



Instytut Fizyki PAN, Polskiej Akademii Nauk

ODDZIAŁ FIZYKI MAGNETYZMU - ON3

Zespół heterostruktur magnetycznych - ON3.4

Tytuł rozprawy doktorskiej:

„Modyfikowanie właściwości strukturalnych i magnetycznych ultracienkich warstw kobaltu poprzez naświetlanie wiązką jonów”

Autor: mgr inż. Marcin Jakubowski

Promotor: Prof. dr hab. Andrzej Wawro ([Instytut Fizyki PAN](#))

Promotor pomocniczy: dr Iosif Sveklo ([Wydział Fizyki Uniwersytetu w Białymstoku](#))

Warszawa, '2020

Składam serdeczne podziękowania
Profesorowi Andrzejowi Wawro, mojemu promotorowi
Doktorowi Iosifowi Sveklo, mojemu promotorowi pomocniczemu
Profesorowi Andrzejowi Maziewskiemu
Profesorowi Lechowi Baczewskiemu
wielu kolegom oraz współautorom publikacji
za opiekę naukową, owocną współpracę, cierpliwość i wiele
innych niewypowiedzianych rzeczy.

Praca powstała na podstawie wyników z badań naukowych finansowanych ze środków Unii Europejskiej, współfinansowanych z wielu źródeł finansowania:

- FNP SYMPHONY (2012-2015) TEAM;
Statics and dynamics of magnonic and magnetophotonic crystals –(stypendysta)
- NCN OPUS 7 2014/13/B/ST5/01834;
Wpływ struktury i domieszkowania wielowarstwowych układów ferromagnetyk / wczesny metal przejściowy na ich właściwości magnetostatyczne i magnetotransportowe
- FNP Powroty 2017 FNP28;
Modyfikacje właściwości ultracienkich, wielowarstwowych struktur magnetycznych – działania w kierunku stworzenia kryształów magnonicznych
- NCN HARMONIA 3 2012/06/M/ST3/00475;
Modyfikacja magnetycznych właściwości ultracienkich struktur z wykorzystaniem promieniowania elektromagnetycznego w szerokim zakresie spektralnym



Fundusze
Europejskie
Inteligentny Rozwój

Unia Europejska
Europejski Fundusz
Rozwoju Regionalnego



Fundacja na rzecz
Nauki Polskiej



NARODOWE CENTRUM NAUKI

Streszczenie

W cyklu prac stanowiących rozprawę doktorską omówiono zmiany właściwości strukturalnych i magnetycznych cienkowarstwowych struktur metalicznych zachodzące pod wpływem naświetlania jonami. Tematyka rozprawy wpisuje się w szeroki nurt intensywnie obecnie prowadzonych badań magnetycznych nanostruktur pod kątem intencjonalnej modyfikacji ich struktury i wynikających właściwości fizycznych. Jedną z metod wprowadzania tych modyfikacji jest naświetlanie jonami. Zastosowanie zogniskowanej wiązki jonów umożliwia indukowanie zmian z rozdzielczością lateralną w skali nanometrowej. Są to rozmiary porównywalne z charakterystycznymi długościami obserwowanymi w ciele stałym jakimi są np.: droga swobodna elektronu przy rozpraszaniu sprężystym, zachowaniu spinu lub współczynnik tłumienia fal spinowych (magnonów). Struktury z okresowo modyfikowanymi właściwościami magnetycznymi są nowym rodzajem syntetycznych materiałów, charakteryzują się właściwościami niespotykanymi w materiałach objętościowych i są określane mianem metamateriałów

Zbadane zostały dwa heterostrukturalne układy zawierające warstwy kobaltowe. Pierwszy z nich to Pt/Co(d_{Co})/Pt charakteryzujący się bardzo silną prostopadłą anizotropią magnetyczną (PMA), zależną od grubości warstwy kobaltu, z prostopadłym kierunkiem namagnesowania dla grubości $d_{Co} < 2.1$ nm [D1]. Drugi układ Mo/Co/Mo(d_{Mo})/Co/Mo, zawierający dwie warstwy kobaltu, wykazuje antyferromagnetyczne sprzężenie, dla grubości $0.5 < d_{Mo} < 1.0$ nm [D2, D3]. Szczególną uwagę poświęcono określeniu korelacji pomiędzy modyfikacją struktury warstwowej, wywołanej naświetlaniem wiązką jonów oraz obserwacją zmian właściwości magnetycznych. Badania zmian strukturalnych prowadzone z wykorzystaniem licznych technik eksperymentalnych zostały wsparte symulacjami numerycznymi przeprowadzonymi za pomocą pakietu TRYDIN.

Warstwy Pt/Co(d_{Co})/Pt ($0 < d_{Co} < 5$ nm) zostały naświetlone wiązką jonów Ar^+ o różnych energiach (1.2, 5 oraz 30 keV) w zakresie fluencji F z przedziału $\sim 10^{13}$ - 10^{16} jonów/cm². W przeważającym zakresie d_{Co} z namagnesowaniem prostopadłym ($d_{Co} < d_{SRT} \sim 1.9$ nm) wzrost dozy jonów obniża PMA. Natomiast, dla większych d_{Co} , przy których namagnesowanie próbki referencyjnej (nienaświetlonej), dla których ułożone namagnesowania było w płaszczyźnie warstwy, ze wzrostem F obserwowano oscylacyjne zmiany wielkości PMA. Obszary wykazujące tendencję do namagnesowania prostopadłego utworzyły na dwuwymiarowym diagramie $H_{1eff}(d_{Co}, F)$ pola anizotropii H_{1eff} dwie gałęzie. Ich pozycje silnie zależały od energii jonów wiązki, wykazując tendencję do łączenia się dla niższych energii. Badania strukturalne, prowadzone komplementarnymi technikami takimi jak dyfrakcja röntgenowska (XRD), wsteczne rozpraszanie Rutherforda (RBS) i spektroskopia anihilacji pozytronów (PAS), zostały przeprowadzone na obszarach o podwyższonej po naświetleniu jonami wartości PMA. Zaproponowano opis struktury warstw zmodyfikowanej naświetlającą wiązką jonów oraz na tej podstawie wytłumaczono ewolucję zmian właściwości magnetycznych i magnetoptycznych. Omówiono również istotną rolę defektów strukturalnych powstałych pod wpływem naświetlania.

Struktury Mo/Co/Mo(d_{Mo})/Co/Mo ($0 < d_{Mo} < 3$ nm) badane były pod kątem wpływu naświetlania ich jonami na sprzężenia międzywarstwowe i stany magnetyczne. Energie zastosowanych jonów (35keV Ga^+ , 30keV Ar^+ , 17keV Ne^+) były dobrane w taki sposób, by uzyskać maksymalne zmiany strukturalne w obszarze przekładki Mo wpływającej na wielkość i rodzaj sprzężenia. Wzrost dozy naświetlania F w zakresie d_{Mo} odpowiadającemu sprzężeniu antyferromagnetyzm (AFM) w stanie referencyjnym (nienaświetlonym) prowadzi do obniżenia jego wartości, a następnie do zmiany znaku, tzn. do sprzężenia ferromagnetycznego (FM). Zmiana znaku sprzężenia następuje, gdy koncentracja atomowa Co w obszarze środka warstwy Mo osiąga 20%. W całym zakresie d_{Mo} wzrost F powoduje stopniowe osłabienie właściwości

ferromagnetycznych zakończone przejściem w stan paramagnetyczny. Utrata właściwości ferromagnetycznych następuje, gdy koncentracja Co w obszarze tej warstwy spada poniżej 80%. Pokazano, że jakościowe modyfikacje właściwości magnetycznych mają charakter uniwersalny, niezależny od rodzaju jonu. Opierając się na uzyskanych wynikach zaproponowano różne rodzaje periodycznych modyfikacji właściwości magnetycznych badanego układu, które mogą prowadzić do powstania nowej klasy metamateriałów - kryształów magnonicznych[4], w których fale spinowe mogą rozchodzić się w kontrolowany sposób.

Szerszy opis artykułów, zaprezentowanych w niniejszej rozprawie, poprzedzono krótkim wstępem opisującym najważniejsze aspekty badanych zjawisk fizycznych, preparatykę próbek, zastosowane liczne techniki eksperymentalne oraz podstawy oddziaływania jonów z naświetlaną materią.

Abstract

In the series of works constituting the PhD dissertation, changes in the structural and magnetic properties of thin-film metallic structures occurring under the influence of ion radiation have been discussed. The subject of the dissertation is a part of wide intensively conducted currently magnetic research of nanostructures in terms of intentional modification of their structure and resulting physical properties. Ion irradiation is a method of making these modifications is ion irradiation. The use of a focused ion beam (FIB) makes it possible to induce changes with nanometer lateral resolution. This scale is comparable with the characteristic lengths observed in the solids, such as the electron mean free paths for elastic or spin conservation scatterings, attenuation length of spin waves (magnons). Spatial structures with periodically modified magnetic properties are a new type of synthetic materials, they are characterized by properties not found in bulk materials and are referred as metamaterials

Two heterostructural systems containing cobalt layers were tested. The first one is Pt/Co(d_{Co})/Pt characterized by very strong perpendicular magnetic anisotropy (PMA), depending on the thickness of the cobalt layer, with the perpendicular magnetization direction for thickness $d_{Co} < 2.1$ nm [D1]. The second Mo/Co/Mo(d_{Mo})/Co/Mo system, containing two layers of cobalt, exhibits antiferromagnetic (AFM) coupling, for a thickness of $0.5 < d_{Mo} < 1.0$ nm [D2, D3]. Particular attention was paid to determine the correlation after ion irradiation between modified structural and magnetic properties. Structural change studies conducted using numerous experimental techniques were supported by numerical simulations carried out using the TRYDIN software.

The Pt/Co(d_{Co})/Pt ($0 < d_{Co} < 5$ nm) layers were irradiated with Ar⁺ ion beams of different energies (1.2, 5 and 30 keV) in the F fluence range $\sim 10^{13}$ - 10^{16} ions/cm². In the d_{Co} range with orthogonal magnetization ($d_{Co} < d_{SRT} \sim 1.9$ nm), an increase in ion dose decreases PMA. On the other hand, for thicker d_{Co} , at which the reference sample was magnetized ip-plane (unirradiated sample), with an increase in F the oscillatory changes magnetic anisotropy were observed. Areas showing a tendency to enhance the magnetization, formed two branches on the two-dimensional $H_{1eff}(d_{Co}, F)$ diagram of magnetic anisotropy field H_{1eff} . Their positions are strongly dependent on the energy of the beam ions and show a tendency to merge at lower energies. Structural studies conducted with complementary techniques such as x-ray diffraction (XRD), Rutherford backscattering spectrometry (RBS) and positron annihilation spectroscopy (PAS) have been focused on irradiated areas with enhanced magnetic anisotropy. A description of the structural changes induced with an ion irradiation was given and the evolution of magnetic and magneto-optical properties was explained. The important role of the induced structural defects caused by irradiation was also discussed.

The cobalt bilayers Mo/Co/Mo(d_{Mo})/Co/Mo ($0 < d_{Mo} < 3$ nm) the ion irradiation modified the inter-layer couplings and their magnetic states. The energies of the ions used (35 keV Ga⁺, 30 keV Ar⁺, 17 keV Ne⁺) were selected in such a way that the maximum structural changes were occurred at the depth of Mo spacer affecting the value and sign of interlayer coupling. An increase in the ion fluence F , when initially (before irradiation) the d_{Mo} corresponds to AFM coupling, leads to a decrease in value of coupling and then to change its sign, i.e. transition to ferromagnetic coupling (FM). The change in the coupling sign occurs when the Co atomic concentration in the Mo layer reaches 20%. Over the entire studied d_{Mo} range, the increase in F causes a gradual weakening of the ferromagnetic properties resulting in the transition to a paramagnetic state. The loss of ferromagnetic properties occurs when the Co concentration in Mo layer falls below 80%. It has been shown that qualitative modifications of magnetic properties are universal, being independent of the type of used ion. Based on the obtained results, various types magnetic multilayers with periodically modified magnetic properties by

ion irradiation have been proposed. They can be considered a new class of metamaterials – magnonic crystals, which structure predictable controls the magnonic waves propagation.

The broader description of the articles presented in this dissertation was preceded by a short introduction describing the most important aspects of the studied physical phenomena, sample preparation, numerous experimental techniques used, and the basis of ion-matter interaction during irradiation

Spis treści

STRESZCZENIE.....	5
ABSTRACT	7
SPIS TREŚCI.....	9
WYKAZ PUBLIKACJI	11
I. WSTĘP	13
Motywacja.....	13
Cel rozprawy doktorskiej.....	15
II. MAGNETYZM CIENKICH WARSTW	17
1. POJĘCIA PODSTAWOWE - UPORZĄDKOWANIE MAGNETYCZNE.....	17
2. ANIZOTROPIA ENERGII MAGNETYCZNEJ	19
<i>Anizotropia prostopadłego namagnesowania (PMA)</i>	20
Model PMA i przejście SRT	20
Analiza pętli histerezy M(H) – przejście SRT	23
3. ODDZIAŁYWANIA MIĘDZYWARSTWOWE	23
III. EPITAKSJA Z WIĄZKI MOLEKULARNEJ	25
Epitaksja	25
Modele wzrostu	25
Naprężenia	26
IV. MODYFIKACJA STRUKTURY KRYSTALICZNEJ JONAMI	27
<i>Oddziaływanie jonów z materią</i>	27
<i>Powstawanie defektów</i>	28
Mieszanie jonowe heterostruktur	29
Efekt kanałowania	29
V. TECHNIKI EKSPERYMENTALNE.....	31
1. WZROST HETEROSTRUKTUR METALICZNYCH - MBE.....	31
2. AKCELERATOR JONÓW – BOMBARDOWANIE JONAMI	33
3. WYBRANE TECHNIKI EKSPERYMENTALNE	33
<i>Dyfrakcja elektronowa</i>	33
LEED.....	33
RHEED.....	34
<i>Pomiary magnetoptyczne (MOKE)</i>	38
Magnetoptyczny efekt Kerra	38
Magnetometr MOKE	39
Obserwacja mikroskopowa na podstawie efektu Kerra.	40
<i>Spektrometria rozpraszania wstecznego jonów Rutherforda (RBS)</i>	41
Układ pomiarowy RBS	42
Widmo RBS.....	43
Przykładowy wynik analizy RBS próbki kontrolnej Pt/Co/Pt.....	44
<i>Spektroskopia anihilacji pozytonów (PAS)</i>	46
Układ pomiarowy PAS z generatorem pozytonów	46
Pojęcia podstawowe	47
Metody pomiarowe (PALS, DBS, CDBS)	49
<i>Inne techniki eksperymentalne</i>	51
4. SYMULACJE ODDZIAŁYWAŃ JONÓW Z MATERIAŁ - TRIDYN	51

VI.	STRESZCZENIE ZBIORU PRAC WCHODZĄCYCH W SKŁAD ROZPRAWY	
DOKTORSKIEJ.....		53
1.	J. PHYS. CONDENS. MATTER. 31 (2019) 185801	53
2.	APPL. PHYS. LETT. 110 (2017) 252405	55
3.	PHYS. REV. APPL. 9 (2018) 014029	57
VII.	BIBLIOGRAFIA.....	59
VIII.	ZAŁĄCZONE PUBLIKACJE	67
IX.	OŚWIADCZENIA	101

Wykaz publikacji

Prace opublikowane: (Czerwiec 2020)

