion Bombardment in Ferrimagnetic Tb / Co Films*, Phys. Rev. Lett. **124**, 047203 (2020).
- **Ł. Frąckowiak**, F. Stobiecki, G. D. Chaves-O’Flynn, M. Urbaniak, M. Schmidt, M. Matczak, A. Maziewski, M. Reginka, A. Ehresmann, and P. Kuświk, *Subsystem Domination Influence on Magnetization Reversal in Designed Magnetic Patterns in Ferrimagnetic Tb/Co Multilayers*, Sci. Rep. **11**, 1041 (2021).

Autor rozprawy jest również współautorem publikacji:

- M. Matczak, **Ł. Frąckowiak**, P. Kuświk, M. Urbaniak, B. Szymański, and F. Stobiecki, *Magnetization Reversal and Domain Replication in Co–Au–Co Film with Perpendicular Anisotropy*, IEEE Trans. Magn. **50**, 11 (2014).

## Spis treści

Podziękowania .....	5
Streszczenie .....	6
Abstract .....	8
Publikacje .....	9
1. Wstęp .....	1
2. Właściwości magnetyczne cienkich warstw .....	4
2.1. Energia całkowita cienkich warstw ferromagnetycznych .....	4
2.2. Oddziaływanie międzywarstwowe .....	8
2.2.1. Oddziaływanie wymienne typu RKKY .....	8
2.2.2. Oddziaływanie wymienne typu Exchange Bias .....	9
2.3. Domeny magnetyczne .....	10
3. Ferrimagnetyzm w warstwach stopów Tb-Co i Tb-Fe .....	14
3.1. Oddziaływanie pomiędzy atomami RE a TM .....	14
3.2. Anizotropia w warstwach RE-TM .....	16
3.3. Ściana domenowa w podwójnych warstwach ferrimagnetycznych RE-TM .....	18
3.4. Porównanie właściwości magnetycznych stopowych i wielokrotnych warstw Tb-Co(Fe) .....	20
3.5. Wpływ temperatury oraz zawartości ziemi rzadkiej na właściwości magnetyczne układów Tb-Co i Tb-Fe .....	21
4. Metodyka badawcza .....	24
4.1. Mikroanaliza rentgenowska .....	24
4.2. Pomiary magnetoptyczne .....	25
4.3. Spektroskopia mas jonów wtórnych .....	28
4.4. Bombardowanie jonowe .....	28
4.5. Fotolitografia bezmaskowa .....	29
5. Wytwarzanie i właściwości warstw wielokrotnych (Tb/Co(Fe)) i stopowych (Tb-Co) ...	30
5.1. Osadzanie wielokrotnych warstw Tb/Co i Tb/Fe .....	30
5.2. Osadzanie stopowych warstw Tb-Co .....	31
5.2.1. Wyznaczanie rozkładu stężenia stopowych warstw Tb-Co .....	33
5.2.1. Rozkłady stężenia określone eksperymentalnie .....	40
5.3. Porównanie magnetycznych właściwości warstw stopowych i wielokrotnych. ....	41
5.4. Podsumowanie .....	45
6. Oddziaływanie pomiędzy warstwami ferromagnetyczną i ferrimagnetyczną .....	46

6.1. Oddziaływanie pomiędzy wielokrotnymi warstwami - ferromagnetyczną (Au/Co) i ferrimagnetyczną (Tb/Co) lub (Tb/Fe) - wpływ sekwencji warstw otaczających przekładkę Au rozdzielającą warstwy ferromagnetyczną i ferrimagnetyczną.....	46
6.1.1. Oddziaływanie przy sekwencji Co/Au/Co w otoczeniu przekładki Au.....	48
6.1.2. Oddziaływanie przy sekwencji Co/Au/Tb w otoczeniu przekładki Au .....	50
6.1.3. Oddziaływania przez klinową przekładkę Au.....	52
6.2. Podsumowanie.....	54
7. Proces przemagnesowania magnetycznie strukturyzowanych wielokrotnych warstw Tb/Co.....	55
7.1. Wpływ bombardowania jonami He <sup>+</sup> na właściwości wielokrotnych warstw Tb/Co	55
7.2. Proces przemagnesowania i struktura domenowa dwuwymiarowej sieci modyfikowanych jonowo obszarów w matrycy chronionej przed bombardowaniem. ....	61
7.2.1. Proces przemagnesowania sieci wykazującej dominację podsieci Tb zarówno w matrycy, jak i w obszarach poddanych modyfikacji.....	62
7.2.2. Proces przemagnesowania sieci wykazującej dominację podsieci Tb w matrycy i dominację podsieci Co w obszarach poddanych modyfikacji .....	67
7.3. Podsumowanie.....	77
8. Podsumowanie .....	79
Bibliografia.....	81
Spis rysunków .....	88
Spis tabel .....	95



## 1. Wstęp

Zainteresowanie cienkimi ferrimagnetycznymi (FI) warstwami ziemia rzadka (ang. Rare Earth - RE)-metal przejściowy (ang. Transition Metal - TM) początkowo podyktowane było możliwością zastosowania w pamięciach wykorzystujących domeny cylindryczne [1], a następnie w pamięciach magneto optycznych [2–4]. Istotną cechą, która sprawiła, że takie zastosowania tych warstw były możliwe, jest ich silna prostopadła anizotropia magnetyczna (ang. Perpendicular Magnetic Anisotropy - PMA) oraz możliwość modyfikowania (poprzez dobór odpowiedniego składu) w szerokich granicach kluczowych parametrów magnetycznych, tj. namagnesowania, anizotropii magnetycznej, temperatur kompensacji oraz Curie.

W latach osiemdziesiątych dwudziestego wieku wykazano, że podobne właściwości do warstw stopowych RE-TM mają wielokrotne warstwy RE/TM charakteryzujące się małymi grubościami subwarstw [5–14]. Właściwości takich syntetycznych ferrimagnetyków tym silniej różnią się od stopów ferrimagnetycznych RE-TM, im większe są grubości subwarstw [6,10]. Dla małych grubości subwarstw  $t_{Co} = t_{Tb} \leq 1,5$  nm w układzie Tb/Co ( $t_{Tb}$ ,  $t_{Co}$  są odpowiednio grubościami subwarstw Tb i Co) różnice pomiędzy warstwami stopowymi i wielokrotnymi są niewielkie [10,15]. W obu przypadkach warstwy są amorficzne, a zmiany właściwości magnetycznych w funkcji średniego stężenia są podobne.

Obecnie obserwujemy ponowny wzrost zainteresowania stopowymi i wielokrotnymi warstwami RE-TM i RE/TM. Jest to związane z możliwością przełączania kierunku magnetyzacji przy wykorzystaniu jedynie impulsów światła (ang. All Optical Switching - AOS) [16–18] lub momentu siły wywołanego prądem spinowym (ang. Spin Orbit Torque – SOT), generowanym spinowym efektem Halla (ang. Spin Hall Effect – SHE) w połączonej z warstwą FI warstwie metalu z silnym oddziaływaniem spin-orbita [19,20]. Ponadto warstwy RE-TM w układach: miękki ferrimagnetyk/twardy ferrimagnetyk (SFI/HFI) [21–24], czy też ferromagnetyk/ferrimagnetyk (F/FI) [25–27], dzięki oddziaływaniu między warstwami mogą być wykorzystane do zmiany wartości pól przełączania warstw F i/lub FI [28], i w konsekwencji do bardziej efektywnego AOS [29]. Podobnie jak w obrębie ferrimagnetyka, w układzie F/FI oddziaływanie wymienne pomiędzy momentami TM warstw F i FI preferuje wzajemnie równoległą konfigurację spinów, a pomiędzy momentami RE warstwy FI i TM warstwy F konfigurację antyrównoległą. Takie oddziaływanie, porównując je do oddziaływania wymiany w strukturze antyferromagnetyk/ferromagnetyk (AF/F), które powszechnie wykorzystywane jest w urządzeniach spintronicznych (np. zawory spinowe), wykazuje szereg zalet. Najważniejszą z nich jest możliwość uzyskania bardzo silnego oddziaływania wymiany pomiędzy FI i F w układach warstwowych wykazujących PMA. Ze względu na inną konfigurację spinów na interfejsie (w pracy używam pojęcia interfejs zapożyczonego z literatury anglojęzycznej w odniesieniu do międzywierzchni stanowiącej powierzchnię graniczną pomiędzy poszczególnymi subwarstwami) F/AF niż F/FI, w strukturach F/FI możliwe jest uzyskanie silnego oddziaływania, gdy momenty magnetyczne RE i TM warstwy FI w obrębie interfejsu są w pełni skompensowane [24]. W dalszej kolejności wskazać należy jako niewątpliwą zaletę brak wrażliwości układu F/FI na

defekty strukturalne typu granice między ziarnami lub szorstkość interfejsu [30]. Dzięki temu w układach warstwowych F/FI możliwe jest uzyskanie silnej PMA w połączeniu z możliwością regulowania oddziaływania wymiany w szerokich granicach, co ma kluczowe znaczenie dla zastosowań spintronicznych [31].

Wymienione powyżej efekty wskazują na atrakcyjność warstw ferrimagnetycznych w różnego typu zastosowaniach. Perspektywę dalszych zastosowań w istotny sposób zwiększa możliwość uzyskania specyficznych, naturalnych lub sztucznych struktur domenowych obserwowanych w warstwach RE-TM. Mogą być one wykorzystane nie tylko w magnetycznych pamięciach masowych [32–34], ale również w magnonice [35,36] oraz w urządzeniach typu lab-on-a-chip [37–40], wykorzystujących magnetoforezę. W ferromagnetykach domeny magnetyczne to obszary jednorodnie namagnesowane. Naturalnie występujące struktury domenowe powstają w wyniku minimalizacji wkładu energii demagnetyzacji do całkowitej energii układu. Wraz z obecnością domen magnetycznych pojawiają się ściany domenowe (ang. Domain Wall - DW), w których momenty magnetyczne ulegają reorientacji i w konsekwencji wywołują wzrost energii układu związanej z energią wymiany i anizotropii. Konkurencja pomiędzy energią demagnetyzacji a wymiany i anizotropii decyduje o rozmiarach domen [35,37,41,42]. Naturalnym ograniczeniem minimalnego rozmiaru domen jest szerokość ściany domenowej [43]. Struktury domenowe o określonych kształtach i wzajemnej konfiguracji (np. dwuwymiarowe sieci domen) można kreować poprzez lokalną modyfikację właściwości magnetycznych, takich jak anizotropia magnetyczna i pole koercji ( $H_C$ ) [44–47]. Pokazano, że można to osiągnąć na przykład poprzez bombardowanie lekkimi jonami przez maskę [45,46,48,49] lub zogniskowaną wiązką jonów (ang. Focused Ion Beam - FIB) [50–53]. Jednak nawet tak precyzyjne metody nie pozwalają wytworzyć domen o wymiarach mniejszych niż charakterystyczna dla danego materiału szerokość DW.

Bardzo specyficzną konfigurację magnetyczną zaobserwował Kobayashi [54] w układach FI(1)/FI(2), w których ferrimagnetyczne subwarstwy wykazują dominację innej podsieci (namagnesowanie dominującej podsieci określa kierunek namagnesowania efektywnego i w polu nasycającym jest zorientowane w jego kierunku). W takich strukturach w nasycającym polu magnetycznym występuje DW na interfejsie rozdzielającym obie subwarstwy. Ta specyficzna DW obecna w stanie jednodomenowym (w polu nasycającym namagnesowania efektywne obu subwarstw skierowane są w tę samą stronę) nazywana jest w literaturze interfejsową ścianą domenową – IDW (ang. Interfacial Domain Wall - IDW). Kobayashi wykazał, że proces przemagnesowania wymiennie sprzężonych podwójnych warstw (ang. Exchange Coupled Double Layers - ECDL) FI jest silnie uwarunkowany procesami kreacji lub anihilacji IDW. Specyficzne właściwości warstw ECDL wykorzystano do uzyskania wysokich gęstości zapisu informacji w pamięciach magnetoptycznych [54]. Jednym z ważniejszych dokonań tej pracy doktorskiej jest pokazanie, że analog układów ECDL można utworzyć poprzez lokalną modyfikację właściwości magnetycznych uzyskaną w efekcie bombardowania jonowego. W takich strukturach odpowiednik IDW powstaje na granicy pomiędzy obszarami o niezmienionych i zmodyfikowanych właściwościach magnetycznych warstw FI [55–57].

W rozprawie doktorskiej poruszono dwa z wyżej opisanych zagadnień. Pierwsze dotyczy oddziaływania pomiędzy warstwą ferromagnetyka i warstwą ferrimagnetyka. Oddziaływanie to zostało zbadane zarówno w funkcji składu warstwy ferrimagnetycznej (ze szczególnym uwzględnieniem składu bliskiego punktowi kompensacji momentu magnetycznego podsieci RE i TM), jak również w zależności od otoczenia niemagnetycznej przekładki Au zmienianego z TM/Au/TM na TM/Au/RE. W tym celu zostały przygotowane trzy układy wielowarstwowe F/FI, F/Au/FI oraz F/Au-klin/FI, dla których przeprowadzono szczegółowe pomiary procesu przemagnesowania. Umożliwiły one określenie właściwości magnetycznych poszczególnych struktur, ze szczególnym uwzględnieniem oddziaływania pomiędzy warstwami F i FI. Drugie zagadnienie poruszane w rozprawie związane jest z wytworzeniem, w ferrimagnetycznych warstwach, dwuwymiarowej sieci domen magnetycznych, między którymi nie występują DW i zbadanie procesu przemagnesowania takiej struktury. Cel ten osiągnięto, poddając warstwy FI magnetycznej strukturyzacji jonami  $\text{He}^+$  co pozwoliło w obszarach naświetlanych zmienić dominację podsieci z RE na TM. Wykorzystując magnetoptyczne obrazowanie zmian struktury domenowej w funkcji pola magnetycznego, przeprowadzono szczegółowy opis procesów nukleacji domen i propagacji ścian domenowych w modyfikowanych jonowo warstwach FI.

Rozprawa doktorska zorganizowana jest w następujący sposób. W rozdziale drugim przedstawiono wybrane zagadnienia związane z warstwami magnetycznymi, które są istotne z punktu widzenia tej pracy (energia całkowita ferromagnetyka, oddziaływanie pomiędzy dwiema warstwami magnetycznymi oraz informacje związane z powstawaniem domen magnetycznych). Trzeci rozdział dotyczy głównie właściwości warstwowych układów RE-TM. Czwarty przedstawia techniki eksperymentalne stosowane podczas wykonywania badań do pracy doktorskiej. Piąty rozdział zawiera szczegółowy opis preparatyki wielokrotnych  $(\text{RE}/\text{TM})_N$  ( $N$  - liczba powtórzeń) oraz stopowych (RE-TM) warstw. Rozdział ten został rozszerzony o opis modelu wytwarzania warstw RE-TM z gradientem składu przy użyciu rozpylania jonowego z dwóch targetów. Rozdziały szósty i siódmy dotyczą odpowiednio oddziaływania pomiędzy warstwami ferromagnetyczną i ferrimagnetyczną oraz opisu procesu przemagnesowania warstwy ferrimagnetycznej, w której poprzez strukturyzację magnetyczną wytworzono obszary o odmiennych właściwościach magnetycznych. Pracę kończy rozdział ósmy zawierający podsumowanie.

## 2. Właściwości magnetyczne cienkich warstw

Niniejszy rozdział stanowi wprowadzenie w zagadnienia dotyczące magnetyzmu w układach cienkowarstwowych, które są przedmiotem badań tej rozprawy doktorskiej. W rozprawie badane są warstwy FI i układy warstwowe F/FI. Ze względu na to, że proces przemagnesowania warstw F i FI przebiega podobnie, celowym jest omówienie przyczynków decydujących o całkowitej energii układu, której minimalizacja pozwala określić proces przemagnesowania. Dlatego pierwszy podrozdział poświęcony jest dyskusji całkowitej energii układu z uwzględnieniem poszczególnych przyczynków. Kolejny podrozdział przedstawia oddziaływania pomiędzy warstwami magnetycznymi - w szczególności oddziaływanie typu RKKY (Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida) - zachodzące pomiędzy warstwami magnetycznymi rozdzielonymi przekładką niemagnetyczną oraz oddziaływanie wymienne typu EB zachodzące w wyniku bezpośredniego sprzężenia warstwy ferromagnetycznej z antyferromagnetyczną lub ferrimagnetyczną. Ostatni podrozdział poświęcony jest strukturze domenowej warstw ferromagnetycznych.

### 2.1. Energia całkowita cienkich warstw ferromagnetycznych

W ferromagnetykach lokalne minimum całkowitej energii ( $E_{total}$ ) określa równowagową orientację momentów magnetycznych. Minimalizacja tej energii prowadzi często do powstawania domen magnetycznych w strukturach ferromagnetycznych. Na potrzeby analizy omawianych w rozprawie doktorskiej efektów, kluczowymi składowymi  $E_{total}$  są energie: wymiany ( $\varepsilon_{ex}$ ), anizotropii magnetokrystalicznej ( $\varepsilon_{ani}$ ), anizotropii kształtu ( $\varepsilon_d$ ), anizotropii powierzchniowej ( $\varepsilon_s$ ), magnetostrykcji ( $\varepsilon_\sigma$ ) oraz Zeemana ( $\varepsilon_{Zeeman}$ ) [58]:

$$E_{total} = \varepsilon_{ex} + \varepsilon_{ani} + \varepsilon_d + \varepsilon_s + \varepsilon_\sigma + \varepsilon_{Zeeman}. \quad (2.1)$$

W przypadku amorficznych, ferrimagnetycznych warstw RE-TM bardzo ważna jest anizotropia jedno-jonowa oraz uporządkowania par. To zagadnienie jest opisane w podrozdziale 3.2.

#### Oddziaływanie wymiany

W materiałach F i FI oddziaływanie wymienne prowadzi do występowania spontanicznej magnetyzacji. Energię wymiany można opisać jako preferencję układu do orientacji momentów magnetycznych równoległe względem siebie. Odchylenie od tej orientacji (np. zachodzące w obrębie DW) wywołuje wzrost tej energii zgodnie z modelem Haisenberga [59]:

$$\varepsilon_{ex} = -\sum_{ij} J_{ij} S_i \cdot S_j, \quad (2.2)$$

gdzie:  $S_i$  i  $S_j$  są sąsiadującymi spinami, a  $J_{ij}$  jest całką wymiany określającą wartość oddziaływania pomiędzy nimi. W przypadku dodatniej wartości  $J_{ij}$  oddziaływanie preferuje



równoległe ustawienie spinów (ferromagnetyki), a dla wartości ujemnych antyrównoległe (antyferromagnetyki, ferrimagnetyki).

### Anizotropia magnetokrystaliczna

W układach krystalicznych wyróżnia się kierunki krystalograficzne, wzdłuż których ustawienie kierunku magnetyzacji jest preferowane. Źródłem tej anizotropii jest oddziaływanie spin-orbita. Wkład anizotropii magnetokrystalicznej do anizotropii efektywnej dla materiałów polikrystalicznych, wykazujących przypadkową orientację kryształitów (brak tekstury), może być pominięty. Anizotropia magnetokrystaliczna nie występuje również w strukturach amorficznych, które z definicji nie posiadają wyróżnionego kierunku krystalograficznego.

### Anizotropia kształtu

Oddziaływanie magnetostatyczne zależne od dalekozasięgowych oddziaływań dipolowych jest przyczyną anizotropii związanej z kształtem próbki (anizotropia kształtu). Energia tego oddziaływania opisywana jest wyrażeniem:

$$\varepsilon_d = -\frac{1}{2}\mu_0 \int \vec{M} \vec{H}_d dV, \quad (2.3)$$

gdzie:  $\vec{M}$  jest wektorem magnetyzacji,  $\mu_0$  to przenikalność magnetyczna próżni,  $\vec{H}_d$  jest polem od magnesowania (demagnetyzacji), a  $V$  jest objętością próbki. Wektor  $H_d$  dla jednorodnie namagnesowanej elipsoidalnej próbki jest opisany następującym wyrażeniem:

$$\vec{H}_d = -\hat{N}\vec{M}, \quad (2.4)$$

gdzie:  $\hat{N}$  jest tensorem współczynników od magnesowania charakteryzujących geometrię układu. Tensor  $\hat{N}$  jest opisany w następujący sposób:

$$\hat{N} = \begin{pmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{pmatrix}, \quad (2.5)$$

gdzie: diagonalne  $N_x, N_y, N_z$  są czynnikami od magnesowania dla kierunków x, y, z które dla elipsoidy spełniają zależność:

$$N_x + N_y + N_z = 1. \quad (2.6)$$

Pochodzenie pola od magnesowania  $\vec{H}_d$  można wyjaśnić poprzez wprowadzenie fikcyjnych „ładunków magnetycznych” [41,58]. Dla cienkiej warstwy magnetycznej z namagnesowaniem równoległym do płaszczyzny próbki, ładunki magnetyczne występują na jej krawędziach, prowadząc do małego pola od magnesowania. Dla namagnesowania prostopadłego natomiast ładunki rozkładają się na całej powierzchni warstwy, powodując powstanie dużego pola od magnesowania. Dlatego dla cienkich warstw preferowana jest orientacja namagnesowania równoległa do płaszczyzny.

Rozważając równanie (2.6) dla cienkich warstw, elementy diagonalne przyjmują wartości  $N_x = N_y = 0$  i  $N_z = 1$ . Element  $N_z$  opisuje składową równoległą do normalnej warstwy, dlatego energia anizotropii (na jednostkę objętości) może zostać wyrażona jako:

$$\varepsilon_d = -\frac{1}{2}\mu_0 M_s^2 \cos^2 \theta, \quad (2.7)$$

gdzie:  $M_s$  jest wartością namagnesowania w nasyceniu, a  $\theta$  oznacza kąt pomiędzy normalną do warstwy a wektorem namagnesowania. W efekcie dla materiałów posiadających dużą wartość  $M_s$ , jak np. metale przejściowe 3d, ta anizotropia będzie miała zwykle dominujący charakter, faworyzując ustawienie wektora namagnesowania w płaszczyźnie warstwy.

### Anizotropia powierzchniowa

Dla cienkich warstw o grubości nieprzekraczającej kilku nm istotny wkład do całkowitej energii anizotropii ma także anizotropia powierzchniowa ( $K_s$ ). Po raz pierwszy tego typu anizotropia była analizowana przez Néela [60]. Powstaje ona w wyniku złamania symetrii otoczeń atomów powierzchniowych. Dla układów wielowarstwowych posiadających warstwy magnetyczne i niemagnetyczne należy uwzględnić dodatkowy czynnik pochodzący od powierzchni rozgraniczających te warstwy, czyli od interfejsów. Wartość omawianej energii na jednostkę powierzchni interfejsu określana jest wyrażeniem:

$$\varepsilon_s = K_s \cos^2 \theta, \quad (2.8)$$

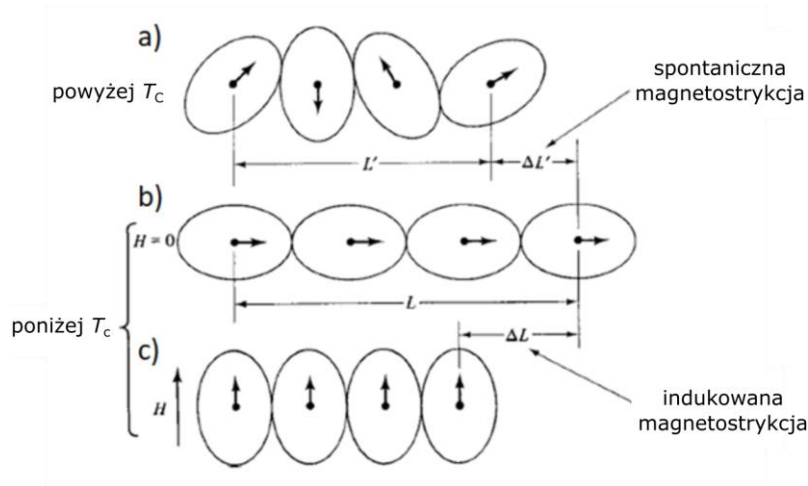
gdzie:  $m$  jest wektorem magnetyzacji, a  $n$  normalną do płaszczyzny [41]. Energia ta jest rzędu  $10^{-3}$ - $10^{-4}$  [J/m<sup>2</sup>] i jest pomijalna dla materiałów objętościowych. Jej znaczący wpływ obserwowany jest w wielu układach cienkowarstwowych np. Co/Au, gdzie przyczynia się do powstania PMA w określonym zakresie grubości warstwy Co [61].

### Magnetostrykcja

Magnetostrykcja opisuje zmiany wymiaru materiału magnetycznego pod wpływem działania zewnętrznego pola magnetycznego. Efekt ten jako pierwszy zaobserwował Joule w 1842 r., obserwując wpływ pola na wymiary żelaznego pręta. Wartość magnetostrykcji ( $\lambda_s$ ) często mierzona jest w nasyceniu i określana jako względna zmiana długości pręta ( $\Delta L/L$ ):

$$\lambda_s = \frac{\Delta L}{L}. \quad (2.9)$$

Zjawisko magnetostrykcji wywołane jest sprzężeniem spin-orbita, a wartość  $\lambda_s$  zazwyczaj jest rzędu  $10^{-5}$  (dla ziem rzadkich wartość [62]  $\lambda_s$  jest rzędu  $10^{-3}$ ). Magnetostrykcja dąży do zera, gdy temperatura pomiaru zbliża się do temperatury Curie ( $T_C$ ) (**Rys. 1a**). Poniżej  $T_C$  dla materiałów wykazujących spontaniczne namagnesowanie, spiny i chmury elektronowe orientują się w określonym kierunku, prowadząc do powstania spontanicznej magnetostrykcji (**Rys. 1b**). Jeśli w takiej sytuacji zostanie przyłożone zewnętrzne pole magnetyczne ( $H$ ), tak jak na **Rys. 1c**, to powstanie odkształcenie o wartości  $\Delta L$ .



Rys. 1 Schematyczny rysunek ilustrujący występowanie magnetostrykcji w zależności od temperatury pomiaru [63].

Pomimo że wartość stałej magnetostrykcji dla większości materiałów jest mała, to konsekwencje jej istnienia są znaczące. Dla ferromagnetyka o niezerowej magnetostrykcji naprężenie indukuje anizotropię, której energia wyrażona jest poprzez:

$$\varepsilon_\sigma = \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \sin^2 \psi, \quad (2.10)$$

gdzie:  $\sigma$  jest przyłożonym naprężeniem, a  $\psi$  jest kątem pomiędzy  $\sigma$  i  $M$  [63].

### Energia Zeemana

Opisuje zależność energii układu od kąta pomiędzy wektorem namagnesowania a kierunkiem zewnętrznego pola magnetycznego. W przypadku braku innych czynników, oddziaływanie z polem prowadzi do orientacji namagnesowania zgodnie z kierunkiem przyłożonego pola:

$$\varepsilon_{Zeeman} = -\mu_0 \vec{H} \cdot \vec{M}. \quad (2.11)$$

## 2.2. Oddziaływanie międzywarstwowe

### 2.2.1. Oddziaływanie wymienne typu RKKY

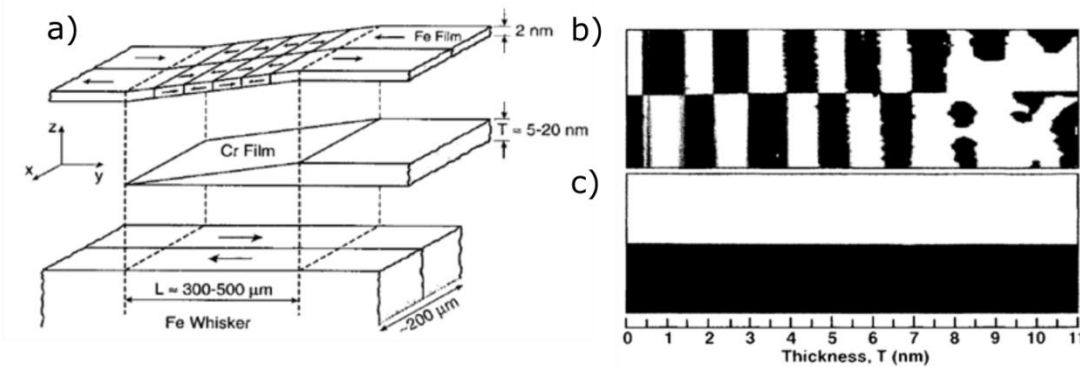
Oddziaływanie wymienne typu RKKY obserwuje się w metalach, w których jony magnetyczne posiadające zlokalizowany moment magnetyczny rozmieszczone są w niemagnetycznym ośrodku. Oddziaływanie to ma charakter pośredni i zachodzi pomiędzy dwoma jonami magnetycznymi oddalonymi od siebie o odległość  $r$ . W wyniku wymiany bezpośredniej sąsiadujące z jonem magnetycznym elektrony przewodnictwa zostają spinowo spolaryzowane. Następnie elektrony te oddziałują z drugim jonem magnetycznym. W efekcie tego procesu indukowane jest sprzężenie pomiędzy momentami magnetycznymi zlokalizowanymi na jonach magnetycznych. Stała wymiany  $J_{RKKY}$  tego oddziaływania ma charakter oscylacyjny w funkcji odległości pomiędzy jonami:

$$J_{RKKY} \propto \frac{\cos(2k_F r)}{r^3}, \quad (2.12)$$

gdzie:  $k_F$  jest promieniem sfery Fermiego. Wskutek oscylacyjnego charakteru tego typu wymiany, oddziaływanie może być ferromagnetyczne lub antyferromagnetyczne, w zależności od odległości pomiędzy jonami magnetycznymi, która może być regulowana stężeniem jonów magnetycznych w stopie [64,65]. Taki charakter oscylacyjnego sprzężenia obserwuje się także w układach składających się z dwóch cienkich warstw ferromagnetycznych lub ferrimagnetycznych przedzielonych przekładką niemagnetyczną NM o grubości  $t_{NM}$ . W układach warstwowych, stała wymiany  $J_{RKKY}$  maleje proporcjonalnie do odwrotności kwadratu  $t_{NM}$ :

$$J_{RKKY} \propto \frac{1}{t_{NM}^2}. \quad (2.13)$$

Pomiary magnetyczne podwójnych warstw ferromagnetycznych i ferrimagnetycznych przedzielonych niemagnetyczną klinową przekładką pozwoliły potwierdzić oscylacyjny charakter sprzężenia pomiędzy nimi [61,66] (**Rys. 2**) (patrz również rozdział 6.1.3).

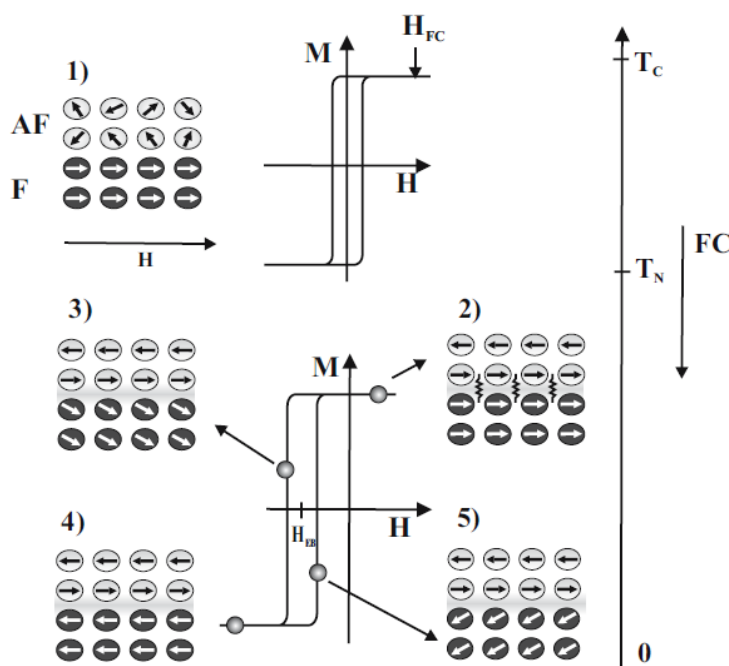


Rys. 2 (a) Schemat układu warstwowego Fe/Cr-klin/Fe wraz z zaznaczonymi kierunkami magnetyzacji. (b) Struktura manetyczna zarejestrowana z wykorzystaniem skaningowego mikroskopu elektronowego wyposażonego w analizator pozwalający rozróżniać polaryzację spinową elektronów (analizator Motta) (ang. scanning electron microscope with polarization analysis - SEMPA) [66] dla górnej warstwy Fe oraz (c) dolnej warstwy Fe pokazanej na panelu (a).

### 2.2.2. Oddziaływanie wymienne typu Exchange Bias

Oddziaływanie wymienne typu exchange bias (EB) prowadzące do anizotropii jednozwrotowej (brak symetrii procesu przemagnesowania względem zwrotu  $H$  podczas przemagnesowania polem magnetycznym skierowanym wzdłuż osi łatwej) po raz pierwszy zostało zaobserwowane przez Meiklejohna i Beana w 1956 r. na częściowo utlenionych cząsteczkach Co [67]. Układ taki, po uprzednim wygrzaniu i schłodzeniu w polu magnetycznym ( $H_{FC}$ ), wykazuje specyficzną pętlę histerezy, która jest przesunięta względem zerowego pola magnetycznego w kierunku przeciwnym do zwrotu  $H_{FC}$ . Badania Meiklejohna i Beana zapoczątkowały intensywne badania układów warstwowych ferromagnetyk/antyferromagnetyk F/AF.

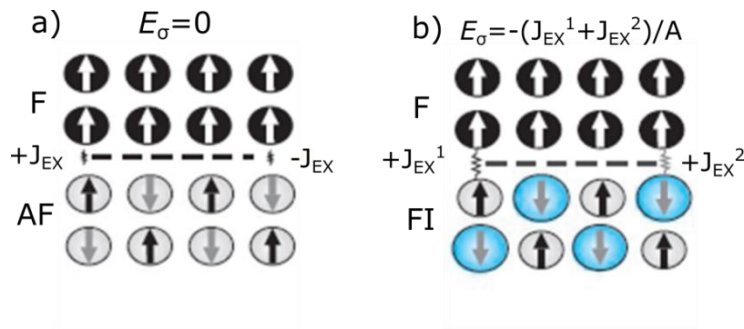
Oddziaływanie typu EB zachodzące na interfejsie F/AF może być indukowane w wyniku chłodzenia w polu magnetycznym od temperatury powyżej temperatury Néela antyferromagnetyka ( $T > T_N$ ). Należy zaznaczyć, że ta temperatura powinna być niższa niż temperatura Curie ferromagnetyka ( $T_C$ ) (Rys. 3).



Rys. 3 Schemat ilustrujący indukowanie oddziaływania typu exchange bias w układzie F/AF podczas chłodzenia próbki w polu magnetycznym [68].

Pomimo że efekt EB znany jest od przeszło 70 lat, to dopiero od niedawna intensywnie badany jest w układach warstwowych zawierających warstwę ferrimagnetyczną (FI) typu RE-TM [69]. Obserwacje efektu EB realizowano na układach F/FI, w których FI pełniło funkcję antyferromagnetyka lub w układach FI<sub>1</sub>/FI<sub>2</sub>, w których jedna warstwa ferrimagnetyczna była magnetycznie bardziej miękka od drugiej (tego typu układ nie jest rozpatrywany w niniejszej rozprawie doktorskiej). Przewagą układów wykazujących EB zawierających warstwę FI nad układami zawierającymi warstwę AF, jest znacznie prostszy pomiar ich właściwości magnetycznych. Do głównych metod badania materiałów AF należy zaliczyć metody synchrotronowe, do których zaliczamy rozpraszanie neutronowe i pomiar magnetycznego dichroizmu liniowego w zakresie promieniowania rentgenowskiego (ang. X-

ray magnetic linear dichroizm – XMLD). Natomiast w przypadku układów FI możemy stosować identyczne pomiary jak dla warstw ferromagnetycznych. Kolejną istotną różnicą pomiędzy układami F/FI i F/AF jest konfiguracja spinów na interfejsie. Aby oddziaływanie EB przyjmowało duże wartości, interfejs AF dla układu F/AF powinien wykazywać możliwie całkowite nieskompensowanie momentów magnetycznych. Wynika to z faktu, że dla skompensowanego interfejsu F/AF wkłady od wzajemnie, antyrównolegle zorientowanych spinów AF na interfejsie wzajemnie się kompensują (**Rys. 4a**). W przypadku układów typu F/FI ze skompensowanym interfejsem sytuacja jest odmienna, gdyż spiny RE-TM preferują ustawienie antyrównoległe, wnosząc dodatni wkład energetyczny ( $+J_{EX}$ ) do oddziaływania ( $E_\sigma$ ) podobnie jak spiny TM-TM, które ustawione są równoległe (**Rys. 4b**). W efekcie sumowania się tych indywidualnych wkładów do energii oddziaływania uzyskuje się silne oddziaływanie EB, a tym samym silną anizotropię jednozwrotową.



Rys. 4 Oddziaływanie typu exchange bias dla skompensowanego interfejsu dla układu (a) F/AF oraz (b) F/FI [24] ( $E_\sigma$  oznacza energię na jednostkę powierzchni, a  $J_{EX}$  stałą oddziaływania).

Podobnie jak w układach F/AF, aby efekt EB mógł być obserwowany w układach F/FI, grubość warstwy ferrimagnetyka musi przekroczyć wartość krytyczną wyrażoną jako:

$$t_{FI} > \frac{J_{F-FI}}{K_{FI}}, \quad (2.14)$$

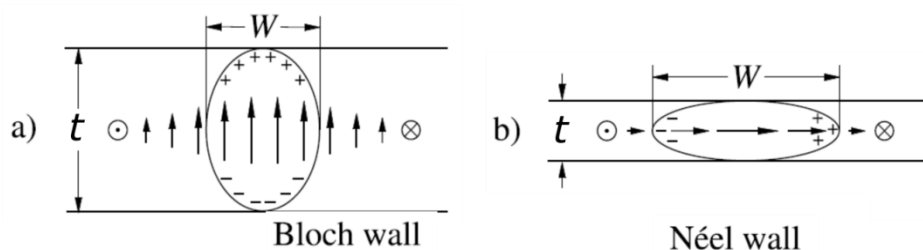
gdzie:  $K_{FI}$  jest wartością anizotropii warstwy FI,  $t_{FI}$  jej grubością, a  $J_{F-FI}$  jest stałą oddziaływania pomiędzy warstwą F i FI [24,68].

### 2.3. Domeny magnetyczne

Proces powstania domen magnetycznych wiąże się z minimalizacją energii związanej z polem od magnesowania. W efekcie tego materiał magnetyczny dzieli się na obszary zwane domenami magnetycznymi, w których wektor namagnesowania ustawiony jest w określonym kierunku. Efektywne namagnesowania sąsiadujących domen magnetycznych są zorientowane w taki sposób, aby zminimalizować strumień magnetyczny na zewnątrz magnetyka, co pozwala zredukować energię magnetostatyczną. Zredukowanie energii magnetostatycznej poprzez obecność domen wiąże się z wytworzeniem DW charakteryzującej się niekolinearnym ustawieniem sąsiadujących ze sobą lokalnych momentów magnetycznych (w przypadku FI wypadkowych momentów podsieci), w taki sposób, że są one skrócone o niewielki kąt względem siebie, prowadząc do płynnego przejścia od orientacji efektywnego

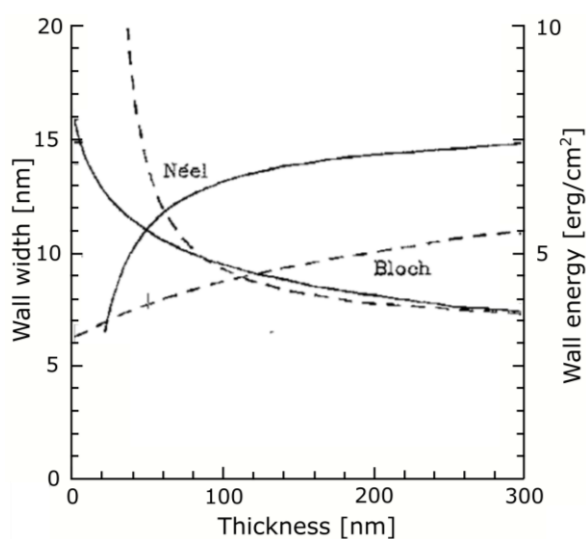
namagnesowania domeny do efektywnego namagnesowania sąsiedniej domeny. Taki rozkład momentów magnetycznych prowadzi do zwiększenia zarówno energii wymiany, jak i energii anizotropii [64]. W efekcie konkurencja pomiędzy energią demagnetyzacji oraz anizotropii i wymiany decyduje o rozmiarach domen magnetycznych (stosunku obszarów domen do ścian domenowych).

Ze względu na przestrzenny rozkład spinów w DW możemy wyróżnić jej dwa podstawowe typy: Blocha i Néela (**Rys. 5**).



Rys. 5 Porównanie (a) ściany Blocha oraz (b) ściany Néela dla warstwy o grubości  $t$  wraz z rozmieszczeniem „ładunków” magnetycznych dla poszczególnych typów ścian o szerokości  $W$  [41].

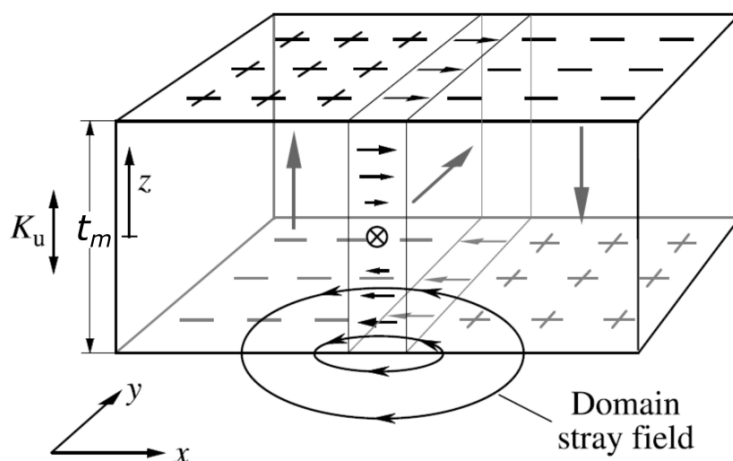
Ścianą Blocha (**Rys. 5a**) nazywamy taką konfigurację momentów magnetycznych, w której ich obrót zachodzi w płaszczyźnie ściany domenowej. Ścianą Néela (**Rys. 5b**) nazywamy ścianę, w której rotacja namagnesowania odbywa się w płaszczyźnie prostopadłej do płaszczyzny ściany domenowej. Ze względu na różną dystrybucję „ładunków” magnetycznych w obydwu typach ścian domenowych (**Rys. 5**) ich energie oraz pola rozproszone są inne. Dla cienkich warstw charakteryzujących się anizotropią typu łatwa płaszczyzna, taki rozkład „ładunków” magnetycznych na powierzchni magnetyka sprawia, że energia ścian Blocha zwiększa się wraz ze zmniejszaniem grubości warstwy. Natomiast dla ścian Néela, dla których ładunki magnetyczne pojawiają się wewnątrz magnetyka, energia ta maleje (**Rys. 6**).



Rys. 6 Szerokość ściany domenowej (linia przerywana) i energia (linia ciągła) dla ściany Blocha oraz Néela w funkcji grubości warstwy permaloju [59].

W rezultacie, w przypadku cienkich warstw magnetycznych z anizotropią typu łatwa płaszczyzna warstwy występowanie ścian Néela jest bardziej prawdopodobne. Rozkład „ładunków” magnetycznych wpływa także na szerokość DW. Ze względu na redukcję energii magnetostatycznej dla ściany Blocha, wraz ze zmniejszaniem się grubości magnetyka, szerokość DW maleje. Natomiast dla ścian Néela szerokość DW rośnie wraz ze zmniejszaniem się grubości [70] (**Rys. 6**).

W ferromagnetycznych warstwach wykazujących anizotropię prostopadłą momenty magnetyczne w ścianie domenowej (**Rys. 7**) rozkładają się inaczej niż w warstwach wykazujących anizotropię typu łatwa płaszczyzna (**Rys. 5**).

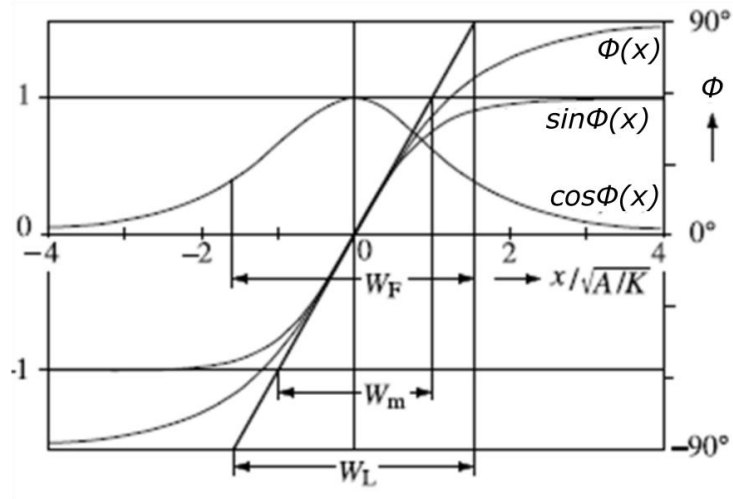


Rys. 7 Schemat rozkładu pól rozproszonych, momentów i „ładunków” magnetycznych w ścianie domenowej dla przypadku, gdy ferromagnetyk posiada anizotropię prostopadłą [41].

Dla dostatecznie grubej warstwy magnetycznej (parametr  $t_m$  na **Rys. 7**), pola rozproszone powodują skręcenie spinów zlokalizowanych blisko powierzchni warstwy, czyli w tym obszarze, gdzie ściana wykazuje konfigurację charakterystyczną dla ściany Néela, przy czym w centralnej części zachowany jest rozkład spinów odpowiadający ścianie Blocha. Podsumowując, dla ultracienkich warstw magnetycznych z anizotropią prostopadłą preferowane jest powstanie ściany Blocha - odwrotnie niż ma to miejsce w warstwach z anizotropią typu łatwa płaszczyzna.

Szerokość ściany Blocha definiowana jest w literaturze na wiele sposobów [41] (**Rys. 8**):





Rys. 8 Profil ściany Blocha z zaznaczeniem jej szerokości w zależności od przyjętej definicji [41].