Opisane w rozprawie doktorskiej

- M.M. Jakubowski, M.O. Liedke, M. Butterling, E. Dynowska, I. Sveklo, E. Milińska, Z. Kurant, R. Böttger, J. von Borany, A. Maziewski, A. Wagner, A. Wawro, ***On defects' role in enhanced perpendicular magnetic anisotropy in Pt/Co/Pt, induced by ion irradiation***, *J. Phys. Condens. Matter.* 31 (2019) 185801.
doi:[10.1088/1361-648X/ab0351](https://doi.org/10.1088/1361-648X/ab0351). [D1]
- A. Wawro, Z. Kurant, M. Tekielak, M. Jakubowski, A. Petruczik, R. Böttger, A. Maziewski, ***Modifications of the magnetization ordering in Co/Mo/Co layers by Ga⁺ ion irradiation***, *Appl. Phys. Lett.* 110 (2017) 252405.
doi:[10.1063/1.4987142](https://doi.org/10.1063/1.4987142). [D2]
- A. Wawro, Z. Kurant, M. Jakubowski, M. Tekielak, A. Pietruczik, R. Böttger, A. Maziewski, ***Magnetic Properties of Coupled Co/Mo/Co Structures Tailored by Ion Irradiation***, *Phys. Rev. Appl.* 9 (2018) 14029.
doi:[10.1103/PhysRevApplied.9.014029](https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.9.014029). [D3]

Pozostałe publikacje

- I. Jacyna, D. Klinger, J.B. Pełka, R. Minikayev, P. Dłużewski, E. Dynowska, M. Jakubowski, M.T. Klepka, D. Zymierska, A. Bartnik, Z. Kurant, A. Wolska, A. Wawro, I. Sveklo, J.R. Plaisier, D. Eichert, F. Brigidi, I. Makhotkin, A. Maziewski, R. Sobierajski, ***Study of ultrathin Pt/Co/Pt trilayers modified by nanosecond XUV pulses from laser-driven plasma source***, *J. Alloys Compd.* 763 (2018) 899–908.
doi:[10.1016/j.jallcom.2018.05.314](https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2018.05.314). [W5]
- J. Kisielski, Z. Kurant, I. Sveklo, M. Tekielak, E. Dynowska, M. Jakubowski, A. Wawro, A. Maziewski, ***Modification of magnetization orientation in Pt/Co/Pt ultrathin films by femtosecond laser pulses***, *J. Phys. Conf. Ser.* 903 (2017) 12020.
doi:[10.1088/1742-6596/903/1/012020](https://doi.org/10.1088/1742-6596/903/1/012020). [W6]
- J. Kisielski, I. Sveklo, Z. Kurant, A. Bartnik, M. Jakubowski, E. Dynowska, D. Klinger, R. Sobierajski, A. Wawro, A. Maziewski, ***Near infrared and extreme ultraviolet light pulses induced modifications of ultrathin Co films***, *AIP Adv.* 7 (2017) 56313.
doi:[10.1063/1.4976217](https://doi.org/10.1063/1.4976217). [W7]
- A. Wolska, R. Sobierajski, D. Klinger, M.T. Klepka, I. Jacyna, A. Wawro, M. Jakubowski, J. Kisielski, Z. Kurant, I. Sveklo, A. Bartnik, A. Maziewski, ***Polarized XAFS study on the ultrathin Pt/Co/Pt trilayers modified with short light pulses***, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms.* (2017).
doi:[10.1016/j.nimb.2017.02.028](https://doi.org/10.1016/j.nimb.2017.02.028). [W8]
- W. Szuszkiewicz, F. Ott, J. Kisielski, I. Sveklo, E. Dynowska, R. Minikayev, Z. Kurant, R. Kuna, M. Jakubowski, A. Wawro, R. Sobierajski, A. Maziewski, ***Polarized neutron reflectivity and X-ray scattering measurements as tools to study properties of Pt/Co/Pt ultrathin layers irradiated by femtosecond laser pulses***, *Phase Transitions.* 89 (2016) 328–340.
doi:[10.1080/01411594.2016.1156110](https://doi.org/10.1080/01411594.2016.1156110). [W9]
- E. Dynowska, J.B. Pelka, D. Klinger, R. Minikayev, A. Bartnik, P. Dłużewski, M. Jakubowski, M. Klepka, A. Petruczik, O.H. Seeck, R. Sobierajski, I. Sveklo, A. Wawro, A. Maziewski, ***Structural investigation of ultrathin Pt/Co/Pt trilayer films under EUV irradiation***, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms.* 364 (2015) 33–39.
doi:[10.1016/j.nimb.2015.07.116](https://doi.org/10.1016/j.nimb.2015.07.116). [W10]

Pozostałe wystąpienia

W sumie 52 inne prezentacje konferencyjne, seminaria lub plakaty. Warte wyróżnienia wystąpienia konferencyjne:

- **Ion-induced defects at the interfaces correlating with enhanced perpendicular magnetic anisotropy**
Marcin Jakubowski, Maciej Oskar Liedke, Maik Butterling, Ewelina Milińska, Roman Böttger, Andrzej Maziewski, Andreas Wagner, Andrzej Wawro
The Joint European Magnetic Symposia (JEMS) 2019, August 26-30 2019, Uppsala, Sweden
(oral presentation S6:5 070)
- **Ion Irradiation Driven Modifications of Magnetic Properties in Layered Systems Containing Ultrathin Cobalt Layers**
Marcin Jakubowski, Zbigniew Kurant, Maria Tekielak, Andrzej Maziewski, Jürgen Fassbender, Andrzej Wawro
BIT's 6th Annual World Congress of Nano Science & Technology – 2016
(oral presentation)
- **Ion beam induced modifications of Pt/Co/Pt magnetic films for control of perpendicular magnetic anisotropy**
M. Jakubowski, Z. Kurant, R. Boettger, J. von Borany, J. Fassbender, A. Wawro, A. Maziewski
22nd International Colloquium on Magnetic Films and Surfaces (ICMFS); 12-17 July 2015; Krakow, Poland.
(oral presentation, Session "Thin Films")

Wskaźniki dorobku naukowego

Scopus

[56800187700](#)

ORCID

[0000-0002-7963-3454](#)



Publons

[N-4291-2019](#)



Mendeley:

<https://www.mendeley.com/profiles/marcin-m-jakubowski/>



ResearchGate

https://www.researchgate.net/profile/Marcin_Jakubowski

Google Scholar

<https://scholar.google.pl/citations?hl=pl&user=xNAgecgAAAAI>

I. Wstęp

Motywacja

Cienkowarstwowe struktury magnetyczne od kilku dekad są przedmiotem intensywnych badań. Ze względu na swoją geometrię charakteryzują się one silnie anizotropowymi właściwościami odmiennymi od tych, typowych dla magnetycznych materiałów objętościowych. Swoje specyficzne cechy zawdzięczają m.in. dużemu udziałowi atomów warstwy magnetycznej, stanowiących interfejs. Atomy te mają odmienne właściwości od budujących wewnątrz warstwy ze względu złamanie symetrii otoczenia czy oddziaływania (hybrydyzacja elektronowa) z innego rodzaju atomami znajdującymi się po drugiej stronie interfejsu. Dodatkowymi czynnikami wpływającymi na ich właściwości mogą być niedopasowania strukturalne (symetria krystaliczna, parametr sieciowy), generujące naprężenia sieci krystalicznej. W tego typu strukturach wpływ efektów związanych z obecnością interfejsów staje się coraz silniejszy wraz ze zmniejszaniem się grubości warstwy magnetycznej. W układach zawierających warstwy Co oraz metal szlachetny lub przejściowy, obserwuje się często zmianę kierunku namagnesowania od ułożonego w płaszczyźnie do prostopadłego (ang. perpendicular magnetic anisotropy, PMA). Reorientacja spinowa (ang.: spin reorientation transition, SRT) zachodzi dla pewnej krytycznej grubości warstwy Co (d_{Co}) oznaczanej symbolem d_{SRT} [11–13]. Jej wartość zależy również od rodzaju okładek sąsiadujących z warstwą magnetyczną i tworzących interfejsy pomiędzy nimi. W ostatnich latach zauważono, że w niektórych typach struktur cienkowarstwowych pojawiają się jeszcze bardziej złożone konfiguracje namagnesowania (np. wirowe struktury określane mianem skyrmionów [14–17]), będące efektem oddziaływań Działoszyńskiego-Moriya (ang.: DMI) [18–21]. Właściwości struktur cienkowarstwowych można zatem projektować w szerokim zakresie przez odpowiedni dobór zarówno grubości składowej warstwy magnetycznej oraz rodzaju warstw z nią sąsiadujących i tworzących interfejsy. W układach zawierających więcej magnetycznych warstw składowych, oprócz zjawisk typowych dla pojedynczej warstwy, mogą pojawiać się dodatkowo oddziaływania międzywarstwowe [22–25]. W zależności od rodzaju i grubości niemagnetycznej przekładki wymuszają one równoległe – ferromagnetyczne (ang. ferromagnetic, FM) lub antyrównoległe – antyferromagnetyczne (ang. antiferromagnetic, AFM) ułożenie namagnesowania sąsiednich warstw. Za tego typu sprzężenia odpowiadają oddziaływania, w których pośredniczą elektrony wędrowne (mechanizm RKKY) lub oddziaływania dipolowe [26–32], często zdeterminowane strukturą interfejsu, co ma silny wpływ również na strukturę domenową. Właściwości magnetyczne wielowarstw mogą być, zatem modyfikowane w jeszcze szerszym zakresie. Należy nadmienić, że namagnesowanie silnie wpływa na właściwości transportowe (przepływ prądu elektrycznego). Dlatego też cienkowarstwowe układy magnetyczne stanowią podstawę gwałtownie rozwijającej się spintroniki [33–38] – gałęzi elektroniki wykorzystującej nie tylko ładunek elektronów, ale również ich spin.

Opisane powyżej struktury magnetyczne, w swojej płaszczyźnie, są na ogół jednorodne. Zastosowania praktyczne narzucają konieczność dalszego modyfikowania właściwości tych struktur, również w płaszczyźnie, w skali nanometrowej. Właściwości magnetyczne są zależne od grubości składowych heterostruktury (wielowarstwy). Jednakże, zastosowanie aplikacyjne takich układów może sprawiać wiele trudności. Zmiany stanów magnetycznych wymagają zmian grubości warstwy, co prowadzi do lateralnie zmiennych, jakościowych zmian stanu magnetycznego. Można to zrealizować przy użyciu technik litograficznych [26,39], nanosząc warstwy kobaltu lub molibdenu, o różnej grubości (d_{Co} , d_{Mo}). Jednak są to procesy długotrwałe i problematyczne ze względu na wieloetapowość, lateralna rozdzielczość jest ograniczona stosowanymi metodami strukturyzacji. Innym rozwiązaniem jest lokalna modyfikacja lateralnie jednorodnych struktur o jednakowych grubościach. Można to zrealizować np. wykorzystując

wiązkę jonową [40]. Ze względu na możliwy lokalny charakter takiej modyfikacji [41–46], można wytworzyć magnetyczne struktury bez znaczących zmian dla powierzchni. Pojedyncze obszary modyfikacji o odmiennych właściwościach magnetycznych niż otoczenie mogą osiągać rozmiary nawet poniżej 50 nm (wykorzystując skupioną wiązkę jonów FIB [42]). Modyfikacja jonowa wydaje się być bardzo obiecująca i wychodzi naprzeciw pewnym potrzebom aplikacyjnym. Może umożliwić wytwarzanie nisko-rozmiarowych struktur, o zmiennej, magnetycznej strukturyzacji [44] lub nawet trójwymiarowych litograficznie prototypowanych (ang. 3D lithography) elementów, większych układów magnetycznych [46]. Periodycznie modyfikowane materiały tworzą nową grupę materiałów o unikalnych właściwościach, określanych mianem metamateriałów. W dziedzinie magnetyzmu takimi metamateriałami są kryształy magnoniczne [4], struktura których kontroluje propagację fal spinowych (magnonów). Dlatego też kluczową umiejętnością, która była przedmiotem eksperymentu opisanego w niniejszej rozprawie, staje zaprojektowanie odpowiednich struktur warstwowych, wyznaczenie parametrów wiązki modyfikującej materiał w oczekiwany sposób, zbadanie wprowadzonych zmian strukturalnych, które w konsekwencji determinują właściwości magnetyczne oraz określenie korelacji pomiędzy zmodyfikowaną strukturą i uzyskanymi właściwościami magnetycznymi. Biorąc pod uwagę szerokie wykorzystywanie techniki FIB, dla szybkiego przygotowania prototypów różnego typu elementów elektronicznych, taka lokalna inżynieria preferowanych właściwości magnetycznych może znaleźć zastosowanie w układach pamięci o dużej gęstości zapisu [26,40,47–52], o silniejszej relacji sygnału do szumu. Proces reorientacji kierunku namagnesowania w strukturach o początkowej grubości warstwy magnetycznej powyżej, SRT jest szczególnie interesujący przede wszystkim w badaniach i aplikacjach prostopadłego zapisu magnetycznego, który może zasadniczo zapewnić znaczny wzrost gęstości powierzchniowej w porównaniu do zapisu w płaszczyźnie. Kolejne obszary zastosowań to również układy spintroniczne [33–38], wykorzystujące efekt magnetorezystancji [33]. Inną możliwą aplikacją mogą być elementy w urządzeniach logiki nanomagnetycznej (NML) [53–56] lub rejestrach przesuwnych [57,58].

W początkowych pracach dotyczących modyfikacji warstw z PMA, wiązką jonów przedstawiono możliwość przełączenia namagnesowania z kierunku prostopadłego do płaszczyzny i dalszego (maksymalny zakres fluencji $F \gg \sim 2 \cdot 5 \cdot 10^{16}$ jonów/cm²) przejścia do stanu paramagnetycznego [40,59–61]. Prowadzono badania nad lateralnie jednorodną modyfikacją układów trójwarstwowych Pt/Co/Pt oraz wielowarstwowych [Pt/Co]_N, wykorzystując niskie (10–30 keV) oraz wysokie (0.15–2 MeV) energie jonów. Typy jonów, jakie wykorzystywano do takich modyfikacji charakteryzowały się w szerokim spektrum mas: He⁺ [59–63], Ar⁺ [62,64,65], Ga⁺ [62,66–68], N⁺ [69], Xe⁺ [70], Kr⁺ [71], O⁺ i Ag⁺ [72] oraz Cr⁺ [71]. Dalsze badania [68,73] pokazały, że naświetlanie jonami Ga⁺ 30 keV prowadzi do cyklicznych oscylacji kierunku namagnesowania pomiędzy leżącym w płaszczyźnie warstwy i prostopadłym do niej. Dla większych d_{Co} , przy których namagnesowanie próbki referencyjnej (nienaświetlonej) samoistnie układa się w płaszczyźnie warstwy, ze wzrostem F obserwowano oscylacyjne zmiany wielkości PMA. Obszary wykazujące tendencję do namagnesowania prostopadłego utworzyły na dwuwymiarowym diagramie $H_{\text{leff}}(d_{Co}, F)$ pola anizotropii H_{leff} dwie gałęzie. Obserwowane zmiany magnetyczne przypisano dwóm zachodzącym procesom: powstawaniu rozciągających naprężeń i tworzeniu się struktur i związków metalicznych o silnej anizotropii [74–77]. Pokazano również, że występowanie takich modyfikacji jest ściśle związane z rodzajem okładki niemagnetycznej [78] – sąsiedztwo Pt wprowadza silne zmiany magnetyczne pod wpływem naświetlania jonami, w porównaniu do Au.

Międzywarstwowe sprzężenie namagnesowania zorientowanego w płaszczyźnie wielowarstwy [22,23] lub w kierunku do niej prostopadłym [24] jest efektem oddziaływania RKKY, wykorzystującego pośrednictwo elektronów wędrownych, lub dipolowego. Przeprowadzone zostały liczne badania modyfikacji obserwowanych sprzężeń w celu

zwiększenia funkcjonalności tych układów. Objęły one struktury z kontrolowaną PMA [79] i z nowymi uporządkowaniami magnetycznymi [80]. Właściwości sprzężonych struktur zostały wzbogacone przez połączenie komponentów wykazujących namagnesowanie w płaszczyźnie i prostopadle [81,82]. Modyfikacja konfiguracji namagnesowania w formie sprężyny spinowej była uzyskana przez dobór odpowiednich przekładek [83]. Domieszkowanie interfejsów atomami paramagnetycznymi („luźne spiny”) było kolejnym sposobem modyfikacji [84–87]. Obserwowane ortogonalne ułożenie namagnesowania zostało wyjaśnione teoretycznie poprzez wprowadzenie bikwadratowego czynnika opisującego sprzężenie [88]. Zaproponowano również, że magnetyczne właściwości poszczególnych warstw składowych w złożonych systemach można niezależnie kontrolować poprzez skośne osadzanie materiału [89]. Stosunkowo niewiele prac poświęcono systemowi Co-Mo, choć potencjalnie wydaje się być atrakcyjny dla różnych zastosowań. Niedopasowanie strukturalne i parametru sieci na interfejsie prowadzi do pojawienia się dodatkowej anizotropii wymuszającej kierunek namagnesowania w płaszczyźnie. Oczekuje się również, że system ten znajdzie zastosowanie jako materiał do magnetycznego zapisu lub do konstrukcji czujników ze względu na wysoką wartość energii anizotropii magnetycznej i namagnesowania nasycenia oraz niskiej koercji [90]. Zmienne sprzężenie międzywarstwowe zostało wydedukowane na podstawie oscylacyjnego charakteru pola nasycenia namagnesowania [32]. Sprzężenie jest cechą wspólną dla wszystkich przekładek niemagnetycznych z grupy metali przejściowych [91,92].

Cel rozprawy doktorskiej

Dotychczas prowadzone badania prowadzone we współpracy dwóch zespołów z Instytutu Fizyki PAN w Warszawie i Wydziału Fizyki Uniwersytetu w Białymstoku pokazały, że naświetlania struktur cienkowarstwowych Me/Co/Me (Me: Pt, Au) przy pomocy wiązki jonów Ga⁺ 30 keV wprowadzają istotne modyfikacje ich właściwości magnetycznych zależne od dozy jonów i rodzaju okładek [68,93]. Częściowa analiza zmiany struktury została przeprowadzona przy pomocy technik synchrotronowych dających uśrednione wyniki po objętości próbki [75–78]. Innymi parametrami wiązki jonowej, wywołującej wspomniane modyfikacje właściwości magnetycznych, jest rodzaj zastosowanych jonów oraz ich energia. Efektywność wprowadzanych zmian istotnie zależy od masy jonów. Z kolei napięcie przyspieszające wiązkę determinuje głębokość, na której następuje maksimum transferu energii wiązki do próbki. Dobór tych parametrów pozwala na intencjonalne modyfikowanie określonych obszarów struktury warstwowej, a w konsekwencji szeroki zakres wprowadzanych zmian właściwości magnetycznych. Te czynniki nie zostały uwzględnione w dotychczasowych badaniach.

Celem podjętych badań, opisanych w niniejszej rozprawie, było określenie modyfikacji magnetycznych układów cienkowarstwowych w zależności od rodzaju, energii i fluencji użytych jonów i ich skorelowanie z wywołanymi zmianami strukturalnymi. Podejście takie pozwala na wniesienie istotnego nowego wkładu do wiedzy dotyczącej sposobu wytwarzania nanostruktur, o z góry określonych właściwościach magnetycznych. Proces realizacji celu podzielony został na następujące etapy:

- I. Wytworzenie epitaksjalnych struktur magnetycznych o dobrze zdefiniowanej strukturze warstwowej. Do analizy wybrano dwa rodzaje układów: Pt/Co(*d*_{Co})/Pt wykazujący silną PMA oraz bardziej złożony Mo/Co/Mo(*d*_{Mo})/Co/Mo charakteryzujący się sprzężeniem międzywarstwowym oraz anizotropią w płaszczyźnie.
- II. Określenie ich właściwości w stanie nienaświetlonym, zależnych od konfiguracji struktury (odpowiednio: grubości warstwy Co i grubości przekładki Mo).

- III. W oparciu o symulacje numeryczne (z wykorzystaniem oprogramowania TRIDYN) zaprojektowanie procesu naświetlania jonami Ga^+ [D2,D3] Ne^+ [D3], Ar^+ [D1,D3], pod kątem uzyskania optymalnej modyfikacji, w tym głębokości modyfikacji, która silnie zależy od energii jonu (35keV Ga^+ [D2,D3], 17keV Ne^+ [D3], 30keV Ar^+ [D1,D3]). Zbadano również wpływ zmian energii jonów na skalę modyfikacji PMA (1.2-30 keV Ar^+) [D1].
- IV. Przeprowadzenie zaprojektowanych naświetlań – uzyskanie próbek zarówno matrycowych - podwójny klin grubość/fluencja (d_{Co} , $\mathbf{F}$) o przestrzennie zmiennych właściwościach jak i jednorodnych w płaszczyźnie.
- V. Zbadanie zmodyfikowanych właściwości strukturalnych, magnetycznych i magnetoptycznych analizowanych struktur w zależności od wyjściowej konfiguracji próbki i parametrów wiązki jonów. Do analizy strukturalnej w celu uzyskania pełnych informacji zastosowano techniki RBS i PAS. Ostatnia z nich pozwala na określenie rodzaju i rozkładu defektów w objętości próbki. Aspekt ten jest rzadko rozważany w dostępnej literaturze.
- VI. Określenie korelacji pomiędzy wprowadzonymi zmianami strukturalnymi i magnetycznymi przy silnym wsparciu wyników uzyskanych z symulacji numerycznych z wykorzystaniem pakietu TRIDYN. W przeprowadzonej analizie głównym celem było określenie wpływu rodzaju jonów (Ga^+ , Ar^+ , Ne^+), ich energii (1-30 keV) oraz fluencji (10^{13} - 10^{16} jonów/cm²) na modyfikacje kierunku namagnesowania, parametrów magnetoptycznych oraz skorelowanie tych zmian ze wspomnianymi wyżej zmianami strukturalnymi.

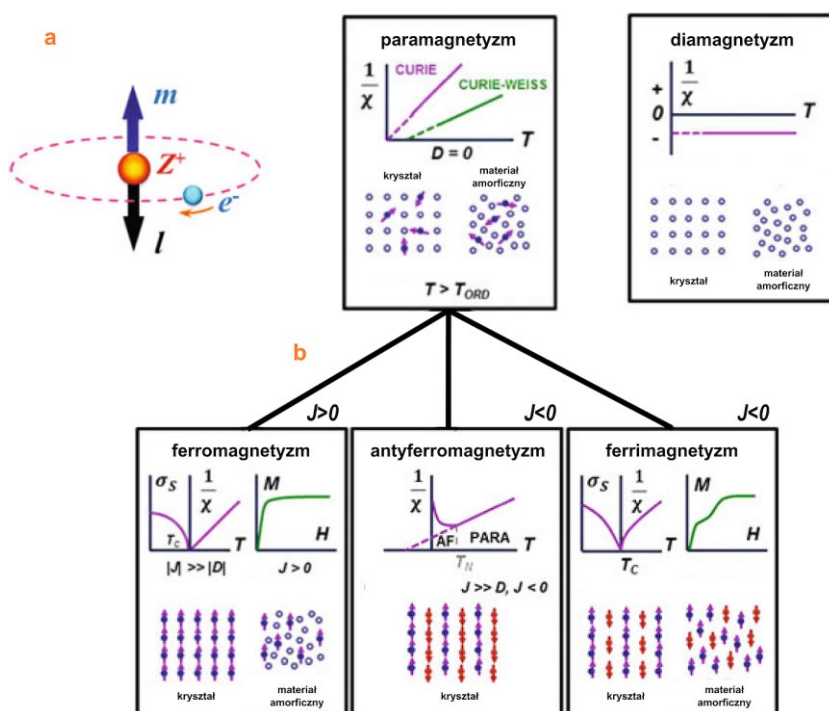
Uzyskane wyniki w ramach realizacji podjętych badań zostały opisane w trzech publikacjach: J. Phys. Condens. Matter. 31 (2019) 185801 [D1], Phys. Rev. Appl. 9 (2018) 014029 [D3] oraz Appl. Phys. Lett. 110 (2017) 252405 [D2] wchodzących w skład niniejszej rozprawy. Struktury Pt/Co/Pt naświetlane były również promieniowaniem laserowym [W5–W10,94,95]. Pomimo diametralnie odmiennego sposobu dostarczania energii, zmiany właściwości magnetycznych miały zbliżony charakter do przypadku naświetlania jonami. Część wyników opisujących tego typu modyfikacje zostały opisane w publikacjach mojego współautorstwa [W5–W10].

II. Magnetyzm cienkich warstw

1. Pojęcia podstawowe - Uporządkowanie magnetyczne

Właściwości magnetyczne materii są konsekwencją spinu elektronów i ich ruch orbitalnego (Rysunek 1a). Wynikają one ze stanów kwantowych elektronów w atomach i ich oddziaływania w strukturze krystalicznej materiału [26–29,96].

Pod względem uporządkowania magnetycznego, materiały można w pewnym uproszczeniu podzielić na paramagnetyki, diamagnetyki, ferromagnetyki, ferrimagnetyki, antyferromagnetyki (Rysunek 1b). Niniejsza rozprawa poświęcona jest badaniu właściwości ferromagnetyków, które ze względu na uporządkowanie międzywarstwowe określa się często mianem syntetycznych antyferromagnetyków (prace [D2,D3]).



Rysunek 1 Zilustrowanie źródła momentu magnetycznego (u góry, po lewej) oraz podstawowy podział materiałów magnetycznych ze względu na uporządkowanie. Na wykresach pokazano charakterystyczne właściwości materiałów: namagnesowanie $M(H)$, podatność magnetyczną χ i magnetyzację $\sigma_s(T)$, temperaturę T (Curie T_c , Néel T_N). D oznacza energię pola krystalicznego, a J całkę wymiany. Ilustracja na podstawie rysunku z [26,97]

Wspomniane uporządkowania są efektem bezpośrednich, kwantowych oddziaływań wymiennych natury elektrostatycznej spełniających również zasadę zakazu Pauliego. Energia oddziaływań pomiędzy elektronami opisana jest równaniem: $E = -\sum_{i,j} J \langle \vec{s}_i \cdot \vec{s}_j \rangle$, gdzie J nazywamy całką wymiany, a $\vec{s}_i$ oraz $\vec{s}_j$ wektorem spinu elektronu, a suma jest liczona po najbliższym otoczeniu. Ferromagnetyk ($J > 0$) jest materiałem, w których występuje spontaniczne namagnesowanie, bez zewnętrznego pola magnetycznego - momenty magnetyczne ustawiają się w tym samym kierunku. W przestrzennie ograniczonych próbkach materiału ferromagnetycznego jego obszar składa się z domen magnetycznych o jednorodnym namagnesowaniu. Materiał taki może mieć wypadkowy moment magnetyczny równy zero wynikający kompensacji poszczególnych domen (stan rozmagnesowania). Po przyłożeniu zewnętrznego pola magnetycznego, namagnesowanie każdej domeny magnetycznej ma tendencję do ustawiania się w kierunku zewnętrznego pola magnetycznego, powodując

wypadkowe namagnesowanie materiału. Po usunięciu pola magnetycznego, stan magnetyczny i orientacja domen magnetycznych mogą zostać nadal zachowane.

W antyferromagnetykach ($J < 0$) momenty magnetyczne sąsiadnych atomów ustawione są w przeciwnych kierunkach. W rezultacie materiały antyferromagnetyczne nie wykazują makroskopowego namagnesowania z powodu wzajemnego znoszenia się wzajemnych momentów magnetycznych. Zewnętrzne pole magnetyczne znacznie słabiej wpływa na zmianę konfiguracji namagnesowania antyferromagnetyków. W przypadku, gdy materiał wykazujący taką konfigurację składa się z dwóch podsieci z różnymi momentami magnetycznymi, pojawia się namagnesowanie wypadkowe, a materiał określany jest jako ferrimagnetyk. Wymienione materiały charakteryzują się długozasięgowym uporządkowaniem magnetycznym, wynikającym ze wspomnianych oddziaływań wymiennych. Powyżej pewnej krytycznej temperatury (temperatury Curie w przypadku ferromagnetyków i temperatury Néela w antyferromagnetykach) uporządkowanie to zostaje zniszczone przez fluktuacje termiczne. Momenty magnetyczne zaczynają orientować się przypadkowo i materiał taki przyjmuje właściwości paramagnetyczne.

W przypadku kiedy materiał składa się z niedużych jednodomenowych słabo oddziaływujących cząstek ferromagnetycznych, określa się go mianem superparamagnetyka. Zachowanie takich cząstek w polu magnetycznym jest podobne do zachowania się cząstek paramagnetycznych, z tym że wypadkowy moment magnetyczny takiej cząstki jest duży, bo składają się na niego wszystkie momenty magnetyczne atomów tej cząstki. Stan superparamagnetyczny jest osiągany, gdy zmieszany materiał ferromagnetyczny i niemagnetyczny zbudowany jest z małych cząstek ferromagnetycznych w niemagnetycznej osnowie.

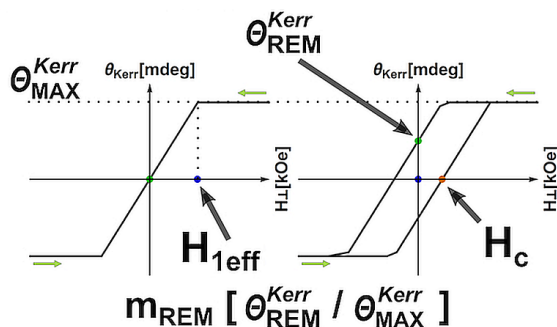
Oddziaływania w magnetykach

Oprócz wspomnianych wymiennych oddziaływań bezpośrednich mogą występować też inne wpływając na orientację momentów magnetycznych, które nie będą przedmiotem badań opisanych w niniejszej rozprawie. Zaliczają się do nich oddziaływania pośrednie (np. Działoszyńskiego-Moriya [18–21]), nadwymiany, dipolowe. Właściwości układów składających się np. z większej ilości metalicznych warstw magnetycznych można rozpatrywać w kategoriach pośrednich oddziaływań wymiennych typu RKKY (Ruderman- Kittel-Kasuya-Yosida) [26–29], które są oddziaływaniem dalekiego zasięgu, zmiennym oscylacyjnie wraz z odległością, powodując ferro lub antyferromagnetyczne uporządkowanie momentów magnetycznych w warstwach. Odpowiedzialne za nie są elektrony przewodnictwa przepływające przez niemagnetyczną przekładkę, które sprzęgają namagnesowanie sąsiadnych warstw magnetycznych. Tego typu sprzężenia obserwowane były w pracach załączonych do rozprawy [D2,D3].

Pętla histerezy $M(H)$

Proces przemagnesowania ferromagnetyka zazwyczaj opisany jest zależnością $M(H)$, przyjmującą na wykresie postać pętli histerezy. Wynika ona z nieodwracalnego charakteru procesu przemagnesowania. Można wyróżnić kilka charakterystycznych parametrów wyznaczanych z pętli histerezy (**Rysunek 2**). W pomiarach wykorzystujących magnetooptyczny efekt Kerra (MOKE), stosowanych w badaniach opisanych w niniejszej rozprawie, pierwszym z nich jest θ_{max}^{Kerr} [mdeg lub a. u.] - maksymalne skrócenie płaszczyzny polaryzacji odbitego od powierzchni próbki światła, które jest proporcjonalne do namagnesowania w nasyceniu, M_s . Symbolem θ_{rem}^{Kerr} [mdeg lub a. u.] określa się skrócenie, które jest proporcjonalne do magnetyzacji po wyłączeniu zewnętrznego pola magnetycznego ($H=0$), tj. w stanie remanencji. H_c , jest polem koercji, w którym następuje zmiana kierunku namagnesowania pod wpływem przyłożonego zewnętrznego pola magnetycznego. Pole anizotropii efektywnej $H_{l,eff}$, jest polem, w którym próbka początkowo namagnesowana w płaszczyźnie nasyci się magnetycznie w polu przyłożonym w kierunku prostopadłym. Wartość

tę stosuje się zazwyczaj do wyznaczenia współczynnika efektywnej anizotropii energii magnetycznej, opisaney w dalszej części rozprawy.