Pierwsza definicja szerokości DW oparta jest na zmianie kąta określającego orientację namagnesowania  $\Phi(x)$  i wyrażona jest wzorem:

$$W_L = \pi\sqrt{A/K}, \quad (2.15)$$

gdzie:  $A$  jest stałą wymiany, a  $K$  jest stałą anizotropii. W sytuacji, gdy definiowanym parametrem jest  $\sin\Phi(x)$ , to wyrażenie opisujące szerokość DW przyjmuje postać:

$$W_m = 2\sqrt{A/K}. \quad (2.16)$$

Kolejna definicja, oparta jest na rozkładzie pola rozproszonego nad DW, a szerokość DW wyraża się przez:

$$W_F = \int_{-\infty}^{\infty} \cos\Phi(x) dx. \quad (2.17)$$

Poszczególne definicje powinny być używane w określonych sytuacjach.  $W_L$  jest definicją najczęściej stosowaną. Natomiast  $W_m$  nadaje się dobrze do porównania ze strukturą magnetyczną obserwowaną przy wykorzystaniu transmisyjnego mikroskopu elektronowego (mikroskopia Lorentzowska), a  $W_F$  używana jest przy obserwacji struktury magnetycznej z wykorzystaniem metody Bittera (realizowanej z wykorzystaniem ferrofluidów) [41].

Z powyższych wzorów wynika, że szerokość DW maleje wraz ze wzrostem anizotropii, a rośnie wraz ze wzrostem stałej wymiany [64]. Natomiast całkowita energia ściany domenowej  $\gamma_{DW}$  wyrażona wzorem:

$$\gamma_{DW} = 4\sqrt{A \cdot K}, \quad (2.18)$$

rośnie wraz ze zwiększaniem się zarówno stałej anizotropii, jak i wymiany.

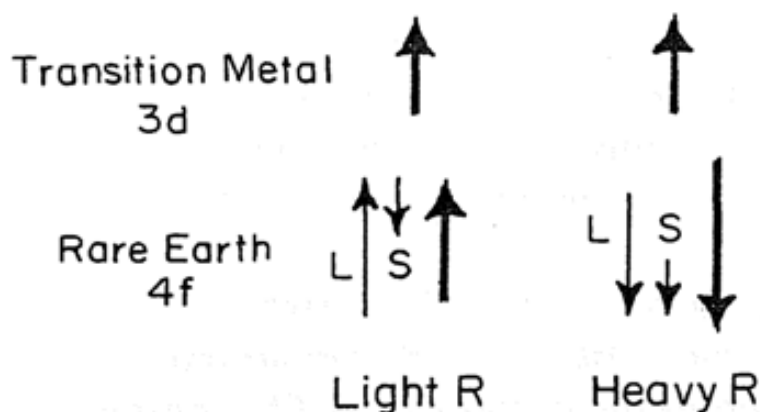
### 3. Ferrimagnetyzm w warstwach stopów Tb-Co i Tb-Fe

Rozdział ten poświęcony jest podstawowym właściwościom magnetycznym stopów typu RE-TM o strukturze amorficznej. Poniżej omówione zostanie kilka najistotniejszych aspektów dotyczących ferrimagnetycznych warstw typu RE-TM, takich jak: oddziaływanie magnetyczne pomiędzy atomami RE i TM, pochodzenie magnetycznej anizotropii prostopadłej wynikającej z modelu jedno-jonowego i modelu uporządkowania par, konfiguracja momentów magnetycznych poszczególnych podsieci w obrębie ściany domenowej oraz charakterystyka wielowarstwowych i stopowych warstw Tb-Co i Tb-Fe w funkcji stężenia Tb ( $c_{Tb}$ ) i temperatury.

#### 3.1. Oddziaływanie pomiędzy atomami RE a TM

Niektóre stopy RE-TM w postaci litej, jak również cienkie warstwy, wykazują właściwości ferrimagnetyczne, czyli antyrównoległą orientację momentów magnetycznych podsieci RE względem podsieci TM - podobnie jak ma to miejsce w antyferromagnetykach, przy czym charakteryzują się one niezerowym namagnesowaniem (z wyjątkiem temperatury kompensacji (rozdział 3.5)).

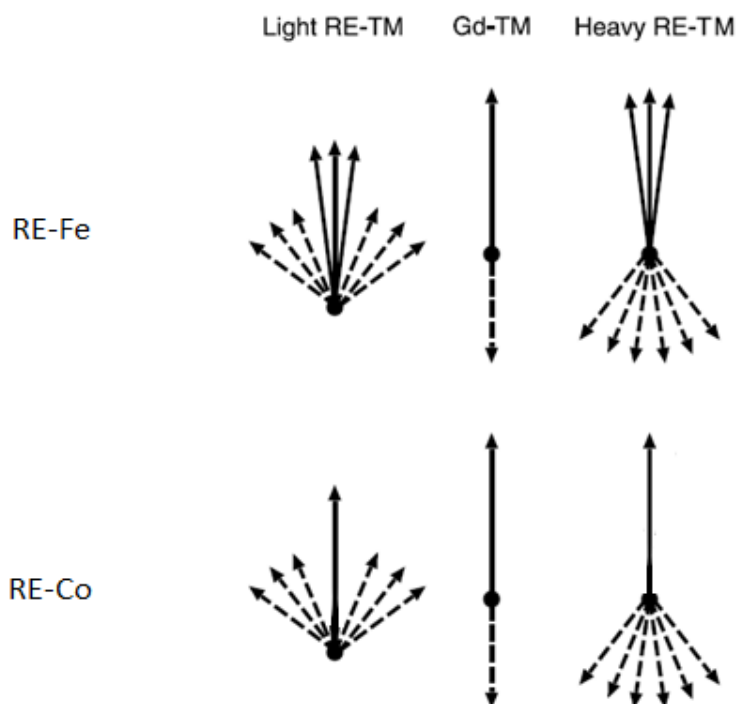
Ze względu na konfigurację elektronową powłoki 4f, ziemie rzadkie dzielimy na ciężkie i lekkie. Systematyce tej nie podlega Gd. Dla przyjętego podziału decydujące znaczenie ma trzecia reguła Hunda, mówiąca o takim rozkładzie elektronów na powłoce, aby zmaksymalizować orbitalny moment pędu  $L$ . Dla lekkich atomów RE (np. Sm) mniej niż połowa pasma jest zajęta, natomiast dla ciężkich (np. Tb) zajęta jest ponad połowa pasma. Dla atomów Gd elektrony zapełniają dokładnie połowę pasma. Rezultatem takiego rozkładu jest inna orientacja całkowitego momentu pędu  $J$  do momentu spinowego  $S$  i orbitalnego momentu pędu  $L$  w różnych pierwiastkach RE. Dla lekkich RE momenty  $J$  i  $S$  są względem siebie zorientowane antyferromagnetycznie, a całkowity moment wylicza się zgodnie z zależnością  $J = L - S$ . Dla ciężkich RE momenty  $J$  i  $S$  ułożone są ferromagnetycznie względem siebie, a  $J$  określa wyrażenie  $J = L + S$ . Opisana różnica we wzajemnej orientacji momentów  $J$ ,  $L$  i  $S$  w lekkich i ciężkich ziemiach rzadkich skutkuje tym, że w stopach RE-TM sprzężenie lokalnego momentu magnetycznego metalu przejściowego z lokalnym momentem magnetycznym ziemi rzadkiej jest odmienne dla lekkich i ciężkich RE (**Rys. 9**). Jest tak dlatego, że orientacja momentu spinowego RE i TM jest zawsze antyrównoległa. Dla lekkich RE sprzężenie pomiędzy RE i TM jest ferromagnetyczne, a dla ciężkich RE antyferromagnetyczne. Z powyższego wynika także to, że do wytwarzania silnych magnesów o dużej wartości namagnesowania stosuje się lekkie RE jak np. SmCo<sub>5</sub> [70].



Rys. 9 Uproszczony schemat sprzężenia momentu spinowego  $S$  i orbitalnego  $L$  dla ciężkiej i lekkiej ziemi rzadkiej oraz metalu przejściowego [70].

Pierwotnie uważano, że mechanizmem odpowiedzialnym za sprzężenie pomiędzy atomami RE i TM jest wymiana typu RKKY poprzez elektron przewodnictwa. Ten rodzaj oddziaływania nie tłumaczył jednak, dlaczego oddziaływanie spin-spin nigdy nie zmienia znaku. Najbardziej prawdopodobnym mechanizmem wyjaśniającym tego typu sprzężenie jest oddziaływanie pośrednie pomiędzy elektronem 4f a 3d poprzez elektron z powłoki 5d ziemi rzadkiej (hybrydyzacja 3d-5d-4f [30]). Elektrony 4f-5d oddziałują ze sobą ferromagnetycznie, a następnie elektron 5d oddziałuje antyferromagnetycznie z elektronem na powłoce 3d [70–73].

Warto zaznaczyć, że stopy ciężkiej ziemi rzadkiej i metalu przejściowego, a szczególnie omawiane w niniejszej rozprawie doktorskiej Tb-Co i Tb-Fe, wykazują właściwości ferrimagnetyczne ze względu na sprzężenie antyferromagnetyczne obu podsieci. Dla związków opartych na Gd lokalne momenty magnetyczne Gd i TM są ustawione antyrównolegle względem siebie (**Rys. 10**). Związane jest to z połowicznie obsadzonym pasmem 4f gadolinu, przez co jego orbitalny moment pędu  $L = 0$ . Dlatego stopy Gd-TM wykazują właściwości odpowiadające ściśle definicji ferrimagnetyka (**Rys. 10**). Nieco inaczej jest w przypadku układów Tb-Co i Tb-Fe, które są sperimagnetykami, o czym wspomniano we wstępie rozprawy. Ze względu na słabe oddziaływanie wymienne pomiędzy atomami Tb-Tb ( $J_{\text{Tb-Tb}} = 2,2 \times 10^{-23} \text{ J}$  [74]) układy Tb-Co i Tb-Fe charakteryzują się stożkowym rozkładem lokalnych momentów magnetycznych Tb. W przypadku układów Tb-Co silne oddziaływanie pomiędzy atomami metalu przejściowego Co ( $J_{\text{Co-Co}} = 9,6 \times 10^{-22} \text{ J}$  w 300K [74]) sprawia, że wszystkie lokalne momenty Co ustawione są względem siebie kolinearnie. Z kolei dla stopów Tb-Fe, zauważalny jest niewielki rozkład lokalnych momentów Fe względem ustawienia kolinearnego (**Rys. 10**), co spowodowane jest znacznie słabszym oddziaływaniem wymiany pomiędzy spinami Fe ( $J_{\text{Fe-Fe}} = 2,2 \times 10^{-22} \text{ J}$  dla 232K [74]) oraz większą wrażliwością na fluktuacje odległości pomiędzy spinami [30,73].



Rys. 10 Rozkład momentów magnetycznych w podsięciach RE (linie przerywane) i TM (linie ciągłe) w stopach RE-TM złożonych z różnych pierwiastków [72].

### 3.2. Anizotropia w warstwach RE-TM

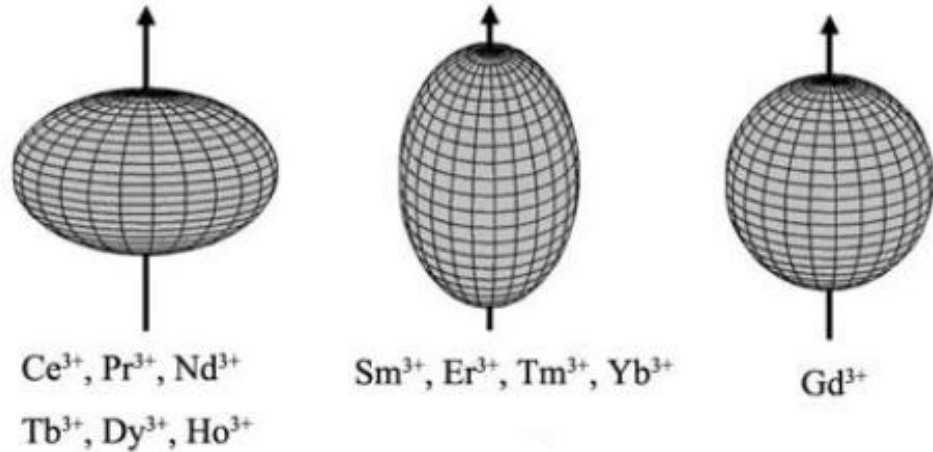
Ziemie rzadkie w postaci krystalicznej (Tb ma strukturę krystalograficzną typu hcp [75]), w porównaniu do metali przejściowych, charakteryzują się bardzo dużą anizotropią magnetokrystaliczną. Różnica ta wynika z oddziaływania pola krystalicznego na orbitalny moment magnetyczny. W wyniku silnego ekranowania elektronów 4f przez elektrony na powłokach 5d i 6s, pole krystaliczne oddziałujące na elektrony 4f jest znacznie osłabione. Przeciwnie jest w metalach przejściowych, w których pole krystaliczne oddziałuje znacząco na elektrony na powłoce 3d, przez co anizotropia magnetokrystaliczna jest osłabiona nawet o dwa rzędy wielkości względem ziemi rzadkiej [70].

W przeciwieństwie do czystych ziem rzadkich, stopy RE-TM ze względu na znaczne różnice rozmiaru atomów RE i TM łatwo amorfizują i wówczas nie posiadają anizotropii magnetokrystalicznej. W szczególności dotyczy to cienkich warstw wytwarzanych metodami fizycznymi z fazy gazowej. Pomimo struktury amorficznej, w układach RE-TM obserwuje się anizotropowe właściwości magnetyczne. Anizotropia jednoosiowa w warstwach Tb-Co oraz Tb-Fe może mieć różne wkłady. Do tych kluczowych można zaliczyć jedno-jonową anizotropię oraz anizotropię uporządkowania par, które dla warstw badanych w tej rozprawie (Tb-Co i Tb-Fe) odpowiedzialne są za występowanie prostopadłej anizotropii magnetycznej.

Model jedno-jonowej anizotropii stosowany dla układów RE-TM opisuje wpływ rozkładu gęstości ładunków na orbitalu 4f oraz pola krystalicznego na kierunek momentu magnetycznego dla pojedynczego jonu RE. W modelu tym anizotropia jednoosiowa przedstawiona jest jako:

$$K_1 = -\frac{3}{2}\alpha_j r_{4f}^2 A_2^0 (2J^2 - J), \quad (3.1)$$

gdzie:  $\alpha_j$  jest współczynnikiem Stevensa,  $r_{4f}$  jest promieniem powłoki 4f ( $r_{4f} \approx 0,05$  nm [76]) oraz  $A_2^0$  jest parametrem opisującym pole krystaliczne. Współczynnik  $\alpha_j$  przyjmuje wartość dodatnią i ujemną odpowiednio dla wydłużonego i spłaszczonego rozkładu gęstości ładunków na orbitalu 4f. Rozkład ten przyjmuje postać elipsoidy i zależy od liczby elektronów na powłoce 4f (**Rys. 11**). Wyjątek stanowi Gd, dla którego z powodu połowicznie obsadzonej orbity 4f ( $L = 0$ ) kształt rozkładu ładunków jest sferyczny ( $\alpha_j = 0$ ) (**Rys. 11**) [77]. Na **Rys. 11** pokazano kierunek wektora namagnesowania dla różnych kształtów orbitalu 4f [77].



**Rys. 11** Spłaszczony, wydłużony oraz sferyczny kształt rozkładu ładunków na orbitalu 4f dla wybranych ziem rzadkich. Strzałka pokazuje kierunek magnetyzacji [77].

Pomimo że układy Tb-Co i Tb-Fe są amorficzne, to ze względu na krótkozasięgowe uporządkowania wykazują anizotropię strukturalną wywołaną większą ilością par RE-TM w kierunku prostopadłym do podłoża, niż w kierunku do niej równoległym (uporządkowanie par). Nawet niewielka różnica w ilości par RE-TM [78], które zorientowane są prostopadle do podłoża, sprawia, że powstałe pole krystaliczne w wyniku oddziaływania elektrostatycznego wymusza ustawienie orbitalu 4f Tb (**Rys. 11**), w taki sposób, że powierzchnia równikowa jest równoległa do podłoża i w konsekwencji moment magnetyczny zorientowany jest do niej prostopadle, dając wkład do PMA [77,80]. Preferencję większej ilości par RE-TM w kierunku prostopadłym uzyskuje się, stosując odpowiednie osadzanie warstw [73,78]. Podczas osadzania materiału atom posiadający dużą energię kinetyczną traci ją podczas kondensacji na podłożu. W zależności od stosunku temperatury podłoża do szybkości osadzania materiału proces ten zachodzi w sposób zróżnicowany. Wyższa temperatura podłoża sprzyja dalekozasięgowej dyfuzji atomów na powierzchni podłoża, a tym samym sprzyja ich migracji do miejsc energetycznie bardziej korzystnych. W przypadku niższych temperatur obserwuje się skokowe przemieszczenia atomów. Prawdopodobieństwo tych przeskoków jest wprost proporcjonalne do energii wiązania atomów. Energie te są różne dla różnych par atomów. Szczególnie korzystne energetycznie jest tworzenie par RE-TM, w porównaniu z tworzeniem par RE-RE lub TM-TM. Wobec tego prawdopodobieństwo ulokowania się atomu RE (TM) na atomie TM (RE) jako kolejna warstwa materiału jest znacznie wyższe.

W efekcie większość powstających par RE-TM zorientowana jest prostopadle do powierzchni podłoża [25,73,79].

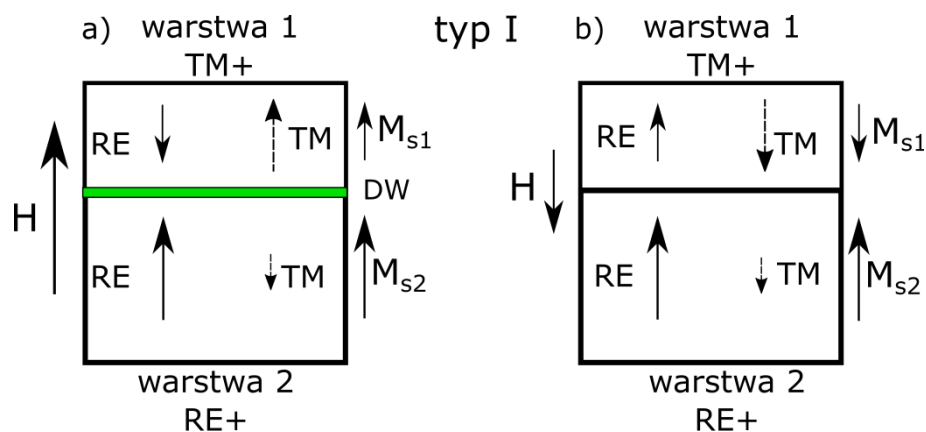
Należy zaznaczyć, że dla układów RE-TM istotną rolę w uzyskaniu prostopadłej magnetycznej anizotropii odgrywają także takie wkłady [81] jak: magnetostatyczne oddziaływanie pomiędzy RE i TM tworzącymi pary w płaszczyźnie warstwy [82]; naprężenia, które mogą wynikać np. z niedopasowania sieciowego [83]; kolumnowa struktura powstająca w wyniku rozpylania [84]; anizotropia wymiany [85] oraz związana z układami wielowarstwowymi RE-TM anizotropia powierzchniowa, opisana w podrozdziale 2.1.

### 3.3. Ściana domenowa w podwójnych warstwach ferrimagnetycznych RE-TM

Pomimo że podstawy fizyczne powstawania domen magnetycznych w warstwach ferrimagnetycznych są podobne do obowiązujących dla warstw ferromagnetycznych [41], to jednak obecność dwóch podsieci magnetycznych prowadzi do bardziej złożonych rozkładów namagnesowania. Omówione to zostanie na przykładzie układów ECDL, które wykazują specyficzny charakter procesu przemagnesowania ze względu na możliwość występowania IDW. Ze względu na zróżnicowany skład obu warstw RE-TM w układzie ECDL można wyróżnić dwie grupy takich układów warstwowych: (i) obie subwarstwy wykazują dominację innej podsieci (typ I (**Rys. 12**)), (ii) obie subwarstwy wykazują dominację tej samej podsieci, ale ze względu na różny skład ich pola koercji są różne (typ II (**Rys. 13**)).

Dla ECDL typu I, w której dwie warstwy posiadają odmienną dominację podsieci, czyli jedna wykazuje dominację RE (RE+) a druga TM (TM+) w polu nasycającym (wypadkowe namagnesowania obu warstw, oznaczone na **Rys. 12** jako  $M_{s1}$  i  $M_{s2}$ , ustawione są zgodnie z kierunkiem pola) na interfejsie między nimi występuje IDW (**Rys. 12a**). Natomiast po przemagnesowaniu (w polu skierowanym w dół) jednej z warstw (górnej w przedstawionej na **Rys. 12b** sytuacji) można uzyskać stan, w którym efektywne namagnesowania skierowane są przeciwnie, ale IDW nie występuje. Obie pokazane konfiguracje magnetyczne są na tyle stabilne, że mogą występować w remanencji [54,55,86–91] (**Rys. 12b**). Zauważmy, że w stanie remanencji stabilności konfiguracji magnetycznej prezentowanej w panelu **Rys. 12a** sprzyja oddziaływanie magnetostatyczne, natomiast sytuacji z panelu **Rys. 12b** wymienne.

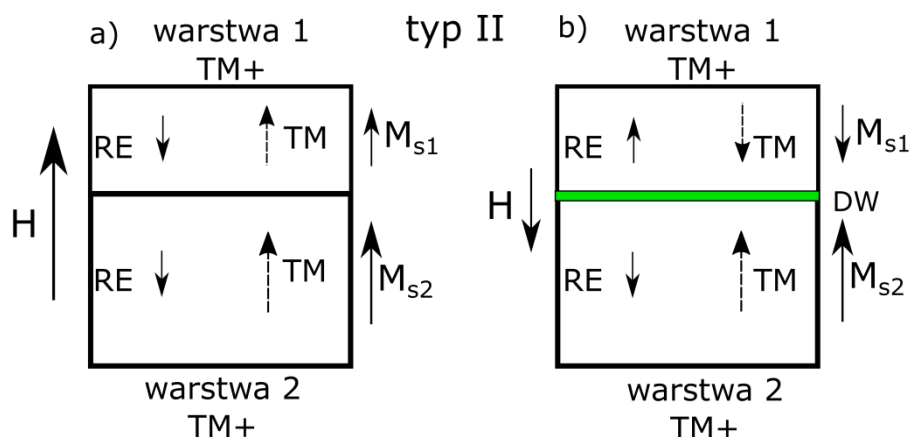




Rys. 12 Orientacja momentów podsieci RE i TM układu dwóch wymiennie oddziałujących ferrimagnetycznych warstw o różnej dominacji podsieci (typ I) w stanie (a) nasycenia i (b) po przemagnesowaniu górnej warstwy [54].

Występowanie specyficznej struktury magnetycznej pokazanej na **Rys. 12a** jest możliwe, ponieważ równoległemu efektywnemu namagnesowaniu (stan monodomenowy) w subwarstwach RE+ i TM+ odpowiada antyrównoległa orientacja momentów magnetycznych w poszczególnych podsieciach RE i TM, co skutkuje występowaniem IDW. Po przemagnesowaniu jednej z warstw, efektywne namagnesowania subwarstw zostaną zorientowane antyrównoległe względem siebie, jednak kierunki momentów poszczególnych podsieci będą równoległe po obu stronach interfejsu (IDW nie jest obecna). Należy podkreślić, że w układach ECDL na pola przełączania wyraźnie wpływają procesy kreacji i anihilacji IDW [54]. Warto zauważyć, że pierwsze badania nad ECDL składające się z podwarstw RE+ i TM+ przeprowadzono na stopach RE-TM, w których górna część warstwy z dominacją RE została przekształcona w TM+ w wyniku preferencyjnego utleniania pierwiastka RE [92]

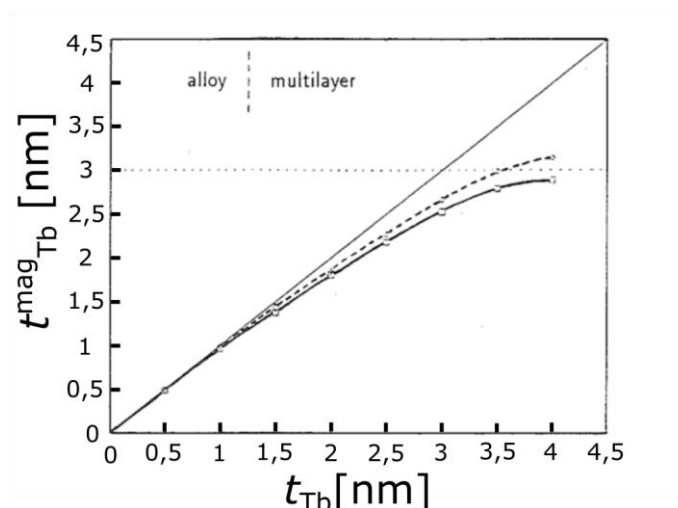
Dla warstw typu II (**Rys. 13**), obie warstwy FI wykazują nieco inny skład, ale tę samą dominację podsieci RE+ lub TM+, w efekcie warstwy różnią się wartościami pól koercji ( $H_C$ ). W takim przypadku proces anihilacji lub kreacji IDW nie odbiega od sytuacji, w której rozpatrywalibyśmy dwie warstwy ferromagnetyczne o różnym  $H_C$ . W nasyceniu ze względu na równoległą orientację efektywnego namagnesowania oraz momentów poszczególnych podsieci w obydwu subwarstwach, w tym typie ECDL, IDW nie występuje (**Rys. 13a**). IDW dla tego typu ECDL powstaje po przemagnesowaniu jednej z subwarstw, czyli wówczas, gdy kierunki efektywnego namagnesowania oraz momentów poszczególnych podsieci są w obydwu warstwach antyrównoległe względem siebie (**Rys. 13b**).



Rys. 13 Orientacja momentów podsieci RE i TM układu dwóch wymiennie oddziałujących ferrimagnetycznych warstw o tej samej dominacji podsieci (typ II) w stanie (a) nasycenia i (b) po przemagnesowaniu jednej warstwy [54].

### 3.4. Porównanie właściwości magnetycznych stopowych i wielokrotnych warstw Tb-Co(Fe)

Terb posiada niską temperaturę Curie  $T_C^{\text{Tb}} \cong 220\text{K}$ , jednak pomimo to, zarówno warstwy stopów Tb-Co i Tb-Fe, jak również wielokrotne warstwy Tb/Co i Tb/Fe wykazują właściwości ferrimagnetyczne. Jest tak dzięki silnemu antyferromagnetycznemu oddziaływaniu Tb z momentami Co lub Fe. Jak zostało wspomniane we wstępie rozprawy, im mniejsze grubości subwarstw posiadają wielowarstwy RE/TM, tym mniej różnią się od stopów. Istotna różnica pomiędzy stopem a wielowarstwą pojawia się dla takich grubości subwarstwy Tb, w których dla temperatur pomiaru większych od  $T_C^{\text{Tb}}$  centralnie położone atomy nie wykazują właściwości magnetycznych (**Rys. 14**).



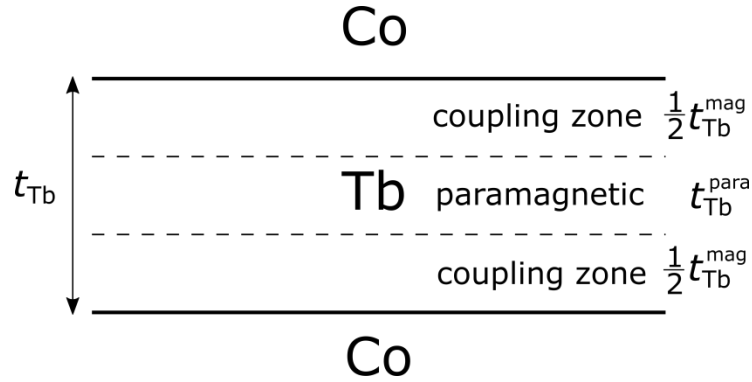
Rys. 14 Grubość warstwy Tb magnetycznie aktywnej w funkcji całkowitej grubości subwarstwy Tb w strukturze wielowarstwowej Tb/Co w temperaturze pokojowej. Linia przerywana - wartość  $t_{\text{Tb}}^{\text{mag}}$  wyliczona z namagnesowania w nasyceniu; linia ciągła - wartość  $t_{\text{Tb}}^{\text{mag}}$  wyliczona z temperatury kompensacji [10].

Jak zaobserwowano w pracy Ertl i inni [10] dla struktury wielowarstwowej (Tb- $t_{\text{Tb}}/\text{Co}-t_{\text{Co}}$ )<sup>19</sup>, wraz ze wzrostem grubości  $t_{\text{Tb}}$  (stosunek  $t_{\text{Tb}}$  do  $t_{\text{Co}}$  wynosił zawsze 1:1) rośnie odchylenie od liniowej zależności pomiędzy efektywnymi magnetycznymi grubościami



subwarstw Co i Tb, co wskazuje na stopniowe odchodzenie od całkowitego sprzężenia wszystkich atomów Tb z atomami Co. Maksymalna grubość subwarstw Tb w wielowarstwie Tb/Co wykazuje właściwości magnetyczne aż do  $t_{Tb}^{mag} = 3$  nm, powyżej tej wartości warstwa Tb jest w stanie paramagnetycznym. Natomiast dla  $t_{Tb} = t_{Co} < 1,5$  nm pomiędzy stopem, a wielowarstwą nie występują znaczące różnice. Rozważając właściwości magnetyczne wielowarstw, należy dodatkowo uwzględnić czynnik związany z anizotropią powierzchniową, która wzmacnia PMA.

Dla pojedynczej warstwy Tb otoczonej warstwami Co, rozkład obszarów ze sprzężeniem z warstwami Co i obszaru paramagnetycznego jest przedstawiony na **Rys. 15**



Rys. 15 Schematyczny podział pojedynczej warstwy Tb o grubości  $t_{Tb}$  na obszary magnetycznie sprzężone z warstwą Co oraz na obszar paramagnetyczny [10].

Grubość obszaru  $t_{Tb}^{para}$  wyraża się jako

$$t_{Tb}^{para} = t_{Tb} - t_{Tb}^{mag}, \quad (3.2)$$

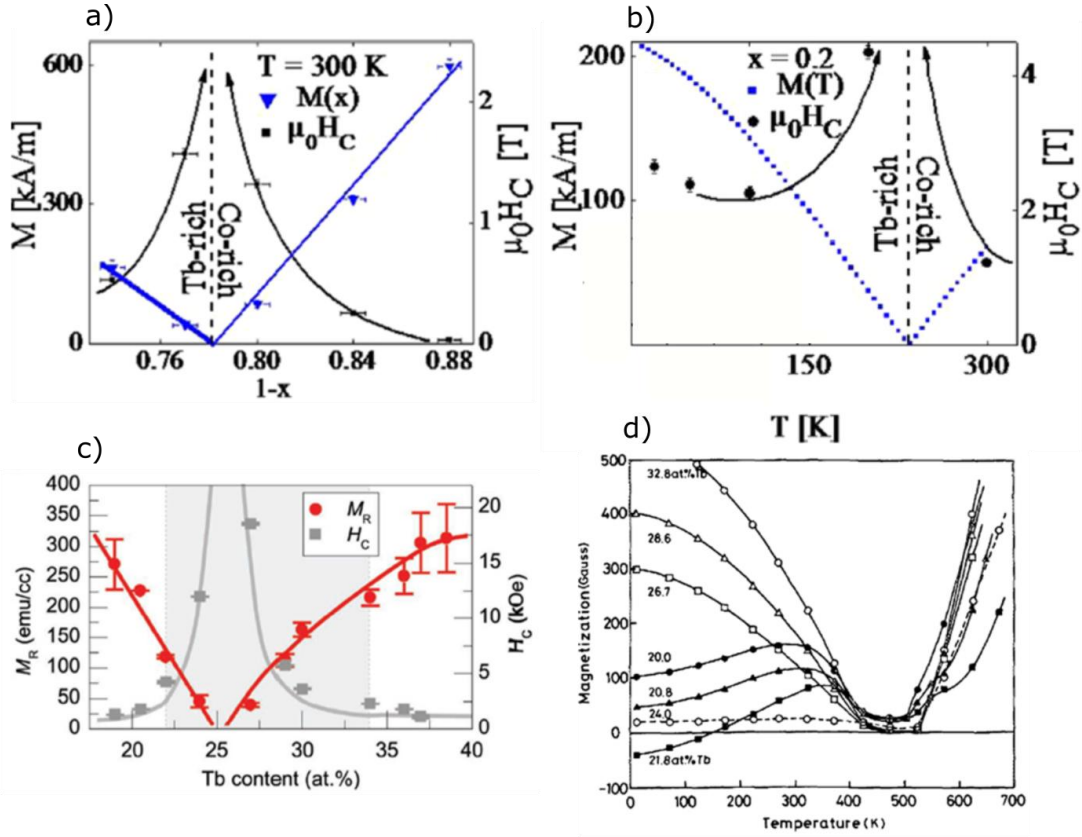
$$t_{Tb}^{mag} = \frac{\rho_{Co} M_{mol}^{Tb}}{\rho_{Tb} M_{mol}^{Co}} \frac{t_{Co}}{\frac{1}{c_{Tb}} - 1}, \quad (3.3)$$

gdzie:  $\rho_{Co(Tb)}$  jest gęstością danego materiału, a  $M_{mol}$  jest gęstością molową.

Dla warstw Tb-Fe znikome różnice pomiędzy wielowarstwą a stopem występują do grubości  $t_{Tb} < 1,1$  nm i  $t_{Fe} < 0,75$  nm [93].

### 3.5. Wpływ temperatury oraz zawartości ziemi rzadkiej na właściwości magnetyczne układów Tb-Co i Tb-Fe

Ze względu na wysoką wartość momentu magnetycznego Tb, która wynosi około  $9 \mu_B/\text{atom}$ , warstwy Tb-Co są bardzo wrażliwe na niewielkie zmiany  $c_{Tb}$ . **Rys. 16** przedstawia dla stopowej warstwy  $Tb_xCo_{1-x}$  ( $x = c_{Tb}$ ) zależność namagnesowania ( $M$ ) oraz pola koercji ( $H_C$ ) w funkcji (a) stężenia atomowego Co i (b) temperatury [94]



Rys. 16 Efektywne namagnesowanie  $M$  i pole koercji dla stopu  $Tb_xCo_{1-x}$  (20 nm) w funkcji (a) koncentracji Co ( $1-x$ ) oraz (b) temperatury dla  $Tb_{20}Co_{80}$  [94]. Efektywne namagnesowanie i pole koercji dla stopu  $Tb_xFe_{100-x}$  w funkcji (c) koncentracji Tb ( $x$ ) [95] oraz (d) temperatury dla różnych stężeń Tb [8].

W układach Tb-Co i Tb-Fe z dominacją Tb<sup>+</sup> wraz ze zmniejszaniem stężenia Tb redukcji ulega namagnesowanie, aż do zerowej wartości w punkcie kompensacji, w której namagnesowania podsieci Co(Fe) i Tb całkowicie się kompensują. W temperaturze pokojowej (RT) punkt kompensacji występuje dla  $c_{comp} = c_{Tb} = 22$  at.% w układzie Tb-Co, a w układzie Tb-Fe dla  $c_{comp} = c_{Tb} = 25$  at.%. Po przekroczeniu  $c_{comp}$  namagnesowanie ponownie zaczyna rosnąć, a dominacja podsieci ulega zmianie na TM<sup>+</sup> (Co(Fe)<sup>+</sup>). Układy RE-TM, oprócz silnej zależności właściwości od  $c_{Tb}$ , wykazują także silną zależność temperaturową. Na **Rys. 16** pokazano zależności  $H_C$  i  $M$  w funkcji temperatury dla układu  $Tb_{20}Co_{80}$  (Co<sup>+</sup> w RT).

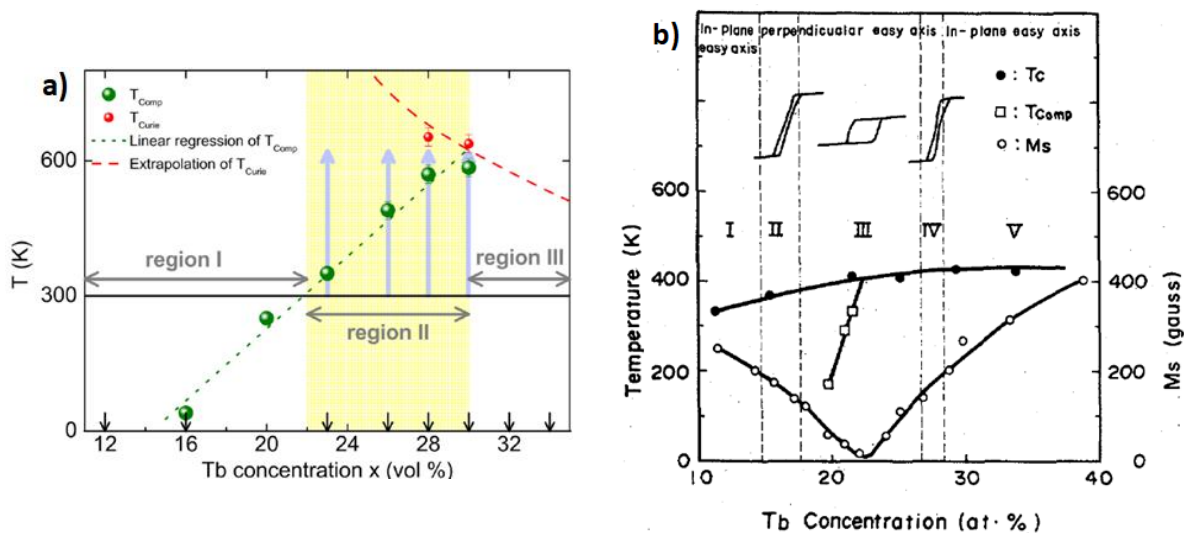
W stopach RE-TM odwrotnie do namagnesowania efektywnego zachowuje się pole koercji, które wraz ze zbliżaniem się do  $c_{comp}$  lub  $T_{comp}$  rośnie, zgodnie z relacją:

$$H_C \propto \frac{1}{M}. \quad (3.4)$$

Oznacza to, że wraz ze zbliżaniem się do punktu kompensacji  $M \rightarrow 0$ , natomiast  $H_C \rightarrow \infty$ , a w punkcie kompensacji wykazuje właściwości charakterystyczne dla antyferromagnetyka, ponieważ obie podsieci ferrimagnetyka są całkowicie skompensowane.

W stopach Tb-Co (**Rys. 17a**) oraz Tb-Fe (**Rys. 17b**)  $T_{comp}$  i  $T_C$  również są funkcją stężenia Tb. Dla  $Tb_xCo_{100-x}$  w zakresie stężenia Tb  $16 \leq x \leq 30$  at.%,  $T_{comp}$  rośnie liniowo

wraz ze wzrostem  $c_{Tb}$ , osiągając wartość maksymalną około 600K, przy czym  $T_C$  (ekstrapolowana z małego zakresu  $c_{Tb}$ ) rośnie wraz ze zmniejszaniem  $c_{Tb}$ . Dla Tb-Fe, w przedstawionym zakresie stężenia Tb,  $T_C$  maleje wraz ze zmniejszaniem się  $c_{Tb}$ , natomiast  $T_{comp}$  podobnie jak w układach Tb-Co rośnie liniowo aż do wartości  $T_C = 400K$ .



Rys. 17 Temperatura kompensacji ( $T_{comp}$ ) i temperatura Curie ( $T_C$ ) w funkcji stężenia Tb ( $x$ ) dla (a) stopu  $Tb_xCo_{100-x}$  [16] oraz (b)  $Tb_xFe_{100-x}$  [96].

## 4. Metodyka badawcza

Rozdział ten zawiera informacje dotyczące technik pomiarowych stosowanych podczas realizacji niniejszej rozprawy doktorskiej. Ze względu na innowacyjny charakter preparatyki omawianych układów, zostanie ona omówiona bardziej szczegółowo w kolejnym rozdziale.

W Instytucie Fizyki Molekularnej Polskiej Akademii Nauk realizowano pomiary składu, korzystając ze skaningowego mikroskopu elektronowego oraz pomiary magnetyczne przy użyciu histerezoagrafu magnetoptycznego pracującego w polarnej konfiguracji Kerra. Dzięki aparaturze dostępnej w Centrum Zaawansowanych Technologii Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza, możliwe było wykonanie na układzie warstwowym Si/Ti/Au/(Tb/Co)<sub>6</sub>/Au maski z warstwy emulsji fotoczułej (fotorezystu). Maski te pozwalały na przeprowadzenie magnetycznej strukturyzacji warstw poprzez bombardowanie jonowe. Proces naświetlania jonami He<sup>+</sup> przeprowadzono na Uniwersytecie w Kassel, we współpracy z grupą Prof. Arno Ehresmanna. Obrazowanie struktur domenowych zrealizowano przy wykorzystaniu polaryzacyjnego mikroskopu Kerra, w ramach współpracy z grupą Prof. Andrzeja Maziewskiego z Wydziału Fizyki Uniwersytetu w Białymstoku. Pomiary rozkładu pierwiastków w funkcji odległości od powierzchni dla wielowarstw (Tb/Co) zostały wykonane przy użyciu spektroskopii mas jonów wtórnych w Sieci Badawczej Łukasiewicza – Instytutu Technologii Materiałów Elektronicznych.

Autor rozprawy doktorskiej przeprowadził samodzielne wszystkie pomiary pętli histerezy; pomiary składu układów stopowych wykorzystanych do weryfikacji opracowanego przez Autora modelu numerycznego; wykonał naświetlenia jonowe oraz opracował uzyskane wyniki. Autor aktywnie uczestniczył w eksperymentach dotyczących obrazowania struktury domenowej. Wspólnie z reprezentantami grup uczestniczącymi w realizowanych eksperymentach zinterpretował uzyskane wyniki.

Wszystkie prezentowane w rozprawie pomiary zostały przeprowadzone w temperaturze pokojowej.

### 4.1. Mikroanaliza rentgenowska

W rozprawie doktorskiej analiza składu została wykonana przy wykorzystaniu elektronów generowanych w skaningowym mikroskopie elektronowym wyposażonym w detektor umożliwiający przeprowadzenie analizy intensywności fluorescencyjnego promieniowania rentgenowskiego w funkcji jego energii (ang. Energy Dispersive X-ray Spectroscopy - EDS). Technika ta polega na detekcji promieniowania charakterystycznego, wywołanego bombardowaniem badanej próbki skupioną wiązką elektronów. Elektrony emitowane z działa Schotky'ego są przyspieszane napięciem 30 keV. Formowanie wiązki realizowane jest w kolumnie mikroskopu przez zastosowanie szeregu soczewek elektromagnetycznych, pozwalających również na ogniskowanie i skanowanie powierzchni próbki. Podczas oddziaływania elektronów z materiałem dochodzi do usunięcia przez wiązkę pierwotną elektronów z powłoki wewnętrznej, a następnie elektron z wyższej powłoki przeskakuje na powstały wolny stan elektronowy. Foton o energii odpowiadającej różnicy

energii elektronów między tymi dwoma poziomami jest emitowany w postaci promieniowania charakterystycznego. Energia wyemitowanego promieniowania jest funkcją liczby atomowej  $Z$  (reguła Moseleya) i nie zależy od energii wiązki pierwotnej (energia musi być wystarczająca do wybicia elektronu z powłoki elektronowej):

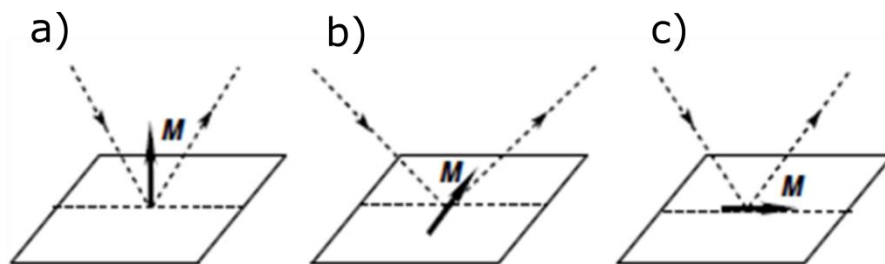
$$E(Z) = [C_1(Z - C_2)]^2, \quad (4.1)$$

gdzie:  $E(Z)$  jest energią danej linii (np.  $K_\alpha$ ),  $Z$  jest liczbą atomową, a  $C_1$  i  $C_2$  są stałymi [97]. Rozdzielczość lateralną określa głównie przestrzenny rozkład wnikaćcych w próbkę elektronów. Zależy on zarówno od energii elektronów, jak i liczby atomowej pierwiastków wchodzących w skład próbki. Dla energii elektronów 30 keV obszar ten jest rzędu mikrometrów.

## 4.2. Pomiary magnetoptyczne

W niniejszej rozprawie doktorskiej główną techniką wykorzystywaną do badań właściwości magnetycznych cienkich warstw były pomiary magnetoptyczne wykorzystujące efekt Kerra. Magnetoptyczny efekt Kerra (MOKE) polega na skręceniu płaszczyzny polaryzacji światła po odbiciu od magnetycznego materiału. Wartość tego skręcenia jest proporcjonalna do składowej namagnesowania w kierunku określonym przez konfigurację pomiaru (**Rys. 18**). Składowa elektryczna spolaryzowanego liniowo padającego światła oddziałuje z elektronami przewodnictwa 3d w metalu, powodując ich oscylacyjny ruch. W materiale magnetycznym obecność tych drgań prowadzi do pojawienia się siły Lorentza, która powoduje z kolei powstanie dodatkowej składowej drgań, prostopadłej do wektora elektrycznego oraz magnetyzacji warstwy. Ta dodatkowa składowa jest odpowiedzialna za skręcenie płaszczyzny polaryzacji i przejście liniowo spolaryzowanego światła do polaryzacji eliptycznej - po odbiciu od badanej warstwy. Zależnie od orientacji płaszczyzny padania i odbicia światła względem kierunku namagnesowania warstwy wyróżniamy trzy konfiguracje pomiaru:

- polarną (**Rys. 18a**) – liniowo spolaryzowane światło pada równolegle do wektora normalnego płaszczyzny badanej warstwy (lub jak najbardziej zbliżonego do niego), a namagnesowanie materiału jest prostopadłe do powierzchni próbki;
- poprzeczną (**Rys. 18b**) i podłużną (**Rys. 18c**) – kierunek namagnesowania leży w płaszczyźnie próbki i jest jednocześnie prostopadły (poprzeczny efekt Kerra) lub równoległy (podłużny efekt Kerra) do płaszczyzny padania i odbicia światła.



Rys. 18 Schemat magnetoptycznego efektu Kerra dla konfiguracji (a) polarnej, (b) poprzecznej i (c) podłużnej [58].