Rysunek 2 Definicje parametrów na schematycznej reprezentacji pętli histerezy. Pomiar MOKE, z prostopadłym zewnętrznym polem magnetycznym względem próbki.

2. Anizotropia energii magnetycznej

Anizotropia magnetyczna jest zależnością energii magnetycznej układu od kierunku magnetyzacji w próbce. Magnetyczne, cienkie warstwy wykazują bardzo duży stopień anizotropii. Głównym tego powodem jest fakt, że ich kształt (cienka warstwa) sprzyja orientacji magnetyzacji w płaszczyźnie by zminimalizować energię magnetostatyczną. Dodatkowymi wkładami do anizotropii całkowitej układu są anizotropie: magnetokrystaliczna, magnetoelastyczna i powierzchniowa.

Anizotropia kształtu

Anizotropia kształtu jest wynikiem energii oddziaływania tu wyindukowanego pola od magnesowania z namagnesowaniem próbki. W modelu nieskończonej cienkiej warstwy rozciągającej się w płaszczyźnie x-y, jakim posługujemy się w niniejszej rozprawie, współczynniki od magnesowania opisujące to pole zależą od kierunków i wynoszą: $N_z = 1$, N_x , $N_y = 0$. Cienkowarstwowy kształt badanych próbek powoduje, że ten wkład do anizotropii energii magnetycznej zawsze będzie powodował ułożenie namagnesowania w płaszczyźnie próbki [26–29,98–100].

Anizotropia magnetokrystaliczna

Podobnie jak w przypadku kryształów objętościowych, symetria krystaliczna cienkich warstw wpływa na objętościową anizotropię magnetokrystaliczną. Symetria kryształu definiuje kształt orbitali elektronowych, a te (za pośrednictwem oddziaływania spinowo-orbitalnego) orientację spinów elektronów. Kobalt, z którego wytworzone są warstwy magnetyczne, opisywane w niniejszej rozprawie, ma strukturę heksagonalną. Anizotropia magnetokrystaliczna powoduje orientację namagnesowania wzdłuż osi c komórki elementarnej. Jednak, złamanie symetrii na powierzchni/interfejsach powoduje powstanie dodatkowego wkładu do powierzchniowej anizotropii. W przypadku warstw na bazie metali ziem rzadkich anizotropia jest zwykle bardzo znacząca, ze względu na znaczenie sprzężenia spin-orbita. Warstwy z metali przejściowych posiadają znacznie słabsze sprzężenie spin-orbita [29,101], niż w przypadku metali ziem rzadkich.

Anizotropia magnetoelastyczna

Szczególnie w epitaksjalnych strukturach warstwowych wskutek niedopasowania symetrii struktury lub parametru sieciowego na interfejsie mogą pojawiać się naprężenia deformujące sieć krystaliczną warstwy magnetycznej. Zmiana geometrii sieci powoduje zmianę kształtu orbitali elektronowych oraz (za pośrednictwem oddziaływania spinowo-orbitalnego) również kierunku ułożenia spinu. Opisywane modyfikacje dają dodatkowy wkład do całkowitej anizotropii układu [29,100,102,103].

Anizotropia powierzchniowa

Na powierzchni warstwy lub interfejsie występuje złamanie symetrii otoczenia atomów. Nienasycone wiązania atomów powierzchniowych lub oddziaływania z odmiennymi atomami sąsiedniej warstwy powodują zmianę geometrii orbitali elektronowych (mogących prowadzić do rekonstrukcji powierzchni) lub zmianę rozkładu gęstości elektronów (hybrydyzacja elektronowa). Efekty te powodują odmienne zachowanie magnetyczne atomów oraz dodatkowy wkład anizotropowy energii magnetycznej [29,102,103]. W strukturach cienkowarstwowych udział atomów stanowiących powierzchnię lub interfejs jest znaczny, dlatego też anizotropia powierzchniowa często wnosi istotny wkład do anizotropii całkowitej.

Cienkie warstwy metaliczne nigdy nie posiadają idealnie gładkiej atomowo powierzchni. Interfejsy mają zawsze pewną szorstkość, charakteryzującą się wysokością i szerokością tarasów lub wysp. Taka geometria jest przyczyną występowania lokalnego pola rozmagnesowania, które wpływa na anizotropię w porównaniu z powierzchnią idealną. W tym sensie chropowatość sprzyja anizotropii prostopadłej do płaszczyzny warstwy, a zatem stanowi wkład powierzchniowy do anizotropii [29,103,104].

Efektywna anizotropia układu jest wynikiem balansu wszystkich jej składowych. Anizotropia kształtu zawsze wymusza namagnesowanie w płaszczyźnie próbki. Pozostałe trzy czynniki mogą prowadzić do namagnesowania zarówno w płaszczyźnie warstwy, jak i w kierunku do niej prostopadłym. Bardzo często anizotropia układów cienkowarstwowych analizowana jest w przybliżeniu fenomenologicznym w rozbiciu na składową powierzchniową i objętościową. Szczegółowe omówienie parametrów opisujących anizotropię magnetyczną zawarte jest w następnym rozdziale.

Anizotropia prostopadłego namagnesowania (PMA)

Układy warstwowe, w których wkłady anizotropii kształtu rywalizują z innymi silniejszymi wkładami np. anizotropii powierzchniowej, wykazują często anizotropię prostopadłego namagnesowania, tj. oś łatwa namagnesowania jest prostopadłą do płaszczyzny próbki (ang. perpendicular magnetization anisotropy, PMA). W takich materiałach może występować zmiana kierunku namagnesowania dla różnych parametrów, takich jak np. grubość warstwy magnetycznej, rodzaj lub jakość interfejsów międzywarstwowych [98], temperatura [105], naprężenia warstwy [106]. Taka zmiana orientacji namagnesowania określana jest mianem reorientacji spinowej (ang. spin reorientation transition - SRT). W cienkich warstwach kobaltowych, w których obserwujemy eksperymentalnie SRT, ze zmniejszaniem się jej grubości poniżej krytycznej wartości d_{SRT} namagnesowanie obraca się od orientacji w płaszczyźnie (dominacja energii odnamagnesowania) do kierunku prostopadłego.

Model PMA i przejście SRT

Do opisu anizotropii magnetycznej cienkich warstw stosuje się monodomenowy model jednoosiowej anizotropii [12,98,100,107] magnetycznej Stoner–Wohlfartha wraz z wieloma rozszerzeniami (współistnienie anizotropii jednoosiowej i kubicznej, niejednorodności magnetyzacji (mikromagnetyzm), wpływ oddziaływań wymiennych). Układ z jedną osią łatwej magnetyzacji (w przypadku warstw opisywanych w niniejszej rozprawie będzie to kierunek prostopadły do powierzchni warstwy), w obecności zewnętrznego pola magnetycznego, można opisać wyrażeniem na objętościową gęstość energii E . Gdy zaniedbamy azymutalną anizotropię magnetyczną w płaszczyźnie, kątowa zależność gęstości energii dla cienkiej warstwy magnetycznej, jest dana wyrażeniem:

$$E = K_0 + \tilde{K}_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta - \mu_0 H M \cos(\theta - \varphi)$$

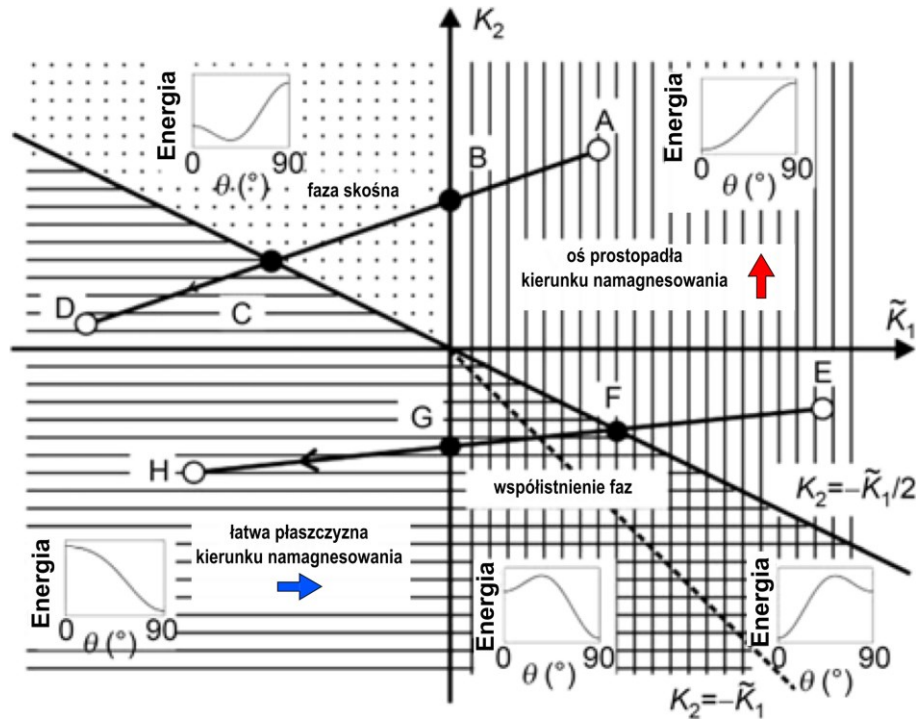
, gdzie $\tilde{K}_1$ oraz K_2 są współczynnikami anizotropii pierwszego i drugiego rzędu, zależne od grubości warstwy i temperatury. Natomiast K_0 uwzględnia stałe anizotropii wyższych rzędów, czy oddziaływania innego rodzaju, np. Dzyaloshinskii–Moriya [108,109]. Kąt θ

zawarty jest pomiędzy osią prostopadłą, a kierunkiem namagnesowania $\mathbf{M}$. Kąt φ zawarty jest pomiędzy kierunkiem zewnętrznego pola magnetycznego o natężeniu $\mathbf{H}$, a kierunkiem prostopadłym do powierzchni warstwy magnetycznej. Możliwe są wtedy trzy rozwiązania: kierunek namagnesowania ustawia się zgodnie z kierunkiem zewnętrznego pola magnetycznego $\mathbf{H}$, namagnesowanie zorientowane jest pod pewnym kątem efektywnym względem zewnętrznego pola magnetycznego $\mathbf{H}$ lub dwie pierwsze fazy współlistnieją ze sobą. W wielu przypadkach wkład pochodzący od anizotropii drugiego rzędu jest minimalny i ostatni człon w powyższym równaniu jest pomijany.

Wpływ anizotropii kształtu zawarty jest w stałej $\tilde{K}_1$:

$$\tilde{K}_1 = K_1 - \frac{1}{2}\mu_0 M^2$$

Przy braku zewnętrznego pola magnetycznego $\mathbf{H}=\mathbf{0}$, minimalizacja energii w funkcji kąta θ daje jedynie trzy możliwe rozwiązania równowagowe: $\sin^2\theta_{eq} = 0, 1, -\tilde{K}_1/K_2$, odpowiadające kolejno fazom kierunku magnetyzacji: prostopadłej, w płaszczyźnie oraz skośnej(stożkowej). Na diagramie fazowym (Rysunek 3) przedstawiono przestrzeń anizotropii, dla wartości zewnętrznego pola magnetycznego $\mathbf{H}=\mathbf{0}$, pokazując zależności E dla poszczególnych faz, w funkcji kąta θ (małe wykresy). Namagnesowanie prostopadłe jest stabilne dla stałej $\tilde{K}_1 > 0$, a faza w płaszczyźnie próbki występuje, gdy $K_2 < -\tilde{K}_1/2$. Faza skośna jest stabilna dla $\tilde{K}_1 < 0$ oraz $K_2 > -\tilde{K}_1/2$. Diagram fazowy wskazuje na współlistnienie faz prostopadłej i w płaszczyźnie (czwarta ćwiartka na diagramie pomiędzy $\tilde{K}_1 = 0$ oraz $K_2 = -\tilde{K}_1/2$).



Rysunek 3 Diagram fazowy anizotropii magnetycznej w przestrzeni $\tilde{K}_1(K_2)$. Możliwe trajektorie przejścia SRT pod wpływem zmian grubości warstwy magnetycznej zaznaczono jako linie A-D oraz E-H. Ilustracja na podstawie rysunku z publikacji [98]

Przejście SRT, przy zmieniającej się grubości, można przedstawić jako liniową trajektorię $\{\tilde{K}_1(d), K_2(d)\}$, na wykresie fazowym $\tilde{K}_1(K_2)$. Przejście SRT następujące poprzez ciągły obrót spinów, czyli poprzez fazę skośną (stożkową), gdy $K_2 > 0$ ilustruje trajektoria A-D. Drugi typ przejścia z nagłą zmianą kierunku namagnesowania (trajektoria nie pokazana na rysunku, przechodząca przez początek układu współrzędnych i łącząca obszary pierwszej i

trzeciej ćwiartki wykresu), obserwowana niezwykle rzadko. Trzecia sytuacja to przejście poprzez współlistnienie obu faz $K_2 < 0$ - trajektoria E-H.

Podejście fenomenologiczne Néela [110] (opisywane również jako Gradmanna [111]) sprowadza anizotropię magnetyczną, jak już wspomniano w poprzednim rozdziale, do sumy dwóch czynników: objętościowego i powierzchniowego. Mikroskopowe składowe magnetokrystaliczne i powierzchniowe dają jasno zdefiniowane wkłady do składników fenomenologicznych. Natomiast składowa magnetosprężysta, zależnie od stopnia zdefektowania struktury krystalicznej warstwy magnetycznej w okolicach interfejsu i jej grubości może mieć naturę powierzchniową (występowanie sieci dyslokacji relaksujących naprężenia wygenerowane na interfejsie) lub objętościową (przy braku sieci dyslokacji naprężenia mogą rozchodzić się w głąb warstwy magnetycznej). W podejściu fenomenologicznym wzór opisujący anizotropię przyjmuje postać:

$$K_i(d, T) = K_{iv}(T) + \frac{2K_{is}(T)}{d}; \quad i = 1, 2$$

gdzie K_{iv} jest wkładem objętościowym, a K_{is} – powierzchniowym. Każda ze stałych K_1 i K_2 , zawiera wkład od objętości warstwy (K_{iv}) oraz interfejsu górnego i dolnego wyrażony sumarycznie jako $2K_{is}$ (dość często opisywany również jako suma dwóch interfejsów K_{is} [12]). K_{is} stanowi różnicę między anizotropiami warstw na powierzchni lub interfejsie, a atomami leżącymi głębiej [100]. Uwzględnia ona wiele przyczyn jak np. szorstkość interfejsu pomiędzy warstwami (powierzchni), skład chemiczny (stopy międzymetaliczne), błędy ułożenia sieci krystalicznej. Biorąc pod uwagę zależność stałych od grubości $1/d$ oraz założenie, że wkład grubości warstwy jest jednakowy dla K_1 i K_2 , zaznaczone trajektorie (Rysunek 3) można opisać równaniem:

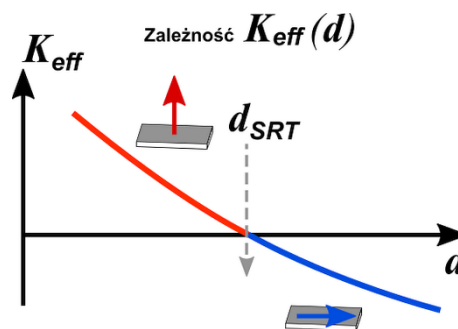
$$K_2 = a\tilde{K}_1 + b$$

, gdzie a to nachylenie trajektorii przejścia SRT, a b to punkt przecięcia z osią K_2 . Poprzez taką eliminację grubości d , współczynnik $a = K_{2s}/K_{1s}$, to wkład anizotropii powierzchni (interfejsów).