Ze względu na prostopadłą anizotropię badanych w tej pracy warstw, w pomiarach magnetoptycznych stosowano konfigurację polarną efektu Kerra (ang. Polar Magneto Optical Kerr Effect - P-MOKE). Ta konfiguracja stosowana była zarówno w pomiarach pętli histerezy, jak i podczas obrazowania struktury domenowej. W przypadku pomiaru pętli histerezy używano histerezografu P-MOKE, w którym wartość pola magnetycznego mierzona była przy użyciu sondy Halla. Pole magnetyczne wytwarzane było przez elektromagnes podłączony do bipolarnego zasilacza z regulowaną wartością prądu. Przemiatanie pola odbywało się ze skokiem  $\Delta H$  równym:

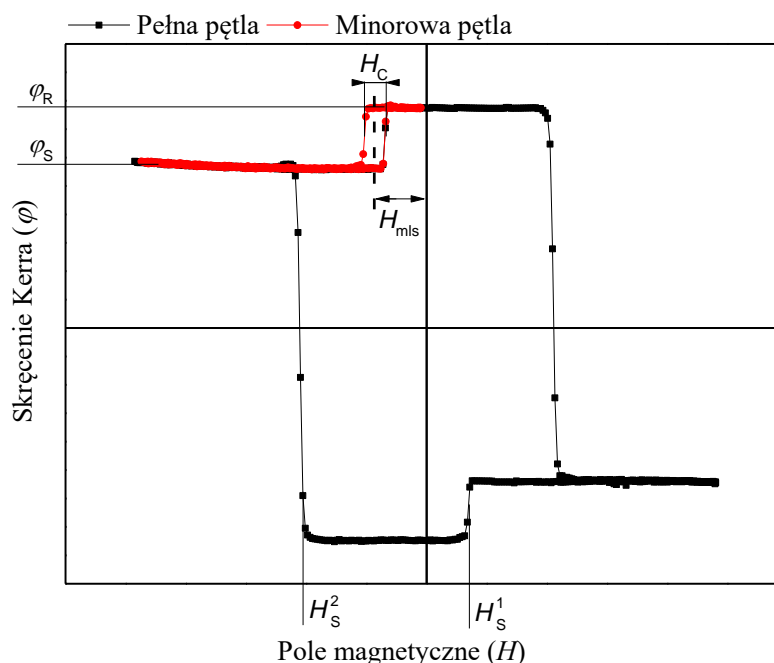
$$\Delta H = \frac{4H_{\max}}{N_k}, \quad (4.2)$$

gdzie:  $H_{\max}$  jest maksymalną wartością pola przykładanego podczas pomiaru, a  $N_K$  jest liczbą punktów pomiarowych. W rozprawie doktorskiej najczęściej stosowano pomiary z  $N_K=512$  lub 1024, dla których czas pomiaru wynosił odpowiednio około 2 min i około 4 min. Głębokość wnikania wiązki światła kształtuje się na poziomie kilkudziesięciu nm, a intensywność sygnału maleje wraz z głębokością, z jakiej sygnał jest zbierany [98]. Ponadto, długość fali ( $\lambda = 655$  nm) używana w pomiarach dla warstw Tb-Co i Tb-Fe umożliwia badanie tylko procesu przemagnesowania momentów magnetycznych metali przejściowych 3d [17] (sygnał pochodzący od Tb dla tej długości fali jest zanedbywalny). Podczas pomiaru próbka montowana jest na stoliku, którego zmiana położenia względem wiązki światła i pola magnetycznego realizowana jest przez dwa komputerowo sterowane silniki krokowe zapewniające ruch wzdłuż osi X i Y leżących w płaszczyźnie warstwy. Takie wyposażenie magnetoptycznego histerezografu umożliwia zautomatyzowane pomiary procesu przemagnesowania dla różnych położów próbki, a tym samym tworzenie dwuwymiarowych map rozkładu wybranych parametrów magnetycznych wyznaczanych z lokalnych pomiarów pętli histerezy. Taki sposób pomiaru jest kluczowy w wyznaczeniu i porównywaniu właściwości magnetycznych układów warstwowych o lateralnie zmiennych parametrach (struktur z klinowymi subwarstwami i/lub subwarstwami z gradientem stężenia).

Z uzyskanych magnetoptycznych pętli histerezy (zmian sygnału proporcjonalnego do skręcenia kąta Kerra (dalej zwanym skręceniem Kerra) ( $\varphi$ ) w funkcji przyłożonego pola magnetycznego ( $H$ )) wyznaczano charakterystyczne parametry procesu przemagnesowania (**Rys. 19**), tj. skręceniem Kerra w nasyceniu ( $\varphi_S$ ), skręceniem Kerra w remanencji ( $\varphi_R$ ) oraz wartość pola koercji  $H_C$ . W przypadku układów typu F/FI oraz warstw FI poddanych lokalnym modyfikacjom jonowym określono również wartości  $H_S$ , które określa wartości pola, przy którym zachodzi przełączenie kierunku namagnesowania warstwy magnetycznej w heterostrukturze oddziałującej z innymi subwarstwami lub obszarami o odmiennych właściwościach. W przypadku badanych warstw wyznaczano dwa pola przełączania  $H_S^1$  oraz  $H_S^2$  dla odróżnienia dwóch warstw bądź dwóch obszarów o różnych właściwościach. Dodatkowo wykonywano pomiar pętli minorowej (**Rys. 19**), z której wyznaczono wartość pola magnetycznego  $H_{mls}$  (ang. minor loop shift), w którym znajduje się środek pętli minorowej. Wartość i znak  $H_{mls}$  umożliwiają określenie rodzaju i wartości oddziaływania pomiędzy warstwami w strukturze wielowarstwowej lub pomiędzy sąsiednimi obszarami



o odmiennych właściwościach w płaszczyźnie warstwy (obszary chronione i poddane modyfikacji poprzez bombardowanie jonowe.

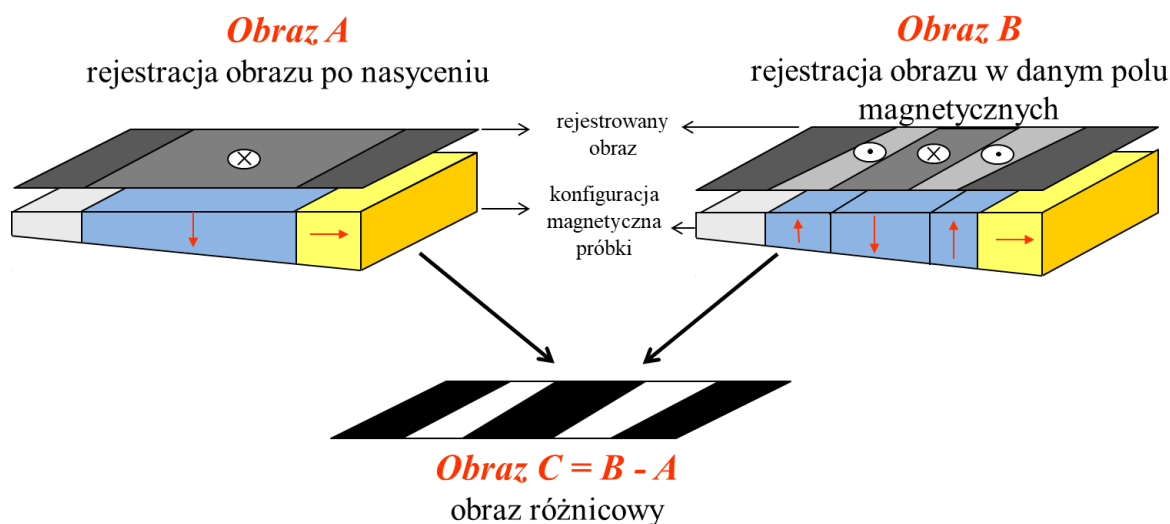


Rys. 19 Reprezentatywna pełna i minorowa pętla histerezy układu F/I z zaznaczonymi parametrami:  $\varphi_R$ ,  $\varphi_S$ ,  $H_C$ ,  $H_{mls}$ ,  $H_S^1$ ,  $H_S^2$ .

Wszystkie obrazowania struktury domenowej wykonano przy użyciu polaryzacyjnego mikroskopu Zeiss przystosowanego przez Evico Magnetics GmbH Dresden do pracy w różnych konfiguracjach magneto optycznego efektu Kerra, w tym do badań w konfiguracji P-MOKE. Mikroskop wyposażony jest w elektromagnes, który wytwarza prostopadłe pole magnetyczne, a wartość pola jest przeliczana z wartości natężenia prądu zgodnie z krzywą kalibracyjną. Aby znacząco zwiększyć kontrast magnetyczny rejestrowanych obrazów, zastosowano tzw. pomiar różnicowy (**Rys. 20**). Obraz magnetyczny w takim pomiarze powstaje w wyniku odejmowania (dla poszczególnych pikseli) obrazu referencyjnego [99], który zbierany jest w dobrze określonym stanie magnetycznym np. w nasyceniu badanej struktury warstwowej w wybranym kierunku, od obrazu zarejestrowanego w zadanym polu magnetycznym (**Rys. 20**). Odejmowanie obrazów pozwala określić obszar, który zmienił swoją konfigurację magnetyczną w wyniku przyłożonego pola magnetycznego, jednocześnie zwiększając kontrast magnetyczny i silnie redukując kontrast pochodzący od defektów i szumów. Kontrast zwiększany jest również poprzez akumulację kilku obrazów oraz uśrednienie wyników pomiarów, co poprawia stosunek sygnału do szumu. Na podstawie serii zdjęć rejestrowanych podczas zmian pola magnetycznego odpowiadających pełnemu procesowi przemagnesowania, można na podstawie uśrednionych zmian sygnału wyznaczyć pętlę histerezy.

Rejestrowanie zmian struktury magnetycznej w określonym polu magnetycznym jest kłopotliwe, ponieważ występuje efekt Farradaya w elementach optyki mikroskopu oraz termicznie aktywowana zmiana struktury domenowej (pełzanie ściany domenowej). Wymienione czynniki mogą prowadzić do obrazów o rozmytych granicach pomiędzy domenami. W celu wyeliminowania takich efektów w rozprawie prowadzono pomiary w

remanencji po przyłożeniu impulsów pola magnetycznego o zadanej wartości  $H$ . Czas trwania każdego impulsu wynosił około 1 s. Ponadto w celu poprawy sygnału do szumów wykorzystywano pomiar różnicowy (**Rys. 20**), w których obraz referencyjny zbierany był w remanencji po nasyceniu próbki. Należy wspomnieć, że pomiar w remanencji jest miarodajny jedynie wówczas, gdy stan magnetyczny, wygenerowany impulsem pola, jest zamrożony, w innym przypadku wyniki mogą nie odzwierciedlać realnej struktury w danym polu magnetycznym.



Rys. 20 Schemat powstawania obrazu różnicowego rejestrowanego przy pomocy mikroskopu polaryzacyjnego pracującego w konfiguracji P-MOKE. Obraz A przedstawia konfigurację magnetyczną w remanencji po uprzednim nasyceniu próbki, natomiast obraz B także przedstawia obraz w remanencji po uprzednim przemagnesowaniu części układu.

### 4.3. Spektroskopia mas jonów wtórnych

Spektroskopia mas jonów wtórnych (ang. Secondary Ion Mass Spectrometry – SIMS) jest techniką pozwalającą uzyskać informację o zmianach rozmieszczenia poszczególnych pierwiastków w funkcji odległości od powierzchni (profil wgłębny). Technika ta polega na trawieniu wierzchnich obszarów próbki wiązką jonów i prowadzeniu analizy masowej wybitych jonów (określany jest ich stosunek masy do ładunku). Ze względu na efekt trawienia metoda ta jest destrukcyjna. Pomiary SIMS wykonane zostały przez dra Pawła Michałowskiego z Instytutu Technologii Materiałów Elektronicznych Sieci Badawczej Łukasiewicza na urządzeniu *CAMECA SC Ultra instrument* pracującym w warunkach ultra wysokiej próżni (ang. Ultra high vacuum - UHV)  $p = 4 \times 10^{-7}$  Pa, przy użyciu nisko-energetycznej (100 eV) wiązki jonów  $\text{Cs}^+$ . Skan wiązki odbywał się na powierzchni  $250 \times 250 \mu\text{m}^2$ , a obszar poddany analizie wynosił  $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ .

### 4.4. Bombardowanie jonowe

Procesy bombardowania jonowego zostały wykonane przy pomocy układu stworzonego na Uniwersytecie w Kassel, pracującego w próżni rzędu  $10^{-4}$  Pa. W przeciwieństwie do innych implantatorów, wykorzystywane urządzenie nie posiada



separatora mas, gdyż jako źródło jonów wykorzystuje gazowy He o bardzo wysokiej czystości. Jony  $\text{He}^+$  przyspieszane były napięciem 10 kV. Pierwotną wiązkę wykazującą gaussowski profil rozkładu gęstości jonów, rozogniskowuje się, a następnie z tak uformowanej wiązki wycina się jej fragment odpowiednią aperturą (w tym przypadku jest to przesłona o przekroju kwadratowym  $2 \times 2 \text{ mm}^2$ ), aby uzyskać jak najbardziej jednorodny rozkład jonów na powierzchni bombardowanego materiału. Do bombardowania próbek o powierzchni większej niż rozmiar wiązki po przejściu przez aperturę, stosuje się liniowy przesuw stolika z próbką, który realizowany jest z wykorzystaniem silnika krokowego.

#### 4.5. Fotolitografia bezmaskowa

Litografia wykorzystywana jest do strukturyzowania warstw z dużą rozdzielczością m.in. w układach scalonych. Wyróżnić można kilka rodzajów litografii, stosując kryterium rodzaju używanej wiązki - np. światło (fotolitografia), elektrony (litografia elektronowa). Niezależnie od typu litografii, mechanizm wytworzenia maski polega na zmianie właściwości emulsji (rezystu) pod wpływem oddziaływania z wiązką naświetlającą. W skład rezystu wchodzi trzy główne substancje wpływające na jej właściwości: żywica (trwałość mechaniczna), substancja czynna (polimer zmieniający właściwości pod wpływem wiązki) oraz rozpuszczalnik (kontrolujący gęstość emulsji). Pod wpływem naświetlania polimer może ulec utwardzeniu (polimeryzacji) (rezyst negatywowy) lub depolimeryzacji (rezyst pozytywowy), powodując zwiększenie ich podatności na związki chemiczne, które mogą go usunąć. W przeciwieństwie do litografii elektronowej, która jest procesem czasochłonnym, fotolitografia charakteryzuje się dużą szybkością wykonywania struktur na dużych powierzchniach, przy czym rozdzielczość jest na poziomie pojedynczych mikrometrów.

Podczas badań omawianych w rozprawie doktorskiej wykorzystano fotolitografię bezmaskową, stosując wiązkę lasera o długości fali 405 nm i średnicy plamki 1  $\mu\text{m}$ . Jako fotorezyst zastosowano komercyjny materiał AR-3510 firmy Allresist. Grubość rezystu była kontrolowana poprzez jej lepkość (dobór lepkości odbywa się poprzez zmianę stosunku emulsji do rozcieńczalnika PGMEA, który w badaniach wynosił 1:2) i szybkość obrotową wirówki (ang. spin-coater), która wynosiła 4000 obrotów/min.

## 5. Wytwarzanie i właściwości warstw wielokrotnych (Tb/Co(Fe)) i stopowych (Tb-Co)

Na przestrzeni kilkudziesięciu lat, rozwój techniki rozpylania magnetronowego jako jednej z metod wytwarzania cienkich warstw, przyczynił się do rozwoju urządzeń spintronicznych i magnonicznych. Zaletą tej techniki jest stosunkowo krótki czas wytwarzania jednorodnych warstw na bardzo dużych powierzchniach, co jest bardzo pożądane w przemyśle. Technika ta pozwala na wykonywanie struktur wielowarstwowych z precyzyjną kontrolą składu oraz grubości poszczególnych subwarstw.

Przedmiotem badań prezentowanych w rozprawie doktorskiej są dwa rodzaje warstwowych struktur ferrimagnetycznych RE-TM. Są to struktury wielowarstwowe Tb/Co(Fe) z gradientem grubości subwarstwy Tb (dalej określane jako subwarstwy klinowe) oraz struktury stopowe  $Tb_xCo_{100-x}$  ( $x = c_{Tb}$ ) z gradientem  $c_{Tb}$ . Jako podłoże wykorzystywano naturalnie utleniony monokryształ Si(100), natomiast jako bufor zastosowano warstwy Ti-4nm/Au-30nm, jakie wcześniej używane były jako bufor dla wielokrotnych warstw Co/Au wykazujących PMA [61,100]. W celu zabezpieczenia warstwy FI przed utlenianiem nanoszono na nią warstwę Au o grubości 5 nm. Podczas nanoszenia układów F/FI lub F/Au/FI, gdzie  $F = (Au-1nm/Co-0,8nm)_3$  zastosowano nośnik magnetyczny generujący w obszarze, w którym umieszczone jest podłoże, pole rozproszone o wartości 0,3 T skierowane wzdłuż normalnej do powierzchni podłoża.

Zarówno warstwy wielokrotne, jak i stopowe, zostały wytworzone w Zakładzie Cienkich Warstw Instytutu Fizyki Molekularnej PAN metodą magnetronowego rozpylania jonowego w warunkach UHV rzędu  $10^{-7}$  Pa. Pod wpływem różnicy potencjałów (rzędu 200 V) pomiędzy anodą (jej funkcję w systemie magnetronowym pełni ekran katody) i katodą, na której zamocowany jest rozpylany materiał nazywany targetem (materiał o bardzo wysokiej czystości w kształcie dysku), przy parcjalnym ciśnieniu Ar w zakresie  $10^{-2} - 10^0$  Pa zachodzi jego jonizacja poprzez zderzenia elektronów z atomami Ar. Pole elektryczne sprawia, że jony  $Ar^+$  przyspieszają w kierunku katody, powodując wybite atomów z targetu oraz emisję elektronów wtórnych, które podtrzymują proces jonizacji. W układzie magnetronowym oprócz pola elektrycznego zastosowane jest także pole magnetyczne, wytwarzane przez magnesy trwałe znajdujące się pod targetem (zabudowane w katodzie). Pole to zwiększa prawdopodobieństwo jonizacji oraz przyczynia się do powstania plazmy tj. stanu o wysokiej gęstości jonów i elektronów blisko targetu. Taka konfiguracja zapewnia dużą efektywność procesu jonizacji i pozwala uzyskać duże szybkości nanoszenia materiałów. W celu zapewnienia bardziej kierunkowego strumienia rozpylanego materiału, a tym samym ograniczenia osadzania materiału w obrębie komory, nad targetami umieszczony jest „komin” w kształcie cylindra o wysokości  $h_{kom} = 30mm$ .

### 5.1. Osadzanie wielokrotnych warstw Tb/Co i Tb/Fe

Podczas nanoszenia układów wielowarstwowych nośnik z podłożem znajdował się bezpośrednio nad rozpylanym targetem. Odległość target-podłoże wynosiła 67 mm, a moce źródła zasilania stosowane podczas rozpylania wraz z odpowiadającymi im szybkościami

nanoszenia, które zostały określone przy pomocy wagi kwarcowej, zostały przedstawione w **Tabela 1**.

Tabela 1 Szybkości osadzania (średnie szybkości wyznaczone z pomiarów realizowanych z wykorzystaniem wagi kwarcowej dla 8 min czasu nanoszenia) i stosowane moce zasilania źródła magnetronowego dla poszczególnych materiałów. Oznaczenia DC i RF oznaczają odpowiednio zasilanie katody napięciem stałym i zmiennym o częstotliwości radiowej (13,5 MHz).

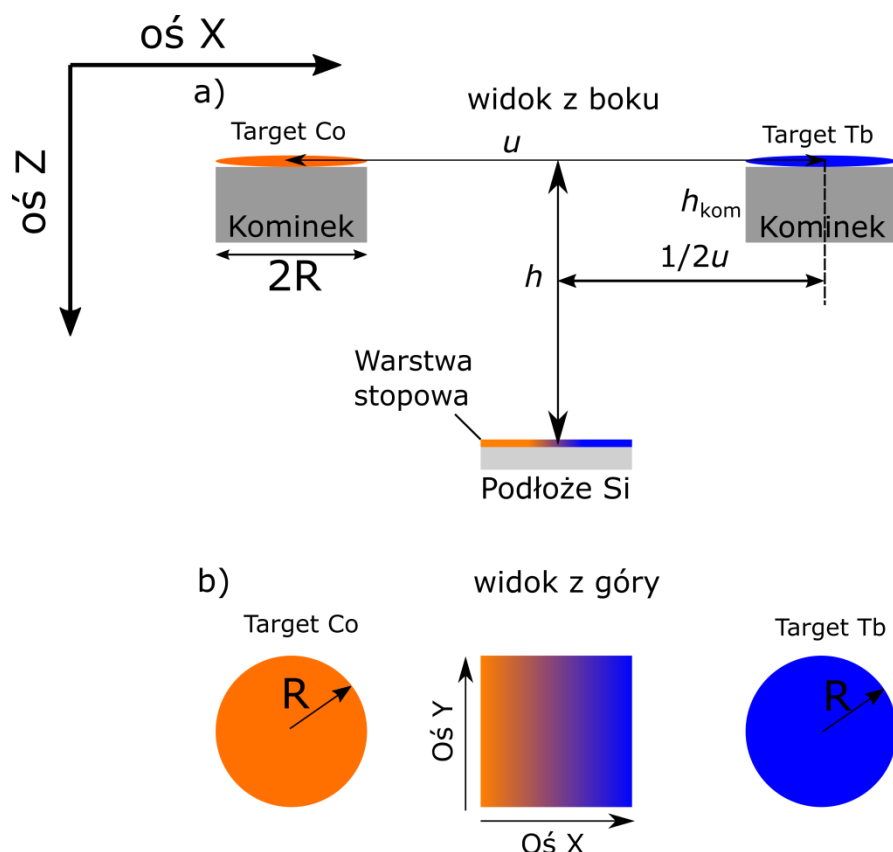
Target	Zasilanie	Moc [W]	Szybkość nanoszenia [nm/s]
Ti	RF	50	0,039
Au	RF	20	0,113
Tb	RF	8	0,028
Co	DC	15	0,045
Fe	DC	6	0,016

Wielowarstwy Tb/Co(Fe) zostały wykonane w dwóch wariantach. Dla pierwszego każda subwarstwa Tb była warstwą klinową ( $0 \leq t_{\text{Tb}} \leq 2$  nm), natomiast subwarstwy Co(Fe) były jednorodne, a ich grubość wynosiła  $t_{\text{Co(Fe)}} = 0,66$  nm. W drugim wariantcie zarówno subwarstwy Co, jak i Tb były jednorodne, a ich grubości wynosiły odpowiednio  $t_{\text{Co}} = 0,66$  nm oraz  $t_{\text{Tb}} = 1,1$  nm. Każda dwuwarstwa Tb/Co(Fe) została powtórzona 6 razy.

Subwarstwy klinowe wytwarzano, stosując podczas ich osadzania jednostajny przesuw przesłony znajdującej się w bezpośrednim sąsiedztwie podłoża. Żądany gradient grubości uzyskiwano poprzez odpowiedni dobór szybkości przesuwu przesłony względem szybkości osadzania. Przesuw przesłony kontrolowany jest silnikiem krokowym, a minimalna prędkość przesuwu wynosi 0,1 mm/s.

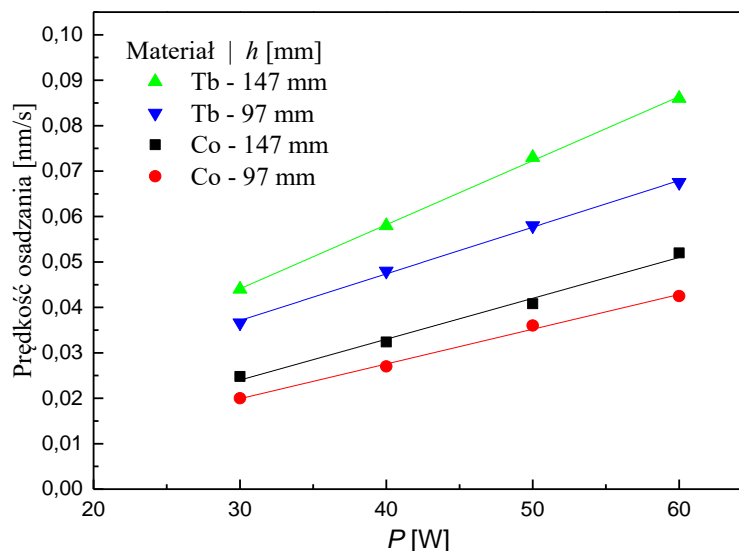
## 5.2. Osadzanie stopowych warstw Tb-Co

Podczas nanoszenia warstw stopowych nośnik z podłożem znajdował się w płaszczyźnie równoległej do płaszczyzny targetów (**Rys. 21b**), a jego środek leżał w płaszczyźnie wspólnej z centrami targetów (**Rys. 21a**).



Rys. 21 Schemat konfiguracji targetów i podłoża podczas osadzania warstw stopowych. Na widokach (a) z boku i (b) z góry zaznaczono:  $R$  – promień target i kominka;  $h$  – odległość pomiędzy płaszczyzną targetu a płaszczyzną podłoża;  $u$  – odległość pomiędzy targetami. Kolor pomarańczowy i niebieski oznaczają odpowiednio materiał Co i Tb.

Szybkość nanoszenia materiału zależy od odległości pomiędzy płaszczyzną, w której leżą targety, a płaszczyzną podłoża ( $h$ ), odległości pomiędzy targetami ( $u = 130$  mm), promienia targetów ( $R = 25$  mm), stosowanej mocy zasilania źródła magnetronowego ( $P$ ), wysokości „kominka” ( $h_{\text{kom}} = 30$  mm) i jego promienia wewnętrznego (w przypadku stosowanej aparatury promień kominka jest równy  $R$ ) oraz pozycji umieszczenia targetu. W rozprawie doktorskiej modyfikowanymi parametrami były: moc zasilania źródła oraz odległość  $h$ . **Rys. 22** przedstawia szybkości nanoszenia Tb i Co w funkcji mocy zasilania źródła dla dwóch wartości  $h$ , gdy środek próbki znajduje się w równej odległości od środków obu targetów ( $0,5u$ ). Z uzyskanych wyników widać, że dla mniejszych wartości  $h$  (mniejsza odległość target-podłoże) zarówno dla Co, jak i Tb szybkości osadzania są mniejsze. Wynik ten jest nieco zaskakujący, a jego źródło zostanie szerzej opisane i wyjaśnione w rozdziale 5.2.1.



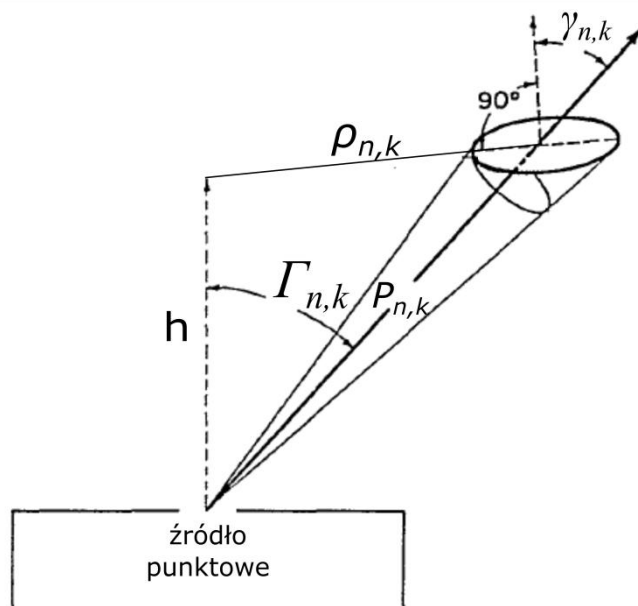
Rys. 22 Szybkości osadzania Tb i Co w funkcji mocy zasilania źródła magnetronowego ( $P$ ) dla wybranych odległości pomiędzy płaszczyzną targetów i podłoża. Linia prosta reprezentuje dopasowanie do regresji liniowej.

Podczas równoczesnego osadzania warstwy z obu targetów (czas nanoszenia z targetu Tb i Co jest zawsze taki sam) w omawianej konfiguracji na podłożu tworzy się stop Tb-Co, przy czym stężenie Tb jest monotoniczną funkcją położenia wzdłuż współrzędnej  $X$ , co schematycznie pokazano na **Rys. 21**. Dla środka podłoża o wymiarach  $20 \times 20 \text{ mm}^2$  znajdującego się w takiej samej odległości od środków obu targetów przyjęto pozycję  $X = 10 \text{ mm}$  oraz  $Y = 10 \text{ mm}$ .

Następny podrozdział poświęcony jest teoretycznemu wyznaczeniu rozkładu stężenia oraz weryfikacji tych obliczeń poprzez pomiary składu z wykorzystaniem mikroanalizy rentgenowskiej (rozdział 4.1).

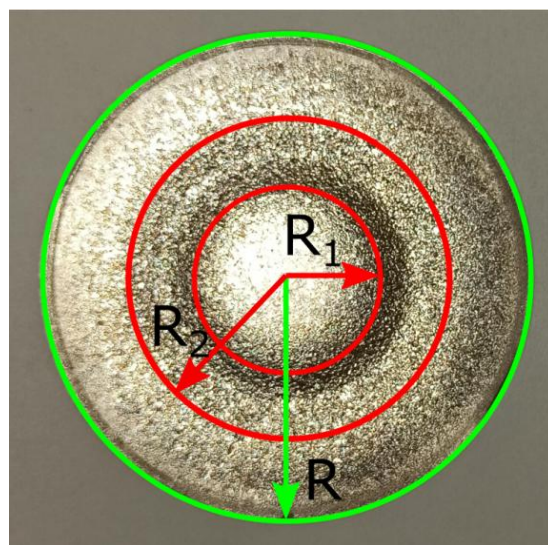
### 5.2.1. Wyznaczanie rozkładu stężenia stopowych warstw Tb-Co

W celu określenia rozkładu stężenia pierwiastka ziemi rzadkiej  $c_{\text{Tb}}$  w funkcji położenia na podłożu warstw Tb-Co nanoszonych z dwóch osobnych targetów Co i Tb zaproponowano model numeryczny bazujący na osadzaniu materiału ze źródła punkowego w funkcji cosinusa kąta  $\Gamma$  (kąt pomiędzy normalną do płaszczyzny źródła (w tym przypadku targetu) a kierunkiem emisji materiału) [101–103] (**Rys. 23**).



Rys. 23 Schemat definiujący parametry istotne dla wyznaczenia profilu rozkładu grubości (szybkości osadzania) warstwy osadzonej z punkowego źródła [101].

W przyjętym modelu zarówno powierzchnia target, jak i podłoża zostały podzielone na elementarne fragmenty, z których odpowiednio zachodzi emisja materiału i jego osadzanie. W pierwszym etapie zamodelowana została powierzchnia targetu, z którego rozpylany jest materiał. Do opisu targetu zastosowano układ kartezjański, przyjmując, że kołowy target składa się z  $N$  (ponad 2000 elementów) równych kwadratów ze środkiem w punkcie  $(x_0, y_0, 0)$ . Położenie każdego  $n$ -tego element targetu określono jako punkt  $A^n = (x^n, y^n, 0)$ . Biorąc pod uwagę, że w nanoszeniu z wykorzystaniem źródeł magnetronowych (rozdział 5) efektywność rozpylania materiału jest dużo większa z obszaru w kształcie pierścienia (**Rys. 24**), rozważano, oprócz targetu kołowego, również target w kształcie pierścienia o promieniu wewnętrznym  $R_1 = 10$  mm i zewnętrznym  $R_2 = 20$  mm



Rys. 24 Zużyty target Co z zaznaczonym obszarem największego efektywnego rozpylania.

W celu opisanego targetu o kształcie pierścienia odrzucamy wszystkie  $n$ -te elementy, które nie spełniają zależności:

$$R_1 \leq \sqrt{(x^n - x_0)^2 + (y^n - y_0)^2} \leq R_2. \quad (5.1)$$

W kolejnym kroku zamodelowano podłoże o rozmiarze  $20 \times 20 \text{ mm}^2$ , które zostało podzielone na  $K$  równych elementów (około 10 000). Pozycja każdego  $k$ -tego elementu została określona jako punkt  $B^k = (x_k, y_k, h)$ . W danym punkcie  $B^k$  grubość nanoszonego materiału  $t^k$  oblicza się stosując równanie:

$$t^k = s_t G(\rho) \varepsilon, \quad (5.2)$$

gdzie:  $s_t$  jest czasem rozpylania,  $\varepsilon$  jest wydajnością źródła, która zawiera informacje o całkowitej objętości rozpylonego materiału w jednostce czasu.  $G(\rho)$  jest profilem osadzania, który opisuje rozkład nanoszonego materiału w funkcji odległości od środka targetu ( $\rho$ ). Wartość tej odległości wyraża się poprzez:

$$\rho = \sqrt{(x^k - x_0)^2 + (y^k - y_0)^2}. \quad (5.3)$$

Wartość  $G$  w położeniu każdego  $k$ -tego elementu na podłożu określana jest jako suma wkładów rozpylania od wszystkich  $n$ -tych elementów targetu (dla targetu pierścieniowego od  $n$ -tych elementów spełniających równanie (5.1)). Każdy pojedynczy element targetu traktowany jest jako punktowe źródło rozpylania, dzięki czemu możemy zastosować rozkład cosinusoidalny rozpylanego materiału, które przyjmuje ostateczną postać<sup>103,104</sup>:

$$G(\rho) = \sum_n^N \cos \Gamma_{n,k} \cdot \cos \gamma_{n,k} \cdot \frac{1}{P_{n,k}^2}, \quad \text{gdzie} \quad (5.4)$$

$$\cos \Gamma_{n,k} = \cos \gamma_{n,k} = \frac{h}{\sqrt{h^2 + \rho_{n,k}^2}}, \quad (5.5)$$

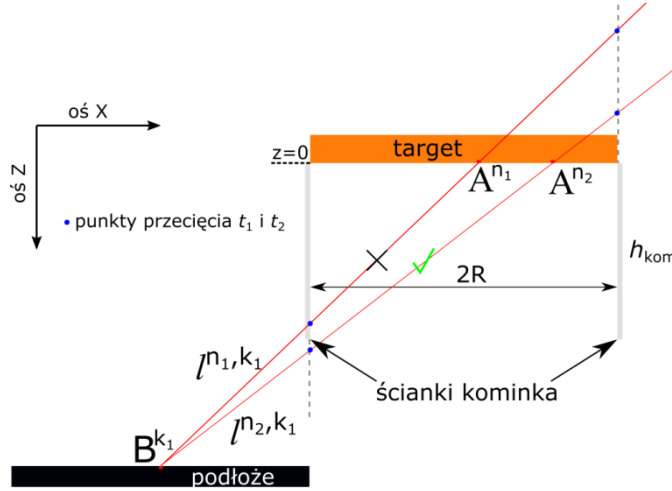
$$P_{n,k} = \sqrt{h^2 + \rho_{n,k}^2}, \quad (5.6)$$

$$\rho_{n,k} = \sqrt{(x^k - x^n)^2 + (y^k - y^n)^2}. \quad (5.7)$$

Równanie (5.4) składa się z trzech części. Pierwsza jest związana z cosinusoidalnym rozkładem materiału osadzanego z punktowego źródła (**Rys. 23**). Drugi człon [101] opisuje wpływ kąta  $\gamma$  (kąt pomiędzy normalną do podłoża a kierunkiem padania rozpylanego materiału), który zależy od ustawienia targetu względem podłoża (**Rys. 23**), na rozkład materiału na podłożu. W rozważanej konfiguracji (**Rys. 21**), kąt  $\gamma$  jest równy kątowi  $\Gamma$ , ponieważ płaszczyzna podłoża jest równoległa do płaszczyzny targetu.

Trzeci człon równania (5.4) opisuje wpływ, odległości pomiędzy  $n$ -tym źródłem punktowym, a  $k$ -tym elementem podłoża<sup>101</sup> (**Rys. 23**), na objętość materiału osadzanego w  $k$ -tym elemencie podłoża (**Rys. 23**).

Ostatnim etapem jest wprowadzenie do modelu poprawki ze względu na "kominek", który jest zamontowany na źródłach magnetronowych i ma kształt cylindra. W modelu zaimplementowanie „kominka” zrealizowane jest poprzez odrzucenie każdego  $n$ -tego elementu targetu, dla którego prosta  $l^{n,k}$  łącząca punkty  $A^n$  i  $B^k$  trafia w wewnętrzną powierzchnię kominka (niebieski punkt oznaczony na **Rys. 25**).



Rys. 25 Wizualizacja określająca jakie elementy targetu nie biorą udziału w procesie osadzania z zastosowaniem kominka. Czerwonym kolorem oznaczono proste  $l^{n,k}$  i zależność od położenia  $n$ -tego elementu targetu prosta przecina bądź nie ścianki kominka dla widoku z boku. Punkty przecięcia prostej  $l^{n,k}$  ze ściankami „kominka” oznaczono kolorem niebieskim.

Prosta  $l^{n,k}$  jest wyznaczana poprzez wprowadzenie równania parametrycznego:

$$l^{n,k} : \begin{cases} x = x^n + (x^k - x^n) \cdot t \\ y = y^n + (y^k - y^n) \cdot t \\ z = h \cdot t \end{cases} \quad (5.8)$$

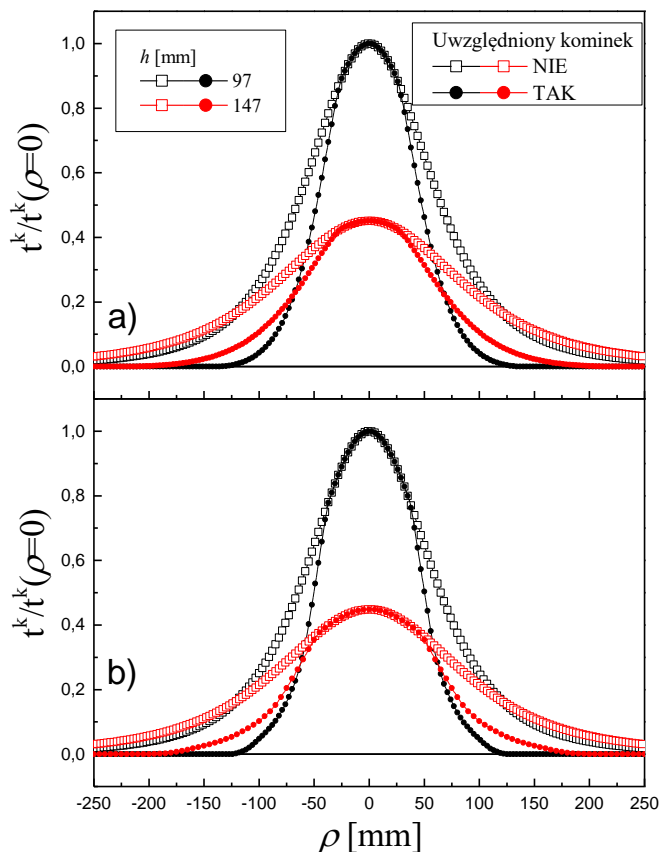
Punkt przecięcia z kominkiem obliczono, wyznaczając parametr  $t$  (**Rys. 25**) w płaszczyźnie  $(x,y)$ :

$$\sqrt{(x^n + (x^k - x^n) \cdot t - x_0)^2 + (y^n + (y^k - y^n) \cdot t - y_0)^2} = R^2. \quad (5.9)$$

Jeśli wartość  $z = h \cdot t$  (równanie 5.8) spełnia warunek  $0 \leq z \leq h_{\text{kom}}$ , to  $n$ -ty element targetu dla wybranego  $k$ -elementu podłoża jest odrzucany z obliczeń, ponieważ prosta  $l^{n,k}$  przecina „kominek”.



Wyznaczony z powyższego modelu profil grubości  $t^k(\rho)$  został przedstawiony na **Rys. 26** dla różnych odległości pomiędzy płaszczyzną targetów i podłoża  $h = 97$  mm i 147 mm, które stosowane były podczas nanoszenia warstw, uwzględniając dwa kształty targetu, oraz poprawki związanej z występowaniem "kominka".

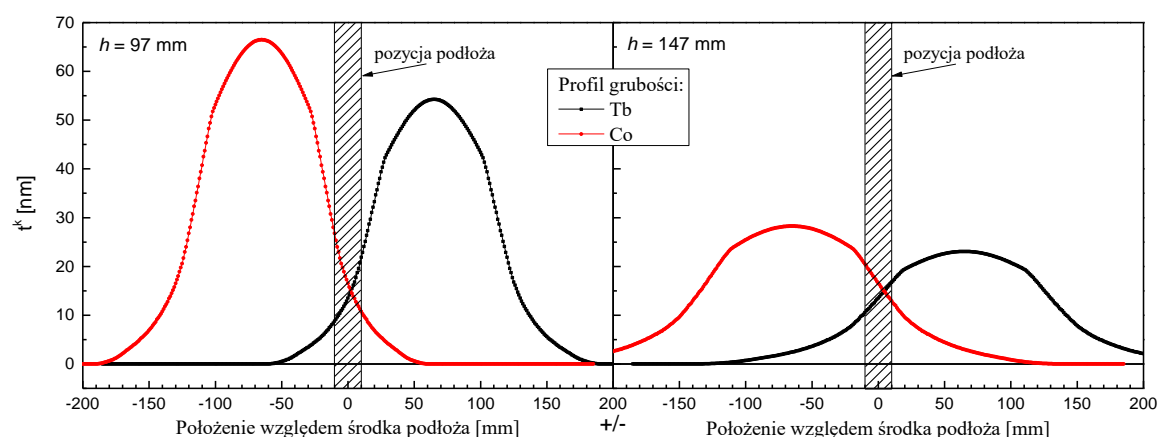


Rys. 26 Znormalizowany profil grubości w funkcji odległości od środka targetu ( $t^k(\rho)/t^k(\rho=0)$ ) dla dwóch odległości pomiędzy płaszczyzną targetów i podłoża ( $h$ ) z uwzględnieniem i bez uwzględnienia "kominka" dla targetu (a) kołowego i (b) pierścieniowego. Należy zaznaczyć, że ujemne wartości  $\rho$  oznaczają tylko i wyłącznie po której stronie względem targetu znajduje się punkt podłoża.

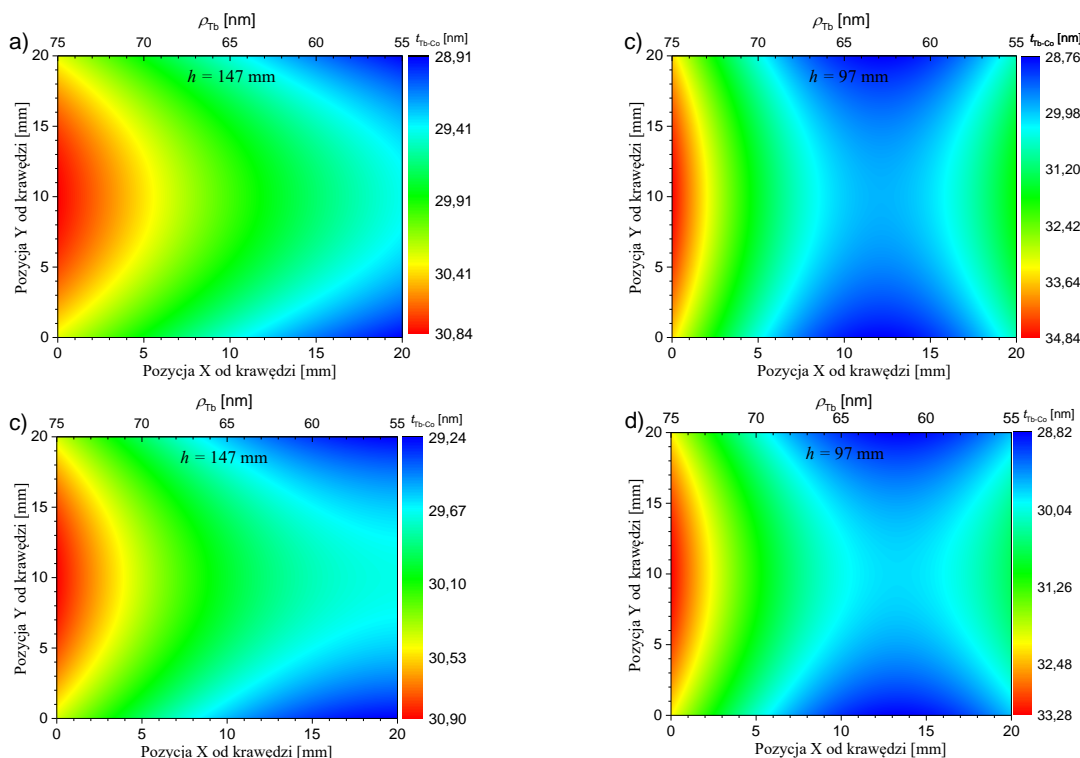
Przy braku "kominka" wraz ze wzrostem  $h$  z 97 mm do 147 mm, zarówno dla targetu kołowego i pierścieniowego, zachodzi znaczne obniżenie grubości w zakresie  $|\rho| < 122$  mm. Poza tym zakresem grubość jest nieco większa dla mniejszego  $h$ . Można zatem przyjąć, że w położeniu środka próbki ( $\rho = 65$  mm) szybkość osadzania materiału maleje wraz ze wzrostem  $h$ . Sytuacja jest podobna przy uwzględnieniu obecności "kominka". W tym przypadku, wraz ze wzrostem  $h$  grubość warstwy maleje tylko w zakresie  $|\rho| < 62$  mm dla targetu pierścieniowego i  $|\rho| < 68$  mm dla targetu kołowego. Poza tymi obszarami grubość jest większa dla większych  $h$ . To oznacza, że ilość osadzanego materiału przy zwiększaniu odległości target-podłoże ulega zwiększeniu, jeśli próbka znajduje się w odległości  $|\rho| > 62$  mm dla targetu pierścieniowego i  $|\rho| > 68$  mm dla targetu kołowego. Uzyskane wyniki dla targetu pierścieniowego i poprawki na „kominek” tłumaczą, dlaczego szybkości osadzania wyznaczone eksperymentalnie (**Rys. 22**) są nieco większe dla większych odległości target-podłoże. Ponadto, wprowadzenie poprawki na „kominek” pokazuje, że dla dużych wartości  $\rho$ , proces osadzania całkowicie zanika. Efekt ten z jednej strony ogranicza jednorodność

pokrycia na dużych podłożach, z drugiej natomiast pozwala zapobiegać nadmiernej kontaminacji osadzanego materiału na ściankach komory próżniowej.

Stosując zaproponowany model dla dwóch źródeł Co i Tb, w konfiguracji przedstawionej na **Rys. 21**, obliczono rozkłady grubości obu pierwiastków (**Rys. 27**) oraz rozkład grubości stopu Tb-Co (**Rys. 28**) dobierając tak szybkości osadzania Co i Tb ( $\varepsilon_{Tb}$  i  $\varepsilon_{Co}$ ), aby dla odległości  $h = 97$  i  $147$  mm na środku podłoża stężenie Tb wynosiło 22% a całkowita grubość wynosiła 30 nm



Rys. 27 Przykładowe profile rozkładu grubości Tb (kolor czarny) i Co (kolor czerwony) nanoszonych z targetów pierścieniowych dla (a)  $h = 97$  mm oraz (b)  $h = 147$  mm. Do obliczeń przyjęto (a)  $\varepsilon_{Tb} = 3,7178 \cdot 10^{-6}$  mm<sup>3</sup>/s,  $\varepsilon_{Co} = 4,5554 \cdot 10^{-6}$  mm<sup>3</sup>/s dla  $h = 97$  mm i (b)  $\varepsilon_{Tb} = 3,5598 \cdot 10^{-6}$  mm<sup>3</sup>/s,  $\varepsilon_{Co} = 4,3618 \cdot 10^{-6}$  mm<sup>3</sup>/s dla  $h = 147$  mm oraz czas osadzania  $s_t = 150$  s. Obszar zakreskowany odpowiada pozycji podłoża.