Przy eksperymentalnym wyznaczaniu obu składowych w modelu fenomenologicznym często bierze się pod uwagę jedynie stałą anizotropii pierwszego rzędu ($K_2 = 0$) - jest to pewne uproszczenie - ale poprawne, gdy tylko badane są efekty statyczne namagnesowania i z dala od krytycznej wartości d_{SRT} . Takie podejście zakładające jednakowy wkład od obu interfejsów upraszcza opis do następującej postaci:

$$K_{eff} = K_v + \frac{2K_s}{d}$$

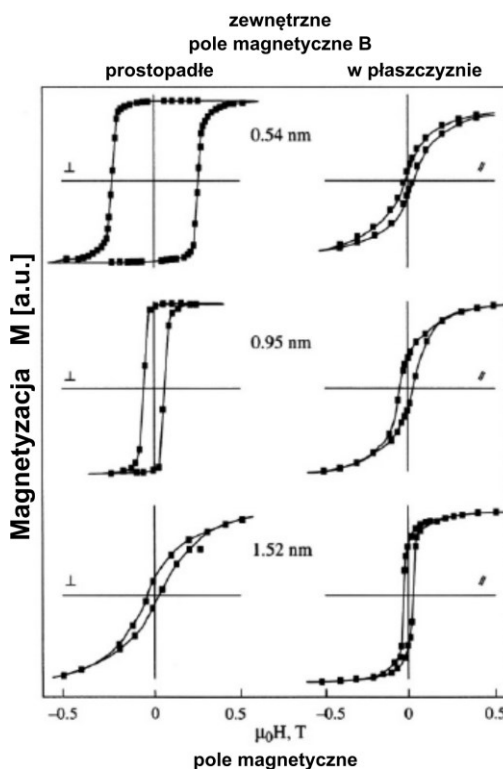
Znając grubość, pozwala ono na wykreślenie prostej zależności K_{eff} od grubości warstwy oraz na wyznaczenie grubości krytycznej d_{SRT} , przy której zachodzi SRT (Rysunek 4).



Rysunek 4 Schematyczna zależność K_{eff} od grubości warstwy magnetycznej d , która wykazuje prostopadłą anizotropię magnetyczną (PMA).

Analiza pętli histerezy $M(H)$ – przejście SRT

Kształt pętli histerezy ilustrującej proces przemagnesowania układu pozwala na uzyskanie informacji na temat anizotropii magnetycznej. Pętla histerezy $M(H)$, mierzona w polu przyłożonym wzdłuż osi łatwej (ang. easy axis) nasyci się w mniejszym polu, niż w wzdłuż osi trudnej. Część pętli histerezy, odpowiadająca rotacji namagnesowania w przyłożonym polu zewnętrznym, dobrze opisana jest przez model monodomenowy i jest wykorzystywana dla wyznaczania stałych anizotropii. Natomiast, struktura domenowa i jej modyfikacja podczas przemagnesowania, z uwzględnieniem koercji magnetycznej, powodują znaczne odstępstwa od modelu monodomenowego i mają istotny wpływ na kształt krzywej przemagnesowania. Cienka warstwa magnetyczna o znacznej PMA ma pętle przemagnesowania w polu prostopadłym (kierunek łatwy) o kwadratowym kształcie. Po zdjęciu zewnętrznego pola magnetycznego, namagnesowanie się nie zmienia - wtedy remanencja wynosi 100%. Z kolei pętla rejestrowana w polu, w płaszczyźnie wzdłuż osi trudnej (ang. hard axis) jest wąska o niewielkiej histerezie, koercji i remanencji lub przyjmuje kształt pochylonej linii poniżej pola nasycenia. Można wtedy mówić o odwracalnym charakterze procesu przemagnesowania – wartość mierzonego namagnesowania nie zależy od kierunku zmiany zewnętrznego pola magnetycznego, a tylko od jego wartości. W miarę zwiększenia grubości d i zbliżenia się do przejścia SRT (przy grubości d_{SRT}) pętla histerezy zmienia kształt, co wskazuje na obrót/zmianę osi łatwej do płaszczyzny (Rysunek 5).



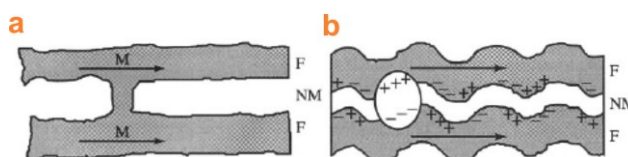
Rysunek 5 Pętle histerezy serii próbek Au/Co/Au, o różnej grubości Co[nm], wyznaczone na podstawie pomiarów SQUID. Ilustracja na podstawie rysunku z publikacji [29].

3. Oddziaływania międzywarstwowe

W heterostrukturach zawierających kilka warstw magnetycznych mogą pojawiać się dodatkowe konfiguracje magnetyczne wynikające ze sprzężeń międzywarstwowych. Można wyróżnić kilka mechanizmów sprzężeń: bezpośrednie, dipolowe i pośrednie typy RKKY (mechanizm Rudermana-Kittela-Kasuyi-Yosidy) [26–29].

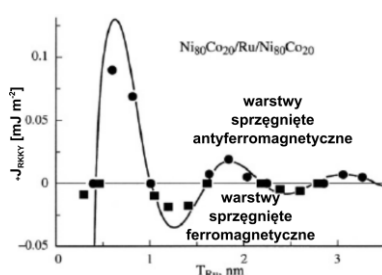
Sprężenie bezpośrednie występuje w układach, w których sąsiadują ze sobą np. dwie warstwy ferromagnetyczne. Ciekawym przypadkiem jest sekwencja ferromagnetyk/antyferromagnetyk (FM/AFM). Występuje wtedy efekt kotwiczenia namagnesowania w warstwie FM wskutek sprzężenia przez interfejs z warstwą AFM. W efekcie proces przemagnesowania nie jest symetryczny względem kierunku przyłożonego pola i pętla histerezy $M(H)$ jest przesunięta względem początku układu współrzędnych. W literaturze zjawisko to określa się mianem polaryzacji wymiennej (ang. exchange bias) [112–114].

Skorelowana szorstkość interfejsów (**Rysunek 6b**) warstwy magnetycznej (ang.: orange peel) może prowadzić do pojawienia się lokalnie znacznego pola rozpraszania, które można opisać modelem ładunków magnetycznych. Ich dipolowe oddziaływania poprzez niemagnetyczną warstwę separującą również wywołują sprzężenia międzywarstwowe. Wzajemna orientacja namagnesowania sąsiednich warstw zależy od korelacji nierówności na sąsiadujących interfejsach i może skutkować zarówno równoległym jak i antyrównoległym uporządkowaniem.



Rysunek 6 Międzywarstwowe sprzężenie przez nieciągłości (ang. pinholes) lub oddziaływania dipolowe (ang. orange peel). Zaznaczono warstwy: niemagnetyczną NM, ferromagnetyka F oraz kierunek namagnesowania M. Ilustracja na podstawie rysunku z książki [29].

Sprężenia międzywarstwowe poprzez niemagnetyczną przekładkę metaliczną mogą również występować wskutek pośrednictwa niezlokalizowanych elektronów przewodnictwa (mechanizm RKKY, **Rysunek 7**) [22,24,80,115–117]. Elektrony przy przejściu z jednej warstwy magnetycznej do drugiej zachowują określony spin, tym samym wymuszają wzajemne ustawienie ich namagnesowania. Ze zmianą grubości przekładki oscylujący charakter sprzężenia prowadzi do naprzemiennego wzajemnie równoległego i antyrównoległego ułożenia namagnesowania sąsiednich warstw magnetycznych. Siła sprzężenia maleje z grubością warstwy niemagnetycznej.



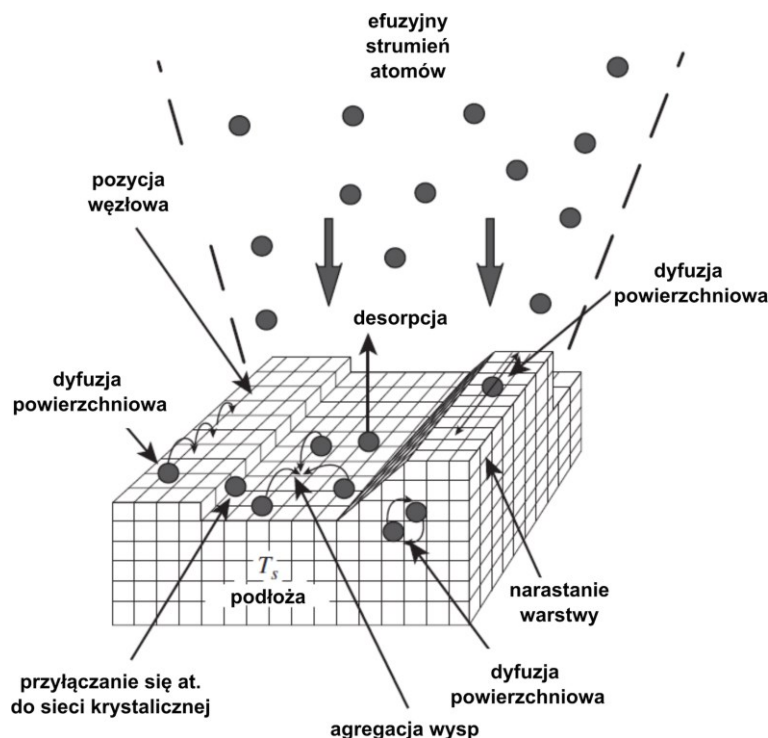
Rysunek 7 Oscylacje w sile oddziaływania sprzęgającego typu RKKY, jako funkcja grubości międzywarstwy Ru. [117]

Defekty strukturalne w postaci mostków ferromagnetycznych (ang. pinholes), występujących wskutek nieciągłości niemagnetycznej przekładki (**Rysunek 6a**), wymuszają równoległe namagnesowanie, oddziałujących ze sobą warstw. Nierówności interfejsów lub obecność luźnych spinów może prowadzić do lokalnych frustracji namagnesowania. W ich wyniku namagnesowanie leżące w płaszczyźnie sąsiednich warstw magnetycznych, oddzielonych niemagnetyczną przekładką może być wzajemnie prostopadłe [29,88,118].

III. Epitaksja z wiązki molekularnej

Epitaksja

Epitaksja to sposób, w jaki osadzone atomy układają się na powierzchni tworząc nową warstwę atomową. W warunkach równowagowych epitaksji (stabilna temperatura oraz stabilny stosunek strumieni absorbantów i deabsorbantów z powierzchni), ułożenie atomów w początkowym stadium wzrostu przyjmuje strukturę krystalograficzną powierzchni, by w następnych monowarstwach rozwinąć swoją własną strukturę krystalograficzną generując naprężenia, defekty lub rozbudowaną powierzchnię. By osiągnąć takie warunki równowagowe wymagane jest: środowisko ultrawysokiej próżni (UHV), powolne tempo parowania materiału i odpowiednia temperatura podłoża umożliwiające równowagową dyfuzję powierzchniową osadzanych atomów. Wysoka próżnia i temperatura podłoża redukują poziom zanieczyszczenia powierzchni podłoża, na którym wytwarzana jest próbka i który może zaburzać równowagowy wzrost hodowanych warstw. Procesy zachodzące na powierzchni kryształu podczas epitaksji warstw przedstawiono schematycznie na ilustracji (Rysunek 8).



Rysunek 8 Procesy zachodzące na powierzchni kryształu podczas epitaksji. Ilustracja na podstawie rysunku z [119,120]

Modele wzrostu

Model wzrostu cienkich warstw epitaksjalnych, na powierzchni kryształu, zależy od siły oddziaływania między adatomami, a powierzchnią oraz stopniem niedopasowania parametrów sieciowych materiałów tworzących interfejs. Alternatywnie, modele wzrostu można rozważać w kontekście relacji energii istniejących przed procesem wzrostu i powstających w trakcie jego trwania nowych powierzchni i interfejsów. Rozróżnia się kilka podstawowych modeli wzrostu (Rysunek 9)[120–122].

We wzroście wg. modelu Volmera – Webera interakcje adatom – adatom są silniejsze niż adatom z powierzchnią, co prowadzi do tworzenia się trójwymiarowych klastrów lub wysp adatomów. Taki wzrost spowoduje, że powierzchnia warstwy wykazuje dużą szorstkość.

Wzrost Franka–van der Merwe jest trybem, w którym adatomy adsorbują preferencyjnie na powierzchni, prowadząc do uformowania się gładkich, w pełni uformowanych warstw atomowych. Proces ten nazywa się również „wzrostem warstwa po warstwie”. Jest uważany za idealny model wzrostu, wymagający idealnego dopasowania epitaksialnego między podłożem, a rosnącą na nim warstwą, i zwykle ogranicza się do homoepitaksji (podłoże i warstwa są tym samym materiałem). Aby nastąpił wzrost FM, adatomy osadzone, są bardziej przyciągane do podłoża (adatomów warstwy poniżej) niż do siebie nawzajem.

Wzrost Stranskiego–Krastranova jest procesem pośrednim, charakteryzującym się zarówno wzrostem dwuwymiarowym warstwy (2D), jak i wyspowym (3D). Przejście od wzrostu warstwy po warstwie (FM) do wzrostu wyspowego następuje przy krytycznej grubości warstwy, która jest zależna od właściwości chemicznych i fizycznych, takich jak energia powierzchniowa i wzajemna relacja sieci krystalicznych (podłoża i nanoszonej warstwy).

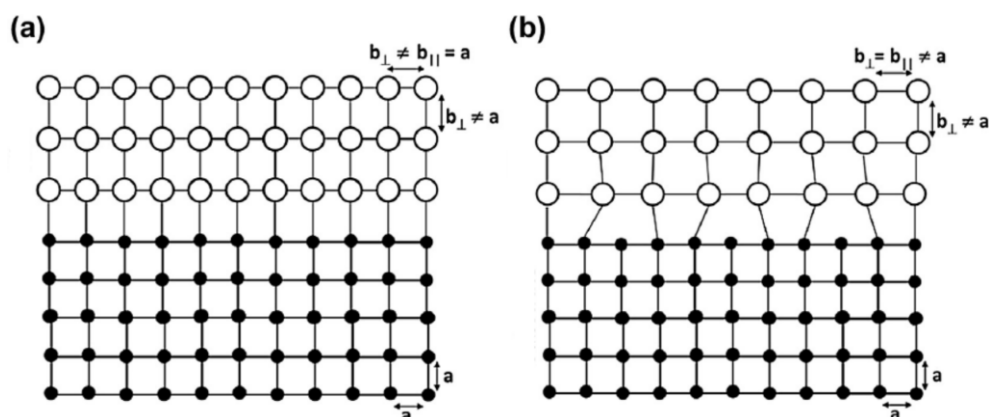
Na ilustracji (Rysunek 9) przedstawiono schematycznie trzy opisane powyżej tryby wzrostu epitaksjalnego.



Rysunek 9 Schematyczny obraz podstawowych modeli wzrostu warstw epitaksjalnych. Ilustracja na podstawie rysunku z [123]

Naprężenia

Warstwa wyhodowana heteroepitaksjalnie, na podłożu o innej stałej sieciowej, musi ulec odkształceniu, przy braku zdefektowania (np. dyslokacji, ang. misfit dislocations) relaksującego powstałe naprężenie. W przypadku braku takich defektów (Rysunek 10a), interfejsy między warstwą epitaksjalną, a podłożem są koherentne, ale warstwy epitaksjalne, z odmiennymi stałymi sieciowymi i/lub symetrią niż podłoże, poddawane są odkształceniom. Obecność odkształceń w epitaksjalnej heterostrukturze zmienia odległość atomów, co może spowodować zmianę stanów elektronowych, w porównaniu ze stanem zrelaksowanym. W konsekwencji zmianie mogą ulegać właściwości magnetyczne interpretowane w kategoriach anizotropii magnetycznej, omawianej w początkowej części niniejszej rozprawy. Gdy naprężenia, wywołane odkształceniem sieci krystalicznej, są już znaczące, ich kompensacja może zachodzić za pomocą sieci relaksujących je dyslokacji (Rysunek 10b).



Rysunek 10 (a) Heteroepitaksjalna warstwa z odkształceniem oraz (b) z międzywarstwowymi dyslokacjami (ang. misfit dislocations)[120].

IV. Modyfikacja struktury krystalicznej jonami

Oddziaływanie jonów z materiałem

Bombardowanie jonowe (inaczej naświetlanie lub implantacja) polega na skierowaniu wiązki jonów o dużej energii w kierunku próbki. Energia całkowita przyspieszonego jonu, w polu siły elektrostatycznej, z potencjałem o symetrii sferycznej, wynosi:

$$E_c(r) = \frac{M_{ion}v_{ion}^2}{2} + E_p(r)$$

, będąc sumą energii kinetycznej $M_{ion}v_{ion}^2/2 = qU_{acc}$ i potencjalnej $E_p(r)$, gdzie q to ładunek jonu, U_{acc} to napięcie przyspieszające, M_{ion} masa jonu oraz v_{ion} prędkość jonu. Jon po uderzeniu w kryształ traci energię, przekazując ją systemowi jąder atomowych i elektronom próbki. Jeśli całkowita energia kinetyczna po takim oddziaływaniu jest zachowana, to mówimy o oddziaływaniach sprężystych (elastycznych); natomiast gdy energia kinetyczna nie zostaje zachowana, wtedy zachodzą efekty niesprężyste (nieelastyczne). Oddziaływania elastyczne to zderzenia jonów z jądrami, natomiast w zderzeniach nieelastycznych występuje wzbudzenie systemu elektronowego z ewentualnym przekształceniem tej energii na ciepło. Rozpraszanie nieelastyczne odgrywa mniejszą rolę w procesie spowalniania jonów (utrata energii) [124–126].

Duża prędkość jonu powoduje, że prawdopodobieństwo zderzeń elastycznych jest małe ze względu na krótki czas przebywania w sąsiedztwie poszczególnych atomów. Nieelastyczna utrata energii przez jon polega na przekazywaniu energii elektronom, powodując ich wzbudzenie i jonizację atomów, które mija wzdłuż swojej trajektorii. Możliwa jest także strata energii w procesie wymiany elektronów między zderzającymi się cząstkami. Gdy jon straci część energii (czyli również prędkości), prawdopodobieństwo zderzeń elastycznych (jądrowych) rośnie. Powoduje to silniejsze jego hamowanie i szybsze oddawanie energii, aż do momentu całkowitego zatrzymania.

W procesie spowalniania jądrowego (elastycznego), atomy materiału bombardowanego mogą być wybite ze swoich położeń w sieci krystalicznej. Zyskana przez nie energia jest rozpraszana w podobny sposób jak jonów bombardujących. Jeśli przekazana energia jest niska to w ten sposób wytwarzany jest defekt punktowy. Jeżeli energia jest dostatecznie duża, to wybity atom wytworzy kaskadę wybiciową. Właśnie ten efekt powoduje duże „mieszanie jonowe”, czyli kaskadowe przesuwanie się atomów z pozycji węzłowych i tworzenie defektów. Dodatkowo, zderzenia sprężyste z jądrami atomów, znaczne odchylają kątowe trajektorie jonu lub atomu, intensyfikując zmiany w próbce.

W zderzeniach elektronowych (nieelastycznych), tylko mała część energii może zostać przekazana elektronom atomów, ale wkład tych procesów istotnie wzrasta, ze zmniejszeniem masy jonów i/lub zwiększeniu ich energii [125–127]. Procesy elektronowe jonów, o energii rzędu do kilkudziesięciu keV, prowadzą do względnie niewielkich strat energetycznych i małych odchyleń trajektorii, co generuje tylko nieznaczne uszkodzenia strukturalne próbki.

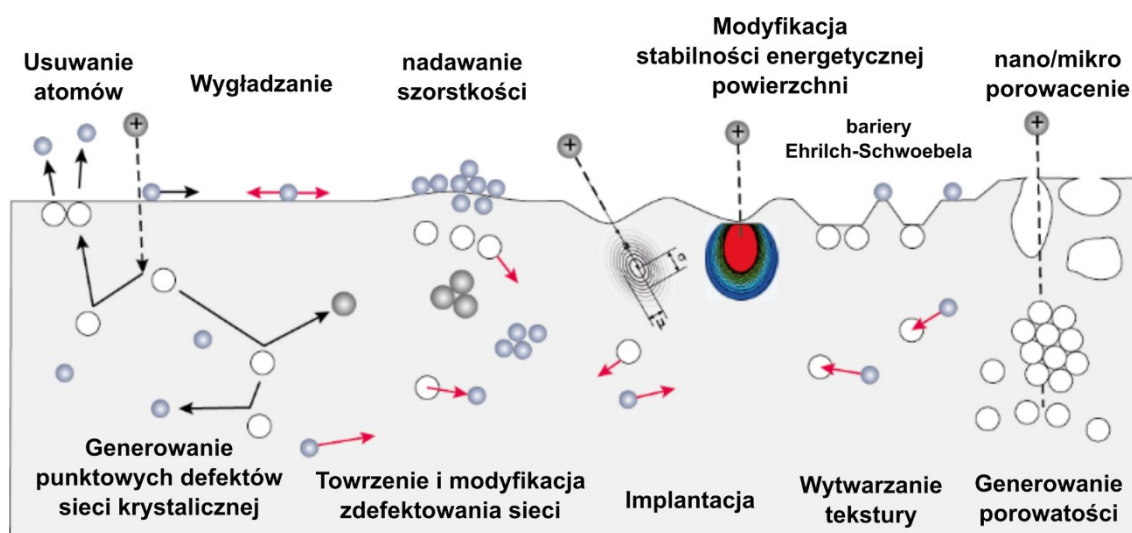
Biorąc pod uwagę powyższe mechanizmy, średnia strata energii dE/dx , może być wyrażona jako suma dwóch efektywności hamowania energetycznego jonu w próbce:

$$\frac{dE}{dx} = -N[S_n(E) + S_e(E)]$$

, gdzie N to koncentracja atomów próbki, a $S_n(E)$ i $S_e(E)$ to przekroje czynne rozpraszania jądrowego i elektronowego. Wartości te są bardzo istotne w modelowaniu numerycznym zmian wynikłych z bombardowania jonowego [128–131] oraz w numerycznej interpretacji technik analitycznych bazujących na wiązce jonowej [126,132,133]. Obydwa wspomniane procesy spowalniania są bardzo istotne przy określaniu zasięgu i rozkładu koncentracji zaimplantowanych jonów.

Powstawanie defektów

Jon uderzający w powierzchnię próbki, zostaje wyhamowany w wyniku oddziaływania z elektronami i jądrami atomów materiału próbki. W wyniku hamowania jądrowego (zderzenia sprężystego) z atomem, może dojść do przemieszczenia tego atomu z położenia węzłowego, czyli powstania punkowego defektu. Generalnie procesowi bombardowania jonowego zawsze towarzyszy zjawisko tworzenia defektów na powierzchni oraz w objętości kryształu. W formie uproszczonej przedstawiono je na ilustracji (**Rysunek 11**). Liczba i rodzaj defektów zależy od wielu różnych parametrów charakteryzujących jony bombardujące; takich jak: masa, ładunek, energia oraz fluencja (inaczej doza/dawka, [jonów/cm²]) jonów, masa atomów materiału bombardowanego, struktura krystaliczna oraz temperatura. Ilość wybitych atomów jest proporcjonalna do fluencji. W przypadku małych dawek implantowanych jonów ($\sim 10^{12}$ jonów/cm², zależnie od jonów), ilość defektów w bombardowanym materiale jest niewielka - gromadzą się one w pojedynczych obszarach, o dużej lokalnej koncentracji defektów. Zwiększenie dawki implantacji (np. $>10^{16}$ jonów/cm², zależnie od jonów) doprowadza do homogenizacji zdefektowania, prowadząc w konsekwencji do jej całkowitej amorfizacji.



Rysunek 11 Zjawiska i mechanizmy na powierzchni oraz w głębi kryształu, generowane podczas bombardowania jonowego. Ilustracja na podstawie rysunku z materiałów prezentacyjnych (<https://www.hzdr.de>).

Najprostszymi defektami punktowymi, jakie są generowane w wyniku oddziaływania jonu z materiałem próbki, są wakanse (brak atomu w węźle sieci) oraz atomy międzywęzłowe (ang. interstitial – polegający na przesunięciu atomu z węzła sieci do położenia międzywęzłowego). Podczas powstawania kaskad wybiciowych, duża generacja wakansów, może skutkować powstaniem dwu-wakansów, czy kompleksów/klastrów wakansów, prowadzących do utworzenia dyslokacji liniowych lub pętlowych [125,126,134,135]. W wyniku późniejszej dyfuzji i aglomeracji powstałych defektów, wytworzonych w trakcie implantacji, mogą powstawać także dyski wakansów lub atomów międzywęzłowych [77,135]. Całkowita liczba defektów, zwłaszcza w początkowej fazie procesu bombardowania, może przewyższać liczbę wprowadzonych atomów (fluencji). Ponadto, energia kinetyczna, przekazywana przez jon atomom, powoduje, że te atomy mogą wywołać szereg wtórnych przemieszczeń. W kryształach powstają obszary o rozmiarach rzędu 100 Å o znacznej koncentracji defektów punktowych. Ich generacja w takim obszarze (pojedynczej kaskady zderzeń) trwa około 10^{-11} s. Po czasie rzędu 10^{-9} s następuje rozproszenie energii mogącej doprowadzić do lokalnego przegrzania (ang. thermal spike) [126,134,135]. Lokalna temperatura wywołana bombardowaniem mogą sięgnąć nawet 1000°C.

Mieszanie jonowe heterostruktur

W procesie naświetlania jonowego heterostruktur metalicznych Pt/Co/Pt lub Co/Mo/Co, których wyniki badań opisano w niniejszej rozprawie, energię jonów dobierano w ten sposób, by kaskady wybiciowe generowały najwięcej zmian w obrębie warstwy środkowej (mieszanie jonowe [136]), tzn. odpowiednio w Co i Mo. Optymalizacja tego procesu polegała na uzyskaniu odpowiedniej relacji pomiędzy głębokością, przy której efektywność modyfikacji była maksymalna oraz szerokości obszaru modyfikacji.

Ograniczeniem jest zlokalizowanie takiego mieszania, ponieważ energia powinna być na tyle duża, aby dotrzeć do warstwy środkowej, ale niezbyt duża by ograniczyć swoje działanie tylko do warstwy pośrodku. Idealnie zlokalizowana modyfikacja byłaby możliwa jedynie dla warstwy o grubości powyżej $\sim 15\text{nm}$, z odpowiednio dobranymi cienkimi warstwami przekrywającymi, o odpowiednich warunkach procesu z jonami o energii $\sim 20\text{--}40\text{keV}$ (dobrej podczas procesu). Początkowo, mieszane są jedynie interfejsy i generowane defekty punktowe (w objętości zależnej od głębokości wnikania). W miarę wzrostu fluencji dyslokacja atomów wzdłuż kaskad może sięgać kilku nanometrów, skutkując całkowitym przemieszczeniem warstw. W wyniku mieszania warstw metalicznych mogą powstać stopy międzymetaliczne, istnienie których można wiązać z obserwowanymi efektami magnetycznymi [40,137–139].

Efekt kanałowania

Zasięg bombardujących jonów oraz ich głębokościowy rozkład bardzo silnie zależą od struktury i orientacji sieci krystalicznej bombardowanego materiału względem wiązki. Wynika to z różnej „przezroczystości” kryształu dla bombardujących jonów, zwłaszcza w wybranych kierunkach krystalograficznych. Zjawisko to nazywa się kanałowaniem (ang. channeling)[126,134,135]. Efekt kanałowania możliwy jest dzięki regularnemu ułożeniu atomów w sieci krystalicznej, z możliwymi do wyróżnienia kierunkami, w których jon może się poruszać pomiędzy atomami sieci. Przestrzenne, uporządkowane rozmieszczenie atomów sieci generuje odpowiedni rozkład pola elektrycznego, które działa odpychająco na jony nadmiernie zbliżające się do atomów, korygując oś trajektorii wiązki jonowej. Jony kanałowane są rozpraszane wyłącznie w zderzeniach nieelastycznych lub na defektach sieci krystalicznej.

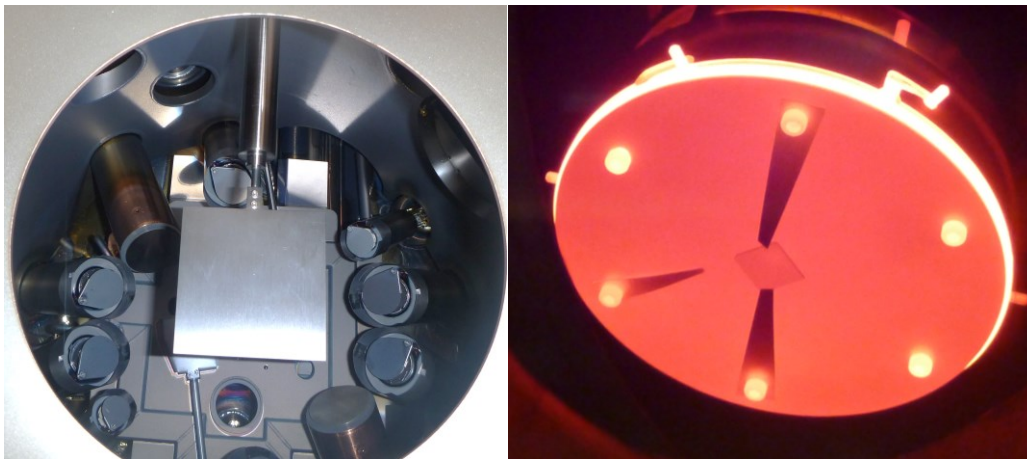
V. Techniki eksperymentalne

W tym rozdziale, w formie skróconej omówione są techniki wykorzystanie do charakteryzacji heterostruktur opisanej w niniejszej rozprawie. Te mniej powszechnie stosowane zostały opisane dokładniej. Pozostałe wymieniono pokrótce w ostatniej części tego rozdziału.

1. Wzrost heterostruktur metalicznych - MBE

Cienkowarstwowe heterostrukтуры metaliczne, o wysokim stopniu jakości krystalicznej, mogą być wytwarzane wieloma technikami chemicznymi (na drodze reakcji chemicznej, ang. Chemical Vapor Deposition, CVD) lub fizycznymi (na drodze przemiany fazowej, ang. Physical Vapor Deposition, PVD) [120–122,140–142]. Jedną z metod PVD jest epitaksja z wiązek molekularnych (ang. molecular beam epiatxy, MBE) [120,140,143], która była wykorzystana do wykonania próbek opisanych w niniejszej rozprawie. Charakteryzuje się ona wieloma zaletami, w porównaniu z innymi technikami (np. epitaksja z fazy gazowej z użyciem związków metaloorganicznych MOVPE [144], impulsowa depozycja laserowa PLD [145], osadzanie warstw atomowych ALD [146], elektroliza [147], rozpraszanie jonowe (ang. sputtering) [120,148]), tj. zapewnienia wysoką czystość nanoszonych warstw. Warstwy nanoszone są w zakresie średnich i niskich prędkości napyłania ($0.05\text{--}2\text{\AA}/\text{s}$). Ponadto, sterując warunkami nanoszenia warstwy (np. temperaturą, bombardowaniem jonami lub atomami H) poprzez zintensyfikowanie dyfuzji powierzchniowej można kontrolować ilość defektów.