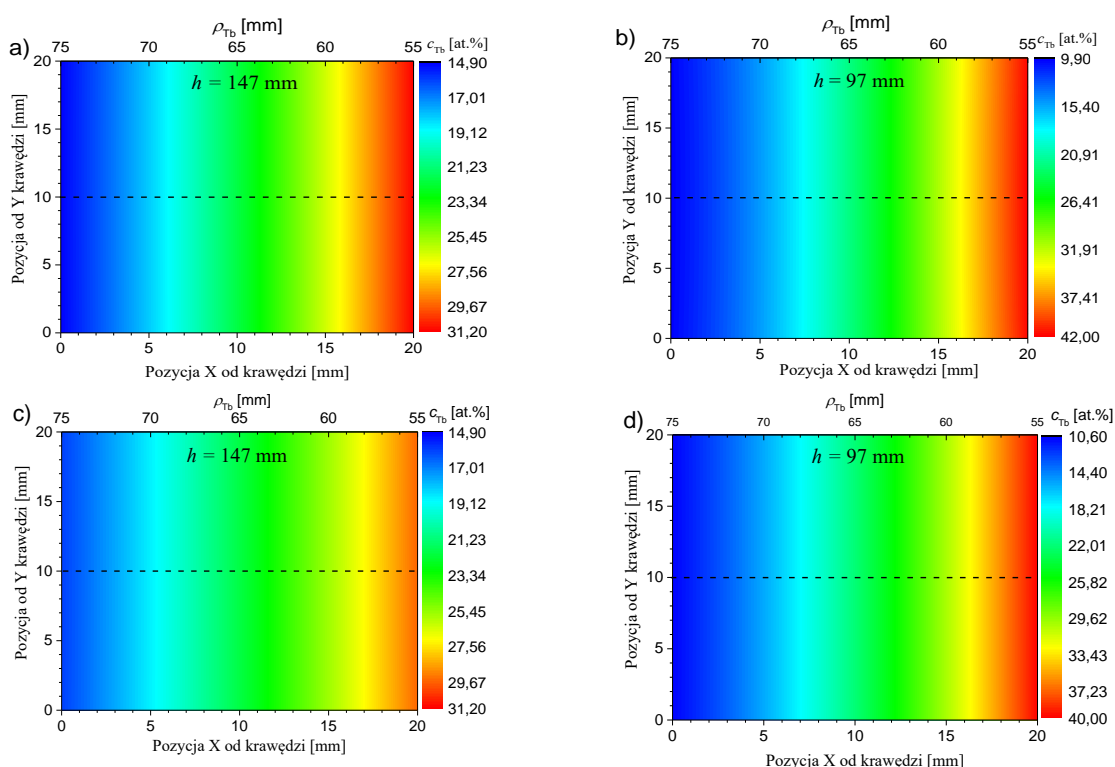
Rys. 28 Wyliczone mapy rozkładu grubości stopu Tb-Co w funkcji położenia na podłożu (oraz w funkcji odległości od środka targetu Tb ( $\rho_{Tb}$ )) dla (a,c)  $h = 147$  mm oraz (b,d)  $h = 97$  mm dla (a,b) targetów pierścieniowych i (c,d) targetów kołowych.

Jak łatwo można zauważyć, rozkład grubości w różnych punktach na podłożu silnie zależy od wartości  $h$ . Dla  $h = 97$  mm różnica grubości w pobliżu krawędzi podłoża ( $20 \times 20$  mm<sup>2</sup>) wynosi ponad 10% w porównaniu z grubością otrzymaną na środku podłoża. Odchylenie to maleje wraz ze wzrostem odległości target-podłoże prowadząc do wygładzenia profilu grubości (**Rys. 26**). Należy podkreślić, że dla  $h = 147$  mm odchylenie grubości względem środka próbki nie przekracza 4%.

Stężenie dla wyliczonych rozkładów grubości obliczono stosując równanie<sup>105</sup>:

$$c_{Tb}^k = \frac{\frac{t_{Tb}^k}{V_{Tb}}}{\frac{t_{Tb}^k}{V_{Tb}} + \frac{t_{Co}^k}{V_{Co}}} \quad (5.10)$$

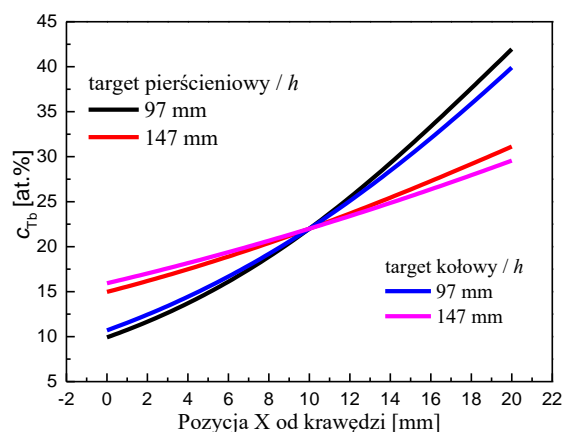
gdzie:  $t_{Tb(Co)}^k$  jest grubością danego materiału w danym punkcie na podłożu, a  $V_{Tb(Co)}$  jego objętością molową. Wyniki rozkładu  $c_{Tb}$  w funkcji odległości od krawędzi podłoża (oraz w funkcji odległości od środka targetu  $\rho_{Tb}$ ) uzyskane z modelu dla  $h = 97$  mm oraz 147 mm zostały pokazane na **Rys. 29**.



Rys. 29 Wyliczone mapy rozkładu stężenia Tb ( $c_{Tb}$ ) w funkcji położenia na podłożu (oraz w funkcji odległości od środka targetu  $\rho_{Tb}$ ) dla (a,c)  $h = 147$  mm oraz (b,d)  $h = 97$  mm dla stopu  $Tb_xCo_{100-x}$  dla (a,b) targetów pierścieniowych oraz (c,d) targetów kołowych.

W celu porównania różnic stężenia Tb ( $c_{Tb}$ ) w funkcji położenia na próbce, wynikających z nanoszenia warstw na dwóch różnych wysokościach  $h = 97$  i 147 mm i z uwzględnienia dwóch omawianych typów targetu, profil stężenia  $c_{Tb}(X)$  wyznaczono dla  $Y = 10$  mm

(wzdłuż przerywanej linii zaznaczonej na **Rys. 29**). Uzyskane wyniki przedstawiono na **Rys. 30**.



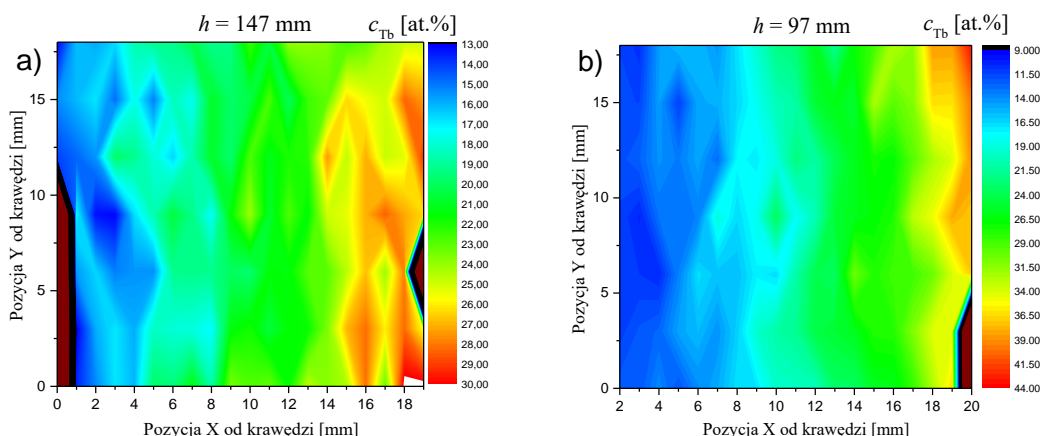
Rys. 30 Profil stężenia Tb ( $c_{Tb}$ ) dla targetu pierścieniowego i kołowego w funkcji położenia X (linia przerywana na Rys. 29) dla  $Y = 10$  mm i dwóch odległości pomiędzy płaszczyzną targetów i podłoża ( $h$ ).

Z uzyskanych wyników widać, że dla  $h = 97$  mm zmiany  $c_{Tb}$  zachodzą od około 10 do około 43 at.%, natomiast dla  $h = 147$  mm gradient zależności  $c_{Tb}(X)$  jest mniejszy, a zmiany  $c_{Tb}$  zachodzą w zakresie od około 15 do około 30 at.%. Warto podkreślić, że zależność  $c_{Tb}(Y)$  wykazuje stałą wartość. To pokazuje, że stosując magnetronowe rozpylanie jonowe z dwóch targetów, można uzyskać warstwy z gradientem składu kontrolowanym położeniem podłoża względem targetu i prędkościami nanoszenia.

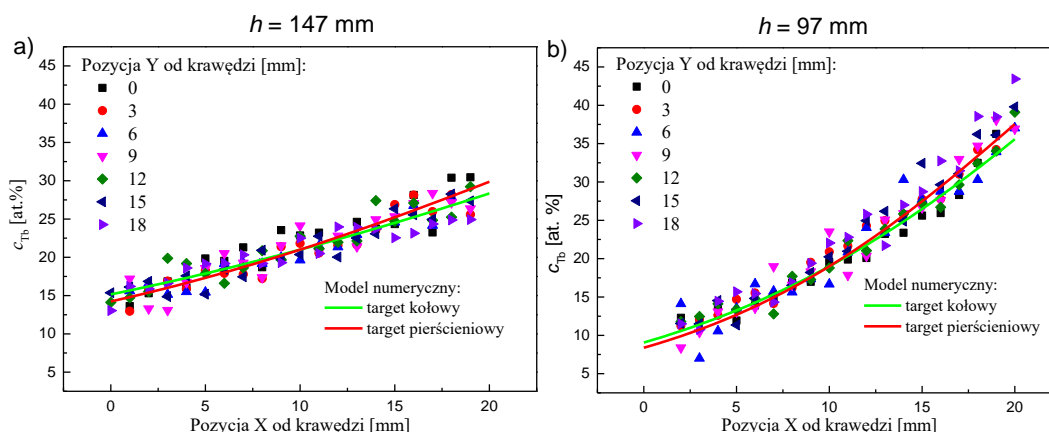
### 5.2.1. Rozkłady stężenia określone eksperymentalnie

W celu zweryfikowania modelu opisanego powyżej wykonano dwie próbki Tb-Co, dla których przeprowadzono pomiary rozkładu  $c_{Tb}$  dla dwóch odległości:  $h = 97$  mm i  $h = 147$  mm. Moce zasilania obu źródeł magnetronowych oraz czas osadzania były tak dobrane, aby w centrum podłoża uzyskać grubość 30 nm.

W celu określenia rozkładu  $c_{Tb}$  w funkcji położenia na podłożu przeprowadzono mikroanalizę rentgenowską (pomiary EDS wykorzystujące skaningowy mikroskop elektronowy (rozdział 4.1)). Do pomiarów wykorzystano elektrony o energii 30 keV. Podczas pomiaru wiązka elektronów skanowała obszar  $0,5 \times 0,5$  mm<sup>2</sup> w celu uśrednienia uzyskanych wyników. Pomiary wykonywano co 1 mm w kierunku osi X oraz co 3 mm w kierunku osi Y.



Rys. 31 Mapy rozkładu stężenia Tb ( $c_{Tb}$ ) warstw stopowych Tb-Co osadzanych przy odległości pomiędzy płaszczyzną targetów i podłoża (a)  $h = 147$  mm oraz (b)  $h = 97$  mm, zmierzone techniką SEM-EDS.

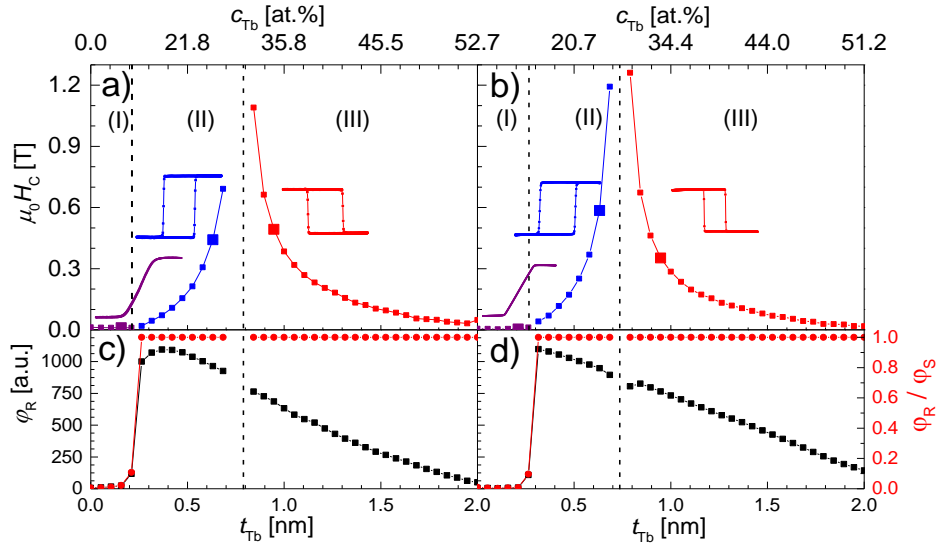


Rys. 32 Profile stężenia Tb ( $c_{Tb}$ ) w funkcji odległości od krawędzi wraz z dopasowaniem modelu numerycznego przedstawionego w podrozdziale 5.2.1 (linia ciągła) dla dwóch odległości pomiędzy płaszczyzną targetów i podłoża (a)  $h = 147$  mm oraz (b)  $h = 97$  mm.

Wyznaczone w ten sposób mapy rozkładu  $c_{Tb}(X,Y)$  dla poszczególnych odległości  $h$  zostały pokazane na **Rys. 31**. Co więcej, na **Rys. 32** pokazano bezpośrednie porównanie danych eksperymentalnych z modelem (podrozdział 5.2.1). Przedstawione wyniki pokazują bardzo wysoką zgodność eksperymentu i modelu zarówno dla  $h = 97$  mm, gdzie gradient  $c_{Tb}$  jest większy, jak i dla  $h = 147$  mm, gdzie gradient jest mniejszy. Bardzo wysoka zgodność została również uzyskana dla modelu opisującego zarówno target pierścieniowy, jak i kołowy. Uzyskane w modelu wyniki wskazują również, że pomimo różnic w grubości warstwy dla  $h = 97$  mm to wartość  $c_{Tb}$  wzdłuż osi Y jest stała.

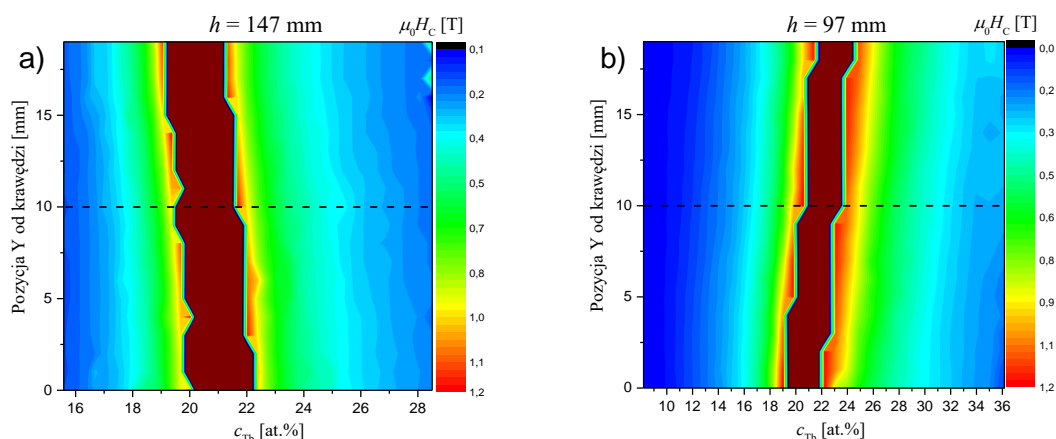
### 5.3. Porównanie magnetycznych właściwości warstw stopowych i wielokrotnych.

Przeprowadzono porównanie właściwości magnetycznych, wielowarstw typu  $(Tb/Co)_6$  i  $(Tb/Fe)_6$  i stopowych Tb-Co, wyznaczonych z pomiarów P-MOKE wykonanych w temperaturze pokojowej. Uzyskane zależności  $H_C$ ,  $\phi_R$  oraz stosunku skręcenia w remanencji do skręcenia w nasyceniu ( $\phi_R/\phi_S$ ) w funkcji grubości subwarstwy Tb (i po przeliczeniu na zawartość  $c_{Tb}$ ) dla wielowarstw  $(Tb\text{-klin } 0\text{-}2/Co\text{-}0,66nm)_6$  i  $(Tb\text{-klin } 0\text{-}2/Fe\text{-}0,66nm)_6$  pokazane są na **Rys. 33**.



Rys. 33 Zależności pola koercji ( $H_C$ ) (a,b), sygnału Kerra ( $\phi_R$ ) i stosunku sygnału Kerra w remanencji do nasycenia ( $\phi_R/\phi_S$ ) (c,d) w funkcji grubości subwarstwy Tb ( $t_{Tb}$ ) i stężenia Tb ( $c_{Tb}$ ), dla wielokrotnych warstw (a,c) (Tb- $t_{Tb}$ /Fe-0,66nm)<sub>6</sub> i (b,d) (Tb- $t_{Tb}$ /Co-0,66nm)<sub>6</sub>.

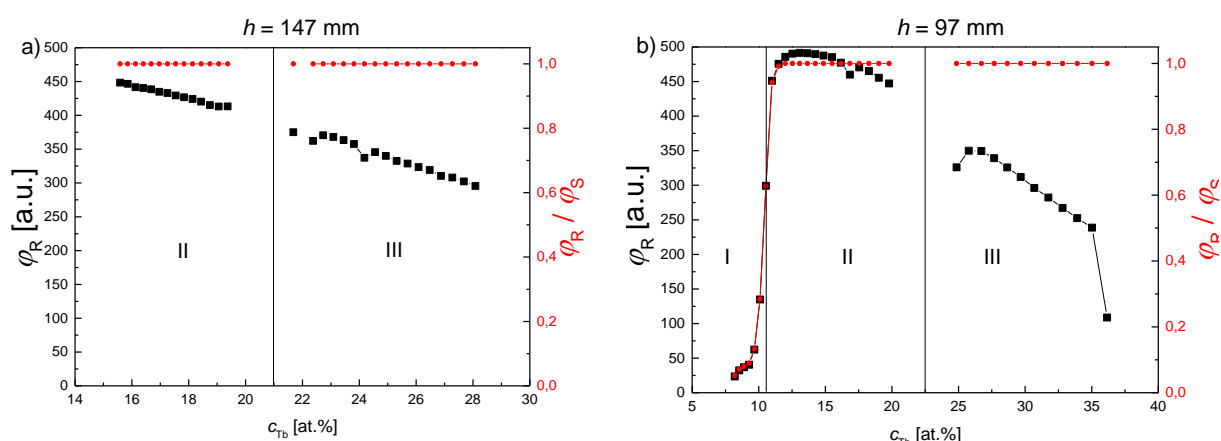
Na wykresach zaznaczono trzy obszary, które odpowiednio charakteryzują się: I - dominacją podsieci TM i anizotropią typu łatwa płaszczyzna  $\phi_R/\phi_S \approx 0$ , II – dominacją podsieci TM i występowaniem PMA  $\phi_R/\phi_S = 1$  oraz III – dominacją podsieci Tb i występowaniem PMA  $\phi_R/\phi_S = 1$ . Dla każdego obszaru przedstawiono reprezentatywną pętlę histerezy. Zależność  $H_C(t_{Tb})$  wykazuje nieciągłość dla punktu kompensacji  $t_{comp}$  ( $c_{comp}$ ). W miarę jak  $t_{Tb}$  zbliża się do  $t_{comp}$ , zarówno od strony Co+(Fe+) jak i Tb+,  $H_C$  wzrasta, dążąc do nieskończoności zgodnie z zależnością (3.4). Należy zwrócić uwagę, że ze względu na ograniczony zakres pól pomiarowych ( $\pm 1,5$  T) w pobliżu  $t_{comp}$  brakuje punktów pomiarowych. Wartości  $\phi_R$  w funkcji  $t_{Tb}$ , powyżej wartości odpowiadającej reorientacji namagnesowania wykazują monotoniczny spadek. W przybliżeniu liniowa zależność  $\phi_R(t_{Tb})$ , obserwowana również w pobliżu punktu kompensacji, świadczy o tym, że dla stosowanej długości fali światła, sygnał w P-MOKE związany jest głównie z podsiecią TM [17]. Redukcja sygnału wraz ze wzrostem  $t_{Tb}$  wynika z osłabienia sygnału pochodzącego od subwarstw TM przez przykrywające je klinowe subwarstwy Tb. Widać również, że powyżej punktu kompensacji pętle histerezy są odwrócone, co potwierdza, że sygnał P-MOKE związany jest głównie z podsiecią TM.



Rys. 34 Mapy rozkładu pól koercji ( $H_C$ ) wyznaczone dla warstw stopowych Tb-Co dla dwóch odległości pomiędzy płaszczyzną targetów i podłoża (a)  $h = 147$  mm i (b)  $h = 97$  mm.

**Rys. 34** przedstawia mapy rozkładu pól koercji  $H_C(X,Y)$  dla układów Tb-Co (rozpatrywanych w rozdziale 5.2.1) nanoszonych dla dwóch różnych wysokości  $h$ . Pomiary P-MOKE potwierdzają bardzo dobrą jednorodność  $c_{Tb}$  wzdłuż osi Y. Warto zaznaczyć, że przesunięcie badanego parametru wzdłuż osi Y związane jest prawdopodobnie z nieprecyzyjną orientacją podłoża na uchwycie podczas pomiaru lub osadzania. Brązowy pas wzdłuż kierunku Y oznacza, że wartości  $H_C$  nie zostały określone, gdyż maksymalne stosowane pole magnetyczne było mniejsze od  $H_C$ . Warto przypomnieć, że badane układy warstwowe wykazują największe wartości  $H_C$  w pobliżu  $c_{comp}$ , dlatego omawiany obszar określa w przybliżeniu położenie odpowiadające stężeniu kompensacji w temperaturze pomiaru (pokojoyej). Obszar ten występuje zarówno dla warstw stopowych (**Rys. 34**), jak i dla warstw wielokrotnych (**Rys. 33**).

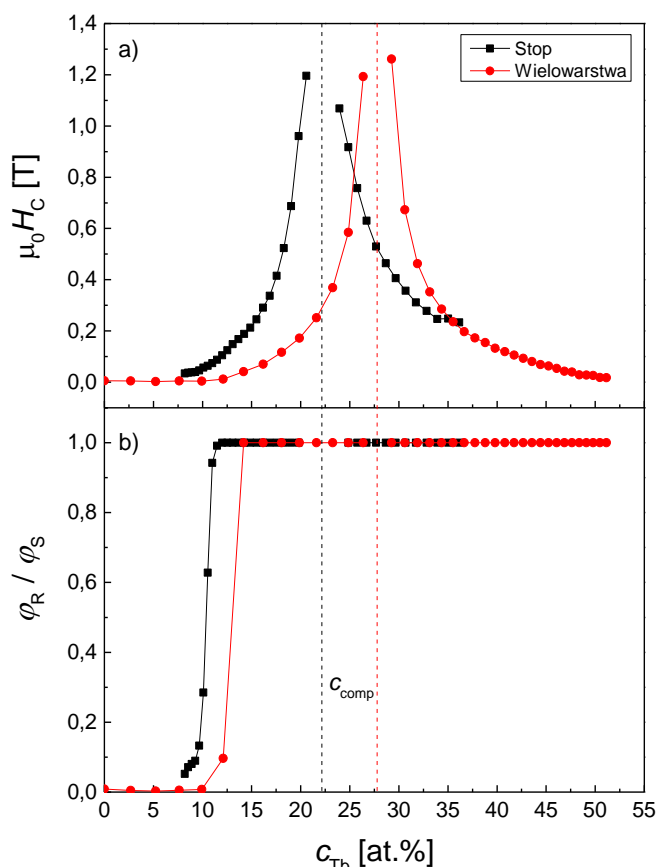
Na podstawie uzyskanych wyników wyznaczone zostały zależności  $\varphi_R$  oraz  $\varphi_R/\varphi_S$  w funkcji  $c_{Tb}$  dla wartości  $Y = 10$  mm (linia przerywana) zaprezentowane na **Rys. 35**.



Rys. 35 Zależność sygnału Kerra ( $\varphi_R$ ) oraz stosunku sygnału Kerra w remanencji do nasycenia ( $\varphi_R/\varphi_S$ ) w funkcji stężenia Tb ( $c_{Tb}$ ) dla stopów Tb-Co dla dwóch odległości pomiędzy płaszczyzną targetów i podłoża (a)  $h = 147$  mm i (b)  $h = 97$  mm.



Podobnie jak w przypadku warstw wielokrotnych, w stopach także możemy wyróżnić stany I, II i III o właściwościach określonych w dyskusji **Rys. 33**. W przypadku warstw stopowych osadzanych przy  $h = 147$  mm zakres stężeń od strony małych wartości jest na tyle ograniczony, że nie obejmuje obszaru I, w którym układ charakteryzuje się anizotropią typu łatwa płaszczyzna. Podobnie jak przy wielowarstwach, zależność  $\varphi_R(c_{Tb})$  wykazuje monotoniczne zmniejszanie  $\varphi_R$  wraz z rosnącym  $c_{Tb}$ , co wynika z faktu, że sygnał magnetoptyczny związany jest głównie z podsiecią Co.



Rys. 36 Zależność (a) pola koercji ( $H_C$ ) oraz (b) stosunku sygnału Kerra w remanencji do nasycenia ( $\varphi_R/\varphi_S$ ) w funkcji stężenia Tb ( $c_{Tb}$ ) dla stopu Tb-Co ( $h = 97$  mm) oraz wielowarstwy (Tb/Co)<sub>6</sub>.

Otrzymane wyniki zależności  $H_C$  i  $\varphi_R/\varphi_S$  w funkcji  $c_{Tb}$  dla wielowarstwy (Tb-klin/Co)<sub>6</sub> oraz stopu osadzanego przy  $h = 97$  mm zostały zestawione na **Rys. 36**. Jak łatwo zauważyć charakter zmian dla obu typów warstw jest podobny. Zarówno dla wielowarstwy, jak i stopu  $H_C$  rośnie do  $\infty$ , gdy  $c_{Tb}$  zbliża się do  $c_{comp}$ . Główne różnice dotyczą wartości  $c_{Tb}$  odpowiadającej  $c_{comp}$  i wartości  $c_{Tb}$ , dla której zachodzi reorientacja kierunków namagnesowania (ang. Spin Reorientation Transition – SRT). Punkt kompensacji dla stopu wynosi około 22 at.%, natomiast dla wielowarstwy około 27 at.%. Pięcioprocentowa różnica występuje prawdopodobnie dlatego, że subwarstwy Tb mogą być częściowo w stanie paramagnetycznym. Dokładniej zjawisko to zostało opisane w podrozdziale 3.4. Przejście SRT występuje dla małych wartości  $c_{Tb}$  (tj. przy małych grubościach subwarstw Tb), dlatego tworzenie paramagnetycznych obszarów może być wykluczone, a tym samym różnica pomiędzy stopem, a wielowarstwą jest znacznie mniejsza i wynosi około 2-3 punkty procentowe.



#### 5.4. Podsumowanie

W rozdziale tym opisano dwie techniki nanoszenia warstw przy zastosowaniu rozpylania magnetronowego. Wytwarzanie struktur wielowarstwowych czy stopowych posiadających gradient stężenia  $c_{\text{Tb}}$  (gradient można wytworzyć dla dowolnych pierwiastków, które mogą być rozpylane w aparaturze z dwóch targetów) w znacznym stopniu przyspiesza wykonywanie badań właściwości układów warstwowych w funkcji ich składu. Zamiast wykonywania wielu próbek możemy w ten sposób zredukować ich liczbę do jednej próbki. Dodatkową zaletą jest zapewnienie jednakowych warunków osadzania, które trudno zagwarantować przy wykonywaniu serii próbek o określonych stężeniach. Dla układów wielowarstwowych gradient stężenia  $c_{\text{Tb}}$  uzyskuje się poprzez osadzanie warstw klinowych z wykorzystaniem zmotoryzowanej przesłony umieszczonej w sąsiedztwie podłoża. W układach stopowych gradient  $c_{\text{Tb}}$  uzyskuje się poprzez umieszczenie podłoża w pozycji pomiędzy dwoma targetami.

Wykazano, że metodą osadzania z wykorzystaniem źródeł magnetronowych można z powodzeniem wytwarzać ferrimagnetyczne warstwy Tb-Co w postaci układów wielowarstwowych lub stopu, a zmiany ich właściwości magnetycznych w funkcji stężenia są podobne.

## 6. Oddziaływanie pomiędzy warstwami ferromagnetyczną i ferrimagnetyczną

Kontrola, w szerokim zakresie, pól przełączania układów zawierających przynajmniej dwie oddziałujące ze sobą warstwy magnetyczne jest szczególnie istotna w wielu aplikacjach spintronicznych. W rozdziale tym zostanie pokazane, że manipulacja wartościami pól przełączania warstwy F w strukturze F/FI może być realizowana poprzez dobór warstw FI o odpowiednich wartościach pola koercji oraz wartości stałej oddziaływania ( $J_{EX}$ ) pomiędzy F i FI.

Rozdział ten poświęcony jest zagadnieniom związanym z oddziaływaniem wielowarstwy ferromagnetycznej z ferrimagnetyczną warstwą RE-TM wykonaną również w postaci wielowarstwy. Przy czym, zarówno warstwa FI, jak i F wykazują prostopadłą anizotropię magnetyczną. Wartości pól przełączania wyznaczono z pomiarów P-MOKE przeprowadzonych w pełnym (dostępnym) zakresie pola magnetycznego (+/- 1,5 T). Natomiast wartość stałej oddziaływania  $J_{EX}$  pomiędzy strukturami F i FI wyznaczono z pomiarów pętli minorowych (pomiar pętli histerezy związanej z przemagnesowaniem warstwy F) na podstawie ich przesunięcia względem  $H = 0$ . Parametr  $H_{mls}$  pozwala na wyznaczenie stałej oddziaływania, stosując wzór:

$$J_{EX} = -\text{sgn}[H_{\max} \times (t_{comp} - t_{Tb})] \times \mu_0 H_{mls} M_S^{SW} t_{SW}, \quad (6.1)$$

przy czym pierwszy człon jest poprawką uwzględniającą dominację podsieci oraz kierunek pola nasycającego. Poprawkę tę wprowadzono, aby poprawnie określić typ oddziaływania (znak  $J_{EX}$ ) pomiędzy F i FI. Natomiast  $t_{sw}$  i  $M_S^{SW}$  są odpowiednio grubością oraz wartością namagnesowania w nasyceniu warstwy swobodnej. W sytuacji, w której wyznaczenie pętli minorowej jest niemożliwe, do wyznaczenia wartości  $J_{EX}$  zastosowano równanie zaproponowane przez V. Grolier [106]:

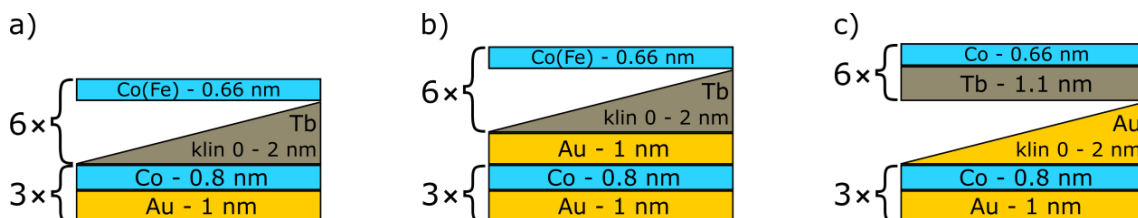
$$J_{EX} = \mu_0 (H_S - H_C^F) M_S^{Co} t_F, \quad (6.2)$$

gdzie:  $H_S$  jest polem przełączania całego układu,  $H_C^F$  jest polem koercji warstwy ferromagnetyka,  $M_S^{Co}$  jest wartością namagnesowania w nasyceniu warstwy Co oraz  $t_F$  jest grubością warstwy F.

### 6.1. Oddziaływanie pomiędzy wielokrotnymi warstwami - ferromagnetyczną (Au/Co) i ferrimagnetyczną (Tb/Co) lub (Tb/Fe) - wpływ sekwencji warstw otaczających przekładkę Au rozdzielającą warstwy ferromagnetyczną i ferrimagnetyczną

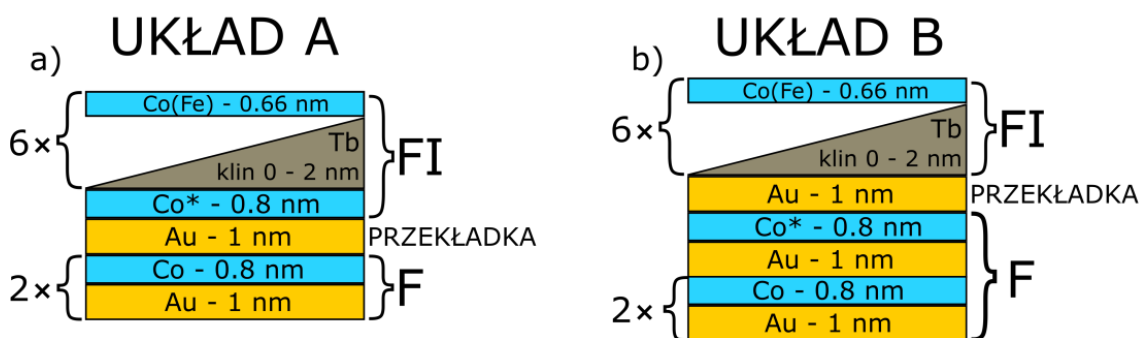
W rozdziale 5.3 zostało pokazane, że zarówno stopowe warstwy RE-TM, jak i wielokrotne warstwy RE/TM wykazują PMA (w szerokim zakresie  $c_{Tb}$ ), a proces ich przemagnesowania zachodzi w polu koercji, którego wartość zależy od stężenia  $c_{Tb}$ . Ferromagnetyczne wielowarstwy (Au-1nm/Co-0,8nm)<sub>N=2,3</sub> w pomiarach P-MOKE charakteryzują się prostokątną pętlą histerezy (tj. stosunek sygnału Kerra w remanencji do jej

wartości w nasyceniu  $\varphi_R/\varphi_S$  wynosi 1). W tym przypadku wspólne przemagnesowanie wszystkich subwarstw Co jest wynikiem silnego ferromagnetycznego oddziaływania pomiędzy subwarstwami Co [107,108]. W toku prac nad rozprawą doktorską zostały przebadane trzy typy układów, których morfologię przedstawiono na **Rys. 37**.



Rys. 37 Morfologia badanych układów zawierających wielowarstwę F = (Au-1nm/Co-0,8nm)<sub>3</sub> oraz FI = (Tb klin 0-2nm/Co(Fe)-0,66nm)<sub>6</sub>. Układy zostały wytworzone w trzech wariantach: (a) w konfiguracji podstawowej, (b) z dodatkową przekładką Au-1nm oraz (c) z klinową przekładką Au ( $0 \leq t_{Au} \leq 2$  nm).

Porównując morfologię badanych układów widać, że pierwsze dwa (**Rys. 37a, b**) różnią się tylko dodatkową subwarstwą Au pomiędzy warstwami F i FI. W trzecim typie ze względu na klinową przekładkę Au, jednoznaczna interpretacja wyników wymagała wykonania subwarstw Tb o stałej grubości, która została tak dobrana, aby zagwarantować dominację podsieci Tb. Uwzględniając morfologię omawianych struktur, pierwsze dwa układy można zapisać jako F/FI i F/Au/FI, gdzie F = (Au-1nm/Co-0,8nm)<sub>3</sub> i FI = (Tb klin 0-2nm/Co(Fe)-0,66nm)<sub>6</sub>. Jednakże, z punktu widzenia właściwości magnetycznych podział ten, w przypadku struktur pokazanych na **Rys. 37a i b**, nie jest właściwy i jak zostanie dalej wyjaśnione, powinien być zastąpiony podziałem na część F i FI w sposób pokazany na **Rys. 38**.



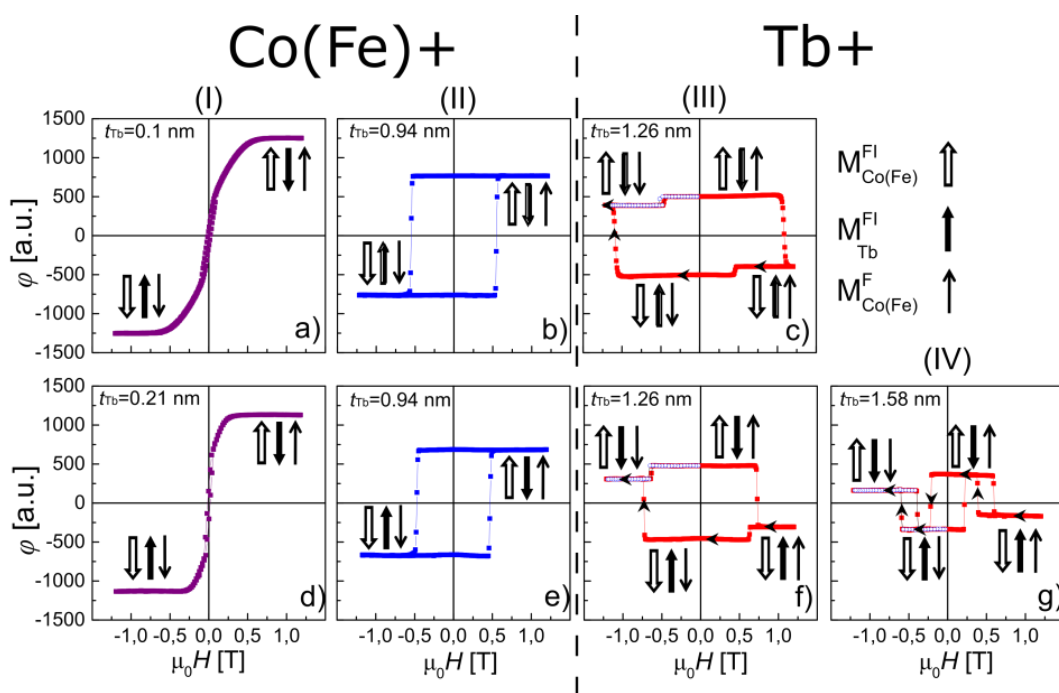
Rys. 38 Morfologii układów przedstawionych na Rys. 37 wraz z uwzględnieniem ich właściwości magnetycznych. Układ wielowarstwowy A – (Au-1nm/Co-0,8nm)<sub>3</sub>/(Tb klin 0-2nm/Co(Fe)-0,66nm)<sub>6</sub>; układ wielowarstwowy B – (Au-1nm/Co-0,8nm)<sub>3</sub>/Au-1nm/(Tb klin 0-2nm/Co(Fe)-0,66nm)<sub>6</sub>. Pierwsza warstwa Co w obydwu układach została oznaczona jako Co\*.

Ze względu na to, że w pierwszym układzie jedna subwarstwa Co-0,8 nm umieszczona jest bezpośrednio przy subwarstwie Tb (w dalszych częściach rozprawy doktorskiej warstwa ta jest oznaczana jako Co\*), to z uwagi na silne oddziaływanie antyferromagnetyczne pomiędzy nimi, subwarstwa Co\* przemagnesowuje się razem z FI. W rezultacie obie struktury pokazane na **Rys. 38** należy zapisać w postaci F/Au/FI, przy czym dla struktury z panelu (a) F = (Au-1nm/Co-0,8nm)<sub>2</sub> i FI = Co\*-0,8nm/(Tb klin 0-2nm/Co(Fe)-0,66nm)<sub>6</sub>. W efekcie oba układy z **Rys. 38** posiadają taką samą przekładkę niemagnetyczną Au-1nm, z tym, że jej otoczenie jest w każdym przypadku inne. W pierwszym przypadku jest to Co/Au/Co\*, natomiast w drugim Co\*/Au/Tb. Dla uproszczenia w dalszej części rozprawy układy warstwowe

z  $\text{Co}^*(\text{Tb klin/TM})_6$  określane będą jako typ A, natomiast układy warstwowe  $(\text{Tb klin/TM})_6$  jako typ B i zależnie od materiału TM oznaczane będą odpowiednio  $A^{\text{Tb/Co}}$ ,  $A^{\text{Tb/Fe}}$  i  $B^{\text{Tb/Co}}$  i  $B^{\text{Tb/Fe}}$ .

### 6.1.1. Oddziaływanie przy sekwencji Co/Au/Co w otoczeniu przekładki Au.

Dla układu warstwowego przedstawionego na **Rys. 37a** i **Rys. 38a** pomiary procesu przemagnesowania całego układu (pełna pętla histerezy) wykonano wzdłuż gradientu grubości subwarstwy Tb oraz, jeśli było to możliwe, uzupełniono je pomiarami procesu przemagnesowania tylko warstwy F (minorowa pętla histerezy).

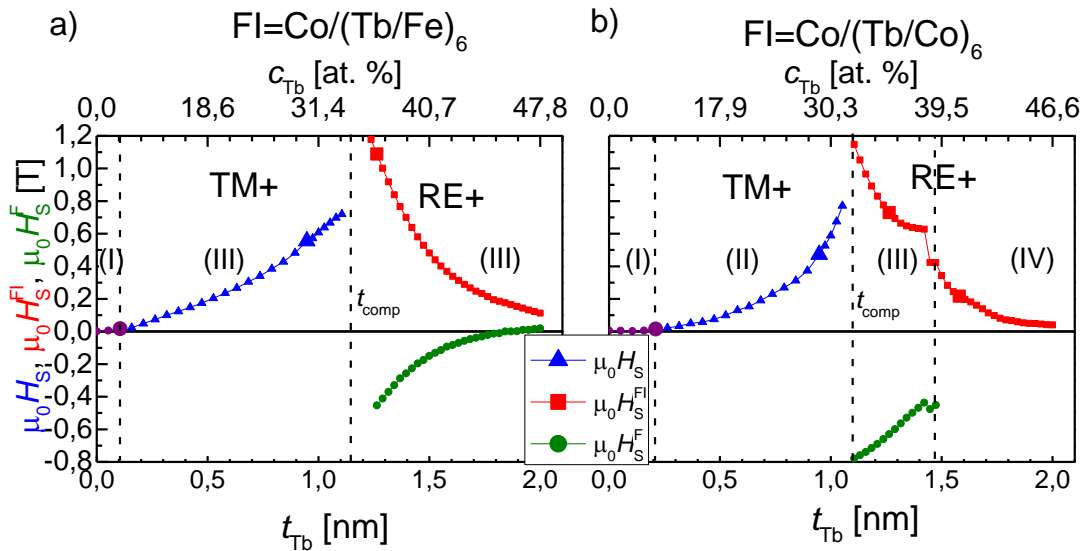


Rys. 39 (a-c) Pętla histerezy układów typu  $A^{\text{Tb/Fe}}$  oraz (d-g)  $A^{\text{Tb/Co}}$  dla wybranych grubości subwarstwy Tb ( $t_{\text{Tb}}$ ) zaznaczonych na Rys. 40.

Analiza procesu przemagnesowania  $\phi(H)$  (**Rys. 39**) pozwala wyróżnić trzy charakterystyczne zakresy  $t_{\text{Tb}}(c_{\text{Tb}})$  dla układu warstwowego typu  $A^{\text{Tb/Fe}}$  oraz cztery zakresy dla układów typu  $A^{\text{Tb/Co}}$ . Dla obydwu struktur pierwsze trzy zakresy są podobne. Dla zakresu (I) kształt pętli histerezy (**Rys. 39a, c**) wskazuje, że struktura FI posiada anizotropię typu łatwa płaszczyzna, natomiast struktura F wykazuje PMA (zaznaczone wartości  $H_S$  w tym obszarze na **Rys. 40** odnoszą się do przemagnesowania warstwy F). Dla pozostałych zakresów  $t_{\text{Tb}}$  obydwie struktury wykazują PMA. Zakres (II) charakteryzuje się tym, że FI wykazuje dominację podsieci TM (Co+ lub Fe+). W tym zakresie, ze względu na silne ferromagnetyczne oddziaływanie pomiędzy warstwami, przemagnesowanie zachodzi jednocześnie w obu warstwach (poła przełączania warstwy F i FI są sobie równe ( $H_S = H_S^F = H_S^{\text{FI}}$ ) (**Rys. 39b, e**). Ze względu na ferromagnetyczny charakter oddziaływania pomiędzy F i FI  $H_C^F \leq H_S \leq H_C^{\text{FI}}$ , wzrost  $H_S$  z  $t_{\text{Tb}}$  wynika ze wzrostu  $H_C^{\text{FI}}$  z  $t_{\text{Tb}}$  przy zbliżaniu się do  $t_{\text{comp}}$ . Zakres (III) charakteryzuje się dominacją podsieci Tb. Warstwa F (swobodna) ulega przemagnesowaniu, zanim pole magnetyczne zmieni znak (w polu dodatnim przy przemagnesowaniu od dodatniego pola nasycającego). Wartość  $H_S^F$  dla  $t_{\text{Tb}} \geq t_{\text{comp}}$  maleje ze wzrostem  $t_{\text{Tb}}$ , dążąc do

wartości  $H_C^F$ . W tym zakresie charakter oddziaływania pomiędzy F i FI pozostaje nadal ferromagnetyczny. Oznacza to, że z punktu widzenia oddziaływania, układ dąży do równoległego ustawienia namagnesowania w subwarstwach  $\text{Co}^*$  i  $\text{Co}(\text{Fe})$  należących odpowiednio do F i FI. Jednakże, w nasycającym polu magnetycznym, dla FI typu Tb+, omawiany układ warstwowy wykazuje antyrównoległą konfigurację namagnesowania w tych subwarstwach. Zakres (IV) obserwowany jest jedynie dla układu  $\text{A}^{\text{Tb/Co}}$ . W tym przypadku warstwą swobodną jest warstwa FI, a przyszpilającą F. Kolejne etapy procesu przemagnesowania są przedstawione na **Rys. 39g**. Można przyjąć, że struktura i właściwości magnetyczne warstwy F nie są funkcją  $t_{\text{Tb}}$ . Dlatego zmianę sekwencji warstw ulegających procesowi przemagnesowania układu  $\text{A}^{\text{Tb/Co}}$  i brak takiej zmiany dla układu  $\text{A}^{\text{Tb/Fe}}$  należy wiązać z odmiennymi magnetycznymi właściwościami układów Tb/Co i Tb/Fe. W pracy Hansen i inni [3] na Fig. 2b zaprezentowane są zmiany  $M_S(c_{\text{Co}(\text{Fe})})$  dla stopów Tb-Co i Tb-Fe w temperaturze pokojowej. Z pomiarów tych wynika, że stop Tb-Co, dla malejącej powyżej punktu kompensacji koncentracji Tb (malejących  $c_{\text{Co}}$ ), wykazuje początkowo, w niewielkim zakresie stężeń ( $75 > c_{\text{Co}} > 65$  at.%), wzrost wartości, a następnie spadek  $M_S$  i jego zanik dla około  $c_{\text{Co}} = 57$  at.%. Dla stopu Tb-Fe charakter zmian jest podobny, zachodzi jednak w znacznie szerszym zakresie koncentracji  $75 > c_{\text{Fe}} > 40$  at.%. Przyjmując, że podobną zależność  $M_S$  od stężenia Tb wykazują wielokrotne warstwy, można przypuszczać, że za zmianę roli jaką pełni warstwa FI = (Tb/Co) w obszarze (III) i (IV) odpowiedzialna jest silna redukcja  $M_S$  dla  $t_{\text{Tb}} \geq 1,45$  nm. Zauważono, że ze względu na silne ferromagnetyczne oddziaływanie, w drugim etapie procesu przemagnesowania (po przemagnesowaniu warstwy FI) zachodzi równoczesne przemagnesowanie warstwy F i FI. W ostatnim etapie ponownie przemagnesowaniu ulega tylko warstwa FI.

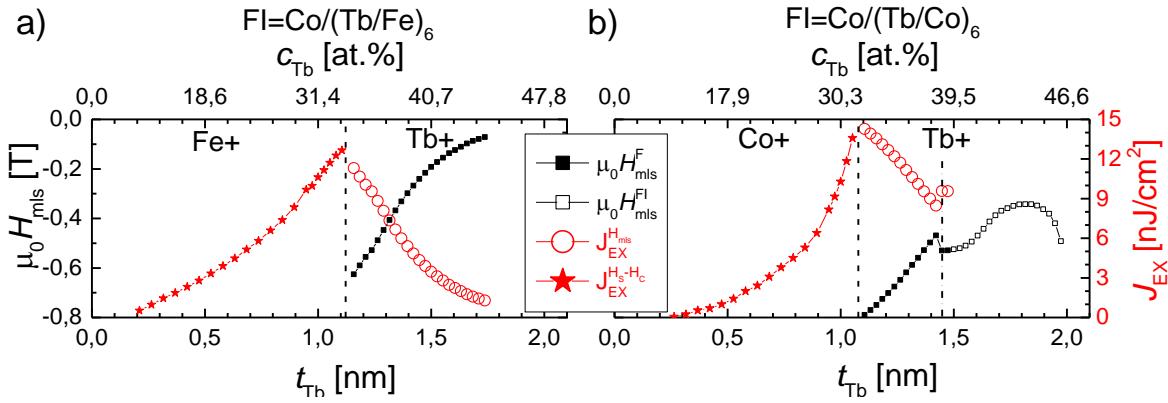
Dla każdej zarejestrowanej pętli histerezy zostały wyznaczone wartości  $H_{\text{mfs}}$ ,  $H_S^{\text{FI}}$ ,  $H_S^F$  i  $H_C$  (rozdział 4.2), które są zaprezentowane w funkcji  $t_{\text{Tb}}(c_{\text{Tb}})$  na **Rys. 40**.



Rys. 40 Pole przełączania całego układu ( $H_S$ ), warstwy ferromagnetycznej ( $H_S^F$ ) i warstwy ferrimagnetycznej ( $H_S^{\text{FI}}$ ) w funkcji grubości subwarstwy Tb ( $t_{\text{Tb}}$ ) (stężenia Tb ( $c_{\text{Tb}}$ )) dla układu A z Rys. 38, w którym (a)  $\text{FI}=\text{Co}^*-0,8\text{nm}/(\text{Tb klin } 0-2\text{nm}/\text{Fe}-0,66\text{nm})_6$ , (b)  $\text{Co}^*-0,8\text{nm}/(\text{Tb klin } 0-2\text{nm}/\text{Co}-0,66\text{nm})_6$ . Duże symbole punktów pomiarowych odpowiadają pętlom histerezy pokazanym na Rys. 39

Ze względu na dodatkową subwarstwę Co\* w strukturze FI, obliczone wartości  $c_{Tb}$  (równanie (5.10)) różnią się od tych obliczonych dla warstw FI z **Rys. 33**. Dla obydwu struktur punkty kompensacji przesunięty jest w stronę wyższych stężeń  $c_{Tb}$  i przyjmuje wartość  $t_{comp} = 1,13$  nm ( $c_{comp} = 34,1$  at.%) i  $t_{comp} = 1,08$  nm ( $c_{comp} = 32,0$  at.%) odpowiednio dla FI = Co\*/(Tb/Fe)<sub>6</sub> i FI = Co\*/(Tb/Co)<sub>6</sub>. Należy zwrócić uwagę, że pomimo uwzględnienia dodatkowej warstwy Co\* w strukturze FI, dla obydwu układów punkty kompensacji przesunęły w stronę wyższych stężeń o około 4 at.%. Przesunięcie to prawdopodobnie spowodowane jest oddziaływaniem pomiędzy strukturami F i FI [31].

Korzystając z równań 6.1 i 6.2 określono wartości stałej oddziaływania pomiędzy strukturą F i FI, które zostały pokazane na **Rys. 41**.



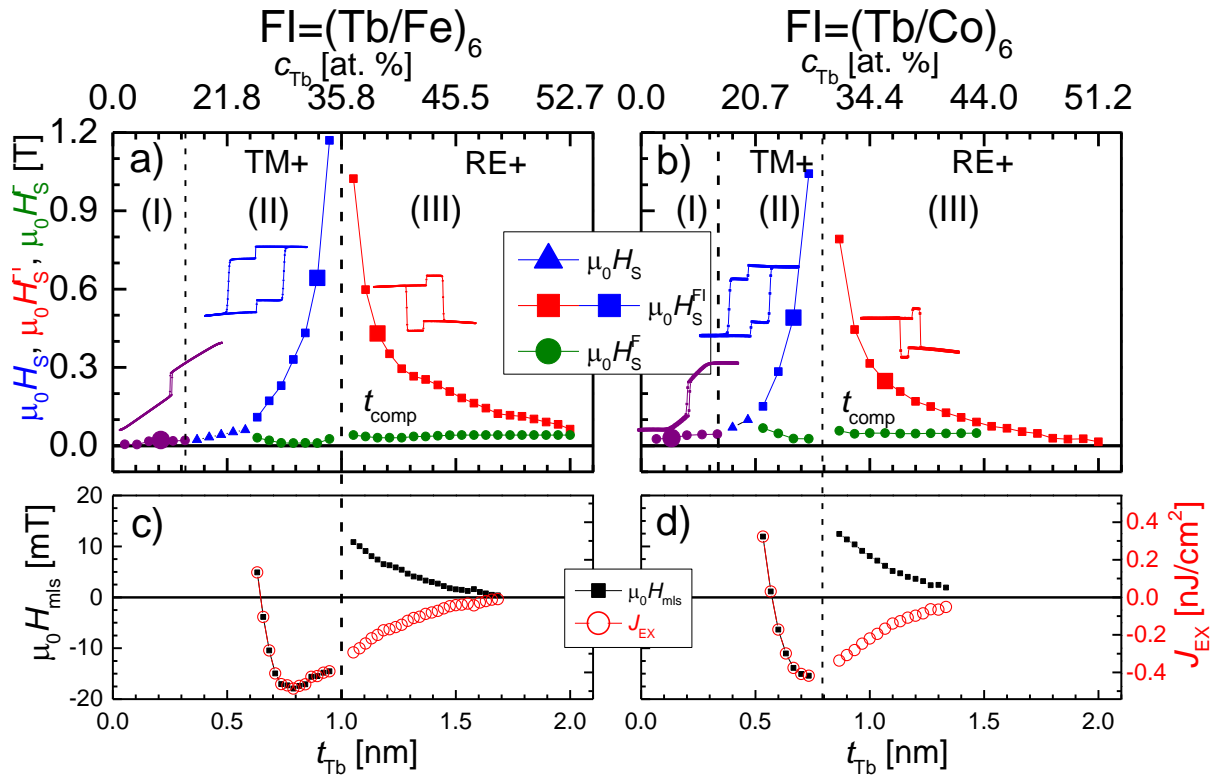
Rys. 41 Przesunięcie minorowej pętli histerezy dla warstwy swobodnej F ( $H_{mls}^F$ ) i FI ( $H_{mls}^{FI}$ ) oraz stała wymiany ( $J_{EX}$ ) w funkcji grubości subwarstwy Tb  $t_{Tb}$  (stężenia Tb  $c_{Tb}$ ) dla układu (a) A<sup>Tb/Fe</sup> oraz (b) A<sup>Tb/Co</sup>

Ze względu na trudność w określeniu  $M_S$  dla warstwy swobodnej FI w zakresie (IV) wartość oddziaływania nie została obliczona dla tego zakresu. W celu wyznaczenia wartości stałej oddziaływania  $J_{EX}$  dla zakresu, w którym  $t_{Tb} > t_{comp}$  stosowano równanie (6.1), natomiast dla  $t_{Tb} < t_{comp}$  korzystano z równania (6.2) (jako  $\mu_0 H_C$  warstwy F przyjęto uśrednioną wartość 25 mT wyznaczoną z pomiarów pętli minorowej). Podobnie jak przy  $H_S$  wraz ze zbliżaniem się  $t_{Tb}$  do wartości  $t_{comp}$ ,  $J_{EX}$ , jak i  $|H_{mls}|$  rosną. Zarejestrowany wzrost wartości oddziaływania, jak przedstawiono to w rozdziale (2.2.2), jest wynikiem coraz pełniejszego skompensowania podsięci RE i TM w warstwie FI.

### 6.1.2. Oddziaływanie przy sekwencji Co/Au/Tb w otoczeniu przekładki Au

W celu wzbogacenia informacji o oddziaływaniu w strukturach warstwowych złożonych z wielokrotnych warstw F i FI wprowadzono dodatkową subwarstwę Au-1nm pomiędzy nimi (**Rys. 38b**), aby zmienić typ otoczenia przekładki Au z Co/Au/Co\* na Co\*/Au/Tb. Zależności  $H_S(t_{Tb})$  oraz  $H_{mls}(t_{Tb})$  dla układów warstwowych B<sup>Tb/Fe</sup> i B<sup>Tb/Co</sup> przedstawiono na **Rys. 42**.





Rys. 42 (a,b) Pole przemagnesowania ( $H_S$ ) całego układu (trójkąt), warstwy ferromagnetycznej (koło) i warstwy ferrimagnetycznej (kwadrat), duże symbole w panelach (a,b) odpowiadają zamieszczonym pętlom histerezy. (c,d) Przesunięcie pętli minorowej ( $H_{mls}$ ) i stała oddziaływania ( $J_{EX}$ ) w funkcji grubości subwarstwy Tb ( $t_{Tb}$ ) i stężenia Tb ( $c_{Tb}$ ) dla układu B<sup>Tb/Fe</sup> (a,c) i B<sup>Tb/Co</sup> (b,d).

Porównując dane z **Rys. 40**, **Rys. 41** i **Rys. 42** zaobserwować można, że wprowadzenie dodatkowej subwarstwy Au skutkuje przesunięciem punktu kompensacji oraz poszerzeniem zakresu  $t_{Tb}$ , w którym zachodzi sekwencyjne przemagnesowanie warstw F i FI. Dla pomiarów prezentowanych na **Rys. 42** obejmuje ono również wartości  $t_{Tb}$ , dla których warstwa FI jest TM+. Punkt kompensacji obserwuje się w  $t_{comp} = 1,0$  nm ( $c_{Tb} = 35,8$  at.%) dla B<sup>Tb/Fe</sup> oraz  $t_{comp} = 0,79$  nm ( $c_{Tb} = 29,5$  at.%) dla B<sup>Tb/Co</sup> (przy obliczaniu  $c_{comp}$  nie uwzględniano dodatkowej subwarstwy Co, jak w układach A). W obu strukturach warstwą swobodną, w zakresie  $t_{Tb}$  odpowiadającemu sekwencyjnemu przemagnesowaniu, jest warstwa F. Zależność pola przełączania tej warstwy w funkcji  $t_{Tb}$  ( $H_S^F(t_{Tb})$ ) wykazuje niewielkie zmiany (w granicach nieprzekraczających  $\pm 20$  mT), co świadczy o słabym oddziaływaniu pomiędzy F i FI. Dokładniejszych informacji o oddziaływaniu dostarcza pomiar pętli minorowych. Zależności  $H_{mls}(t_{Tb})$  i  $J_{EX}(t_{Tb})$  prezentowane na **Rys. 42c, d** potwierdzają wcześniejszy wniosek, o znacznie silniejszym oddziaływaniu w strukturze pokazanej na **Rys. 38a**, niż tej z **Rys. 38b**. Zależności  $H_{mls}(t_{Tb})$  i  $J_{EX}(t_{Tb})$  prezentowane na **Rys. 42c** i **Rys. 42d** pokazują, że w obszarze  $t_{Tb}$ , w którym FI jest typu TM+ a równocześnie przemagnesowanie F i FI zachodzi sekwencyjnie, oddziaływanie pomiędzy F i FI ma wprawdzie charakter ferromagnetyczny, a następnie antyferromagnetyczny. Oddziaływanie pomiędzy F i FI może zostać mocno zredukowane jeśli część subwarstwy Tb jest paramagnetyczna (rozdział 3.4). Należy zaznaczyć, że pomimo iż przekładka Au posiada otoczenie typu Co/Au/Tb, to dla dostatecznie cienkiej warstwy Tb ( $t_{Tb} < 0,65$  nm dla B<sup>Tb/Fe</sup> i  $t_{Tb} < 0,55$  nm dla B<sup>Tb/Co</sup>) oddziaływanie zachodzi nie tylko z subwarstwą Tb, ale także z subwarstwą Co(Fe) pochodzącą ze struktury FI wykazując w ten sposób oddziaływanie ferromagnetyczne

z dodatnią wartością  $H_{\text{mls}}$ . Wraz ze wzrostem  $t_{\text{Tb}}$  dominujące staje się oddziaływanie z Tb. Maksimum oddziaływania antyferromagnetycznego przypada w  $t_{\text{Tb}} = 0,79 \text{ nm}$  dla układu  $\text{B}^{\text{Tb/Fe}}$  oraz w  $t_{\text{Tb}} = 0,73 \text{ nm}$  dla układu  $\text{B}^{\text{Tb/Co}}$  i maleje monotonicznie wraz ze zwiększaniem  $t_{\text{Tb}}$  (**Rys. 42c, d**). Dla obydwu układów maksymalna wartość oddziaływania przypada dla grubości  $t_{\text{Tb}}$ , które są mniejsze niż  $t_{\text{comp}}$ . Zachowanie takie jest inne niż w układach A, gdzie maksymalna wartość oddziaływania przypada w  $t_{\text{comp}}$  (**Rys. 40, Rys. 41**). Na tej podstawie można przypuszczać, że przesunięcie punktu, w którym obserwuje się maksimum oddziaływania, w stosunku do  $t_{\text{comp}}$  związane jest z oddziaływaniem pomiędzy  $\text{Co}^*$ , a subwarstwami Tb i Co.

Efekt tak silnych jakościowych i ilościowych zmian oddziaływania przy niewielkich zmianach morfologii porównywanych układów (**Rys. 38**) może być zaskakujący. Różnice między obydwooma strukturami sprowadzają się do:

- i) grubości warstwy F (na **Rys. 40 i Rys. 41** prezentowane są wyniki dla układów, w których warstwę F stanowią dwie, natomiast na **Rys. 42** trzy warstwy  $\text{Co-0,8nm}$ ),
- ii) rodzaju subwarstwy FI graniczącej z przekładką Au, dla układu z **Rys. 38a**, jest to  $\text{Co-0,8nm}$ , natomiast dla układu z **Rys. 38b** jest to Tb-klin, ten czynnik ma dodatkowo wpływ na wartość  $t_{\text{Tb}}$  odpowiadającą położeniu punktu kompensacji.

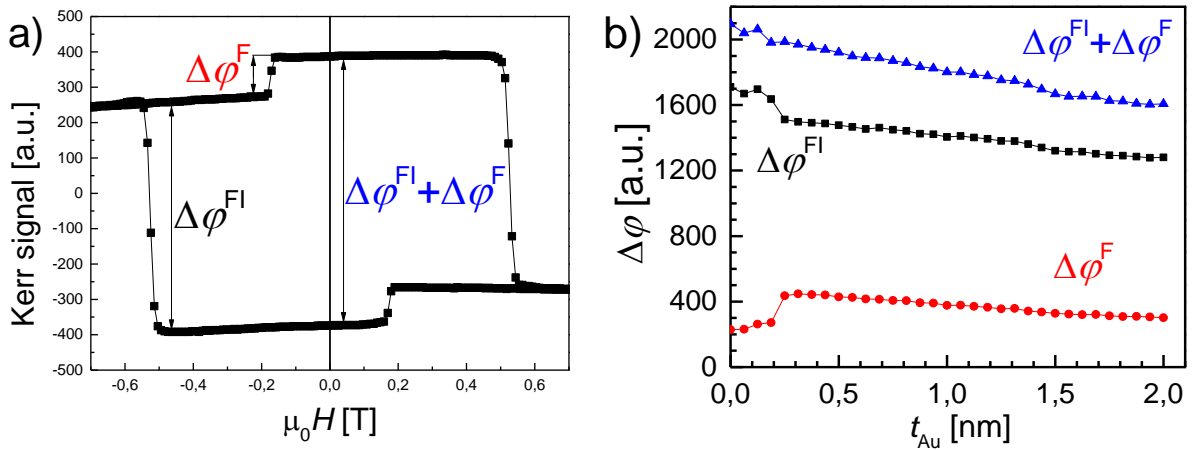
Wystąpienie pierwszego z wymienionych czynników w sytuacji, gdy swobodną warstwą jest F, skutkować może jedynie zmianą  $H_{\text{mls}}$  odwrotnie proporcjonalną do sumarycznej grubości subwarstw Co w warstwie F, natomiast nie powinno mieć wpływu na znak  $J_{\text{EX}}$ . Dlatego można przypuszczać, że główną przyczyną tak znacznych różnic oddziaływań struktur prezentowanych na **Rys. 38** jest różne otoczenie przekładki Au rozdzielającej warstwy F i FI.

### 6.1.3. Oddziaływania przez klinową przekładkę Au

Uzupełnieniem poprzednich dwóch podrozdziałów dotyczących oddziaływania pomiędzy F i FI przez niemagnetyczną przekładkę Au, są pomiary przeprowadzone na próbce, w której przekładkę stanowi klinowa warstwa Au (**Rys. 37a**). W tym przypadku subwarstwy Tb w strukturze FI są jednorodne, a ich grubość  $t_{\text{Tb}} = 1,1 \text{ nm}$  została tak dobrana, aby zagwarantować dominację podsieci Tb i tym samym zapewnić sekwencyjne przemagnesowanie układu  $(\text{Au-1nm/Co-0,8nm})_3/\text{Au klin 0-2nm}/(\text{Tb-1,1nm/Co-0,66nm})_6$ .

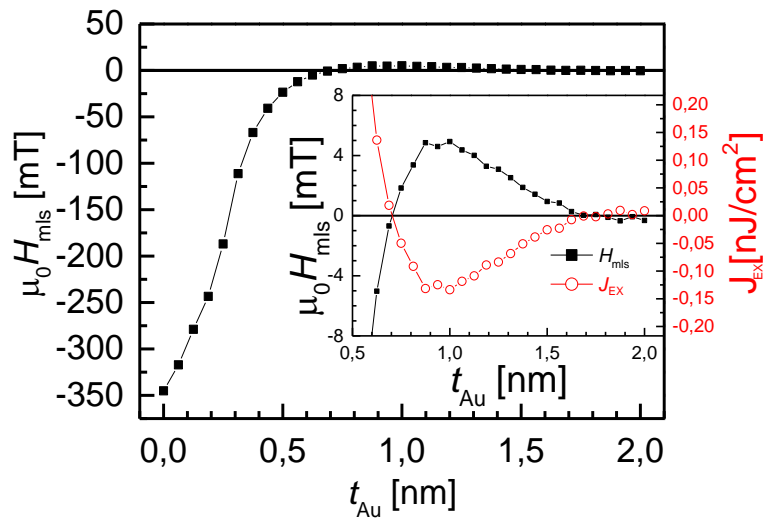
Sposób wyznaczania różnicy sygnału Kerra związanego z przemagnesowaniem całego układu FI/F ( $\Delta\phi$ ), wielowarstwy F ( $\Delta\phi^{\text{F}}$ ) oraz wielowarstwy FI ( $\Delta\phi^{\text{FI}}$ ) został pokazany na **Rys. 43a**. Na podstawie uzyskanych wyników na **Rys. 43b** wykreślono wartości  $\Delta\phi$ ,  $\Delta\phi^{\text{F}}$ ,  $\Delta\phi^{\text{FI}}$  w funkcji grubości przekładki  $\text{Au-}t_{\text{Au}}$ .





Rys. 43 (a) Przykładowa pętla histerezy wraz z zaznaczeniem odpowiednich parametrów wykreślonych w panelu (b). (b) Różnica sygnału Kerra związanej z przemagnesowaniem wielowarstwy ferromagnetycznej ( $\Delta\phi^{\text{F}}$ ), wielowarstwy ferrimagnetycznej ( $\Delta\phi^{\text{FI}}$ ) oraz całego układu ( $\Delta\phi^{\text{F}} + \Delta\phi^{\text{FI}}$ ) w funkcji grubości przekładki Au ( $t_{\text{Au}}$ ).

Dla  $t_{\text{Au}} \approx 0,25$  nm zaobserwowano przejście układu (skok sygnału  $\Delta\phi^{\text{F}}$  i  $\Delta\phi^{\text{FI}}$ ) z sytuacji, w której warstwa Co-0,8 nm leżąca bezpośrednio przy klinowej subwarstwie Au (**Rys. 37c**) przemagnesowuje się wspólnie z FI ( $t_{\text{Au}} \leq 0,25$  nm) do sytuacji, w której ta warstwa przemagnesowuje się wspólnie ze strukturą F.



Rys. 44 Przesunięcie pętli minorowej ( $H_{\text{mls}}$ ) związanej z przemagnesowaniem wyłącznie wielowarstwy ferromagnetycznej oraz stała oddziaływania ( $J_{\text{EX}}$ ) pomiędzy F i FI w funkcji grubości przekładki Au ( $t_{\text{Au}}$ ).

**Rys. 44** przedstawia zależność  $H_{\text{mls}}(t_{\text{Au}})$ . Zgodnie z równaniem (3.4) dla  $t_{\text{Au}} \leq 0,7$  nm  $H_{\text{mls}}$  przyjmuje wartości ujemne, co oznacza, że oddziaływanie pomiędzy F i FI jest ferromagnetyczne, a jego siła rośnie wraz z malejącą  $t_{\text{Au}}$ . Dla  $t_{\text{Au}} = 0,7$  nm następuje przejście z oddziaływania ferromagnetycznego ( $J_{\text{EX}} > 0$ ) do oddziaływania antyferromagnetycznego ( $J_{\text{EX}} < 0$ ). Dla  $t_{\text{Au}} = 1$  nm wartość  $H_{\text{mls}}$  jest maksymalna i maleje wraz z rosnącym  $t_{\text{Au}}$ . Dla  $t_{\text{Au}} = 1,9$  nm następuje kolejne przejście, w którym oddziaływanie zmienia się ponownie na ferromagnetyczne. Taka zależność  $J_{\text{EX}}(t_{\text{Au}})$  jest podobna do obserwowanej dla warstw ferromagnetycznych z przekładką niemagnetyczną Au [61,106]. Oscylacyjny charakter  $J_{\text{EX}}(t_{\text{Au}})$  obserwowany na **Rys. 44** może sugerować, że istotną rolę w strukturach F/Au/FI

może odgrywać oddziaływanie typu RKKY. Oddziaływanie tego typu było już obserwowane w strukturach warstwowych Fe/Au/Tb [109], które w funkcji grubości przekładki Au wykazywały zanikające oscylacje oddziaływania.

## 6.2. Podsumowanie

W układach warstwowych złożonych z wielowarstwy ferromagnetycznej  $F = (\text{Au/Co})_3$  i struktury ferrimagnetycznej w postaci wielowarstwy FI = Tb/Co(Fe), wykazujących anizotropię prostopadłą, zbadano proces przemagnesowania oraz oddziaływanie pomiędzy F i FI w funkcji zmian średniego stężenia Tb. Pokazano, że w wyniku oddziaływania warstw F i FI poprzez przekładkę Au-1nm można, poprzez zmiany średniego stężenia Tb w warstwie FI (co odpowiada zmianom grubości subwarstw Tb), modyfikować w szerokich granicach (od -0,8 T do 0,8 T) wartość pola przełączania warstwy F. Wykazano również, że warunkiem uzyskania silnego oddziaływania wymiany jest to, by przekładka Au rozdzielająca warstwy F i FI znajdowała się pomiędzy subwarstwami Co(Fe). Dla takiej struktury oddziaływanie ma charakter ferromagnetyczny i przyjmuje wartość maksymalną w punkcie kompensacji warstwy FI. Dla przekładki Au o takiej samej grubości, ale umieszczonej pomiędzy subwarstwami Tb i Co, charakter oddziaływania jest natomiast antyferromagnetyczny, a jego wartość jest znacznie mniejsza. Zaobserwowano oscylacyjny charakter oddziaływania w funkcji grubości przekładki Au, co wskazuje na obecność oddziaływania RKKY pomiędzy warstwami F i FI.

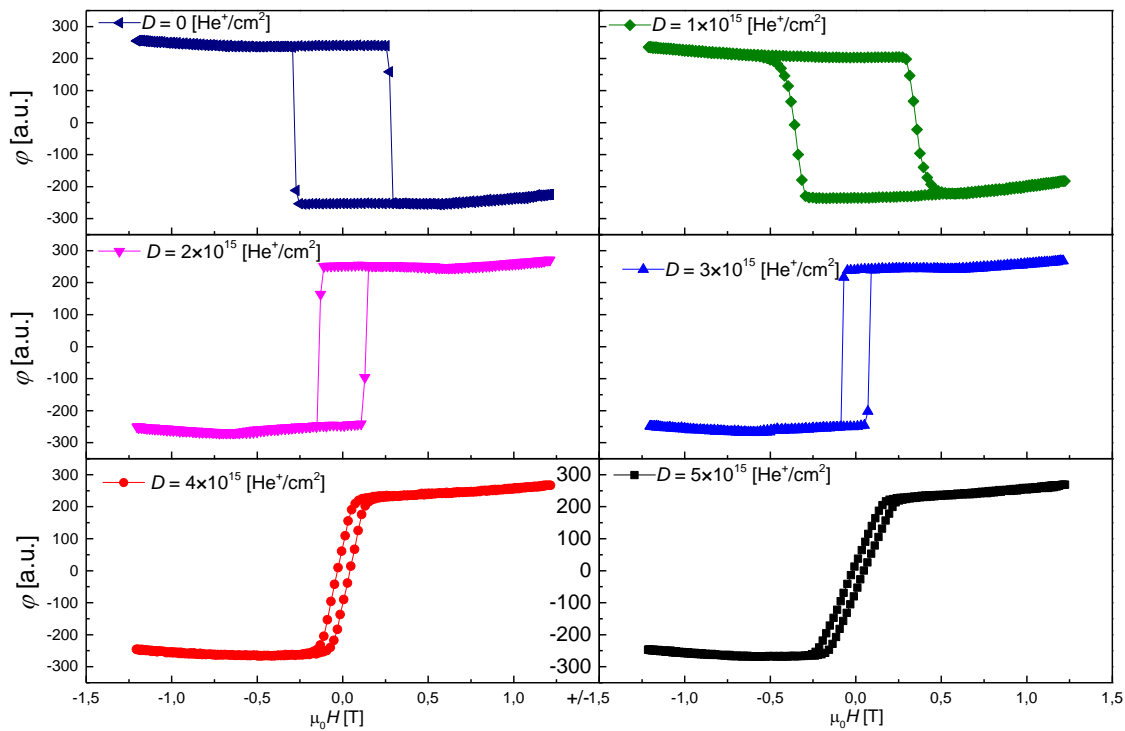
## 7. Proces przemagnesowania magnetycznie strukturyzowanych wielokrotnych warstw Tb/Co

Układy warstwowe złożone z naniesionych jedna na drugą stopowych ferrimagnetycznych warstw RE+ i TM+ były już wcześniej badane [54,86–90,110]. Ich charakterystyczną cechą jest obecność interfejsowej ściany domenowej w polu magnetycznym zapewniającym nasycenie. Jest to możliwe dzięki temu, że przy efektywnym namagnesowaniu subwarstw skierowanym w tę samą stronę kierunki namagnesowania w podsieciach TM i RE obu warstw skierowane są względem siebie antyrównolegle. Podobna sytuacja została niedawno zaobserwowana przez Ma i współautorów [111–113], którzy badali stopowe warstwy RE-TM wykazujące niejednorodny rozkład składu w płaszczyźnie warstwy. W takich strukturach, w przeciwieństwie do rozważanych w tej pracy, obszary o zróżnicowanym składzie tworzyły się samoistnie podczas osadzania. Dlatego zarówno ich kształty, rozmiary, jak również ich właściwości magnetyczne (bezpośrednio związane ze składem) nie mogą być w prosty sposób kontrolowane.

W tym rozdziale zostanie zaprezentowana możliwość realizacji lateralnej (tzn. w płaszczyźnie) modyfikacji właściwości magnetycznych wielokrotnych warstw Tb/Co posiadających PMA poprzez lokalne bombardowanie jonami  $\text{He}^+$ . W pierwszej części zostaną pokazane wyniki badań, w trakcie których korzystając ze struktury  $(\text{Tb/Co})_6$  z klinowymi subwarstwami Tb, wykazano, że wraz ze wzrostem dawki jonów  $\text{He}^+$  (10 keV) zależność pola koercji ( $H_C$ ) i prostokątność pętli histerezy ( $\phi_R/\phi_S$ ) ulega zmianie jednoznacznie wskazującej na zmniejszenie udziału podsieci Tb w efektywnych właściwościach ferrimagnetyka. W dalszej części, zaprezentowane zostaną wyniki badań magnetycznych dla wielokrotnych warstw  $(\text{Tb/Co})_6$  poddanych bombardowaniu jonami  $\text{He}^+$  przez maski z rezystu (rozdział 4.5). Proces ten umożliwił wytworzenie periodycznej sieci kwadratów (struktura -  $S_{KW}$ ) rozmieszczonych w matrycy ( $M_{KW}$ ) o odmiennych właściwościach magnetycznych. Różnice właściwości dotyczyły pola koercji  $H_C$  i dominacji określonej podsieci ferrimagnetyka  $\text{Co}^+$  lub  $\text{Tb}^+$ . Szczególnie ciekawy jest przypadek, w którym, w wyniku jonowej modyfikacji, obszary  $\text{Co}^+$  sąsiadują z matrycą  $\text{Tb}^+$ .

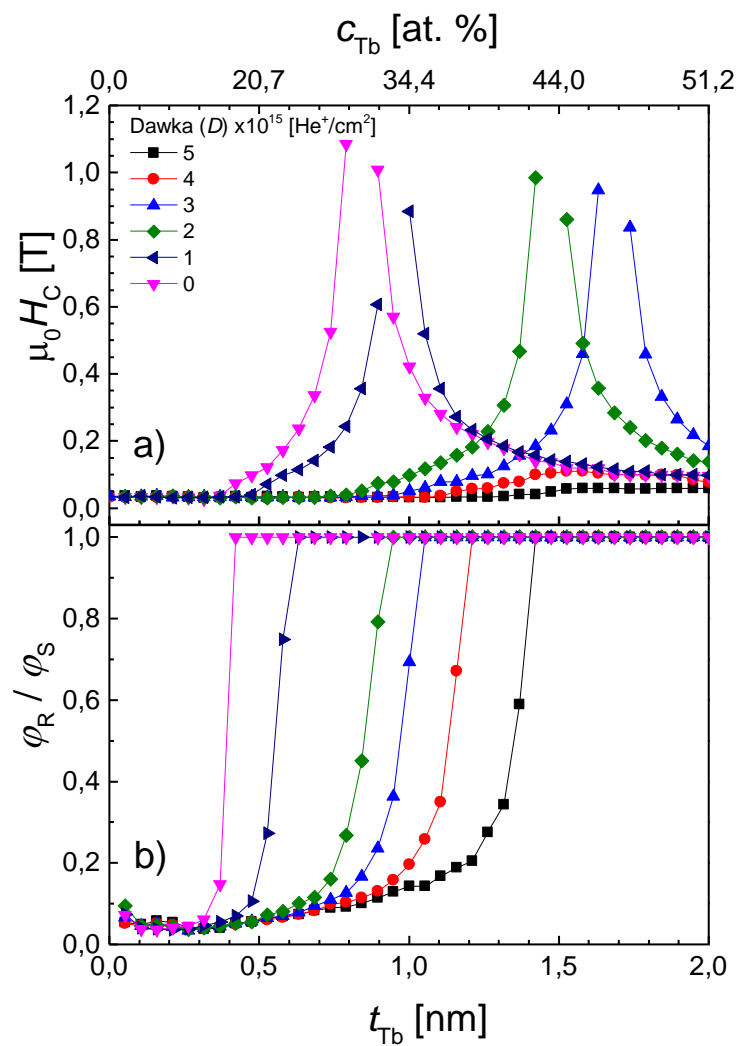
### 7.1. Wpływ bombardowania jonami $\text{He}^+$ na właściwości wielokrotnych warstw Tb/Co

Dla układu warstwowego  $(\text{Tb klin } 0\text{-}2\text{nm}/\text{Co-}0.66\text{nm})_6$  na **Rys. 45** pokazano pętle histerezy zmierzone dla wybranej grubości  $t_{\text{Tb}} = 1,1 \text{ nm}$  w stanie po naniesieniu oraz po pięciu dawkach bombardowania jonowego w zakresie  $1 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2 \leq D \leq 5 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ . Przy tej grubości, dawka  $D = 2 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$  powoduje odwrócenie pętli histerezy, co wskazuje na zmianę dominacji podsieci z  $\text{Tb}^+$  na  $\text{Co}^+$ .



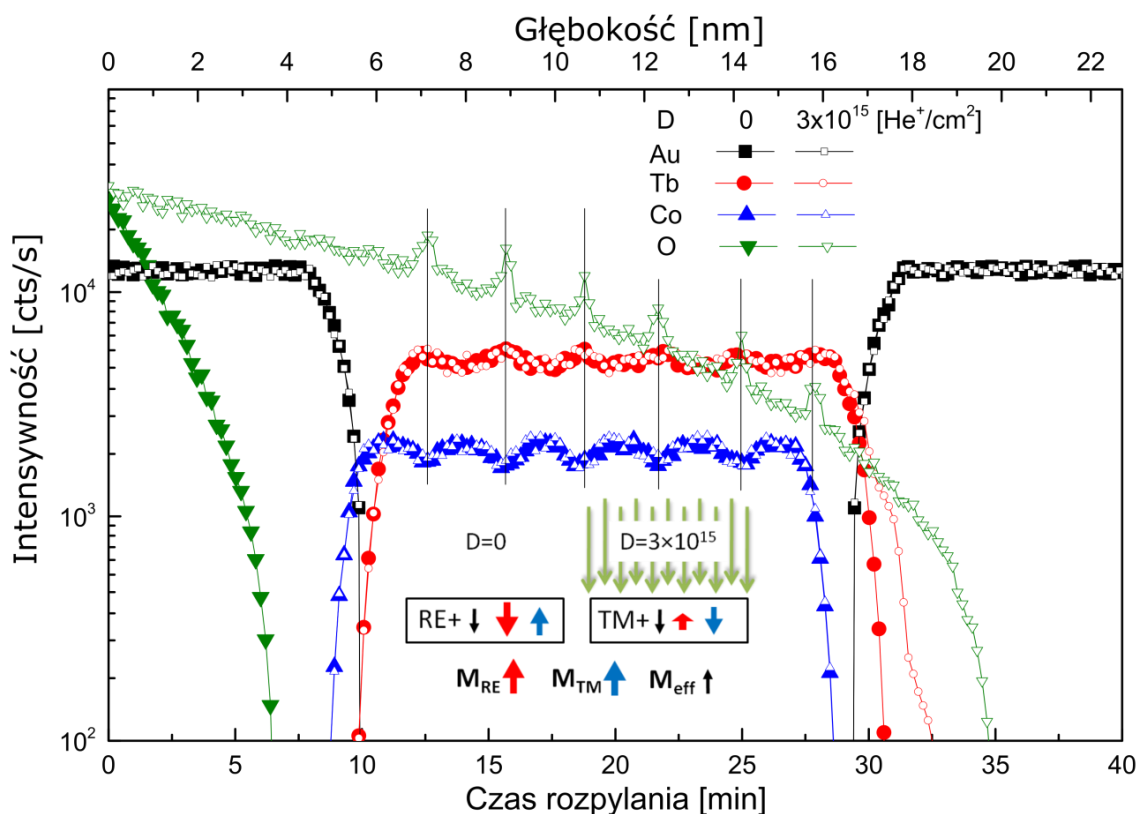
Rys. 45 Ewolucja pętli histerezy w funkcji dawki naświetlanych jonów  $\text{He}^+$  dla układu wielowarstwowego  $(\text{Tb}$  klin 0-2nm/Co-0,66nm)<sub>6</sub> zmierzonych dla  $t_{\text{Tb}} = 1,1$  nm.

W celu lepszego zobrazowania wpływu bombardowania jonowego na właściwości struktury warstwowej  $(\text{Tb}$  klin 0-2nm/Co-0.66nm)<sub>6</sub> na **Rys. 46** pokazane są zmiany zależności pola koercji  $H_C$  oraz prostokątność pętli histerezy ( $\phi_R/\phi_S$ ) w funkcji  $t_{\text{Tb}}$  ( $c_{\text{Tb}}$ ) dla wszystkich stosowanych dawek. Pomiar wykazują, że wraz ze wzrostem dawki bombardujących jonów, grubość subwarstw Tb i średnie stężenie odpowiadające punktowi kompensacji w temperaturze pokojowej ( $t_{\text{comp}}$  i  $c_{\text{comp}}$ ) przesuwają się w kierunku większych wartości. Dla dwóch największych dawek  $D = 4 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$  i  $D = 5 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$  wielowarstwa Tb/Co nie wykazuje punktu kompensacji w RT. Podobny efekt przesunięcia w stronę wyższych stężeń zaobserwowano także dla punktu, w którym dla badanej struktury warstwowej zachodzi zmiana anizotropii z anizotropii typu łatwa płaszczyzna do PMA (punkt SRT). Dla największej dawki  $D = 5 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$  obserwuje się PMA dopiero dla nominalnych wartości  $t_{\text{Tb}} > 1,35$  nm.



Rys. 46 Zależność (a) pola koercji ( $H_C$ ) oraz (b) prostokątności pętli histerezy ( $\varphi_R/\varphi_S$ ) struktury warstwowej (Tb klin 0-2nm/Co-0,66nm)<sub>6</sub> od grubości subwarstw Tb ( $t_{Tb}$ ) i średniego stężenia Tb ( $c_{Tb}$ ) dla pięciu różnych dawek ( $D$ ) jonów  $He^+$  10keV.

W celu zbadania przyczyny zmiany położenia punktu kompensacji w kierunku wyższych wartości  $t_{Tb}$  ( $c_{Tb}$ ) pod wpływem bombardowania jonowego, zostały wykonane pomiary SIMS (rozdział 4.3). **Rys. 47** przedstawia intensywność sygnału odnoszącą się do poszczególnych pierwiastków w funkcji czasu trawienia (głębokość została przeliczona ze średniej szybkości trawienia) dla sytuacji przed i po naświetlaniu jonami  $He^+$ .



Rys. 47 Pomiar SIMS dla  $(\text{Tb } 1,1\text{nm}/\text{Co}-0,66\text{nm})_6$  przed (pełne symbole) i po (puste symbole) bombardowaniu jonami  $\text{He}^+$  z dawką  $D = 3 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ . Panel wewnętrzny obrazuje schematycznie konfigurację magnetyczną w nasyceniu polem magnetycznym skierowanym w dół.

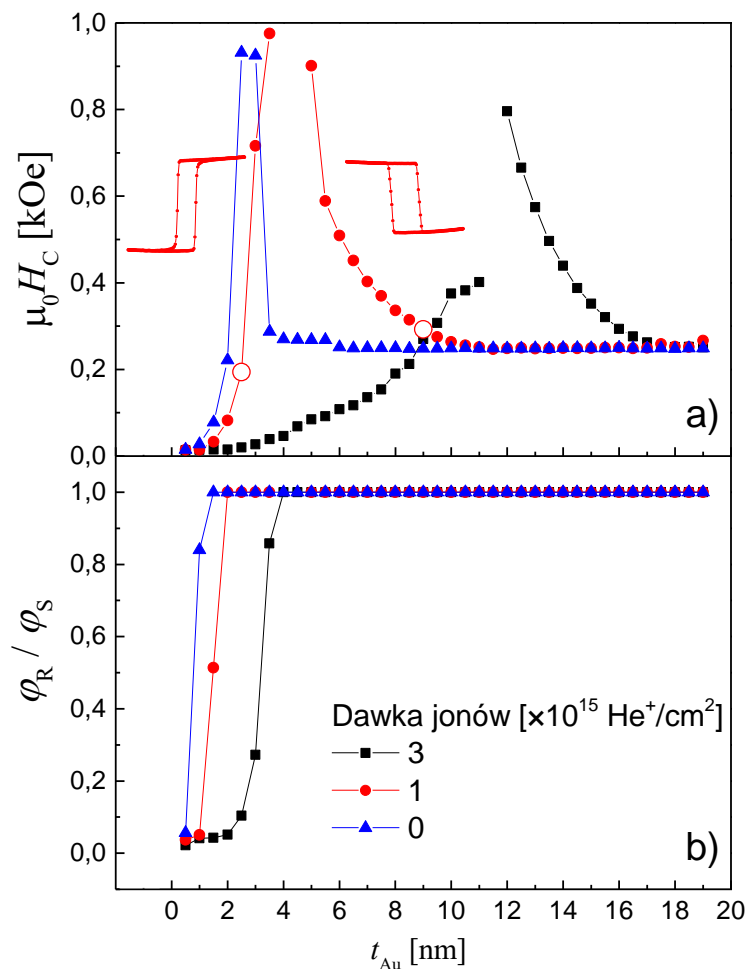
Na wgłębnych profilach stężenia prezentowanych na **Rys. 47** zaobserwować można, że dla Au, Tb oraz Co nie ma praktycznie żadnych znaczących różnic pomiędzy rozkładem zmierzonym przed i po bombardowaniu jonowym. To sugeruje, że obserwowane zmiany właściwości magnetycznych nie są wywołane przemieszczaniem się atomów metali tworzących strukturę warstwową. Widać również, że wielokrotna warstwa Tb/Co wykazuje niewielką amplitudę modulacji stężenia, co potwierdza wcześniejsze wyniki badań (omówione w rozdziale 3), wskazujące na to, że właściwości magnetyczne wielowarstwy złożonej z subwarstw o małych grubościach są podobne do właściwości warstw stopowych. Istotną różnicą pomiędzy pomiarami przed i po bombardowaniu jest rozmieszczenie atomów tlenu. Przed bombardowaniem atomy tlenu wnikają tylko w wierzchnią warstwę Au na głębokość 3 nm, która zabezpiecza wielokrotną warstwę Tb/Co przed utlenianiem. Rozmieszczenie atomów tlenu w próbce zmienia się diametralnie po bombardowaniu jonami  $\text{He}^+$  (w tym przypadku z dawką  $D = 3 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ ). Po bombardowaniu, atomy tlenu znajdują się w całej warstwie FI aż do warstwy buforowej Au. Kluczowe jest to, że maksima stężenia tlenu występują na głębokościach odpowiadających pozycjom największego stężenia Tb. Jak wiadomo z literatury [114], tlen powoduje częściową magnetyczną dezaktywację podsięci Tb w wyniku preferencyjnego, względem Co, utleniania tego pierwiastka. Prawdopodobnie podczas bombardowania jonowego tworzą się ścieżki łatwej dyfuzji (defekty typu wakanse) ułatwiające dyfuzję tlenu w głąb struktury wielowarstwowej. Ze względu na preferencyjne utlenianie terbu w wielowarstwach Tb/Co, dyfundujący wzdłuż

tych ścieżek tlen szczególnie łatwo utlenia Tb, w efekcie czego utlenione atomy przestają być aktywne magnetycznie. Dla dwóch największych dawek ( $D = 4 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$  i  $D = 5 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ ) wielokrotna warstwa Tb/Co traci anizotropię prostopadłą dla  $t_{\text{Tb}} \leq 1,1 \text{ nm}$  (dla  $D = 4 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ ) oraz  $t_{\text{Tb}} \leq 1,35 \text{ nm}$  (dla  $D = 5 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ ). Wynik ten wskazuje na bardzo silną magnetyczną dezaktywację Tb, gdyż w wielokrotnych warstwach Tb/Co anizotropię typu łatwa płaszczyzna obserwujemy tylko dla małych grubości Tb (**Rys. 33b**).

Wpływ bombardowania jonowego na właściwości magnetyczne zbadano również, stosując jednorodne warstwy Tb/Co poddane bombardowaniu z monotonicznie zmienną dawką wzdłuż określonego kierunku w płaszczyźnie próbki. Gradient dawki realizowano na dwa różne sposoby: (i) pokrywając wielokrotną warstwę Tb/Co klinową warstwą Au, która tym efektywniej absorbuje jony, im jest grubsza [115], (ii) stosując metodę naświetlania jonami szczegółowo opisaną w pracy Matczak i inni [99], która polega na przemieszczaniu próbki względem wiązki jonów. W obu przypadkach wielokrotna warstwa miała strukturę Si/Ti-4nm/Au-30nm/(Tb-1,1nm/Co-0,66nm)<sub>6</sub>/Au\* (przykrywająca warstwa Au\* była klinowa w przypadku stosowania metody (i) i była jednorodna o grubości 5nm w przypadku metody (ii)) co zapewnia dominację podsieci Tb. Dla takiej warstwy silniejsza dezaktywacja podsieci Tb powinna mieć taki sam wpływ na właściwości magnetyczne wielokrotnej warstwy Tb/Co jak zmiana składu, którą realizowaliśmy poprzez zastosowanie klinowych warstw Tb (**Rys. 33b**).