W systemie MBE materiały osadzane są zazwyczaj ze źródeł termicznych. Rozgrzewanie materiału powoduje jego sublimację lub parowanie (w zależności od materiału). Materiał może być rozgrzewany wiązką elektronową (ang. e-beam evaporator) lub w tyglu ogrzewanym grzałką (komórka efuzyjna).



Rysunek 12 Po lewej stronie pokazano widok z wnętrza komory MBE, z perspektywy próbki(manipulatora). Widać planetarnie usytuowane komórki efuzyjne, najniżej wylot(otwór) z napyłarki elektronowej oraz w centralnej części widać przesłoną liniową. Po prawej stronie, pokazano rozgrzany do wysokiej temperatury uchwyt próbki podczas procesu.

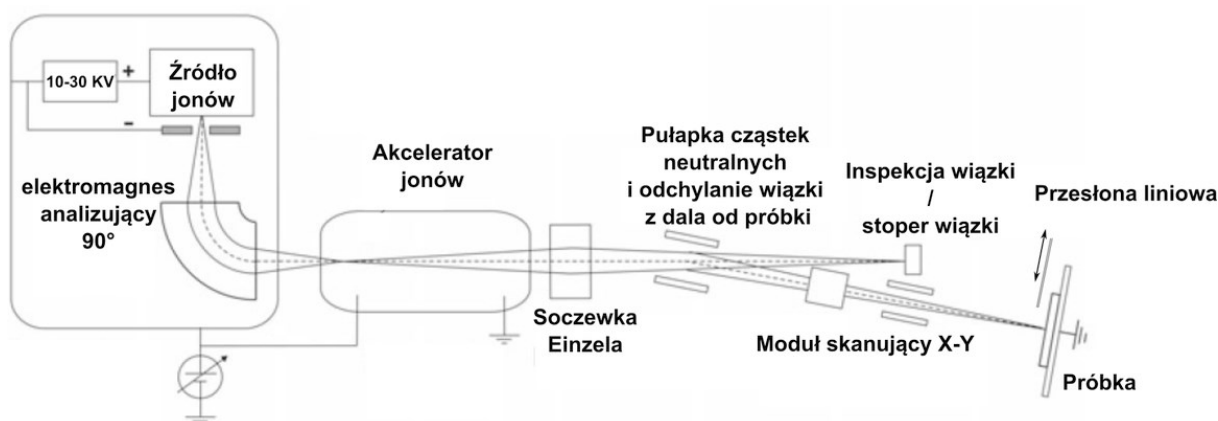
Sekwencyjne nanoszenie warstw umożliwiając przysłony nad źródłami materiału, przesłona główna próbki oraz liniowa przysłona. Ta ostatnia umożliwia uzyskanie klinowego lub schodkowego profilu osadzanej warstwy, bądź wytworzenie kilku próbek w jednym procesie technologicznym o różnej sekwencji warstw składowych. Zaletą klinowego lub schodkowego profilu warstw składowych jest możliwość pomiarów właściwości wytworzonych struktur na jednej próbce w funkcji np. grubości warstw składowych, gdy stosuje się techniki pomiarowe

próbkujące lokalnie. Jednoczesne parowanie dwóch lub więcej materiałów na podłoże pozwala na wytworzenie warstw stopowych, których określona kompozycja chemiczna może być uzyskana przez odpowiedni dobór prędkości parowania materiałów składowych.

Standardowym wyposażeniem układu MBE jest dyfraktometr odbiciowy wysokoenergetycznych elektronów (RHEED), monitorujący *in-situ* w czasie wzrostu warstwy jej krystaliczną strukturę powierzchniową, pirometr i termopara monitorujący temperaturę podłoża, waga kwarcowa (ang. quartz crystal microbalance, QCB [123]) służąca do kalibracji i pomiaru grubości nanoszonych warstw oraz sterowania procesem.

2. Akcelerator jonów – bombardowanie jonami

Strukturalne modyfikacje heterostruktur wykonano w komorze implantatora jonów 40keV Danfysik A/S, Model 1050. Implantacja jonów jest szeroko wykorzystywaną techniką niskotemperaturową do wprowadzania domieszek, szczególnie do półprzewodników [125,126,134]. Jednakże, również interesującym zastosowaniem implantacji jonowej (w tym kontekście bombardowaniem lub naświetlaniem) jest użycie wiązki jonowej o niższej fluencji do modyfikacji właściwości strukturalnych, co w konsekwencji wpływa na zmianę właściwości magnetycznych. Doskonała jednorodność fluencji (dozy/dawki, [jonów/cm²]) jest zagwarantowana poprzez zliczanie ładunków docierających do kubka Faradaya w bezpośredniej bliskości próbki. W uproszczeniu, każdy implantator jonów można opisać, jako zilustrowany zestaw elementów (**Rysunek 13**).



Rysunek 13 Schemat implantatora jonów. Ilustracja na podstawie rysunku z [126].

Na początkowym etapie jony są wyodrębniane ze źródła jonów (z fazy stałej, ciekłej lub gazowej), a następnie są przyspieszane i filtrowane (wykorzystując stosunek masy do ładunku). Odpowiednie formowanie ich rozkładu przestrzennego prowadzi do wytworzenia wiązki jonowej o odpowiedniej moderowanej energii. Tak sformowana wiązka jest odchylana poprzez moduł skanujący X-Y (elektromagnetyczne soczewki odchylające) i uderza w zamocowaną próbkę. Obszar naświetlania definiuje moduł skanujący. Prąd jonowy i rozmiar wiązki kontrolowane są przez zestaw apertur i soczewek magnetycznych. Fluencja jonów naświetlających próbkę zliczana jest przez licznik Coulombowski ładunku. Przestrzenny rozkład dozy w formie klina został uzyskany dzięki zastosowaniu przesłony liniowej próbki poruszającej się w czasie naświetlania.

3. Wybrane techniki eksperymentalne

Dyfrakcja elektronowa

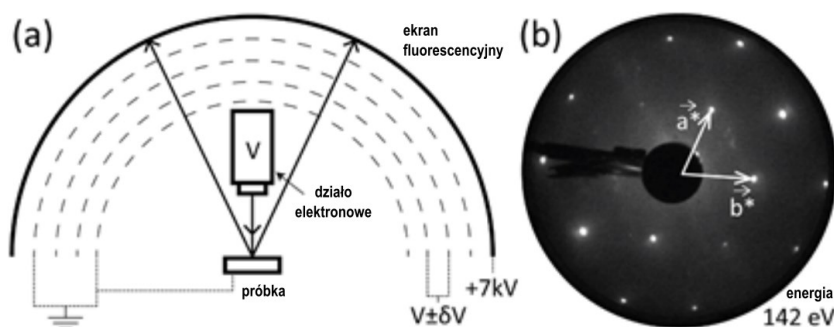
W MBE, ze względu na wysoce uporządkowany charakter warstw epitaksjalnych, dyfrakcja elektronowa jest bardzo dobrym źródłem informacji o formującej się strukturze, w trakcie procesu osadzania. Standardowymi narzędziami jest dyfrakcja elektronów o niskiej energii (ang. Low-energy electron diffraction - LEED) [149] oraz wysokoenergetyczna odbiciowa dyfrakcja elektronowa (ang. Reflection high-energy electron diffraction - RHEED) [150–152].

LEED

LEED jest techniką wykorzystywaną do określenia struktury powierzchni materiałów krystalicznych. Elektrony wykazujące właściwości falowe uderzają w powierzchnię próbki i ulegają dyfrakcji na obszarach o wysokiej gęstości elektronowej (atomy). Ponadto, elektrony

w zakresie energii 25-600 eV są elastycznie rozpraszane z wystarczającą intensywnością jedynie od atomów bezpośrednio przy powierzchni kryształu (ok. $10\text{\AA}$). Ograniczenie to wynika z silnych strat, głównie z powodu wzbudzenia plazmonów, które ograniczają głębokość niezaburzonej penetracji elektronów.

Wstecznie rozproszona wiązka elektronowa uderza w ekran fluorescencyjny tworząc wzór jasnych punktów, które ilustrują konstruktywną interferencję wiązki elektronowej. Ich położenie można wyznaczyć na sferze Ewalda [153], która w LEED jest tożsama z płaszczyzną ekranu fluorescencyjnego, dzięki sferycznej geometrii, umożliwiającej obserwację sieci odwrotnej bez zniekształceń. Odległości punktów dyfrakcyjnych otrzymanej sieci odwrotnej i rzeczywiste odległości międzypłaszczyznowe są odwrotnie proporcjonalne. Ponieważ długość fali de Broglie, odpowiadająca wspomnianemu zakresowi energii, jest z zakresu od około 0.5 do $2.5\text{\AA}$, i jest porównywalna z odległościami międzyatomowymi w ciele stałym, wzmocnienia dyfrakcyjne pojawiają się pod wystarczająco dużymi kątami, prowadząc do dobrze oddzielonych i ostrych punktów dyfrakcyjnych, niosących informacje o symetrii i stałych sieci krystalicznej powierzchni. Bardziej zaawansowane metody, oparte o analizę intensywności refleksów dyfrakcyjnych jako funkcji energii elektronów, pozwalają też uzyskać informacje o strukturze kilku warstw przypowierzchniowych. Dzięki temu LEED jest niemal idealnym narzędziem do analizy struktur powierzchniowych.



Rysunek 14 (a) Schemat układu pomiarowego dyfrakcji elektronów o niskiej energii (b) obraz dyfrakcyjny z próbki Mo (110) LEED wygenerowany na ekranie przy użyciu wiązki pierwotnej 142 eV. Na obrazie zaznaczono bazowe wektory sieci odwrotnej Ilustracja z publikacji [154].

Typowy układ pomiarowy LEED składa się ze źródła skolimowanej wiązki elektronowej, która skierowana jest prostopadłe do powierzchni próbki oraz sferycznego ekranu fluorescencyjnego, na którym powstaje obraz dyfrakcyjny po wstecznym rozproszeniu wiązki. Elektrony przed osiągnięciem ekranu muszą przejść przez szereg filtrów i soczewek elektrostatycznych pełniących funkcję formującą i energetycznie odcinającą wiązki pierwotnej i rozproszonej. Odciecie energetyczne służy eliminacji elektronów rozproszonych nieelastycznie. Dla dobrze uporządkowanej powierzchni, wiązka elektronowa generuje jasne punkty dyfrakcyjne na ekranie z pewnym tylko słabym rozproszonym tłem ze względu na quasi-elastyczne rozproszenia przez fonony lub defekty.

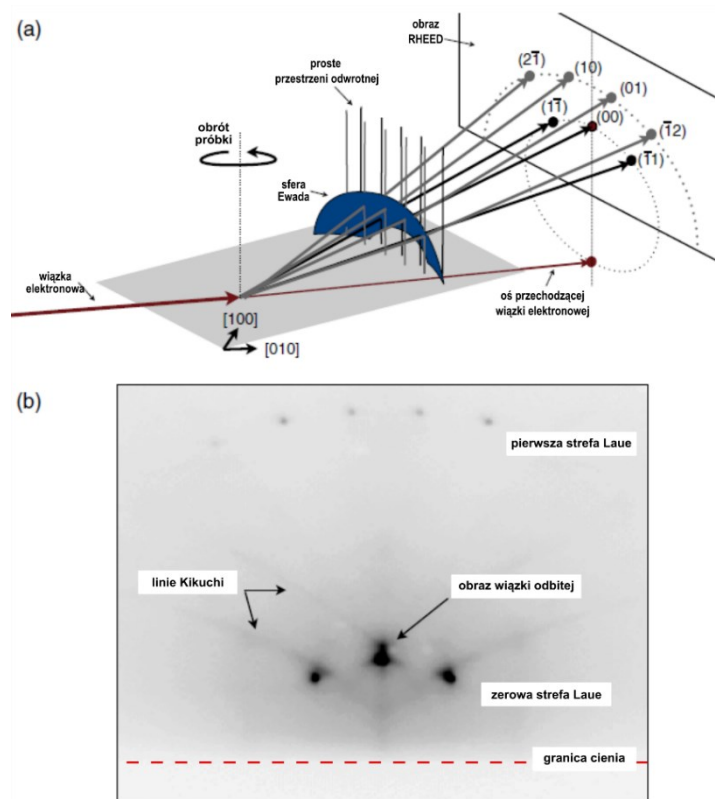
RHEED

W RHEED obrazy dyfrakcyjne wzdłuż kierunków krystalograficznych kryształów mogą być rejestrowane podczas wzrostu warstwy. Geometria układu pomiarowego oraz negatyw obrazu dyfrakcyjnego pokazane są na ilustracji (Rysunek 15). Bezpośrednim wynikiem eksperymentalnym jest odległość prążków dyfrakcyjnych, z której można określić odległości międzypłaszczyznowe badanej warstwy. Dodatkowo, z kątowej zależności (pomiędzy wiązką elektronów i azymutalną pozycją próbki) rozkładu prążków wyznacza się rodzaj struktury.

Jednocześnie, zmienne (w czasie) intensywności obrazu mogą służyć w ocenie modelu wzrostu i stanu uporządkowania powierzchni kryształu.

W analizie RHEED wiązka elektronowa o wysokiej energii (10-50keV), wytworzona w dziale elektronowym, odbija się z powierzchni próbki. Kąt podania wiązki na próbkę jest niewielki (około 1-3°, względem płaszczyzny próbki). Na ekranie fluorescencyjnym umieszczonym symetrycznie po przeciwnej stronie działa, względem próbki, ugięta wiązka tworzy obraz dyfrakcyjny (patrz **Rysunek 15** oraz **Rysunek 17**).

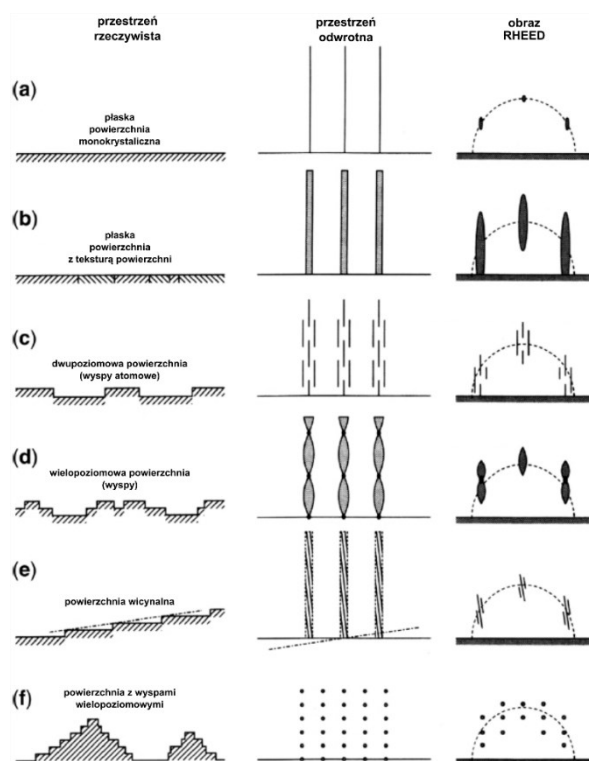
W przestrzeni sieci odwrotnej obraz dyfrakcyjny jest gnomoniczną projekcją przecięcia się linii prostych reprezentujących odwrotną sieć próbkowanej powierzchni kryształu (ang. reciprocal lattice rods), prostopadłych do niej i przecinających półsferę Ewalda wiązki elektronów (**Rysunek 15**). Na płaskim ekranie fosforowym widoczne są punkty o wysokiej intensywności odzwierciedlające wzmocnienia wskutek dyfrakcji Braggowskiej. Ze względu na wysoką energię elektronów, promień sfery Ewalda $\vec{k}$ jest duży (por. z LEED), przez co odległość punktów na ekranie jest niewielka i odwrotnie proporcjonalna do odległości międzypłaszczyznowych. Szczegółowe informacje o podstawach interpretacji geometrycznej obserwowanych obrazów można znaleźć w literaturze [151,153,155,156].