Na **Rys. 48** pokazane są zmiany  $H_C(t_{\text{Au}^*})$  oraz  $\phi_R/\phi_S(t_{\text{Au}^*})$  prezentowane dla próbki Si/Ti-4nm/Au-30nm/(Tb-1,1nm/Co-0,66nm)<sub>6</sub>/Au klin 0-20nm poddanej bombardowaniu jonami  $\text{He}^+$  10 keV z  $D = 1 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$  i  $D = 3 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$  oraz dla obszaru, który nie był poddany bombardowaniu  $D = 0$ . Dobrą miarą zachodzących zmian jest analiza położenia punktu kompensacji oraz punktu, w którym zmiany  $H_C(t_{\text{Au}^*})$  ulegają nasyceniu. Wraz ze wzrostem  $D$  punkt kompensacji ulega przesunięciu w kierunku większych  $t_{\text{Au}}$  klinowej warstwy przykrywającej. Oznacza to, że im większa grubość tej warstwy, tym większa musi być dawka jonów pozwalająca uzyskać podobny poziom dezaktywacji podsieci Tb. Innymi słowy zależności  $H_C(t_{\text{Au}^*})$  prezentowane na **Rys. 48** są jakościowo zgodne z zależnością pokazaną na **Rys. 33b**, z tym że dla każdej dawki zmiany stężenia magnetycznie aktywnego Tb są inne, gdyż zachodzą w innym zakresie  $t_{\text{Au}^*}$ , co należy wiązać z głębokością, na jaką wnika tlen do badanej struktury warstwowej. Jak łatwo zauważyć proces częściowej (powierzchniowej) dezaktywacji podsieci Tb zachodzi już dla warstwy niepoddanej bombardowaniu jonowemu. W tym przypadku zmiany  $H_C(t_{\text{Au}^*})$  są obserwowane dla  $t_{\text{Au}^*} \leq 3 \text{ nm}$ . Wynik ten bardzo dobrze koreluje z wynikiem otrzymanym z pomiarów SIMS dla warstwy niepoddanej bombardowaniu jonowemu (**Rys. 47**), w którym na głębokości 3 nm warstwy ochronnej Au pomiar wykazywał obecność atomów tlenu. Wraz ze zwiększaniem dawki jonów,  $t_{\text{Au}^*}$ , przy której wielokrotna warstwa Tb/Co nie ulega utlenieniu (nasycenie zależności  $H_C(t_{\text{Au}^*})$ ), przyjmuje coraz większe wartości. Dla  $D = 1 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$  obejmuje zakres  $t_{\text{Au}^*} \geq 11 \text{ nm}$ , natomiast dla  $D = 3 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$   $t_{\text{Au}^*} \geq 17 \text{ nm}$ . Porównując zależności  $H_C(t_{\text{Au}})$  i  $\phi_R/\phi_S(t_{\text{Au}})$ , zmierzone dla różnych  $D$ , zauważyć można, że początkowe wartości, jak również wartości w nasyceniu, są dla obu parametrów takie same. Oznacza to, że zakres

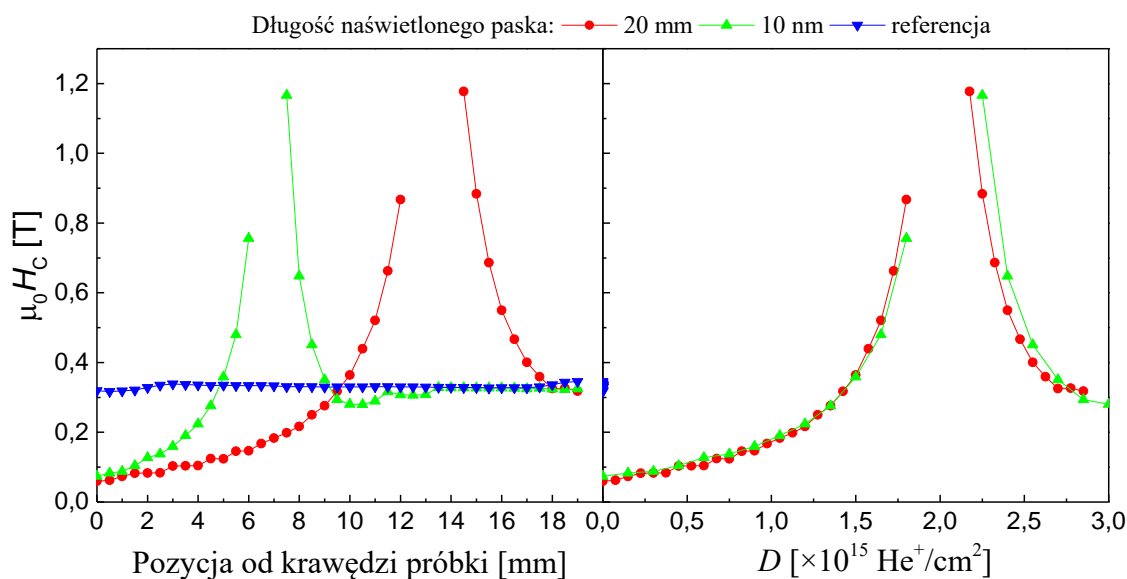
zmian magnetycznie efektywnego stężenia Tb w funkcji  $t_{\text{Au}}^*$  jest taki sam, natomiast inny jest jego gradient, który maleje ze wzrostem  $D$  (Rys. 48).



Rys. 48 Zależności (a) pola koercji ( $H_C$ ) oraz (b) prostokątności pętli histerezy ( $\varphi_R/\varphi_S$ ) struktury warstwowej (Tb-1,1nm/Co-0,66nm)/Au klin 0-20nm w funkcji grubości warstwy ochronnej Au ( $t_{\text{Au}}$ ) dla dwóch dawek ( $D$ ) jonów  $\text{He}^+$  (10keV). Dla wyróżnionych punktów (puste symbole) zostały przedstawione pętle histerezy.

Podobne efekty do opisanych powyżej można uzyskać dla próbki Si/Ti-4nm/Au-30nm/(Tb-1,1nm/Co-0,66nm)/Au-5nm, jeśli zastosuje się naświetlanie jonami  $\text{He}^+$  z gradientem dawki, uzyskanym poprzez kilkukrotne przemieszczanie próbki względem strumienia jonów na coraz krótszym odcinku. Wyniki badań w postaci zależności  $H_C(X, D)$  przedstawiono na Rys. 49, dla dwóch pasków o szerokości 2 mm i dawki zmienianej w zakresie  $0 \leq D \leq 3 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$  na odcinku o długościach 10 i 20 mm. Dla porównania na tym samym rysunku zaznaczono wartości  $H_C(X)$  dla obszaru referencyjnego, tj. niepoddanego bombardowaniu jonami. Przyjmując jako zmienną niezależną  $D$  zobaczyć można, że wyniki dla obu pasków pokrywają się. Oznacza to, że zachodzące zmiany właściwości magnetycznych są jedynie funkcją  $D$ , a zastosowany gradient  $dD/dX$  pozwala te zmiany rozłożyć na określonej długości w kierunku współrzędnej  $X$ .





Rys. 49 Pole koercji  $H_C$  (a) w funkcji położenia od krawędzi próbki oraz (b) przeliczone w funkcji dawki bombardowanych jonów  $\text{He}^+$  dla układu  $(\text{Tb-1nm}/\text{Co-0,66nm})_6$ . Dla każdej długości paska 10 i 20 mm użyto tego samego zakresu dawki od 0 do  $3 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ .

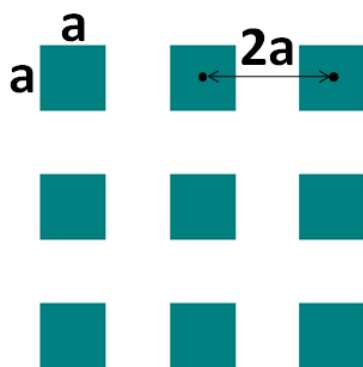
Dla obydwu długości naświetlanego paska obserwujemy specyficzny charakter zależności  $H_C(X,D)$ . W obydwu paskach zastosowanie gradientowej dawki umożliwia zaobserwowanie przejścia od dominacji  $\text{Tb}^+$  do dominacji  $\text{Co}^+$  przy zachowaniu PMA (parametr niepokazany na Rys. 49). Niezależnie od wartości gradientu, dawka potrzebna do transformacji badanego układu od dominacji  $\text{Tb}^+$  do  $\text{Co}^+$  jest podobna i wynosi około  $2 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ .

## 7.2. Proces przemagnesowania i struktura domenowa dwuwymiarowej sieci modyfikowanych jonowo obszarów w matrycy chronionej przed bombardowaniem.

W tym rozdziale przedstawiona zostanie analiza procesu przemagnesowania magnetycznie niejednorodnych wielokrotnych warstw  $\text{Tb}/\text{Co}$  charakteryzujących się występowaniem sąsiadujących ze sobą obszarów o mniejszym i większym polu przełączania  $H_S$  oraz różnych dominacjach podsieci ( $\text{Tb}^+$  i  $\text{Co}^+$ ).

W celu realizacji dwuwymiarowej sieci, w której wybrane obszary zostaną zmodyfikowane bombardowaniem jonowym, przygotowane zostały dwie próbki  $\Lambda$  i  $\Omega$  o tej samej morfologii  $(\text{Tb-1,1nm}/\text{Co-0,66nm})_6$ , charakteryzujące się w temperaturze pokojowej dominacją podsieci  $\text{Tb}$ . Należy zaznaczyć, że obydwie próbki posiadają nieznacznie różniące się pola koercji, ale charakter zmian pod wpływem bombardowania jonowego jest podobny. Aby zapewnić zmianę właściwości magnetycznych tylko w obrębie wybranych obszarów, próbka została pokryta dostatecznie grubą emulsją fotoczułą, z której wykonano maskę dwuwymiarowej sieci kwadratów metodą fotolitografii (metoda opisana w rozdziale 4.5). Grubość zastosowanej maski (emulsji) wynosiła 400 nm i zapewniła całkowitą ochronę układu warstwowego przed bombardującymi jonami (matryca). Natomiast obszary niechronione maską zmieniają swoje właściwości magnetyczne pod wpływem bombardowania jonowego zgodnie z opisem przedstawionym w rozdziale 7.1. Kształt

wytworzonej maski został pokazany na **Rys. 50**. Maska tworzy sieć kwadratów o boku  $a$ , natomiast odległość pomiędzy środkami sąsiadujących kwadratów wynosi  $2a$  (**Rys. 50**). Dla próbki  $\Lambda$   $a = 3; 12,5; 25; 100 \mu\text{m}$ , przy czym każda sieć kwadratów została wykonana na powierzchni  $1 \times 1 \text{ mm}^2$ , natomiast dla próbki  $\Omega$   $a = 25 \mu\text{m}$ , a sieć kwadratów obejmuje całą powierzchnię próbki o wymiarach  $10 \times 10 \text{ mm}^2$ . Tak przygotowane warstwy z maską zostały naświetlone dwiema dawkami  $D^* = 1 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$  i  $D^{**} = 3 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ . Dodatkowo dla próbki  $\Lambda$  przygotowano również obszary referencyjne (niepokryte emulsją) o rozmiarze  $1 \times 1 \text{ mm}^2$ , naświetlone w tym samym procesie, z tymi samymi dawkami. Dwie stosowane dawki wybrano tak, aby w obszarach bombardowanych wywołać przejście z dominacji Tb+ do Co+ ( $D^{**} = 3 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ ) oraz tak, aby po bombardowaniu nie zmienić dominacji, a jedynie zmienić wartość  $H_C$  ( $D^* = 1 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ ).

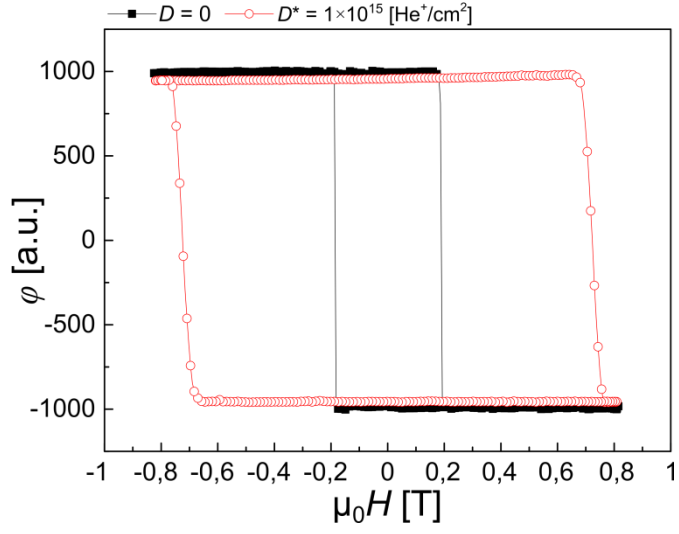


Rys. 50 Schemat sieci kwadratów.

### 7.2.1. Proces przemagnesowania sieci wykazującej dominację podsieci Tb zarówno w matrycy, jak i w obszarach poddanych modyfikacji

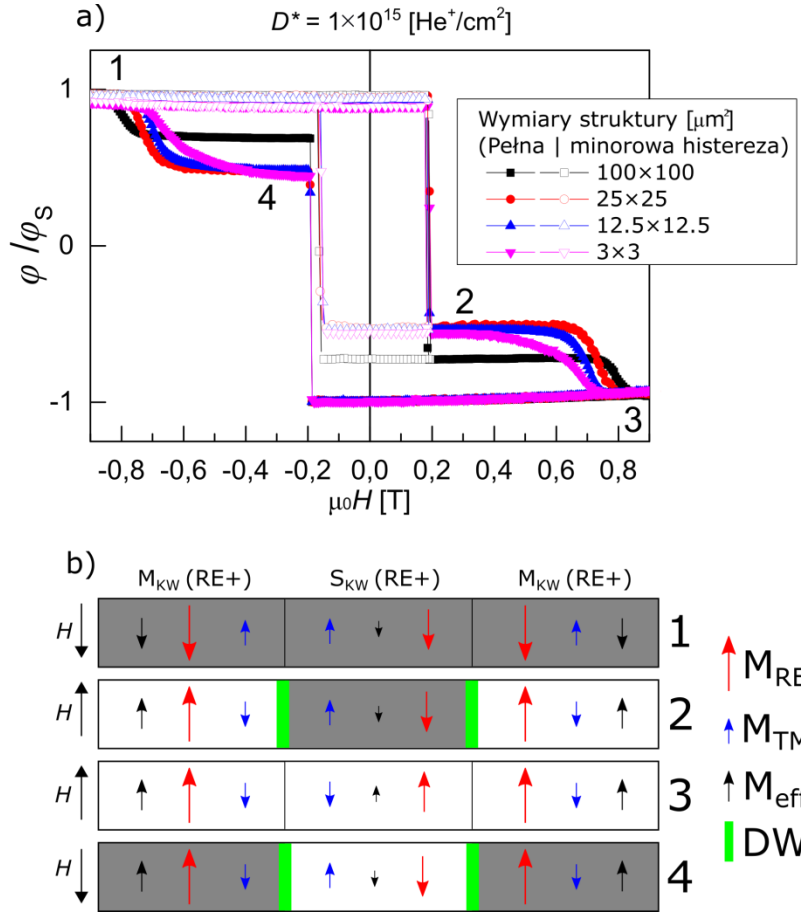
#### Proces przemagnesowania obszarów referencyjnych

Przed pomiarami modyfikowanej jonowo sieci kwadratów, zostały zmierzone właściwości obszarów referencyjnych o rozmiarze  $1 \times 1 \text{ mm}^2$ . Po bombardowaniu z dawką  $D^* = 1 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$  orientacja pętli histerezy ma taką samą dominację podsieci (Tb+) jak obszar chroniony przed bombardowaniem jonowym (**Rys. 51**), natomiast wartość pola koercji zwiększyła się z 0,2 T (obszar niepoddany bombardowaniu) do prawie 0,8 T (**Rys. 51**).



Rys. 51 Magnetoptyczne pętle histerezy obszarów referencyjnych struktury warstwowej (Tb-1,1nm/Co-0,66nm)<sub>6</sub> zmierzone dla obszaru poddanego bombardowaniu jonami He<sup>+</sup> z dawką  $D^* = 1 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$  i chronionego przed bombardowaniem ( $D = 0$ ).

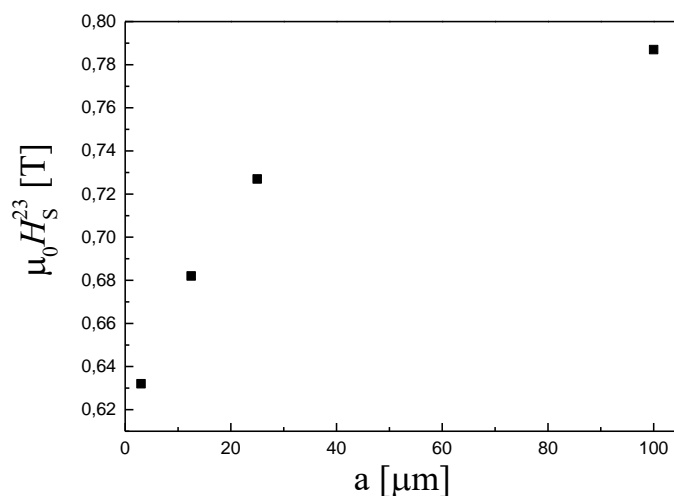
**Rys. 52** przedstawia złożenie wszystkich pętli (pętle pełne + pętle minorowe) dla dawki  $D^*$  i dla różnych wartości  $a$  oraz konfiguracje namagnesowania efektywnego i obu podsieci dla stanów 1–4 oznaczonych w panelu (a).



Rys. 52 (a) Pełne i minorowe (odpowiednio pełne i puste symbole) pętle histerezy dla układu (Tb-1,1nm/Co-0,66nm)<sub>6</sub> dla próbki  $\Lambda$  poddanej magnetycznej strukturyzacji bombardowaniem jonami  $\text{He}^+$  (10 keV) z dawką  $D^* = 1 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ . Różne kolory w panelu (a) oznaczają różne wymiary naświetlonych kwadratów. Panel (b) obrazuje orientację namagnesowania w matrycy ( $M_{\text{KW}}$ ) oraz w obrębie kwadratów ( $S_{\text{KW}}$ ). Odcienie szarości zostały tak dobrane, aby odpowiadały różnicowym obrazom struktury domenowej obserwowanej z wykorzystaniem mikroskopu z kontrastem P-MOKE. Czarna, niebieska i czerwona strzałka oznaczają odpowiednio kierunek namagnesowania efektywnego, podsieci Co i Tb. Ściana domenowa (DW) oznaczona jest kolorem zielonym.

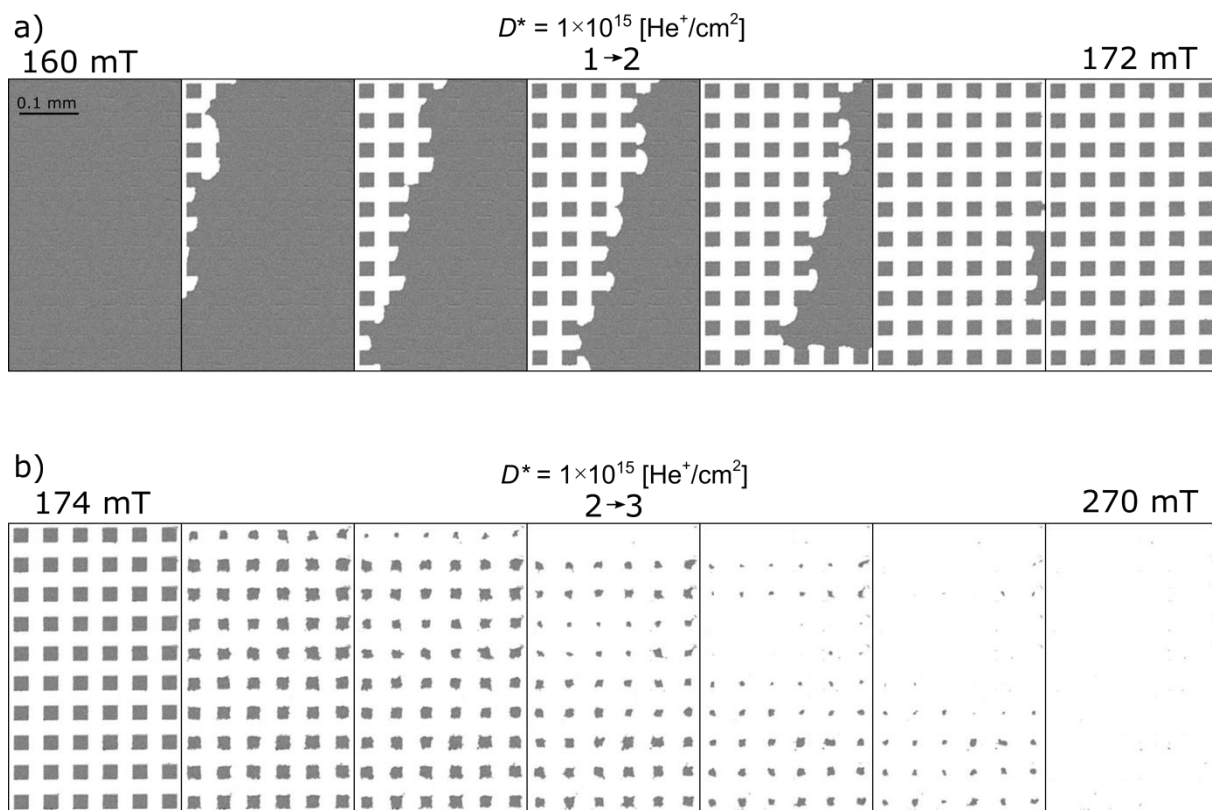
Pętle pokazane na **Rys. 52a** są w przybliżeniu superpozycją pętli zmierzonych dla obszarów nienaświetlonych i obszarów referencyjnych po bombardowaniu. Stosunek sygnału P-MOKE odpowiadający przemagnesowaniu kwadratów i matrycy jest równy stosunkowi powierzchni tych obszarów, który wynosi 1:3. Warunek ten nie jest spełniony jedynie dla największych kwadratów ( $a = 100 \mu\text{m}$ ), gdyż wówczas obszar obserwacji jest porównywalny z periodem struktury. Wyraźna zależność  $H_S(a)$  widoczna jest jedynie podczas przemagnesowania pomiędzy stanami 2 $\rightarrow$ 3 i 4 $\rightarrow$ 1 (**Rys. 52a**). Dalej pola przełączania pomiędzy określonymi stanami oznaczane będą z górnymi indeksami  $H_S^{\text{if}}$  określającymi stan początkowy (i) i końcowy (f), w omawianym przypadku są to  $H_S^{23}$  i  $H_S^{41}$  co odpowiada przemagnesowaniu obszarów poddanych bombardowaniu jonami z  $D^* = 1 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ . Przy tej wartości  $D^*$  zarówno matryca, jak i modyfikowane obszary wykazują dominację podsieci Tb (**Rys. 51**). Dlatego procesy dotyczące przejść 2 $\rightarrow$ 3 i 4 $\rightarrow$ 1 wiążą się z anihilacją domen i ścian domenowych (**Rys. 52b**). Ze względu na to, że sumaryczna energia ścian domenowych jest proporcjonalna do całkowitej ich powierzchni, można oczekiwać redukcji  $H_S^{23(41)}$  przy zmniejszaniu  $a$  (**Rys. 53**). Wynika to z tego, że dla jednostkowej powierzchni, całkowita

długość ścian domenowych, czyli sumaryczny obwód wszystkich kwadratów jest odwrotnie proporcjonalny do  $a$ . Wpływ rozmiaru kwadratów widoczny jest również w rozkładzie wartości  $H_S^{23}$  i  $H_S^{41}$  odpowiadających przemagnesowaniu kwadratów, który maleje dla coraz większych kwadratów.



Rys. 53 Rozkład pola przemagnesowania struktury (proces  $2 \rightarrow 3$ ) ( $H_S^{23}$ ) w funkcji rozmiaru naświetlonych kwadratów dla dawki  $D^* = 1 \times 10^{15} \text{ He}^{+}/\text{cm}^2$  dla próbki A.

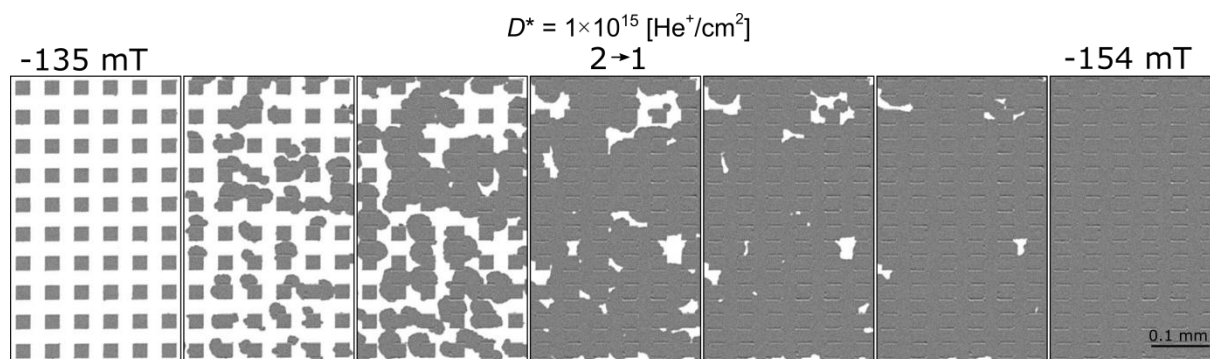
Rozkład ten jak widać z **Rys. 54b**, wynika z różnej wartości  $H_S$  dla poszczególnych kwadratów i odzwierciedla lokalne (lateralne) fluktuacje właściwości magnetycznych (głównie stałych anizotropii i wymiany, które decydują o energii ścian domenowych [41]). Procesy  $2 \rightarrow 3$  i  $4 \rightarrow 1$  odpowiadające anihilacji domen i ścian domenowych poprzedzone są procesami  $1 \rightarrow 2$  i  $3 \rightarrow 4$ , które związane są z ich kreacją. Procesy te zachodzą poprzez propagację ściany domenowej w matrycy (**Rys. 54a**). Jak widać na podstawie **Rys. 54a**, pomimo obecności kwadratów, propagacja ściany domenowej w matrycy zachodzi w zbliżony sposób jak w jednorodnej warstwie z anizotropią prostopadłą. W takim przypadku proces przemagnesowania kontrolowany jest nukleacją domen, po której zachodzi szybka propagacja ścian domenowych (energia propagacji DW jest mniejsza niż nukleacji domen). Taki mechanizm przemagnesowania matrycy tłumaczy, dlaczego wartości  $|H_S^{12}|$  i  $|H_S^{34}|$  są równe polu  $H_C$  matrycy (**Rys. 54**) i praktycznie są niezależne od  $a$ .



Rys. 54 Obrazy różnicowe P-MOKE (rozdział 4.2) procesu przemagnesowania (a)  $1 \rightarrow 2$  i  $2 \rightarrow 3$  dla próbki  $\Omega$ . Numery oznaczają stany zaznaczone na Rys. 52a.

Przesunięcia pętli minorowych ( $H_{\text{mls}}$ ) (Rys. 52a), mierzonych od ujemnego pola nasycającego, wykazują wartości dodatnie, co świadczy o ferromagnetycznym charakterze oddziaływania pomiędzy obszarami modyfikowanymi i matrycą [116]. Jest to zgodne z tendencją do eliminowania antyrównoległej konfiguracji namagnesowania w podsieciach sąsiadujących ze sobą obszarów [111], czyli anihilacją ścian domenowych.

Zmiany struktury magnetycznej towarzyszące procesowi przemagnesowania  $2 \rightarrow 1$  pokazanemu na Rys. 55, znacząco różnią się od procesu przemagnesowania  $1 \rightarrow 2$  (Rys. 54a). W drugim przypadku przemagnesowanie matrycy spowodowane jest propagacją ściany domenowej od nielicznych centrów nukleacji domen. Natomiast dla przemagnesowania  $2 \rightarrow 1$  proces propagacji DW zaczyna się od domen, które w stanie 2 obejmują powierzchnie kwadratów. Dzięki temu proces  $2 \rightarrow 1$  kontrolowany jest jedynie przez energię niezbędną do propagacji DW.



Rys. 55 Obrazy różnicowe P-MOKE procesu przemagnesowania dla  $a = 25 \mu\text{m}$  pomiędzy stanem 2 i 1 (wg oznaczenia na Rys. 52a) zarejestrowanego dla próbki  $\Omega$ .

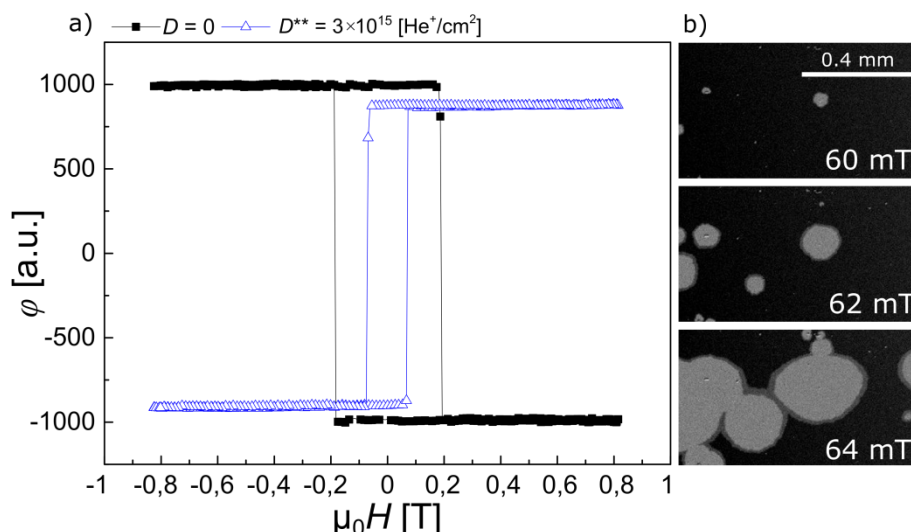
Podsumowując, można stwierdzić, że przemagnesowanie strukturyzowanych magnetycznie warstw ferrimagnetycznych, w których obszary Tb+ (kwadraty) są osadzone w matrycy Tb+ z innym  $H_S$ , praktycznie nie odbiega od sytuacji, jaką obserwuje się podczas przemagnesowania strukturyzowanych magnetycznie warstw ferromagnetycznych, w których obszary poddane modyfikacji wykazują inne  $H_S$  niż matryca [108]. Sytuacja zmienia się jednak diametralnie, gdy zmodyfikowane obszary i matryca różnią się nie tylko wartością  $H_S$ , ale także dominacją podsieci, co zostanie omówione szczegółowo w kolejnym podrozdziale.

### 7.2.2. Proces przemagnesowania sieci wykazującej dominację podsieci Tb w matrycy i dominację podsieci Co w obszarach poddanych modyfikacji

#### Proces przemagnesowania obszarów referencyjnych

Podobnie jak w sytuacji opisanej w poprzednim podrozdziale, przed pomiarami strukturyzowanych jonowo sieci kwadratów, zostały zmierzone właściwości obszarów referencyjnych chronione przed bombardowaniem jonowym i poddane temu procesowi z  $D^{**} = 3 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$  (Rys. 56). Obszary te, o wymiarach  $1 \times 1 \text{ mm}^2$ , są na tyle duże, że dla pomiaru prowadzonego w ich centralnej części, proces przemagnesowania można uznać za niezależny od efektów zachodzących na krawędzi tych obszarów. Przeciwnie orientacje pętli histerezy są wynikiem odmiennej dominacji podsieci w obszarach naświetlonych (Co+) oraz w obszarach nienaświetlonych (Tb+). Prostokątny charakter pętli histerezy wskazuje na to, że proces przemagnesowania wielokrotnej warstwy (Tb-1,1nm/Co-0,66nm)<sub>6</sub>, zarówno w stanie po naniesieniu, jak i po procesie bombardowania jonowego zachodzi poprzez szybką (łatwą) propagację ścian domenowych poprzedzoną nukleacją domen (Rys. 56a). Tak więc o wartości pola przełączania kierunku magnetyzacji decyduje głównie proces nukleacji [117,118], gdyż energia nukleacji domen jest większa od energii propagacji DW. Wartość pola koercji dla obszaru chronionego wynosi około 0,2 T i ulega zmniejszeniu do około 0,08 T dla obszaru po bombardowaniu.





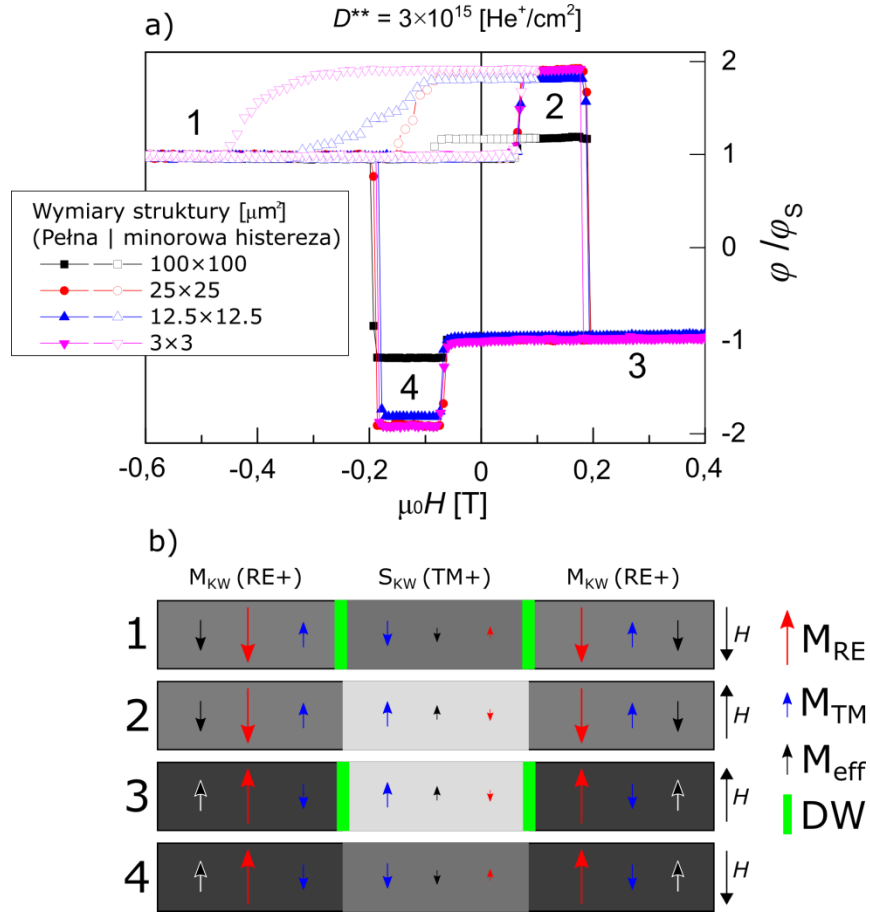
Rys. 56 (a) Pętle histerezy dla obszarów referencyjnych niepoddanych bombardowaniu jonami i dla dawki  $D^{**} = 3 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ . (b) Reprezentatywne obrazy struktury domenowej dla obszaru referencyjnego poddanego bombardowaniu jonowemu z  $D = 3 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ .

Zdjęcia struktury domenowej prezentowane na **Rys. 56b** dotyczą jedynie obszaru referencyjnego poddanego bombardowaniu z  $D^{**}$ , jednak ewolucja struktury domenowej pod wpływem pola magnetycznego ( $H$ ) dla obszarów chronionych przed bombardowaniem wygląda podobnie, przy czym zachodzi w innym zakresie wartości  $H$ . Widoczna na zdjęciach niewielka gęstość centrów nukleacji (kilka na  $\text{mm}^2$ ), jak również izotropowa propagacja ścian domenowych świadczą o lateralnej jednorodności warstw i małej gęstości defektów, nie tylko w obszarach chronionych przed bombardowaniem, ale również w obszarach bombardowanych jonami.

Ogólny opis procesu przemagnesowania ferrimagnetycznej heterostruktury warstwowej złożonej z dwuwymiarowej sieci kwadratów  $\text{Co}^+$  umieszczonych w matrycy  $\text{Tb}^+$ .

Pętle odpowiadające temu procesowi pokazano na **Rys. 57** wraz z konfiguracją namagnesowania efektywnego i w podsieciach  $\text{Co}$  i  $\text{Tb}$  dla stanów 1–4.





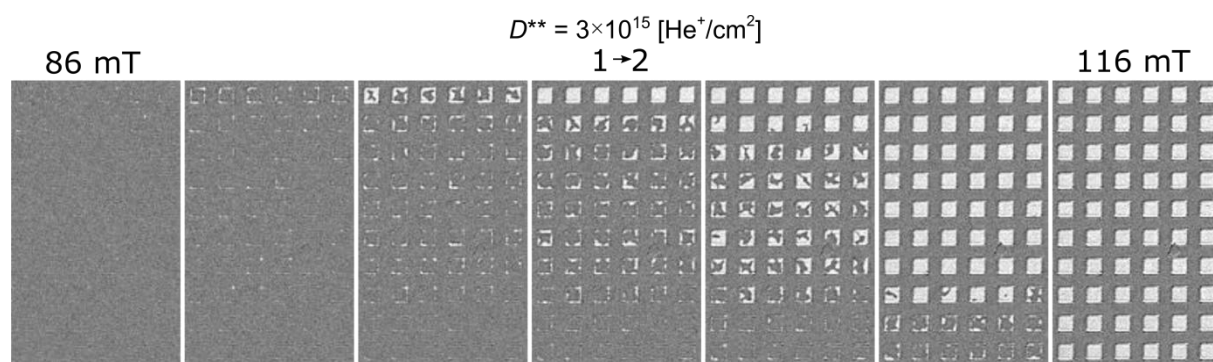
Rys. 57 Pełna i minorowa (odpowiednio pełne i puste symbole) pętla histerezy dla układu warstwowego (Tb-1,1nm/Co-0,66nm)<sub>6</sub> dla próbki 1 poddanego magnetycznej strukturyzacji bombardowaniem jonami He<sup>+</sup> (10 keV) z dawką  $D^{**} = 3 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ . Panel (b) obrazuje orientację namagnesowania w matrycy ( $M_{KW}$ ) oraz w obrębie kwadratów ( $S_{KW}$ ). Zastosowana konwencja kolorów jest taka sama jak na Rys. 52.

W tym przypadku procesy 1→2 i 3→4 odzwierciedlają przemagnesowanie kwadratów ( $S_{KW}$ ) naświetlonych jonami He<sup>+</sup>. W stanach 1 i 3 (w nasyceniu) efektywne namagnesowania w obrębie kwadratów oraz w matrycy są zorientowane w kierunku pola magnetycznego. Natomiast namagnesowania w określonych podsięciach wykazują antyrównoległą konfigurację (Rys. 57b). Dlatego, w stanach 1 i 3 na granicach kwadratów występuje DW. W polach  $H_S^{12}$  i  $H_S^{34}$  dochodzi do przemagnesowania kwadratów (efektywne magnetyzacje kwadratów i matrycy są teraz antyrównoległe względem siebie), natomiast w stanie 2 i 4 na granicy między kwadratami i matrycą nie występuje DW, gdyż po obu stronach tej granicy namagnesowania w określonych podsięciach mają tę samą orientację. Dokładny rozkład namagnesowania w obrębie DW i w jej pobliżu, określony na podstawie symulacji mikromagnetycznych jest przedstawiony w pracy Frąckowiak i inni [119].

#### Szczegółowy opis procesu przemagnesowania sieci kwadratów – minorowa pętla histerezy

Porównując konfigurację magnetyczną w stanach 1(3) i 2(4) (Rys. 57b) można wywnioskować, że w stanie remanencji, stany 2 i 4 są znacznie bardziej stabilne energetycznie niż stany 1 i 3. Różnica ta spowodowana jest redukcją energii magnetostatycznej (efektywne namagnesowanie w kwadratach skierowane jest

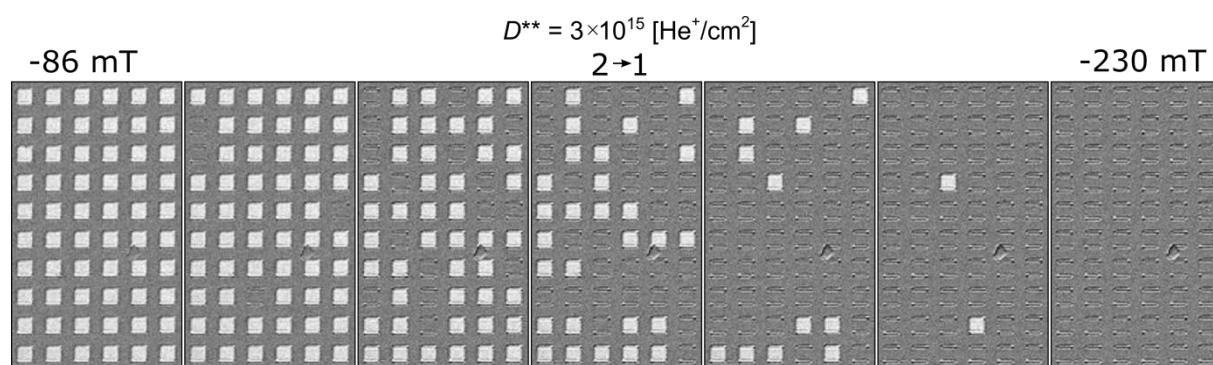
antyrownoległe względem matrycy) oraz anihilacją DW. W konsekwencji procesy  $1 \rightarrow 2$  i  $3 \rightarrow 4$  związane są z redukcją energii całkowitej, natomiast procesy odwrotne  $2 \rightarrow 1$  i  $4 \rightarrow 3$  (rejestrowane w pomiarach minorowej pętli histerezy) energię tę zwiększają.



Rys. 58 Obrazy różnicowe P-MOKE przedstawiające ewolucję struktury domenowej podczas procesu przemagnesowania kwadratów o boku  $a = 25 \mu\text{m}$  dla próbki  $\Omega$ , rejestrowana w zakresie pola magnetycznego od 86 mT do 116 mT odpowiadającego przejściu  $1 \rightarrow 2$ .

Proces przemagnesowania kwadratów (procesy  $1 \rightarrow 2$  i  $3 \rightarrow 4$ ) został pokazany na **Rys. 58**. W mniejszym polu przemagnesowaniu ulegają kwadraty zlokalizowane w górnej części wybranego obszaru sieci kwadratów, co wynika z większej gęstości strumienia jonów w tym obszarze (wraz ze wzrostem  $D$ ,  $H_S$  obszarów  $\text{Co}^+$ , tj. poddanych bombardowaniu jonami maleje **Rys. 56a**). Porównując proces przemagnesowania obszarów referencyjnych oraz sieci kwadratów poddanych bombardowaniu tą samą dawką (**Rys. 56a** i **Rys. 57a**) widać, że proces przemagnesowania obszarów referencyjnych zachodzi w zbliżonym zakresie pola magnetycznego i wykazuje bardzo małą zależność od parametru  $a$ .

W przeciwieństwie do procesu  $1 \rightarrow 2$ , proces  $2 \rightarrow 1$  jest związany z kreacją DW i zachodzi w znacznie szerszym zakresie pola magnetycznego **Rys. 57b**. Ewolucję struktury magnetycznej odpowiadającą temu przejściu dla matrycy z kwadratami o  $a = 25 \mu\text{m}$  ilustruje **Rys. 59**.

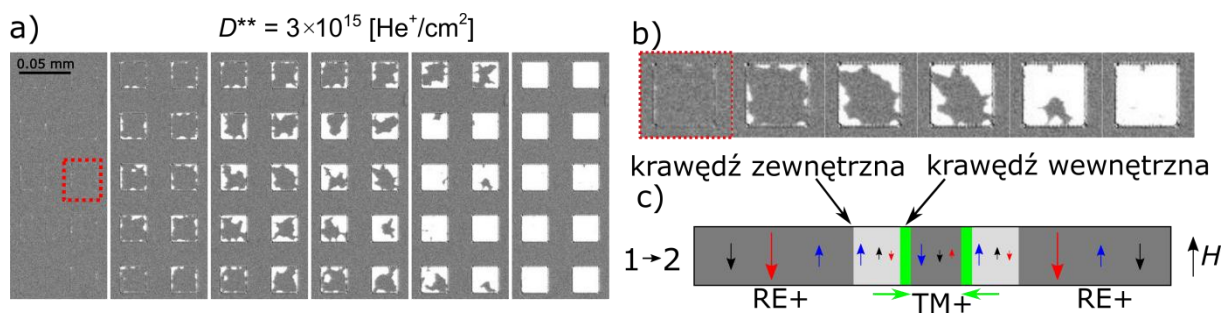


Rys. 59 Obrazy różnicowe P-MOKE przedstawiające proces przemagnesowania kwadratów o boku  $a = 25 \mu\text{m}$  dla próbki  $\Omega$ , dla zakresu pola magnetycznego od -86 mT do -230 mT odpowiadającego przejściu  $2 \rightarrow 1$ .

Znaczna różnica pomiędzy procesem  $1 \rightarrow 2$  i  $2 \rightarrow 1$  związana jest głównie z tym że, stan 2 charakteryzujący się występowaniem domen bez ścian domenowych, jest energetycznie korzystniejszy od stanu 1, w którym występują DW, mimo że efektywne namagnesowanie matrycy i kwadratów skierowane jest w tę samą stronę (**Rys. 57b**). Dlatego przejście od stanu

1 do 2 uwarunkowane jest propagacją istniejącej w stanie 1 DW, jak również lateralnym rozkładem wartości  $H_C$ . Przemagnesowanie sieci kwadratów od stanu 2 do 1 związane jest natomiast z utworzeniem DW na granicach kwadrat/matryca oraz ze wzrostem energii demagnetyzacji poprzez anihilację domen. Ponieważ energia demagnetyzacji układu zależy od namagnesowania nasycenia, a energia DW od stałych wymiany i anizotropii, fluktuacje wszystkich trzech parametrów są prawdopodobnie odpowiedzialne za to, że proces przemagnesowania od stanu 2 do 1 zachodzi w znacznie szerszym zakresie pola magnetycznego niż przy przejściu od stanu 1 do 2. Można przypuszczać, że częściowa dezaktywacja magnetycznego oddziaływania podsieci Tb, w wyniku preferencyjnego jego utleniania w obszarach poddanych bombardowaniu jonowemu, prowadzi do silnych lokalnych zmian wszystkich wymienionych parametrów. To tłumaczy również silny wzrost wartości  $H_S^{21}$  obserwowany przy zmniejszaniu  $a$ .

W celu dokładnego prześledzenia procesu przemagnesowania kwadratów od stanu 1 do 2 i od 2 do 1 przeprowadzono analizę tego procesu na podstawie obserwacji realizowanych z wykorzystaniem mikroskopii kerrowskiej (rozdział 4.2) dla sieci z kwadratami  $a = 25 \mu\text{m}$ . Przemagnesowanie kwadratów odpowiadające przejściu od stanu 1 do 2 zachodzi pod wpływem pola skierowanego w górę poprzez propagację DW (istniejących w stanie 1 na granicy pomiędzy kwadratami i matrycą) w stronę ich centralnej części (**Rys. 60a**). Przesunięcie DW skutkuje utworzeniem obszaru/domeny, w którym efektywne namagnesowanie jest skierowane antyrównoległe do efektywnego namagnesowania matrycy i efektywnego namagnesowania w centralnej (nieprzemagnesowanej) części kwadratu (**Rys. 60b, c**). Powstawanie przemagnesowanego obszaru w pobliżu krawędzi kwadratu podyktowane jest zarówno początkowym położeniem DW, jak i niższym polem przełączania tych obszarów. Mniejsze  $H_S$  w pobliżu obwodu kwadratu wynika ze zwiększonej dawki jonów w pobliżu krawędzi maski wykonanej z fotorezystu [120], co dla  $D \geq 2 \times 10^{15} \text{He}^+/\text{cm}^2$  i  $t_{\text{Tb}} \leq 1,32 \text{ nm}$  prowadzi do zmniejszenia  $H_S$  (**Rys. 46a**). Należy zaznaczyć, że propagacja DW w obrębie poszczególnych kwadratów zachodzi w bardzo małym zakresie  $H$  (nieprzekraczającym kilku mT), dlatego najłatwiej zarejestrować ją dla największych kwadratów ( $a = 25 \mu\text{m}$  i  $100 \mu\text{m}$ ).

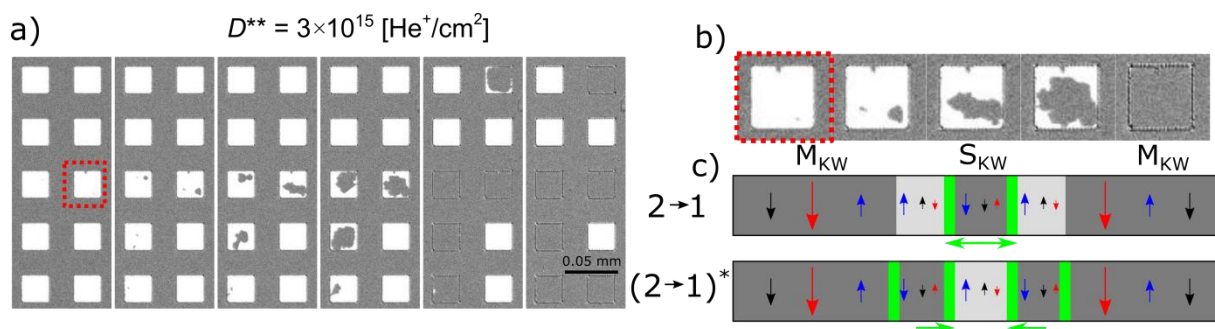


Rys. 60 Obrazy różnicowe P-MOKE przedstawiające ewolucję procesu przemagnesowania (a) sieci kwadratów o  $a = 25 \mu\text{m}$  i (b) w powiększeniu dla wybranego kwadratu podczas przejścia ze stanu 1 do stanu 2 dla próbki  $\Omega$ . (c) Schemat konfiguracji efektywnego namagnesowania, magnetyzacji Co i magnetyzacji Tb (konwencja kolorów taka sama jak na Rys. 57). Zielone strzałki wskazują kierunek ruchu DW.

Schematyczny rozkład namagnesowania w podsieciach Co i Tb oraz namagnesowania efektywnego podczas przejścia pomiędzy stanem 1 i 2 zaprezentowany został na **Rys. 60c**.

Należy zwrócić uwagę, że antyrównoległa konfiguracja namagnesowania efektywnego występuje zarówno na granicy pomiędzy kwadratem i matrycą, jak i na granicy domen w obrębie kwadratu. Jednak jedynie w drugim z wymienionych przypadków zmiana kierunku namagnesowania efektywnego towarzyszy zmiana kierunku namagnesowania w podsięciach, co oznacza obecność DW. Innymi słowy, ściana domenowa w badanych tutaj ferrimagnetycznych warstwach Tb/Co występuje na granicy pomiędzy obszarami o przeciwnie zorientowanym kierunku efektywnego namagnesowania zawsze, jeżeli granica ta nie pokrywa się z granicą pomiędzy obszarami Co+ i Tb+. Wraz z propagacją DW, od boków kwadratu do jego centrum, zmniejszeniu ulega długość ściany domenowej, co przyczynia się do zmniejszenia energii całkowitej układu. W efekcie opisanego procesu dochodzi do kolapsu domeny zlokalizowanej w centrum kwadratu i anihilacji DW. Tak, więc w wyniku przemagnesowania kwadratów utworzony został stan wielodomenowy, przy czym na granicy pomiędzy obszarami Co+ i Tb+ nie występują DW.

Sytuacja wewnątrz kwadratu wygląda inaczej, gdy rozpatrywany jest proces przejścia ze stanu 2 do stanu 1 (**Rys. 61**).



Rys. 61 (a,b) Obrazy różnicowe P-MOKE przedstawiające proces przemagnesowania kwadratów z  $a = 25 \mu\text{m}$  od stanu 2 do 1 dla próbki  $\Omega$ . (c) Schemat rozkładu namagnesowania efektywnego oraz namagnesowania w podsięciach Co i Tb w obrębie matrycy ( $M_{KW}$ ) i kwadratu ( $S_{KW}$ ), dla etapu pośredniego w dwóch wersjach:  $(2 \rightarrow 1)$  z nukleacją domeny w obrębie centrum kwadratu (taki scenariusz potwierdza sekwencja zdjęć pokazana w panelach (a,b)),  $(2 \rightarrow 1)^*$  z nukleacją domeny w pobliżu krawędzi kwadratu (taki scenariusz wymaga utworzenia DW zarówno na krawędzi kwadratu, jak i wokół domeny zlokalizowanej w jego centrum). Zastosowana konwencja kolorów jest taka sama jak na Rys. 57.

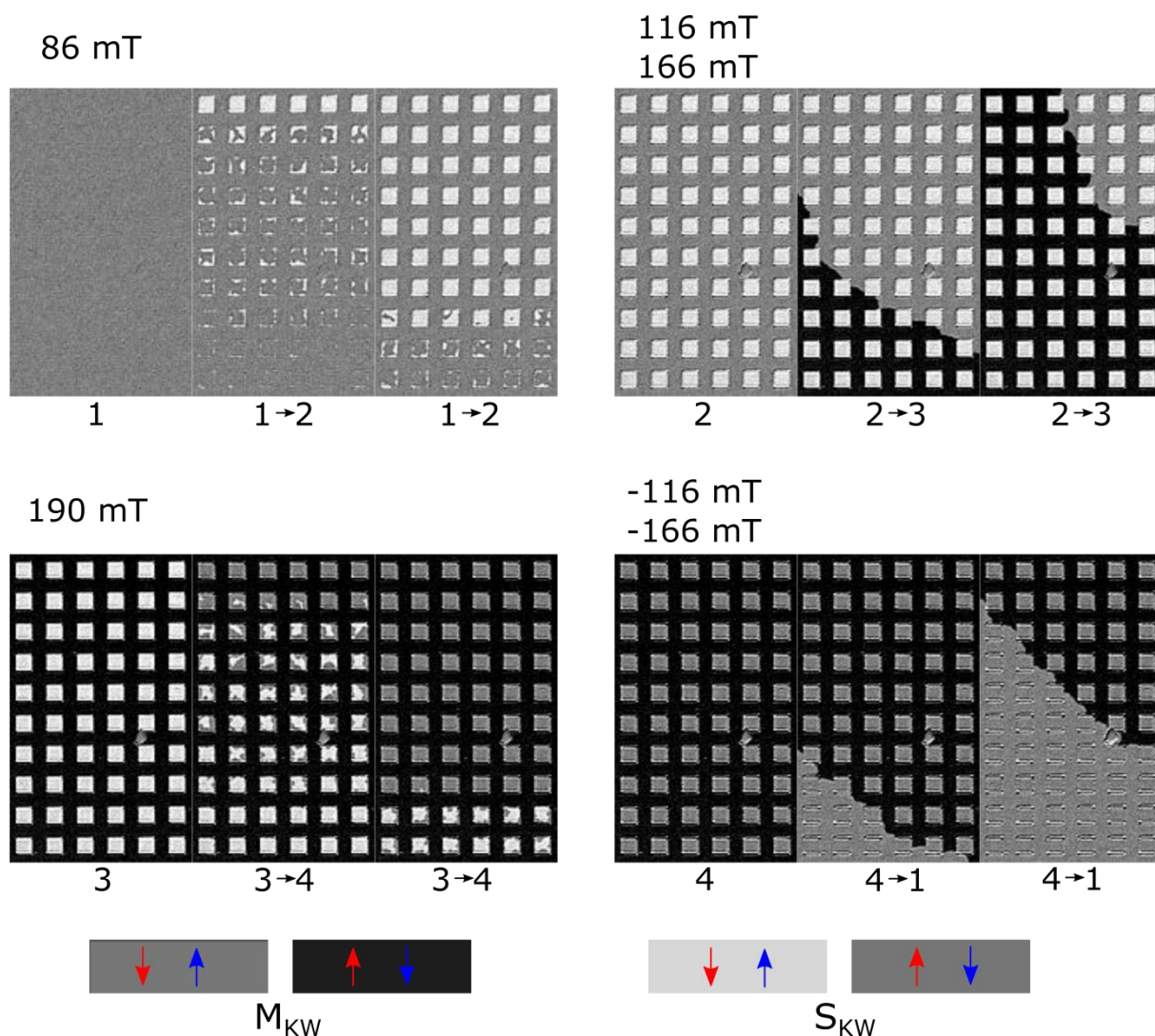
Dla kwadratów  $a = 25 \mu\text{m}$  (**Rys. 61a, b**) wyraźnie widać, że proces ten (w przeciwieństwie do obserwowanego przy przejściu od 1 do 2 (**Rys. 60a**)) zaczyna się od nukleacji domeny w pobliżu centrum kwadratu. W celu wyjaśnienia przyczyny nukleacji domen poza obszarem o mniejszym  $H_C$  (w pobliżu krawędzi kwadratu) na **Rys. 61b** przedstawiono schematycznie rozkład namagnesowania efektywnego oraz namagnesowania w podsięciach Co i Tb w stanie pośrednim pomiędzy stanem 2 i 1. Etap ten zilustrowano dla dwóch scenariuszy oznaczonych jako  $(2 \rightarrow 1)$  i  $(2 \rightarrow 1)^*$ , różniących się miejscem nukleacji domeny w obrębie kwadratu. W pierwszym z nich nukleacja zachodzi w centralnej części kwadratu, czyli tak jak wskazują zdjęcia pokazane na **Rys. 61a, b**. W drugim założono nukleację domeny wzdłuż krawędzi kwadratu, tj. w obszarach o mniejszym  $H_C$  (**Rys. 61c** panel  $(2 \rightarrow 1)^*$ ). Realizacja drugiego scenariusza wskazuje na konieczność wygenerowania DW zarówno po wewnętrznej, jak i po zewnętrznej stronie wynukleowanej domeny. Taka sytuacja jest energetycznie mniej



korzystna od tej pokazanej w panelu 2→1, w której nukleacja domeny zachodzi w centrum kwadratu.

### Szczegółowy opis procesu przemagnesowania matrycy

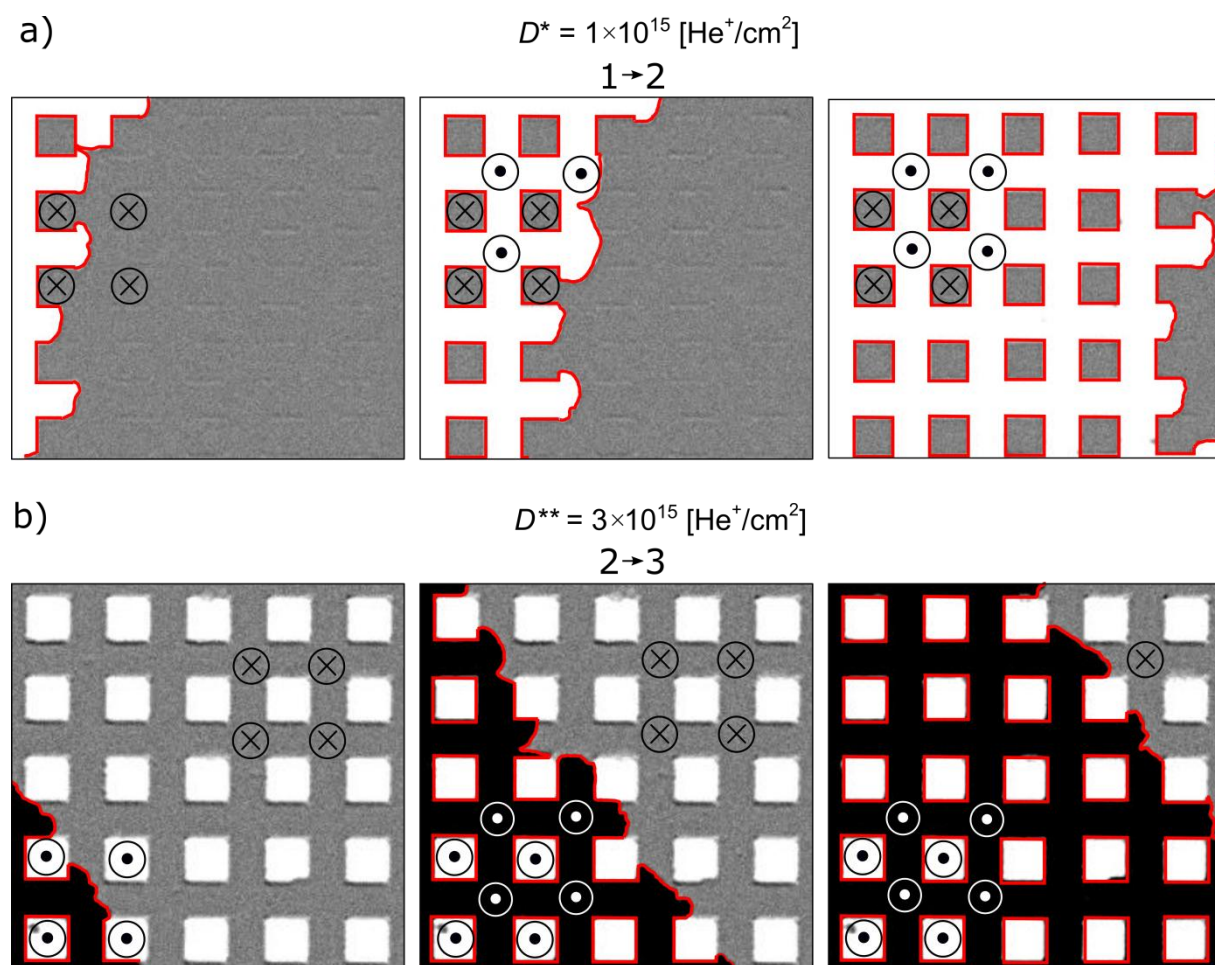
Drugim (po przemagnesowaniu sieci kwadratów) ważnym etapem pełnego procesu przemagnesowania omawianych w tym rozdziale heterostruktur, jest przemagnesowanie matrycy (procesy 2→3 i 4→1).



Rys. 62 Obrazy różnicowe P-MOKE przedstawiające proces ewolucji struktury domenowej odpowiadającej pełnej pętli histerezy na Rys. 57a dla próbki  $\Omega$ . Zdjęcia oznaczone numerami 1, 2, 3, 4 odpowiadają stanom określonym na Rys. 57 (podwójna wartość pola magnetycznego reprezentuje zakres, w którym obserwuje się dany stan), natomiast zdjęcia oznaczone dwiema cyframi (np. 1→2) ilustrują ewolucję struktury magnetycznej w obszarze transformacji pomiędzy tymi stanami.

Dla sieci kwadratów z  $a = 25 \mu\text{m}$  proces przemagnesowania matrycy (procesy 2→3 i 4→1) zachodzi poprzez propagację DW poprzedzoną nukleacją domen w nielicznych centrach nukleacji, które są zlokalizowane w obrębie sieci kwadratów (**Rys. 62**) lub poza nią. To potwierdza, że proces bombardowania jonowego nie generuje w matrycy (obszarze chronionym rezystem) nowych centrów nukleacji. Oznacza to, że rezyst, przy zastosowanej grubości 400 nm, skutecznie zabezpiecza przed bombardowaniem jonami  $\text{He}^+$  o energii

10 keV. Propagacja DW w matrycy (zdjęcia oznaczone na **Rys. 62** jako 2→3 i 4→1), podobnie jak w obszarach referencyjnych (**Rys. 56b**), ma izotropowy charakter, przy czym, w tych obszarach gdzie DW przechodzi przez poszczególne kwadraty, przebiega ona wzdłuż krawędzi kwadratu. Można więc przyjąć, że obszary modyfikowane jonowo (krawędzie kwadratów) są centrami kotwiczenia (pinningu) DW. Kotwiczenie DW na krawędziach kwadratów jest wyraźnie widoczne dla matrycy z  $a = 25 \mu\text{m}$  (**Rys. 63**). Zauważmy, że dla próbki  $\Omega$  poddanej modyfikacji z  $D^{**} = 3 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$  (w przeciwieństwie do obszarów modyfikowanych z  $D^{**} = 1 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ ) ściana domenowa w matrycy przebiega wzdłuż tych krawędzi kwadratów, które graniczą z matrycą o tym samym kierunku efektywnego namagnesowania (**Rys. 63b**).



Rys. 63 Obrazy różnicowe P-MOKE przedstawiające propagację DW podczas procesu przemagnesowania matrycy dla układów bombardowanych z dawkami (a)  $D^* = 1 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$  (proces 1→2) oraz (b)  $D^{**} = 3 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$  (proces 2→3), w których stuktury mają rozmiar  $a = 25 \mu\text{m}$  dla próbki  $\Omega$ . Czerwona linia określa położenie DW.

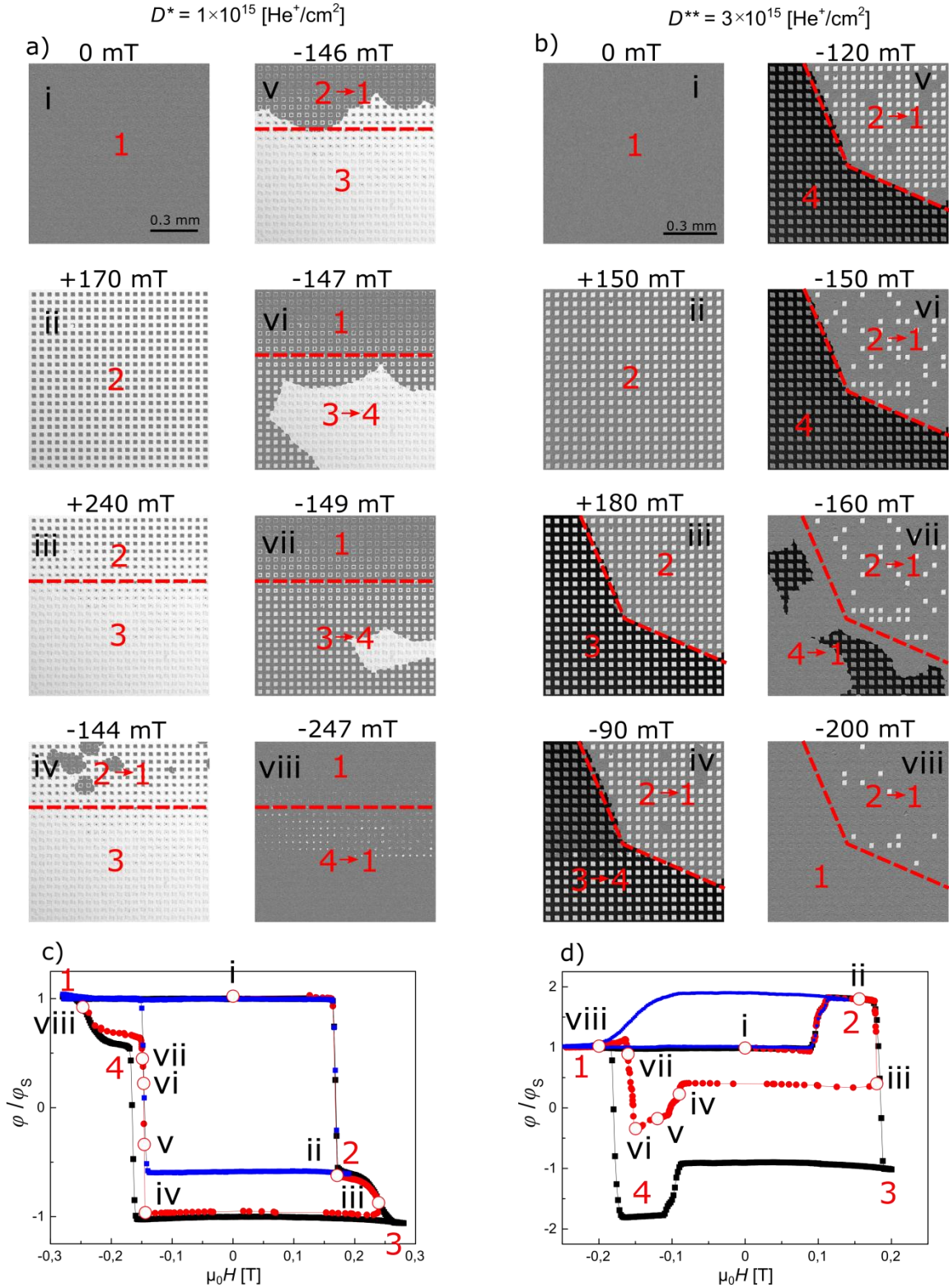
Dlatego też w panelach oznaczonych 2→3 i 4→1 na **Rys. 62** oraz na **Rys. 63b** ściana domenowa w matrycy na odcinkach przecinających kwadraty przebiega wzdłuż krawędzi kwadratu o efektywnym namagnesowaniu skierowanym w górę, po stronie graniczącej z domeną matrycy z namagnesowaniem skierowanym również w górę (tj. o ciemnym odcieniu). Tak utworzone na granicy kwadratów DW pozostają w stanie nasycenia, zarówno w polu dodatnim (stan 3) jak i ujemnym (stan 1). Mimo efektu kotwiczenia DW, na

krawędziach kwadratów, izotropowy charakter propagacji DW w matrycy jest wyraźnie widoczny dla wszystkich badanych struktur z parametrem  $12,5 \leq a \leq 100 \mu\text{m}$  (dla  $a = 3 \mu\text{m}$  rozdzielczość mikroskopu nie pozwala na obserwację struktury domenowej). Dla porównania w sytuacji, gdy matryca, jak i kwadraty posiadają taką samą dominację, to proces propagacji DW przebiega inaczej **Rys. 63a**. Wówczas podczas procesu przemagnesowania matrycy  $1 \rightarrow 2$  zachodzi jednoczesna kreacja domen magnetycznych i ścian domenowych tworząc stan wielodomenowy w sposób podobny jak w układach ferromagnetycznych.

#### Proces przemagnesowania z częściowym przemagnesowaniem matrycy

Przedstawiona powyżej analiza procesu przemagnesowania ferrimagnetycznej heterostruktury utworzonej z dwuwymiarowej sieci kwadratów  $\text{Tb}^{+}$  (sieć  $\text{D}^{*}$ ) (**Rys. 64a**) oraz  $\text{Co}^{+}$  (sieć  $\text{D}^{**}$ ) (**Rys. 64b**) w matrycy  $\text{Tb}^{+}$  wyraźnie wskazuje na różnice w procesach przemagnesowania, które związane są z kreacją domen i anihilacją ścian domenowych (sieć  $\text{D}^{**}$ ) w porównaniu z tymi, w których kreacji domen towarzyszy kreacja ścian domenowych (sieć  $\text{D}^{*}$ ). Ponadto dla obu typów struktur wykazano różnice w ewolucji struktury domenowej dla procesów zachodzących podczas pełnej i minorowej pętli histerezy. W celu jeszcze wyraźniejszego udokumentowania tych różnic przeprowadzono obserwacje zmian struktury magnetycznej podczas przemagnesowania od ujemnego pola nasycającego do pola dodatniego wywołującego częściowe przemagnesowanie matrycy i następnie powrót do ujemnego pola nasycającego. Reprezentatywne dla tego procesu obrazy struktury magnetycznej wraz z zaznaczeniem stanu magnetycznego, w jakim się znajdują, pokazano na **Rys. 64**. Na tym samym rysunku przedstawione są również pętle histerezy: pełna (kolor czarny), minorowa odpowiadająca przemagnesowaniu z częściowym przemagnesowaniem matrycy (kolor czerwony) oraz minorowa odpowiadająca przemagnesowaniu tylko matrycy (**Rys. 64c**) oraz samych kwadratów (**Rys. 64d**) (kolor niebieski). Na pętli minorowej wyróżniono wartości  $\mu_0 H$ , dla których prezentowane są zdjęcia struktury domenowej. Pętle histerezy zostały wyznaczone na podstawie analizy obrazów rejestrowanych podczas zmian pola magnetycznego. Zależność  $\varphi/\varphi_S$  w funkcji zewnętrznego pola uzyskano w ten sposób, że dla każdej wartości  $\mu_0 H$  określono średnią intensywność sygnału, którą normalizowano względem sygnału zmierzonego w polu nasycającym  $|\mu_0 H| = 0,3 \text{ T}$ .





Rys. 64 Różnicowe obrazy P-MOKE struktur magnetycznych sieci kwadratów o boku  $a = 25 \mu\text{m}$  charakteryzujących się dominacją (a)  $\text{Tb}^+$  oraz (b)  $\text{Co}^+$  znajdujących się w matrycy  $\text{Tb}^+$ , rejestrowane podczas zmian pola magnetycznego dla próbki  $\Omega$ . Maksymalne dodatnie pole magnetyczne zostało tak dobrane, aby częściowo przemagnesować (a) matrycę lub (b) sieć kwadratów. Pętle histerezy zostały uzyskane z intensywności obrazów zebranych podczas przemagnesowania całej struktury (czarne symbole), tylko matrycy lub tylko sieci kwadratów (niebieskie symbole) oraz przy częściowym ich przemagnesowaniu (czerwone symbole). Na czerwonej pętli minorowej wyróżniono otwartym symbolem wartości  $\mu_0 H$ , dla których prezentowane są zdjęcia struktury domenowej.



Aby ułatwić analizę konfiguracji namagnesowania, na każdym panelu z **Rys. 64a, b** wstawiono cyfry odpowiadające stanom określonym na **Rys. 64c, d**. Pierwsze dwa panele (i) i (ii), zarówno dla sieci  $D^* = 1 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ , jak i  $D^{**} = 3 \times 10^{15} \text{ He}^+/\text{cm}^2$ , odpowiadają odpowiednio stanom 1 i 2. Panele (iii) pokazują konfigurację namagnesowania dla maksymalnego przyłożonego pola dodatniego, przy której odpowiednio matryca i kwadraty były częściowo przemagnesowane. W przypadku tych paneli przerywana czerwona linia oddziela obszar, w którym matryca sieci  $D^*$  (**Rys. 64 a**) i kwadraty sieci  $D^{**}$  (**Rys. 64 b**) nie zostały przemagnesowane (tj. są w stanie 2) od obszaru, w którym zarówno matryca (sieć  $D^*$ ), jak i kwadraty (sieć  $D^{**}$ ) zostały przemagnesowane do stanu 3. Warto zauważyć, że DW występują w stanie 2 dla sieci  $D^*$  oraz w stanie 3 dla sieci  $D^{**}$ . Następnie pole zostało zatrzymane i zmieniono kierunek przemiatania pola magnetycznego. W tej sytuacji dla wartości ujemnych pola magnetycznego (panele iv-viii), konfiguracja namagnesowania w obszarach oddzielonych przerywaną linią ewoluuje w dwóch możliwych ścieżkach. Te dwie ścieżki procesu przemagnesowania są analogiczne do przemagnesowania pełnej pętli (przejście  $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4$ ) oraz do przemagnesowania pętli minorowej (przejście  $1 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ ). Dla paneli (iii) obszary w stanie 3 przemagnesowują się analogicznie jak pełna pętla histerezy, natomiast dla obszarów w stanie 2 analogicznie do przemagnesowania pętli minorowej. Dla sieci  $D^*$  w stanie 2 proces przemagnesowania matrycy następuje od istniejących DW (**Rys. 64a** panele (iv) i (v)). DW propagują w matrycy do granicy (zaznaczonej czerwoną linią) pomiędzy obszarem w stanie 2 a obszarem w stanie 3, a następnie propagacja DW następuje także w matrycy dla obszaru w stanie 3, powodując jego przejście do stanu 4 (**Rys. 64a** panele (vi) i (vii)). Dlatego wartości pola magnetycznego, przy których następuje proces przemagnesowania matrycy w przejściach  $2 \rightarrow 1$  i  $3 \rightarrow 4$  są zbliżone do siebie. Dla  $D^{**}$  ze względu na istnienie stanu wielodomenowego bez DW (stan 2 oraz 4), oraz stanu jednodomenowego wraz z obecnością DW (stan 1 i 3), różnica pól magnetycznych potrzebnych do przejścia  $2 \rightarrow 1$  i  $3 \rightarrow 4$  jest bardzo duża (**Rys. 64b** panele (iv) - (viii)). Jest to wyraźnie widoczne na panelu (v) na **Rys. 64b**, gdzie przemagnesowanie wszystkich kwadratów poniżej czerwonej linii (stan 4) uzyskuje się przy  $|\mu_0 H| \approx 120 \text{ mT}$ , podczas gdy prawie wszystkie kwadraty powyżej czerwonej linii pozostają jeszcze w stanie 2. Aby przemagnesować wszystkie kwadraty powyżej czerwonej linii, wymagane jest znacznie większe pole magnetyczne  $|\mu_0 H| \geq 200 \text{ mT}$ . Takie pole magnetyczne prowadzi do całkowitego przejścia  $2 \rightarrow 1$  i potwierdza twierdzenie dotyczące stabilności konfiguracji magnetycznej stanu 2, w którym występuje stan wielodomenowy bez DW.

### 7.3. Podsumowanie

Wykazano, że w procesie bombardowania jonami  $\text{He}^+$  o energii 10 keV można, w kontrolowany sposób, redukować udział podsieci ziemi rzadkiej w efektywnych właściwościach wielokrotnych ferrimagnetycznych warstw Tb/Co. Efektywny udział podsieci Tb maleje w wyniku preferencyjnego utleniania Tb względem atomów Co. Proces ten jest prawdopodobnie wywołany powstaniem defektów ułatwiających dyfuzję tlenu w głąb warstwy  $(\text{Tb/Co})_6$ . Poddając lokalnej modyfikacji warstwy, które w stanie po naniesieniu wykazywały dominację podsieci Tb, można było wytworzyć sieć kwadratów wykazujących

odmienne właściwości magnetyczne niż sąsiadujące z nimi obszary (matryca) chronione przed bombardowaniem jonami  $\text{He}^+$ . Za szczególnie ciekawą należy uznać sytuację, gdy lokalna magnetyczna modyfikacja powoduje przejście z dominacji  $\text{Tb}^+$  na  $\text{Co}^+$ . Taka heterostruktura wykazuje specyficzną konfigurację magnetyczną charakteryzującą się obecnością ścian domenowych wówczas, gdy efektywne namagnesowania obszarów  $\text{Co}^+$  i  $\text{Tb}^+$  skierowane są w tę samą stronę (stan jednodomenowy), natomiast po przemagnesowaniu obszarów  $\text{Co}^+$  (utworzeniu stanu wielodomenowego) na granicy domen nie występują ściany domenowe. Istotne jest przy tym to, że oba opisane stany mogą występować w remanencji, przy czym strukturę domenową bez ścian domenowych charakteryzuje bardzo duża stabilność wynikająca z minimalizacji energii demagnetyzacji oraz redukcji energii wymiany i anizotropii związanej z brakiem ścian domenowych. Konsekwencją tak silnej różnicy w energii obu stanów jest stabilność orientacji namagnesowania obszarów  $\text{Co}^+$  (w naszym przypadku kwadraty) w matrycy  $\text{Tb}^+$  w zależności od orientacji namagnesowania matrycy. Uzewnętrznia się to w sposób szczególnie wyraźny w eksperymencie przeprowadzonym z częściowym przemagnesowaniem matrycy. Tak realizowany proces jednoznacznie wykazał, że w sytuacji, gdy namagnesowania kwadratów i matrycy skierowane są w tę samą stronę (stan jednodomenowy z obecnością ścian domenowych), pole magnetyczne niezbędne do przełączenia kierunku namagnesowania w kwadratach jest znacznie mniejsze niż w sytuacji, gdy namagnesowania kwadratów i matrycy są względem siebie antyrównoległe (stan wielodomenowy bez ścian domenowych).

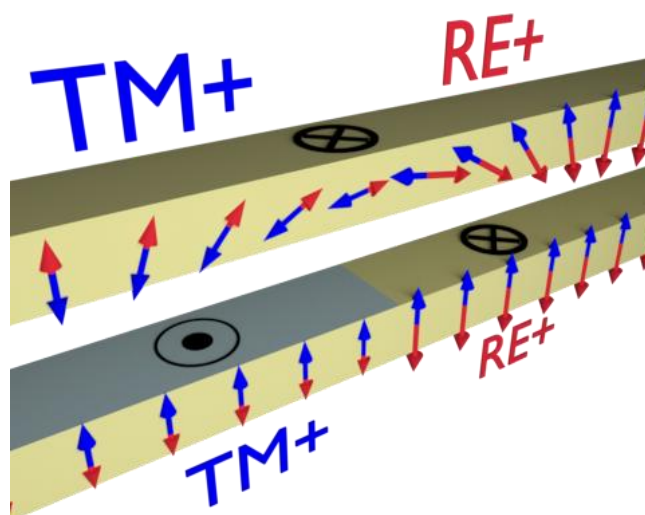
## 8. Podsumowanie

Niniejsza rozprawa doktorska dotyczy dwóch zagadnień związanych z ferrimagnetycznymi warstwami typu RE-TM w postaci stopów lub wielowarstw. Układy te zostały wykonane przy pomocy rozpylania magnetronowego. Pokazano, że prowadząc proces równoczesnego osadzania z dwóch źródeł magnetronowych, można wytwarzać warstwy stopowe z precyzyjnie kontrolowanym gradientem stężenia dwuskładnikowego stopu. Opracowano również algorytm, bazujący na obliczeniach numerycznych, pozwalający wyznaczyć gradient stężenia tak wytworzonej warstwy.

Pierwsze zagadnienie dotyczy problematyki związanej z oddziaływaniem pomiędzy warstwą ferromagnetyczną (F) i ferrimagnetyczną (FI). W rozprawie wykazano możliwość regulowania w szerokich granicach pola przełączania warstwy F poprzez zmianę składu warstwy FI. Takie podejście pozwala w bardzo precyzyjny sposób kontrolować pole przełączania warstwy swobodnej w układach spintronicznych, takich jak np. pamięci typu M-RAM. Ponadto w tej części rozprawy wykazano:

- istnienie oddziaływania typu RKKY poprzez zastosowanie klinowej przekładki Au pomiędzy warstwą F, a FI,
- wpływ otoczenia przekładki Au na rodzaj oddziaływania - dla stałej grubości Au-1nm, oddziaływanie ma charakter ferromagnetyczny dla otoczenia typu Co/Au/Co, natomiast antyferromagnetyczny dla otoczenia Co/Au/Tb,
- różnice pomiędzy strukturą FI w postaci wielowarstwy, a stopu w układach F/FI.

Drugim zagadnieniem rozważanym w rozprawie doktorskiej jest lokalna modyfikacja właściwości magnetycznych warstw RE/TM pod wpływem bombardowania jonami  $\text{He}^+$ . Szczególnie ciekawa jest sytuacja, gdy naświetlone obszary wykazują inną dominację podsieci niż matryca (**Rys. 65**).



Rys. 65 Konfiguracja efektywnego namagnesowania (symbole  $\otimes$ ,  $\odot$ ) i namagnesowania w podsięciach Co i Tb, odpowiednio czerwone i niebieskie strzałki, w stanie (a) jedno-domenowym oraz (b) wielodomenowym, na granicy obszarów TM+ i RE+.

Udokumentowano, że w takich heterostrukturach możliwe jest wytworzenie magnetycznych domen, które nie są rozdzielone ścianami domenowymi. Takie struktury magnetyczne charakteryzują się dużą stabilnością ze względu na brak konkurencji między energią demagnetyzacji a wymiany i anizotropii. Dzięki temu otwiera się możliwość tworzenia magnetycznych struktur o rozmiarach mniejszych od szerokości ściany domenowej, a więc w zakresie rzędu kilkudziesięciu nanometrów. Rezultat ten może mieć trudne do przecenienia znaczenie dla opracowania nowej generacji pamięci magnetycznych o dużej gęstości zapisu informacji.

W trakcie badań dotyczących warstw RE/TM poddanych modyfikacji poprzez bombardowanie jonowe określono:

- zmiany właściwości magnetycznych wielokrotnych warstw Tb/Co o zróżnicowanym stężeniu Tb poddanych bombardowaniu jonami  $\text{He}^+$  10 keV o z dawką zmienianą w szerokich granicach,
- mechanizm odpowiedzialny za magnetyczną dezaktywację części atomów Tb prowadzących do zmian właściwości warstw RE-TM,
- proces przemagnesowania sieć kwadratów/matryca dla przypadków, w których naświetlone kwadraty wykazują taką samą lub odmienną dominację podsięci niż matryca.

## Bibliografia

- [1] R. Kobliska, A. Gangulee, D. Cox, and C. Bajorek, *Temperature Dependence of the Magnetic Properties of Amorphous Co-Gd-Mo Thin Films*, IEEE Trans. Magn. **13**, 6 (1977).
- [2] M. H. Kryder, *Magneto-optic Recording Technology (Invited)*, J. Appl. Phys. **57**, 3913 (1985).
- [3] P. Hansen, C. Clausen, G. Much, M. Rosenkranz, and K. Witter, *Magnetic and Magneto-optical Properties of Rare-earth Transition-metal Alloys Containing Gd, Tb, Fe, Co*, J. Appl. Phys. **66**, 756 (1989).
- [4] S.-N. Cheng, M. H. Kryder, and M. C. A. Mathur, *Stress Related Anisotropy Studies in DC-Magnetron Sputtered TbCo and TbFe Films*, IEEE Trans. Magn. **25**, 4018 (1989).
- [5] A. E. Freitag and A. R. Chowdhury, *Magnetic Properties of Fe/Tb Multilayers with Large Fe Layer Thickness*, J. Appl. Phys. **85**, 4696 (1999).
- [6] F. Richomme, J. Teillet, A. Fnidiki, J. P. Lebertois, P. Auric, and P. Veillet, *Magnetic Anisotropy in Amorphous Fe/Tb Multilayers*, J. Magn. Magn. Mater. **156**, 181 (1996).
- [7] F. Richomme, J. Teillet, A. Fnidiki, and W. Keune, *Structural and Magnetic Properties of UHV-Evaporated Fe/Tb Multilayers: Effect of the Substrate Temperature*, Phys. Rev. B **64**, (2001).
- [8] N. Sato, *Magnetic Properties of Amorphous Tb-Fe Thin Films with an Artificially Layered Structure*, J. Appl. Phys. **59**, 2514 (1986).
- [9] Z. S. Shan and D. J. Sellmyer, *Magnetism of Rare-Earth–Transition-Metal Nanoscale Multilayers. I. Experiments on Dy/Co, Dy/Fe, and Tb/Fe*, Phys. Rev. B **42**, 10433 (1990).
- [10] L. Ertl, G. Endl, and H. Hoffmann, *Structure and Magnetic Properties of Sputtered Tb/Co Multilayers*, J. Magn. Magn. Mater. **113**, 227 (1992).
- [11] F. Yang, T. He, J. B. Chen, and F. Pan, *Transition of Ferromagnetism to Superparamagnetism in Fe/Tb Multilayers*, J. Appl. Phys. **91**, 3114 (2002).
- [12] J. Šmakov, S. Lapinskas, E. E. Tornau, and A. Rosengren, *Magnetization and Compensation Temperature of Transition-Metal–Rare-Earth Multilayers in a Model with Long-Range Interactions*, J. Magn. Magn. Mater. **190**, 157 (1998).
- [13] G. Garreau, M. Farle, E. Beaurepaire, and J. P. Kappler, *Spin-Reorientation Phase Transition in Co/Tb and Co/Ho Ultrathin Films*, J. Magn. Magn. Mater. **184**, 289 (1998).
- [14] A. V. Svalov, P. A. Savin, G. V. Kurlyandskaya, J. Gutiérrez, and V. O. Vas'kovskiy, *Spin-Valve Magnetoresistive Structures Based on Co/Tb Multilayer Films*, Tech. Phys. **47**, 987 (2002).
- [15] N. Sato and K. Habu, *Amorphous Rare-earth–Transition-metal Thin Films with an Artificially Layered Structure*, J. Appl. Phys. **61**, 4287 (1987).
- [16] S. Alebrand, M. Gottwald, M. Hehn, D. Steil, M. Cinchetti, D. Lacour, E. E. Fullerton, M. Aeschlimann, and S. Mangin, *Light-Induced Magnetization Reversal of High-Anisotropy TbCo Alloy Films*, Appl. Phys. Lett. **101**, 162408 (2012).
- [17] A. Hassdenteufel, C. Schubert, J. Schmidt, P. Richter, D. R. T. Zahn, G. Salvan, M. Helm, R. Bratschitsch, and M. Albrecht, *Dependence of All-Optical Magnetic Switching on the Sublattice Magnetization Orientation in Tb-Fe Thin Films*, Appl. Phys. Lett. **105**, 112403 (2014).
- [18] M. S. El Hadri, M. Hehn, G. Malinowski, and S. Mangin, *Materials and Devices for All-Optical Helicity-Dependent Switching*, J. Phys. Appl. Phys. **50**, 133002 (2017).
- [19] J. Finley and L. Liu, *Spin-Orbit-Torque Efficiency in Compensated Ferrimagnetic Cobalt-Terbium Alloys*, Phys. Rev. Appl. **6**, (2016).

- [20] K. Ueda, M. Mann, C.-F. Pai, A.-J. Tan, and G. S. D. Beach, *Spin-Orbit Torques in Ta/Tb<sub>x</sub>Co<sub>100-x</sub> Ferrimagnetic Alloy Films with Bulk Perpendicular Magnetic Anisotropy*, Appl. Phys. Lett. **109**, 232403 (2016).
- [21] S. Becker, T. Lucinski, H. Rohrmann, F. Stobiecki, and K. Röhl, *Exchange Coupled Double Layer Films (ECDLs) Consisting of Tb/Fe Multilayer Stacks*, J. Magn. Magn. Mater. **140–144**, 521 (1995).
- [22] S. Mangin, F. Montaigne, and A. Schuhl, *Interface Domain Wall and Exchange Bias Phenomena in Ferrimagnetic/Ferrimagnetic Bilayers*, Phys. Rev. B **68**, (2003).
- [23] Y. Henry, S. Mangin, T. Hauet, and F. Montaigne, *Positive Exchange-Bias Induced by Interface Domain Wall Quenching in GdFe/TbFe Films*, Phys. Rev. B **73**, (2006).
- [24] F. Radu, R. Abrudan, I. Radu, D. Schmitz, and H. Zabel, *Perpendicular Exchange Bias in Ferrimagnetic Spin Valves*, Nat. Commun. **3**, 715 (2012).
- [25] B. Hebler, S. Böttger, D. Nissen, R. Abrudan, F. Radu, and M. Albrecht, *Influence of the Fe-Co Ratio on the Exchange Coupling in TbFeCo/[Co/Pt] Heterostructures*, Phys. Rev. B **93**, (2016).
- [26] S. Romer, M. A. Marioni, K. Thorwarth, N. R. Joshi, C. E. Corticelli, H. J. Hug, S. Oezer, M. Parlinska-Wojtan, and H. Rohrmann, *Temperature Dependence of Large Exchange-Bias in TbFe-Co/Pt*, Appl. Phys. Lett. **101**, 222404 (2012).
- [27] C. Schubert, B. Hebler, H. Schletter, A. Liebig, M. Daniel, R. Abrudan, F. Radu, and M. Albrecht, *Interfacial Exchange Coupling in Fe-Tb/[Co/Pt] Heterostructures*, Phys. Rev. B **87**, (2013).
- [28] J. Liao, H. He, Z. Zhang, B. Ma, and Q. Y. Jin, *Enhanced Difference in Switching Fields for Perpendicular Magnetic Spin Valves with a Composite [Co/Ni]/[Sub N]/TbCo Reference Layer*, J. Appl. Phys. **109**, 023907 (2011).
- [29] J. Gorchon, C.-H. Lambert, Y. Yang, A. Pattabi, R. B. Wilson, S. Salahuddin, and J. Bokor, *Single Shot Ultrafast All Optical Magnetization Switching of Ferromagnetic Co/Pt Multilayers*, Appl. Phys. Lett. **111**, 042401 (2017).
- [30] C. Schubert, *Magnetic Order and Coupling Phenomena* (Springer International Publishing, Cham, 2014).
- [31] M. H. Tang, Z. Zhang, S. Y. Tian, J. Wang, B. Ma, and Q. Y. Jin, *Interfacial Exchange Coupling and Magnetization Reversal in Perpendicular [Co/Ni] N/TbCo Composite Structures*, Sci. Rep. **5**, (2015).
- [32] A. Moser, K. Takano, D. T. Margulies, M. Albrecht, Y. Sonobe, Y. Ikeda, S. Sun, and E. E. Fullerton, *Magnetic Recording: Advancing into the Future*, J. Phys. Appl. Phys. **35**, R157 (2002).
- [33] J. I. Mart, *Ordered Magnetic Nanostructures: Fabrication and Properties*, J. Magn. Magn. Mater. **53** (2003).
- [34] B. D. Terris, T. Thomson, and G. Hu, *Patterned Media for Future Magnetic Data Storage*, Microsyst. Technol. **13**, 189 (2006).
- [35] L. Fallarino, A. Oelschlägel, J. A. Arregi, A. Bashkatov, F. Samad, B. Böhm, K. Chesnel, and O. Hellwig, *Control of Domain Structure and Magnetization Reversal in Thick Co/Pt Multilayers*, Phys. Rev. B **99**, 024431 (2019).
- [36] F. Ando, M. Ishibashi, T. Koyama, Y. Shiota, T. Moriyama, D. Chiba, and T. Ono, *Magnetic Domain Writing Defined by Electrical Gating in Pt/Co Film*, Appl. Phys. Lett. **113**, 252402 (2018).
- [37] P. Tierno, T. H. Johansen, and T. M. Fischer, *Magnetically Driven Colloidal Microstirrer*, J. Phys. Chem. B **111**, 3077 (2007).
- [38] J. Loehr, D. de las Heras, M. Loenne, J. Bugase, A. Jarosz, M. Urbaniak, F. Stobiecki, A. Tomita, R. Huhnstock, I. Koch, A. Ehresmann, D. Holzinger, and T. M. Fischer,

- Lattice Symmetries and the Topologically Protected Transport of Colloidal Particles*, *Soft Matter* **13**, 5044 (2017).
- [39] J. Loehr, D. de las Heras, A. Jarosz, M. Urbaniak, F. Stobiecki, A. Tomita, R. Huhnstock, I. Koch, A. Ehresmann, D. Holzinger, and T. M. Fischer, *Colloidal Topological Insulators*, *Commun. Phys.* **1**, 4 (2018).
  - [40] D. Holzinger, I. Koch, S. Burgard, and A. Ehresmann, *Directed Magnetic Particle Transport above Artificial Magnetic Domains Due to Dynamic Magnetic Potential Energy Landscape Transformation*, *ACS Nano* **9**, 7323 (2015).
  - [41] A. Hubert and R. Schäfer, *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures* (Springer, Berlin ; New York, 1998).
  - [42] M. Hehn, S. Padovani, K. Ounadjela, and J. P. Bucher, *Nanoscale Magnetic Domain Structures in Epitaxial Cobalt Films*, *Phys. Rev. B* **54**, 3428 (1996).
  - [43] A. H. Morrish, *The Physical Principles of Magnetism* (2001).
  - [44] J.-P. Adam, J.-P. Jamet, J. Ferré, A. Mougin, S. Rohart, R. Weil, E. Bourhis, and J. Gierak, *Magnetization Reversal in Pt/Co(0.5 Nm)/Pt Nano-Platelets Patterned by Focused Ion Beam Lithography*, *Nanotechnology* **21**, 445302 (2010).
  - [45] P. Kuświk, I. Sveklo, B. Szymański, M. Urbaniak, F. Stobiecki, A. Ehresmann, D. Engel, P. Mazalski, A. Maziewski, and J. Jagielski, *Colloidal Domain Lithography in Multilayers with Perpendicular Anisotropy: An Experimental Study and Micromagnetic Simulations*, *Nanotechnology* **23**, 475303 (2012).
  - [46] 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, *Colloidal Domain Lithography for Regularly Arranged Artificial Magnetic Out-of-Plane Monodomains in Au/Co/Au Layers*, *Nanotechnology* **22**, 095302 (2011).
  - [47] C. Chappert, *Planar Patterned Magnetic Media Obtained by Ion Irradiation*, *Science* **280**, 1919 (1998).
  - [48] A. Ehresmann, I. Koch, and D. Holzinger, *Manipulation of Superparamagnetic Beads on Patterned Exchange-Bias Layer Systems for Biosensing Applications*, *Sensors* **15**, 28854 (2015).
  - [49] A. Ehresmann, D. Lengemann, T. Weis, A. Albrecht, J. Langfahl-Klabes, F. Göllner, and D. Engel, *Asymmetric Magnetization Reversal of Stripe-Patterned Exchange Bias Layer Systems for Controlled Magnetic Particle Transport*, *Adv. Mater.* **23**, 5568 (2011).
  - [50] P. Warin, R. Hyndman, J. Gierak, J. N. Chapman, J. Ferré, J. P. Jamet, V. Mathet, and C. Chappert, *Modification of Co/Pt Multilayers by Gallium Irradiation—Part 2: The Effect of Patterning Using a Highly Focused Ion Beam*, *J. Appl. Phys.* **90**, 3850 (2001).
  - [51] J. Gierak, E. Bourhis, M. N. Mérat Combes, Y. Chriqui, I. Sagnes, D. Mailly, P. Hawkes, R. Jede, L. Bruchhaus, L. Bardotti, B. Prével, A. Hannour, P. Mélinon, A. Perez, J. Ferré, J.-P. Jamet, A. Mougin, C. Chappert, and V. Mathet, *Exploration of the Ultimate Patterning Potential Achievable with Focused Ion Beams*, *Microelectron. Eng.* **78–79**, 266 (2005).
  - [52] A. Gaul, D. Emmrich, T. Ueltzhöffer, H. Huckfeldt, H. Doğanay, J. Hackl, M. I. Khan, D. M. Gottlob, G. Hartmann, A. Beyer, D. Holzinger, S. Nemšák, C. M. Schneider, A. Götzhäuser, G. Reiss, and A. Ehresmann, *Size Limits of Magnetic-Domain Engineering in Continuous in-Plane Exchange-Bias Prototype Films*, *Beilstein J. Nanotechnol.* **9**, 2968 (2018).
  - [53] P. Mazalski, P. Kuświk, I. Sveklo, I. Soldatov, J. McCord, R. Schäfer, A. Wawro, and A. Maziewski, *Modification of Magnetization Ordering in Pt/Co/Pt Trilayers Depending on the Scanning Direction of a Focused Ion Beam*, *J. Magn. Magn. Mater.* **477**, 317 (2019).



- [54] T. Kobayashi, H. Tsuji, S. Tsunashima, and S. Uchiyama, *Magnetization Process of Exchange-Coupled Ferrimagnetic Double-Layered Films*, Jpn. J. Appl. Phys. **20**, 2089 (1981).
- [55] R. C. LeCraw and R. Wolfe, *Controlled Compensation Walls and Compromise Compensation Walls in Garnet Films by the Silicon Annealing Technique*, in *MAGNETISM AND MAGNETIC MATERIALS — 1973: Nineteenth Annual Conference* (ASCE, Boston, Massachusetts, 1974), pp. 188–192.
- [56] A. Hrabec, N. T. Nam, S. Pizzini, and L. Ranno, *Magnetization Reversal in Composition-Controlled  $Gd_{1-x}Co_x$  Ferrimagnetic Films Close to Compensation Composition*, Appl. Phys. Lett. **99**, 052507 (2011).
- [57] P. Hansen, J. P. Krumme, H. C. Wolfe, C. D. Graham, and J. J. Rhyne, *The 'Compensation Wall', a New Type of  $180^\circ$  Wall in Gallium-Substituted YIG*, in *AIP Conference Proceedings* (AIP, Denver, Colorado (USA), 1973), pp. 423–423.
- [58] J. M. D. Coey, *Magnetism and Magnetic Materials*, 1st ed. (Cambridge University Press, 2001).
- [59] A. Aharoni, *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*, 2nd ed (Oxford University Press, Oxford ; New York, 2000).
- [60] L. Néel, *Anisotropie magnétique superficielle et surstructures d'orientation*, J. Phys. Radium **15**, 225 (1954).
- [61] M. Matczak, B. Szymański, M. Urbaniak, M. Nowicki, H. Głowiński, P. Kuświk, M. Schmidt, J. Aleksiejew, J. Dubowik, and F. Stobiecki, *Antiferromagnetic Magnetostatic Coupling in Co/Au/Co Films with Perpendicular Anisotropy*, J. Appl. Phys. **114**, 093911 (2013).
- [62] J. Jensen and A. R. Mackintosh, *Structures and Excitations*, 413 (n.d.).
- [63] B. D. Cullity and C. D. Graham, *Introduction to Magnetic Materials*, 2nd ed (IEEE/Wiley, Hoboken, N.J., 2009).
- [64] A. Szewczyk, H. Szymczak, R. Puźniak, A. Wiśniewski, and Wydawnictwo Naukowe PWN, *Magnetyzm i nadprzewodnictwo* (Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa, 2017).
- [65] S. Blundell, *Magnetism in Condensed Matter*, Reprint (Oxford Univ. Press, Oxford, 2014).
- [66] J. Unguris, R. J. Celotta, and D. T. Pierce, *Observation of Two Different Oscillation Periods in the Exchange Coupling of Fe/Cr/Fe(100)*, Phys. Rev. Lett. **67**, 140 (1991).
- [67] W. H. Meiklejohn and C. P. Bean, *New Magnetic Anisotropy*, Phys. Rev. **102**, 1413 (1956).
- [68] F. Radu and H. Zabel, *Exchange Bias Effect of Ferro-/Antiferromagnetic Heterostructures*, in *Magnetic Heterostructures*, edited by H. Zabel and S. D. Bader, Vol. 227 (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2008), pp. 97–184.
- [69] S. Mangin, G. Marchal, and B. Barbara, *Evidence of Exchange-Bias-Like Phenomenon in GdFe/TbFe/GdFe Domain Wall Junctions*, Phys. Rev. Lett. **82**, 4336 (1999).
- [70] R. C. O'Handley, *Modern Magnetic Materials: Principles and Applications* (Wiley, New York, 2000).
- [71] I. A. Campbell, *Indirect Exchange for Rare Earths in Metals*, J. Phys. F Met. Phys. **2**, L47 (1972).
- [72] Y. Kakehashi, *Modern Theory of Magnetism in Metals and Alloys* (Springer, Berlin ; New York, 2012).
- [73] K. H. J. Buschow, G. J. Long, and F. Grandjean, *High Density Digital Recording* (Springer Netherlands : Imprint : Springer, Dordrecht, 1993).



- [74] N. H. Duc, T. D. Hien, D. Givord, J. J. M. Franse, and F. R. de Boer, *Exchange Interactions in Rare Earth—Transition Metal Compounds*, J. Magn. Magn. Mater. **124**, 305 (1993).
- [75] D. B. McWhan and A. L. Stevens, *Effect of Pressure on the Magnetic Properties and Crystal Structure of Gd, Tb, Dy, and Ho*, Phys. Rev. **139**, A682 (1965).
- [76] F. Grandjean, G. J. Long, and K. H. J. Buschow, *Interstitial Intermetallic Alloys* (Springer Netherlands : Imprint : Springer, Dordrecht, 1995).
- [77] R. Skomski and D. J. Sellmyer, *Anisotropy of Rare-Earth Magnets*, J. Rare Earths **27**, 675 (2009).
- [78] R. J. Gambino, P. Chaudhari, and J. J. Cuomo, *Amorphous Magnetic Materials*, in *MAGNETISM AND MAGNETIC MATERIALS — 1973: Nineteenth Annual Conference* (ASCE, Boston, Massachusetts, 1974), pp. 578–592.
- [79] V. G. Harris, K. D. Aylesworth, B. N. Das, W. T. Elam, and N. C. Koon, *Structural Origins of Magnetic Anisotropy in Sputtered Amorphous Tb-Fe Films*, Phys. Rev. Lett. **69**, 1939 (1992).
- [80] C. Prados and C. Prieto, *Anisotropy, Magnetostriction and Local Chemical Order in Amorphous Tb<sub>x</sub>Fe<sub>1-x</sub> (0.1 < x < 0.55) Thin Films*, 3 (n.d.).
- [81] W. Meiklejohn, F. Luborsky, and P. Frischmann, *On the Origin of K<sub>u</sub> in Amorphous RE-TM Magneto-optic Recording Materials*, IEEE Trans. Magn. **23**, 2272 (1987).
- [82] C. Prados, E. Marinero, and A. Hernando, *Magnetic Interactions and Anisotropy in Amorphous TbFe Films*, J. Magn. Magn. Mater. **165**, 414 (1997).
- [83] S. Tsunashima, H. Takagi, K. Kamegaki, T. Fujii, and S. Uchiyama, *Magnetoelastic Contribution to Perpendicular Anisotropy in Amorphous Gd-Co and Gd-Fe Films*, IEEE Trans. Magn. **14**, 844 (1978).
- [84] H. J. Leamy and A. G. Dirks, *Microstructure and Magnetism in Amorphous Rare-earth–Transition-metal Thin Films. II. Magnetic Anisotropy*, J. Appl. Phys. **50**, 2871 (1979).
- [85] W. H. Meiklejohn, *Magneto-optics: A Thermomagnetic Recording Technology*, Proc. IEEE **74**, 1570 (1986).
- [86] C. Blanco-Roldán, Y. Choi, C. Quirós, S. M. Valvidares, R. Zarate, M. Vélez, J. M. Alameda, D. Haskel, and J. I. Martín, *Tuning Interfacial Domain Walls in GdCo/Gd/GdCo' Spring Magnets*, Phys. Rev. B **92**, (2015).
- [87] B. Hebler, P. Reinhardt, G. L. Katona, O. Hellwig, and M. Albrecht, *Double Exchange Bias in Ferrimagnetic Heterostructures*, Phys. Rev. B **95**, (2017).
- [88] F. Stobiecki, T. M. Atmono, S. Becker, H. Rohrmann, and K. Röhl, *Investigation of Interface Wall Energy  $\Sigma_w$  and Coercivity  $H_C$  in Exchange-Coupled Double Layers (ECDLs)*, J. Magn. Magn. Mater. **148**, 497 (1995).
- [89] K. Wang, Y. Wang, F. Ling, and Z. Xu, *Perpendicular Exchange Coupling Effects in Ferrimagnetic TbFeCo/GdFeCo Hard/Soft Structures*, J. Magn. Magn. Mater. **452**, 153 (2018).
- [90] T. Hauet, F. Montaigne, M. Hehn, Y. Henry, and S. Mangin, *Magnetoresistance in an Amorphous Exchange-Coupled Bilayer*, Phys. Rev. B **79**, (2009).
- [91] P. Hansen, *New Type of Compensation Wall in Ferrimagnetic Double Layers*, Appl. Phys. Lett. **55**, 200 (1989).
- [92] B. E. Argyle, R. J. Gambino, and K. Y. Ahn, *Polar Kerr Rotation and Sublattice Magnetization in GdCoMo Bubble Films*, in *AIP Conference Proceedings*, Vol. 24 (AIP, 1975), pp. 564–565.

- [93] Ł. Frąckowiak, P. Kuświk, M. Urbaniak, G. D. Chaves-O'Flynn, and F. Stobiecki, *Wide-Range Tuning of Interfacial Exchange Coupling between Ferromagnetic Au/Co and Ferrimagnetic Tb/Fe(Co) Multilayers*, Sci. Rep. **8**, 16911 (2018).
- [94] M. Gottwald, M. Hehn, F. Montaigne, D. Lacour, G. Lengaigne, S. Suire, and S. Mangin, *Magnetoresistive Effects in Perpendicularly Magnetized Tb-Co Alloy Based Thin Films and Spin Valves*, J. Appl. Phys. **111**, 083904 (2012).
- [95] A. Hassdenteufel, B. Hebler, C. Schubert, A. Liebig, M. Teich, M. Helm, M. Aeschlimann, M. Albrecht, and R. Bratschitsch, *Thermally Assisted All-Optical Helicity Dependent Magnetic Switching in Amorphous  $Fe_{100-x}Tb_x$  Alloy Films*, Adv. Mater. **25**, 3122 (2013).
- [96] Y. Mimura, N. Imamura, and T. Kobayashi, *Magnetic Properties and Curie Point Writing in Amorphous Metallic Films*, IEEE Trans. Magn. **12**, 779 (1976).
- [97] A. Barbacki, *Mikroskopia elektronowa* (Wydawnictwo Politechniki Poznańskiej, Poznań, 2007).
- [98] H. Czichos, T. Saito, and L. R. Smith, editors, *Springer Handbook of Materials Measurement Methods* (Springer, Germany, 2006).
- [99] M. Matczak, B. Szymański, P. Kuświk, M. Urbaniak, F. Stobiecki, Z. Kurant, A. Maziewski, D. Lengemann, and A. Ehresmann, *Tailoring Magnetic Anisotropy Gradients by Ion Bombardment for Domain Wall Positioning in Magnetic Multilayers with Perpendicular Anisotropy*, Nanoscale Res. Lett. **9**, 395 (2014).
- [100] P. Kuświk, B. Szymański, B. Anastaziak, M. Matczak, M. Urbaniak, A. Ehresmann, and F. Stobiecki, *Enhancement of Perpendicular Magnetic Anisotropy of Co Layer in Exchange-Biased Au/Co/NiO/Au Polycrystalline System*, J. Appl. Phys. **119**, 215307 (2016).
- [101] L. I. Maissel and R. Glang, editors, *Handbook of Thin Film Technology* (McGraw-Hill Publ. Comp, New York, 1983).
- [102] M. Knudsen, *Die Molekularströmung der Gase durch Öffnungen und die Effusion*, Ann. Phys. **333**, 999 (1909).
- [103] K. Miernik, *Działanie i budowa magnetronowych urządzeń rozpylających* (Instytut Technologii Eksploatacji, Radom, 1997).
- [104] R. J. Gnaedinger, *Some Calculations of the Thickness Distribution of Films Deposited from Large Area Sputtering Sources*, J. Vac. Sci. Technol. **6**, 355 (1969).
- [105] F. Richomme, J. Teillet, A. Fnidiki, P. Auric, and P. Houdy, *Experimental Study of the Structural and Magnetic Properties of Fe/Tb Multilayers*, Phys. Rev. B **54**, 416 (1996).
- [106] V. Grolier, D. Renard, B. Bartenlian, P. Beauvillain, C. Chappert, C. Dupas, J. Ferré, M. Galtier, E. Kolb, M. Mulloy, J. P. Renard, and P. Veillet, *Unambiguous Evidence of Oscillatory Magnetic Coupling between Co Layers in Ultrahigh Vacuum Grown Co/Au(111)/Co Trilayers*, Phys. Rev. Lett. **71**, 3023 (1993).
- [107] M. Matczak, P. Kuświk, B. Szymański, M. Urbaniak, M. Schmidt, J. Aleksiejew, F. Stobiecki, and A. Ehresmann, *Co/Au Multilayers with Graded Magnetic Anisotropy for Magnetic Field Sensing*, Appl. Phys. Lett. **100**, 162402 (2012).
- [108] M. Urbaniak, F. Stobiecki, A. Gaul, and A. Ehresmann, *Magnetization Reversal of Co/Au Multilayer Stripes with KeV-He<sup>+</sup> Ion Bombardment Induced Coercivity Gradient*, J. Phys. Appl. Phys. **48**, 335003 (2015).
- [109] E. Shypil, A. Pogorily, and D. Podyalovsky, *Oscillations and Change of Sign in Indirect Exchange Coupling of Fe/Au/Tb Trilayer Structures*, Low Temp. Phys. **30**, 405 (2004).
- [110] Y. Henry, S. Mangin, T. Hauet, and F. Montaigne, *Positive Exchange-Bias Induced by Interface Domain Wall Quenching in Gd Fe/Tb Fe Films*, Phys. Rev. B **73**, (2006).

- [111] X. Li, C. T. Ma, J. Lu, A. Devaraj, S. R. Spurgeon, R. B. Comes, and S. J. Poon, *Exchange Bias and Bistable Magneto-Resistance States in Amorphous TbFeCo Thin Films*, Appl. Phys. Lett. **108**, 012401 (2016).
- [112] C. T. Ma, B. J. Kirby, X. Li, and S. J. Poon, *Thickness Dependence of Ferrimagnetic Compensation in Amorphous Rare-Earth Transition-Metal Thin Films*, Appl. Phys. Lett. **113**, 172404 (2018).
- [113] C. T. Ma, X. Li, and S. J. Poon, *Micromagnetic Simulation of Ferrimagnetic TbFeCo Films with Exchange Coupled Nanophases*, J. Magn. Magn. Mater. **417**, 197 (2016).
- [114] T. C. Anthony, J. Brug, S. Naberhuis, and H. Birecki, *Thermal Stability of Magneto-optic Quadrilayers*, J. Appl. Phys. **59**, 213 (1986).
- [115] 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, *Domain-Wall Movement Control in Co / Au Multilayers by He + -Ion-Bombardment-Induced Lateral Coercivity Gradients*, Phys. Rev. Lett. **105**, (2010).
- [116] V. Baltz, B. Rodmacq, A. Bollero, J. Ferré, S. Landis, and B. Dieny, *Balancing Interlayer Dipolar Interactions in Multilevel Patterned Media with Out-of-Plane Magnetic Anisotropy*, Appl. Phys. Lett. **94**, 052503 (2009).
- [117] J.-P. Jamet, S. Lemerle, P. Meyer, J. Ferré, B. Bartenlian, N. Bardou, C. Chappert, P. Veillet, F. Rousseaux, D. Decanini, and H. Launois, *Dynamics of the Magnetization Reversal in Au/Co/Au Micrometer-Size Dot Arrays*, Phys. Rev. B **57**, 14320 (1998).
- [118] Ł. Frąckowiak, F. Stobiecki, G. D. Chaves-O'Flynn, M. Urbaniak, M. Schmidt, M. Matczak, A. Maziewski, M. Reginka, A. Ehresmann, and P. Kuświk, *Subsystem Domination Influence on Magnetization Reversal in Designed Magnetic Patterns in Ferrimagnetic Tb/Co Multilayers*, Sci. Rep. **11**, 1041 (2021).
- [119] Ł. Frąckowiak, P. Kuświk, G. D. Chaves-O'Flynn, M. Urbaniak, M. Matczak, P. P. Michałowski, A. Maziewski, M. Reginka, A. Ehresmann, and F. Stobiecki, *Magnetic Domains without Domain Walls: A Unique Effect of He + Ion Bombardment in Ferrimagnetic Tb / Co Films*, Phys. Rev. Lett. **124**, 047203 (2020).
- [120] T. Devolder, C. Chappert, Y. Chen, E. Cambril, H. Bernas, J. P. Jamet, and J. Ferré, *Sub-50 Nm Planar Magnetic Nanostructures Fabricated by Ion Irradiation*, Appl. Phys. Lett. **74**, 3383 (1999).

## Spis rysunków

Rys. 1 Schematyczny rysunek ilustrujący występowanie magnetostrykcji w zależności od temperatury pomiaru [63].	7
Rys. 2 (a) Schemat układu warstwowego Fe/Cr-klin/Fe wraz z zaznaczonymi kierunkami magnetyzacji. (b) Struktura manetyczna zarejestrowana z wykorzystaniem skaningowego mikroskopu elektronowego wyposażonego w analizator pozwalający rozróżniać polaryzację spinową elektronów (analizator Motta) (ang. scanning electron microscope with polarization analysis - SEMPA) [66] dla górnej warstwy Fe oraz (c) dolnej warstwy Fe pokazanej na panelu (a).	8
Rys. 3 Schemat ilustrujący indukowanie oddziaływania typu exchange bias w układzie F/AF podczas chłodzenia próbki w polu magnetycznym [68].	9
Rys. 4 Oddziaływanie typu exchange bias dla skompensowanego interfejsu dla układu (a) F/AF oraz (b) F/FI [24] ( $E_\sigma$ oznacza energię na jednostkę powierzchni, a $J_{EX}$ stałą oddziaływania).	10
Rys. 5 Porównanie (a) ściany Blocha oraz (b) ściany Néela dla warstwy o grubości $t$ wraz z rozmieszczeniem „ładunków” magnetycznych dla poszczególnych typów ścian o szerokości $W$ [41].	11
Rys. 6 Szerokość ściany domenowej (linia przerywana) i energia (linia ciągła) dla ściany Blocha oraz Néela w funkcji grubości warstwy permaloju [59].	11
Rys. 7 Schemat rozkładu pól rozproszonych, momentów i „ładunków” magnetycznych w ścianie domenowej dla przypadku, gdy ferromagnetyk posiada anizotropię prostopadłą [41].	12
Rys. 8 Profil ściany Blocha z zaznaczeniem jej szerokości w zależności od przyjętej definicji [41].	13
Rys. 9 Uproszczony schemat sprzężenia momentu spinowego $S$ i orbitalnego $L$ dla ciężkiej i lekkiej ziemi rzadkiej oraz metalu przejściowego [70].	15
Rys. 10 Rozkład momentów magnetycznych w podsieciach RE (linie przerywane) i TM (linie ciągłe) w stopach RE-TM złożonych z różnych pierwiastków [72].	16
Rys. 11 Spłaszczony, wydłużony oraz sferyczny kształt rozkładu ładunków na orbitalu 4f dla wybranych ziem rzadkich. Strzałka pokazuje kierunek magnetyzacji [77].	17
Rys. 12 Orientacja momentów podsieci RE i TM układu dwóch wymiennie oddziałujących ferrimagnetycznych warstw o różnej dominacji podsieci (typ I) w stanie (a) nasycenia i (b) po przemagnesowaniu górnej warstwy [54].	19

Rys. 13 Orientacja momentów podsieci RE i TM układu dwóch wymiennie oddziałujących ferrimagnetycznych warstw o tej samej dominacji podsieci (typ II) w stanie (a) nasycenia i (b) po przemagnesowaniu jednej warstwy [54].	20
Rys. 14 Grubość warstwy Tb magnetycznie aktywnej w funkcji całkowitej grubości subwarstwy Tb w strukturze wielowarstwowej Tb/Co w temperaturze pokojowej. Linia przerywana - wartość $t_{\text{Tb}}^{\text{mag}}$ wyliczona z namagnesowania w nasyceniu; linia ciągła - wartość $t_{\text{Tb}}^{\text{mag}}$ wyliczona z temperatury kompensacji [10].	20
Rys. 15 Schematyczny podział pojedynczej warstwy Tb o grubości $t_{\text{Tb}}$ na obszary magnetycznie sprzężone z warstwą Co oraz na obszar paramagnetyczny [10].	21
Rys. 16 Efektywne namagnesowanie $M$ i pole koercji dla stopu $\text{Tb}_x\text{Co}_{1-x}$ (20 nm) w funkcji (a) koncentracji Co (1-x) oraz (b) temperatury dla $\text{Tb}_{20}\text{Co}_{80}$ [94]. Efektywne namagnesowanie i pole koercji dla stopu $\text{Tb}_x\text{Fe}_{100-x}$ w funkcji (c) koncentracji Tb (x) [95] oraz (d) temperatury dla różnych stężeń Tb [8].	22
Rys. 17 Temperatura kompensacji ( $T_{\text{comp}}$ ) i temperatura Curie ( $T_{\text{C}}$ ) w funkcji stężenia Tb (x) dla (a) stopu $\text{Tb}_x\text{Co}_{100-x}$ [16] oraz (b) $\text{Tb}_x\text{Fe}_{100-x}$ [96].	23
Rys. 18 Schemat magnetoptycznego efektu Kerra dla konfiguracji (a) polarnej, (b) poprzecznej i (c) podłużnej [58].	25
Rys. 19 Reprezentatywna pełna i minorowa pętla histerezy układu F/FI z zaznaczonymi parametrami: $\phi_{\text{R}}$ , $\phi_{\text{S}}$ , $H_{\text{C}}$ , $H_{\text{mls}}$ , $H_{\text{S}}^1$ , $H_{\text{S}}^2$ .	27
Rys. 20 Schemat powstawania obrazu różnicowego rejestrowanego przy pomocy mikroskopu polaryzacyjnego pracującego w konfiguracji P-MOKE. Obraz A przedstawia konfigurację magnetyczną w remanencji po uprzednim nasyceniu próbki, natomiast obraz B także przedstawia obraz w remanencji po uprzednim przemagnesowaniu części układu.	28
Rys. 21 Schemat konfiguracji targetów i podłoża podczas osadzania warstw stopowych. Na widokach (a) z boku i (b) z góry zaznaczono: $R$ – promień target i kominka; $h$ – odległość pomiędzy płaszczyzną targetu a płaszczyzną podłoża; $u$ – odległość pomiędzy targetami. Kolor pomarańczowy i niebieski oznaczają odpowiednio materiał Co i Tb.	32
Rys. 22 Szybkości osadzania Tb i Co w funkcji mocy zasilania źródła magnetronowego ( $P$ ) dla wybranych odległości pomiędzy płaszczyzną targetów i podłoża. Linia prosta reprezentuje dopasowanie do regresji liniowej.	33
Rys. 23 Schemat definiujący parametry istotne dla wyznaczenia profili rozkładu grubości (szybkości osadzania) warstwy osadzonej z punkтового źródła [101].	34
Rys. 24 Zużyty target Co z zaznaczonym obszarem największego efektywnego rozpylania.	34
Rys. 25 Wizualizacja określająca jakie elementy targetu nie biorą udziału w procesie osadzania z zastosowaniem kominka. Czerwonym kolorem oznaczono proste $t^{\text{n,k}}$ i zależność	

od położenia  $n$ -tego elementu targetu prosta przecina bądź nie ścianki kominka dla widoku z boku. Punkty przecięcia prostej  $l^{n,k}$  ze ściankami „kominka” oznaczono kolorem niebieskim.  
.....36

Rys. 26 Znormalizowany profil grubości w funkcji odległości od środka targetu ( $t^k(\rho)/t^k(\rho=0)$ ) dla dwóch odległości pomiędzy płaszczyzną targetów i podłoża ( $h$ ) z uwzględnieniem i bez uwzględnienia "kominka" dla targetu (a) kołowego i (b) pierścieniowego. Należy zaznaczyć, że ujemne wartości  $\rho$  oznaczają tylko i wyłącznie po której stronie względem targetu znajduje się punkt podłoża. ....37

Rys. 27 Przykładowe profile rozkładu grubości Tb (kolor czarny) i Co (kolor czerwony) nanoszonych z targetów pierścieniowych dla (a)  $h = 97$  mm oraz (b)  $h = 147$  mm. Do obliczeń przyjęto (a)  $\varepsilon_{Tb} = 3,7178 \cdot 10^{-6}$  mm<sup>3</sup>/s,  $\varepsilon_{Co} = 4,5554 \cdot 10^{-6}$  mm<sup>3</sup>/s dla  $h = 97$  mm i (b)  $\varepsilon_{Tb} = 3,5598 \cdot 10^{-6}$  mm<sup>3</sup>/s,  $\varepsilon_{Co} = 4,3618 \cdot 10^{-6}$  mm<sup>3</sup>/s dla  $h = 147$  mm oraz czas osadzania  $s_t = 150$  s. Obszar zakresowany odpowiada pozycji podłoża. ....38

Rys. 28 Wyliczone mapy rozkładu grubości stopu Tb-Co w funkcji położenia na podłożu (oraz w funkcji odległości od środka targetu Tb ( $\rho_{Tb}$ )) dla (a,c)  $h = 147$  mm oraz (b,d)  $h = 97$  mm dla (a,b) targetów pierścieniowych i (c,d) targetów kołowych. ....38

Rys. 29 Wyliczone mapy rozkładu stężenia Tb ( $c_{Tb}$ ) w funkcji położenia na podłożu (oraz w funkcji odległości od środka targetu  $\rho_{Tb}$ ) dla (a,c)  $h = 147$  mm oraz (b,d)  $h = 97$  mm dla stopu Tb<sub>x</sub>Co<sub>100-x</sub> dla (a,b) targetów pierścieniowych oraz (c,d) targetów kołowych. ....39

Rys. 30 Profil stężenia Tb ( $c_{Tb}$ ) dla targetu pierścieniowego i kołowego w funkcji położenia X (linia przerywana na Rys. 29) dla  $Y = 10$  mm i dwóch odległości pomiędzy płaszczyzną targetów i podłoża ( $h$ ). ....40

Rys. 31 Mapy rozkładu stężenia Tb ( $c_{Tb}$ ) warstw stopowych Tb-Co osadzanych przy odległości pomiędzy płaszczyzną targetów i podłoża (a)  $h = 147$  mm oraz (b)  $h = 97$  mm, zmierzone techniką SEM-EDS. ....41

Rys. 32 Profile stężenia Tb ( $c_{Tb}$ ) w funkcji odległości od krawędzi wraz z dopasowaniem modelu numerycznego przedstawionego w podrozdziale 5.2.1 (linia ciągła) dla dwóch odległości pomiędzy płaszczyzną targetów i podłoża (a)  $h = 147$  mm oraz (b)  $h = 97$  mm. ...41

Rys. 33 Zależności pola koercji ( $H_C$ ) (a,b), sygnału Kerra ( $\phi_R$ ) i stosunku sygnału Kerra w remanencji do nasycenia ( $\phi_R/\phi_S$ ) (c,d) w funkcji grubości subwarstwy Tb ( $t_{Tb}$ ) i stężenia Tb ( $c_{Tb}$ ), dla wielokrotnych warstw (a,c) (Tb- $t_{Tb}$ /Fe-0,66nm)<sub>6</sub> i (b,d) (Tb- $t_{Tb}$ /Co-0,66nm)<sub>6</sub>. ....42

Rys. 34 Mapy rozkładu pól koercji ( $H_C$ ) wyznaczone dla warstw stopowych Tb-Co dla dwóch odległości pomiędzy płaszczyzną targetów i podłoża (a)  $h = 147$  mm i (b)  $h = 97$  mm. ....43

Rys. 35 Zależność sygnału Kerra ( $\phi_R$ ) oraz stosunku sygnału Kerra w remanencji do nasycenia ( $\phi_R/\phi_S$ ) w funkcji stężenia Tb ( $c_{Tb}$ ) dla stopów Tb-Co dla dwóch odległości pomiędzy płaszczyzną targetów i podłoża (a)  $h = 147$  mm i (b)  $h = 97$  mm. ....43

Rys. 36 Zależność (a) pola koercji ( $H_C$ ) oraz (b) stosunku sygnału Kerra w remanencji do nasycenia ( $\phi_R/\phi_S$ ) w funkcji stężenia Tb ( $c_{Tb}$ ) dla stopu Tb-Co ( $h = 97$ nm) oraz wielowarstwy (Tb/Co) <sub>6</sub> .....	44
Rys. 37 Morfologia badanych układów zawierających wielowarstwę F = (Au-1nm/Co-0,8nm) <sub>3</sub> oraz FI = (Tb klin 0-2nm/Co(Fe)-0,66nm) <sub>6</sub> . Układy zostały wytworzone w trzech wariantach: (a) w konfiguracji podstawowej, (b) z dodatkową przekładką Au-1nm oraz (c) z klinową przekładką Au ( $0 \leq t_{Au} \leq 2$ nm).....	47
Rys. 38 Morfologii układów przedstawionych na Rys. 37 wraz z uwzględnieniem ich właściwości magnetycznych. Układ wielowarstwowy A – (Au-1nm/Co-0,8nm) <sub>3</sub> /(Tb klin 0-2nm/Co(Fe)-0,66nm) <sub>6</sub> ; układ wielowarstwowy B - (Au-1nm/Co-0,8nm) <sub>3</sub> /Au-1nm/(Tb klin 0-2nm/Co(Fe)-0,66nm) <sub>6</sub> . Pierwsza warstwa Co w obydwu układach została oznaczona jako Co*.....	47
Rys. 39 (a-c) Pętle histerezy układów typu A <sup>Tb/Fe</sup> oraz (d-g) A <sup>Tb/Co</sup> dla wybranych grubości subwarstwy Tb ( $t_{Tb}$ ) zaznaczonych na Rys. 40.....	48
Rys. 40 Pole przełączania całego układu ( $H_S$ ), warstwy ferromagnetycznej ( $H_S^F$ ) i warstwy ferrimagnetycznej ( $H_S^{FI}$ ) w funkcji grubości subwarstwy Tb ( $t_{Tb}$ ) (stężenia Tb ( $c_{Tb}$ )) dla układu A z Rys. 38, w którym (a) FI=Co*-0,8nm/(Tb klin 0-2nm/Fe-0,66nm) <sub>6</sub> , (b) Co*-0,8nm/(Tb klin 0-2nm/Co-0,66nm) <sub>6</sub> . Duże symbole punktów pomiarowych odpowiadają pętlom histerezy pokazanym na Rys. 39 .....	49
Rys. 41 Przesunięcie minorowej pętli histerezy dla warstwy swobodnej F ( $H_{mls}^F$ ) i FI ( $H_{mls}^{FI}$ ) oraz stała wymiany ( $J_{EX}$ ) w funkcji grubości subwarstwy Tb ( $t_{Tb}$ ) (stężenia Tb ( $c_{Tb}$ )) dla układu (a) A <sup>Tb/Fe</sup> oraz (b) A <sup>Tb/Co</sup> .....	50
Rys. 42 (a,b) Pole przemagnesowania ( $H_S$ ) całego układu (trójkąt), warstwy ferromagnetycznej (koło) i warstwy ferrimagnetycznej (kwadrat), duże symbole w panelach (a,b) odpowiadają zamieszczonym pętlom histerezy. (c,d) Przesunięcie pętli minorowej ( $H_{mls}$ ) i stała oddziaływania ( $J_{EX}$ ) w funkcji grubości subwarstwy Tb ( $t_{Tb}$ ) i stężenia Tb ( $c_{Tb}$ ) dla układu B <sup>Tb/Fe</sup> (a,c) i B <sup>Tb/Co</sup> (b,d). .....	51
Rys. 43 (a) Przykładowa pętla histerezy wraz z zaznaczeniem odpowiednich parametrów wykreślonych w panelu (b). (b) Różnica sygnału Kerra związanego z przemagnesowaniem wielowarstwy ferromagnetycznej ( $\Delta\phi^F$ ), wielowarstwy ferrimagnetycznej ( $\Delta\phi^{FI}$ ) oraz całego układu ( $\Delta\phi^F + \Delta\phi^{FI}$ ) w funkcji grubości przekładki Au ( $t_{Au}$ ). .....	53
Rys. 44 Przesunięcie pętli minorowej ( $H_{mls}$ ) związanej z przemagnesowaniem wyłącznie wielowarstwy ferromagnetycznej oraz stała oddziaływania ( $J_{EX}$ ) pomiędzy F i FI w funkcji grubości przekładki Au ( $t_{Au}$ ). .....	53
Rys. 45 Ewolucja pętli histerezy w funkcji dawki naświetlanych jonów He <sup>+</sup> dla układu wielowarstwowego (Tb klin 0-2nm/Co-0,66nm) <sub>6</sub> zmierzonych dla $t_{Tb} = 1,1$ nm. ....	56

Rys. 46 Zależność (a) pola koercji ( $H_C$ ) oraz (b) prostokątności pętli histerezy ( $\phi_R/\phi_S$ ) struktury warstwowej (Tb klin 0-2nm/Co-0,66nm) <sub>6</sub> od grubości subwarstw Tb ( $t_{Tb}$ ) i średniego stężenia Tb ( $c_{Tb}$ ) dla pięciu różnych dawek ( $D$ ) jonów He <sup>+</sup> 10keV.....	57
Rys. 47 Pomiar SIMS dla (Tb 1,1nm/Co-0,66nm) <sub>6</sub> przed (pełne symbole) i po (puste symbole) bombardowaniu jonami He <sup>+</sup> z dawką $D = 3 \times 10^{15}$ He <sup>+</sup> /cm <sup>2</sup> . Panel wewnętrzny obrazuje schematycznie konfigurację magnetyczną w nasyceniu polem magnetycznym skierowanym w dół.....	58
Rys. 48 Zależności (a) pola koercji ( $H_C$ ) oraz (b) prostokątności pętli histerezy ( $\phi_R/\phi_S$ ) struktury warstwowej (Tb-1,1nm/Co-0,66nm) <sub>6</sub> /Au klin 0-20nm w funkcji grubości warstwy ochronnej Au ( $t_{Au}$ ) dla dwóch dawek ( $D$ ) jonów He <sup>+</sup> (10keV). Dla wyróżnionych punktów (puste symbole) zostały przedstawione pętłe histerezy. ....	60
Rys. 49 Pole koercji $H_C$ (a) w funkcji położenia od krawędzi próbki oraz (b) przeliczone w funkcji dawki bombardowanych jonów He <sup>+</sup> dla układu (Tb-1nm/Co-0,66nm) <sub>6</sub> . Dla każdej długości paska 10 i 20 mm użyto tego samego zakresu dawki od 0 do $3 \times 10^{15}$ He <sup>+</sup> /cm <sup>2</sup> .....	61
Rys. 50 Schemat sieci kwadratów. ....	62
Rys. 51 Magnetoptyczne pętłe histerezy obszarów referencyjnych struktury warstwowej (Tb-1,1nm/Co-0,66nm) <sub>6</sub> zmierzone dla obszaru poddanego bombardowaniu jonami He <sup>+</sup> z dawką $D^* = 1 \times 10^{15}$ He <sup>+</sup> /cm <sup>2</sup> i chronionego przed bombardowaniem ( $D = 0$ ). ....	63
Rys. 52 (a) Pełne i minorowe (odpowiednio pełne i puste symbole) pętłe histerezy dla układu (Tb-1,1nm/Co-0,66nm) <sub>6</sub> dla próbki $\Lambda$ poddanej magnetycznej strukturyzacji bombardowaniem jonami He <sup>+</sup> (10 keV) z dawką $D^* = 1 \times 10^{15}$ He <sup>+</sup> /cm <sup>2</sup> . Różne kolory w panelu (a) oznaczają różne wymiary naświetlonych kwadratów. Panel (b) obrazuje orientację namagnesowania w matrycy ( $M_{KW}$ ) oraz w obrębie kwadratów ( $S_{KW}$ ). Odcienie szarości zostały tak dobrane, aby odpowiadały różnicowym obrazom struktury domenowej obserwowanej z wykorzystaniem mikroskopu z kontrastem P-MOKE. Czarna, niebieska i czerwona strzałka oznaczają odpowiednio kierunek namagnesowania efektywnego, podsieci Co i Tb. Ściana domenowa (DW) oznaczona jest kolorem zielonym. ....	64
Rys. 53 Rozkład pola przemagnesowania struktury (proces 2→3) ( $H_S^{23}$ ) w funkcji rozmiaru naświetlonych kwadratów dla dawki $D^* = 1 \times 10^{15}$ He <sup>+</sup> /cm <sup>2</sup> dla próbki $\Lambda$ . ....	65
Rys. 54 Obrazy różnicowe P-MOKE (rozdział 4.2) procesu przemagnesowania (a) 1→2 i 2→3 dla próbki $\Omega$ . Numery oznaczają stany zaznaczone na <b>Rys. 52a</b> . ....	66
Rys. 55 Obrazy różnicowe P-MOKE procesu przemagnesowania dla $a = 25$ $\mu$ m pomiędzy stanem 2 i 1 (wg oznaczenia na Rys. 52a) zarejestrowanego dla próbki $\Omega$ .....	67
Rys. 56 (a) Pętłe histerezy dla obszarów referencyjnych niepoddanych bombardowaniu jonami i dla dawki $D^{**} = 3 \times 10^{15}$ He <sup>+</sup> /cm <sup>2</sup> . (b) Reprezentatywne obrazy struktury domenowej dla obszaru referencyjnego poddanego bombardowaniu jonowemu z $D = 3 \times 10^{15}$ He <sup>+</sup> /cm <sup>2</sup> ...	68



- Rys. 57 Pełna i minorowa (odpowiednio pełne i puste symbole) pętla histerezy dla układu warstwowego (Tb-1,1nm/Co-0,66nm)<sub>6</sub> dla próbki *A* poddanego magnetycznej strukturyzacji bombardowaniem jonami He<sup>+</sup> (10 keV) z dawką  $D^{**} = 3 \times 10^{15}$  He<sup>+</sup>/cm<sup>2</sup>. Panel (b) obrazuje orientację namagnesowania w matrycy ( $M_{KW}$ ) oraz w obrębie kwadratów ( $S_{KW}$ ). Zastosowana konwencja kolorów jest taka sama jak na Rys. 52. ....69
- Rys. 58 Obrazy różnicowe P-MOKE przedstawiające ewolucję struktury domenowej podczas procesu przemagnesowania kwadratów o boku  $a = 25$  μm dla próbki  $\Omega$ , rejestrowana w zakresie pola magnetycznego od 86 mT do 116 mT odpowiadającego przejściu 1→2.....70
- Rys. 59 Obrazy różnicowe P-MOKE przedstawiające proces przemagnesowania kwadratów o boku  $a = 25$  μm dla próbki  $\Omega$ , dla zakresu pola magnetycznego od -86 mT do -230 mT odpowiadającego przejściu 2→1. ....70
- Rys. 60 Obrazy różnicowe P-MOKE przedstawiające ewolucję procesu przemagnesowania (a) sieci kwadratów o  $a = 25$  μm i (b) w powiększeniu dla wybranego kwadratu podczas przejścia ze stanu 1 do stanu 2 dla próbki  $\Omega$ . (c) Schemat konfiguracji efektywnego namagnesowania, magnetyzacji Co i magnetyzacji Tb (konwencja kolorów taka sama jak na Rys. 57). Zielone strzałki wskazują kierunek ruchu DW. ....71
- Rys. 61 (a,b) Obrazy różnicowe P-MOKE przedstawiające proces przemagnesowania kwadratów z  $a = 25$  μm od stanu 2 do 1 dla próbki  $\Omega$ . (c) Schemat rozkładu namagnesowania efektywnego oraz namagnesowania w podsięciach Co i Tb w obrębie matrycy ( $M_{KW}$ ) i kwadratu ( $S_{KW}$ ), dla etapu pośredniego w dwóch wersjach: (2→1) z nukleacją domeny w obrębie centrum kwadratu (taki scenariusz potwierdza sekwencja zdjęć pokazana w panelach (a,b), (2→1)\* z nukleacją domeny w pobliżu krawędzi kwadratu (taki scenariusz wymaga utworzenia DW zarówno na krawędzi kwadratu, jak i wokół domeny zlokalizowanej w jego centrum). Zastosowana konwencja kolorów jest taka sama jak na Rys. 57. ....72
- Rys. 62 Obrazy różnicowe P-MOKE przedstawiające proces ewolucji struktury domenowej odpowiadającej pełnej pętli histerezy na Rys. 57a dla próbki  $\Omega$ . Zdjęcia oznaczone numerami 1, 2, 3, 4 odpowiadają stanom określonym na Rys. 57 (podwójna wartość pola magnetycznego reprezentuje zakres, w którym obserwuje się dany stan), natomiast zdjęcia oznaczone dwiema cyframi (np. 1→2) ilustrują ewolucję struktury magnetycznej w obszarze transformacji pomiędzy tymi stanami.....73
- Rys. 63 Obrazy różnicowe P-MOKE przedstawiające propagację DW podczas procesu przemagnesowania matrycy dla układów bombardowanych z dawkami (a)  $D^* = 1 \times 10^{15}$  He<sup>+</sup>/cm<sup>2</sup> (proces 1→2) oraz (b)  $D^{**} = 3 \times 10^{15}$  He<sup>+</sup>/cm<sup>2</sup> (proces 2→3), w których stuktury mają rozmiar  $a = 25$  μm dla próbki  $\Omega$ . Czerwona linia określa położenie DW. ....74
- Rys. 64 Różnicowe obrazy P-MOKE struktur magnetycznych sieci kwadratów o boku  $a = 25$  μm charakteryzujących się dominacją (a) Tb+ oraz (b) Co+ znajdujących się w matrycy Tb+, rejestrowane podczas zmian pola magnetycznego dla próbki  $\Omega$ . Maksymalne dodatnie pole magnetyczne zostało tak dobrane, aby częściowo przemagnesować (a) matrycę lub (b) sieć

kwadratów. Pętle histerezy zostały uzyskane z intensywności obrazów zebranych podczas przemagnesowania całej struktury (czarne symbole), tylko matrycy lub tylko sieci kwadratów (niebieskie symbole) oraz przy częściowym ich przemagnesowaniu (czerwone symbole). Na czerwonej pętli minorowej wyróżniono otwartym symbolem wartości  $\mu_0 H$ , dla których prezentowane są zdjęcia struktury domenowej. ....76

Rys. 65 Konfiguracja efektywnego namagnesowania (symbole  $\otimes$ ,  $\odot$ ) i namagnesowania w podsięciach Co i Tb, odpowiednio czerwone i niebieskie strzałki, w stanie (a) jednodomenowym oraz (b) wielodomenowym, na granicy obszarów TM<sup>+</sup> i RE<sup>+</sup>. ....80

## Spis tabel

Tabela 1 Szybkości osadzania (średnie szybkości wyznaczone z pomiarów realizowanych z wykorzystaniem wagi kwarcowej dla 8 min czasu nanoszenia) i stosowane moce zasilania źródła magnetronowego dla poszczególnych materiałów. Oznaczenia DC i RF oznaczają odpowiednio zasilanie katody napięciem stałym i zmiennym o częstotliwości radiowej (13,5 MHz).....	31
---	----