Rysunek 15 Schemat geometryczny układu dyfrakcyjnego RHEED. (a) Widoczna jest półsfera Ewalda z zaznaczoną konstrukcją projekcyjną obrazu dyfrakcyjnego. (b) Przykładowy negatyw obrazu dyfrakcyjnego RHEED z zaznaczonymi charakterystycznymi elementami. Ilustracja na podstawie rysunku z [156]

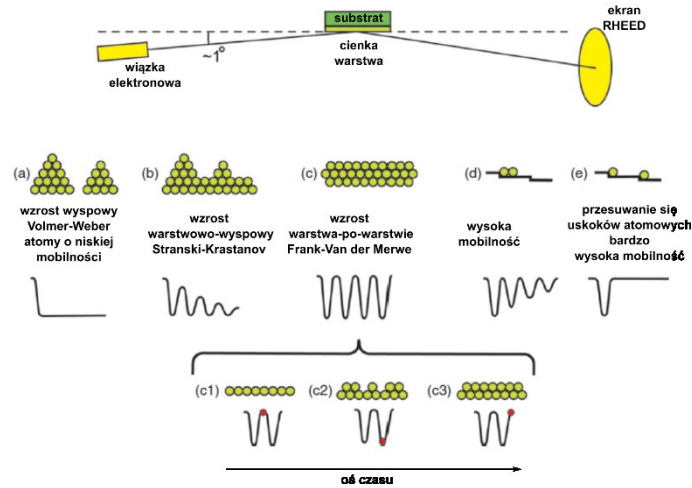
W warunkach eksperymentalnych wiązka elektronów przenika w głąb kilku warstw atomowych poniżej powierzchni. Badana powierzchnia kryształu jest zazwyczaj zdefektowana, tj. posiada uskoki atomowe, wyspy atomów, dyslokacje, wyspy wakansowe itp., które redukują zasięg wysokiego uporządkowania atomów w kryształach. Duży promień sfery Ewalda i obniżona długość koherencji próbki w kierunku prostopadłym do powierzchni powodują, powodując, że wyidealizowane punkty dyfrakcyjne transformują się w pionowe linie (ang. streak). Niezaburzona wzdłużna długość koherencji wiązki elektronowej, ℓ_L jest zależna od jej energii:

$\ell_L = (\lambda^2/\Delta\lambda)$, gdzie λ to długość fali elektronowej. Natomiast, koherencja poprzeczna jest zależna jedynie od rozbieżności kątowej $\Delta\theta$ wiązki: $\ell_T = (\lambda/\sqrt{2}\Delta\theta)$. Innymi słowy, długość koherencji jest rzędu 80-300 nm, w zależności od układu pomiarowego [157]. Postać tych linii (kontrastowość, zmiana kształtu linii dyfrakcyjnych, jednorodność) i ich zależność od azymutalnego kąta pozwala na rozróżnienie różnych form wzrostu (Rysunek 16) [151,157].



Rysunek 16 Schematy różnych rodzajów realistycznych powierzchni, w morfologii realnej przestrzeni, w przestrzeni odwrotnej i ich wzorce RHEED Ilustracja na podstawie rysunku z [157].

Technikę dyfrakcyjną RHEED można również wykorzystać, jako monitor grubości warstwy osadzanej, w odpowiednich warunkach epitaksji, warstwa po warstwie. W czasie takiego wzrostu, widoczne są okresowe zmiany intensywności wiązki elektronów odbijanych od powierzchni warstwy [150,158], odzwierciedlając stopień wypełnienia kolejnej rosnącej warstwy atomowej (Rysunek 17).



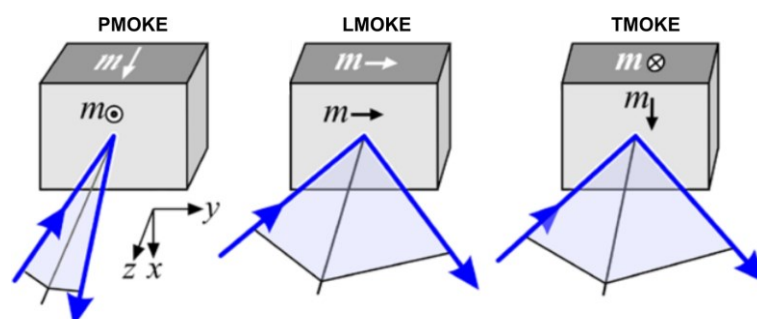
Rysunek 17 Schematyczne ujęcie (góra) pomiaru RHEED oraz (dół) schematyczny obraz modeli wzrostu warstw epitaksjalnych wraz z przyporządkowanymi przebiegami oscylacji intensywności RHEED w czasie. Ilustracja na podstawie rysunku z publikacji [123]

Jednym z kluczowych zastosowań tych oscylacji grubości jest kalibracja szybkości wzrostu. Oscylacje pozwalają również na bardzo precyzyjne kontrolowanie wzrostu struktur supersieci [159] oraz badanie relaksacji związanej z dyfuzją w procesie wzrostu [160].

Pomiary magnetoptyczne (MOKE)

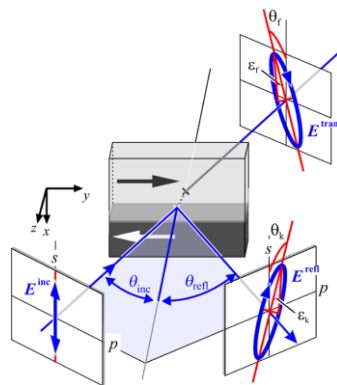
Magnetoptyczny efekt Kerra

Techniki magneto-ptyczne stanowią najbardziej bezpośredni i skuteczny sposób charakteryzowania właściwości magnetycznych materiałów od makro- do nanoskali. Szczególnie w połączeniu z komplementarnymi pomiarami magnetometrii (VSM [112] lub SQUID [161]) metody magneto-ptyczne dają pełniejszy wgląd w przebieg zmian namagnesowania zachodzących w próbce, w tym rozdzielczość lateralną. Pomiar bazuje na magneto-ptycznym zjawisku skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła przechodzącego (efekt Faradaya [162]) lub odbitego z próbki (efekt Kerra [163,164]). Skręcenie to jest proporcjonalne do namagnesowania. Klasyfikacja zjawisk magneto-ptycznych wynika z przestrzennej relacji pomiędzy płaszczyzną wyznaczoną przez padającą i odbitą wiązkę i kierunkiem przyłożonego pola magnetycznego względem płaszczyzny próbki. Ograniczając się tylko do efektu Kerra (ang. magneto-optic Kerr effect, MOKE), można wyróżnić trzy podstawowe geometrie pomiarowe (**Rysunek 18**): polarną (PMOKE), wzdlużną (LMOKE), i poprzeczną (TMOKE).



Rysunek 18 Trzy podstawowe konfiguracje pomiarowe magnetoptycznego efektu Kerra (MOKE): (a) polarny (PMOKE), (b) wzdlużny (LMOKE) i (c) poprzeczny (TMOKE). Wektor jednostkowy namagnesowania m leży wzdluż odpowiedniej osi (jak wskazano). Ilustracja na podstawie rysunku z publikacji [165]

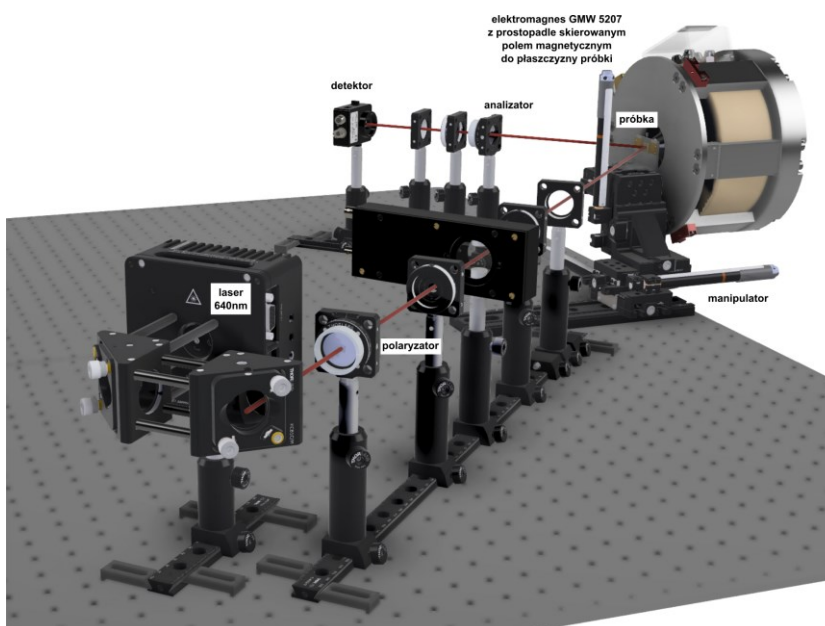
Na ilustracji (**Rysunek 19**) przedstawiono wzdlużny efekt Faradaya (transmisyjny) i Kerra (odbiciowy, LMOKE) wiązki promieniowania elektromagnetycznego o polaryzacji typu s, padającej pod kątem θ względem normalnej do powierzchni próbki. Liniowo spolaryzowane światło padające (E_{inc}) ulega przekształceniu w wyniku oddziaływania z medium magnetycznym, do eliptycznie spolaryzowanego światła E_{trans} (Faraday) oraz E_{refl} (Kerr). Parametrami opisującymi te przekształcenia są odpowiednio: skręcenie Faradaya θ_f oraz eliptyczność ε_f w przypadku wiązki przechodzącej przez medium, a w przypadku wiązki odbitej - skręcenie Kerra θ_k oraz eliptyczność ε_k . Obrót płaszczyzny polaryzacji θ_k , θ_f i eliptyczność ε_f , ε_k można opisać przez potraktowanie propagacji fal świetlnych, wykorzystując polaryzację kołową (ang. circular polarization). Obserwowane zjawiska są efektem skręcalności optycznej (dwójłomność) (ang. circular birefringence) oraz dichroizmu [29,165,166] badanych warstw. Magnetyczna dwójłomność wynika z różnicy współczynników załamania dla obu polaryzacji kołowych światła, które prowadzą do obrotu płaszczyzny polaryzacji, początkowo liniowo spolaryzowanego światła. Dichroizm powstaje z powodu różnych współczynników absorpcji, lewoskrętnej i prawoskrętnej polaryzacji kołowej światła w próbce, prowadząc odpowiednio do eliptyczności, ε .



Rysunek 19 Wzdłużny efekt Faradaya (transmisyjny) i Kerra (odbiciowy) wiązki promieniowania elektromagnetycznego padającego pod kątem θ względem powierzchni próbki. Ilustracja na podstawie rysunku z [165]

Magnetometr MOKE

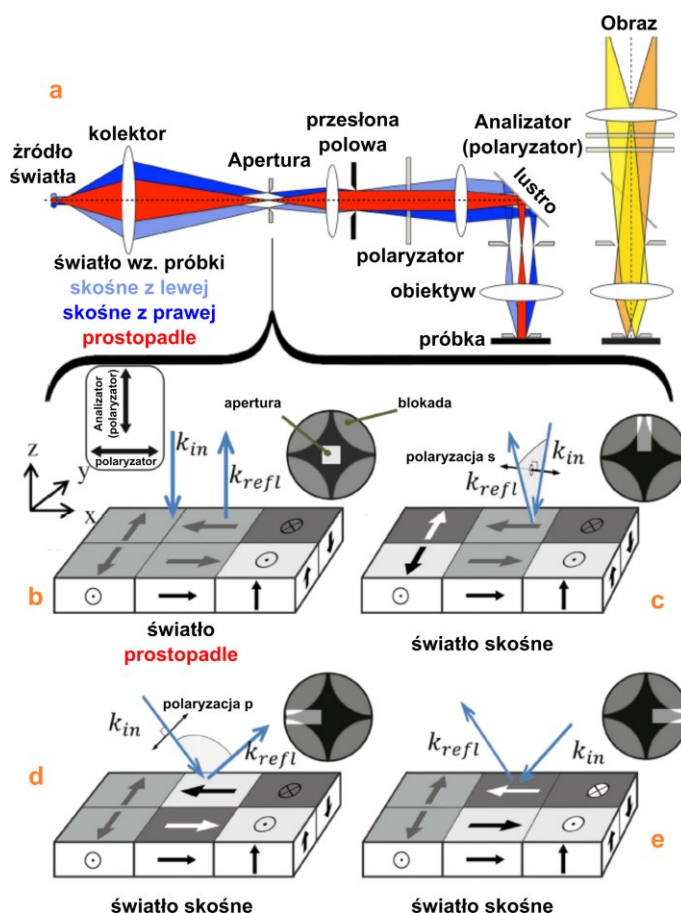
W prostym układzie magnetometru Kerra realizuje się pomiar skręcenia θ , poprzez umieszczenie dwóch polaryzatorów (polaryzator-analizator), zorientowanych względem siebie, blisko kąta ekstynkcji (90°). Powoduje to, że zmiana intensywności światła przechodzącego jest proporcjonalna do skręcenia polaryzacji. Jednak pomiary, z dobrym stosunkiem sygnału do szumów, realizowane są poprzez wprowadzenie fotomodulatora do modulacji skręcenia polaryzacji, a polaryzacja padającej wiązki jest zorientowana pod kątem 45° względem osi fotomodulatora [167]. Umożliwia to również jednocześnie pomiar eliptyczności ε . Dla konfiguracji PMOKE, czyli gdy pole zewnętrzne jest skierowane prostopadle do próbki/płaszczyzny polaryzacji, mechanizm skręcenia polaryzacji jest podobny. W tej konfiguracji, skręcenie jest czułe na kierunek prostopadły namagnesowania w próbce. Zastosowanie odpowiedniej konfiguracji (PMOKE, LMOKE, TMOKE), daje możliwość badania składowych wektora namagnesowania w próbce, zarówno w płaszczyźnie oraz prostopadle do powierzchni próbki. Najczęściej, pełnych informacji o namagnesowaniu z pomiaru, można jedynie oczekiwać po wykonaniu obu pomiarów PMOKE oraz LMOKE. Wizualizację układ pomiarowego PMOKE pokazano na ilustracji poniżej (**Rysunek 20**). Układ ten został złożony (w IFPAN ON3.4) bazując na podstawie doświadczeń zdobytych podczas prowadzenia badań zaprezentowanych w tej rozprawie. W pracach załączonych do tej rozprawy wykorzystywano pomiary MOKE na magnetometrze z wiązką laserową w konfiguracji LMOKE [D2,D3] oraz PMOKE (pomocniczo) [D1].



Rysunek 20 Wizualizacja układu pomiarowego PMOKE.

Obserwacja mikroskopowa na podstawie efektu Kerra.

Efekt Kerra może również zostać wykorzystany w mikroskopii polaryzacyjnej. Pozwala ona obserwować pojedyncze domeny, ich dynamikę przemagnesowania/ruchu oraz prowadzić analizę namagnesowania całej próbki (mikroskopia szerokopolowa). Mikroskopowy układ pomiarowy wymaga stabilnego i silnego źródła światła (zazwyczaj białego, LED lub halogen), nie musi być ono monochromatyczne, ale obszar obserwacji musi mieć zapewnioną jednorodną ekspozycję próbki, stosując zestaw iluminacyjny Kohlera. Taka iluminacja próbki pozwala również na selektywną analizę domenową lub kierunku namagnesowania poprzez zmianę kąta padania światła na próbkę (**Rysunek 21**). Powoduje to, że powstały kontrast, na rejestrowanych obrazach, jest proporcjonalny względem różnych składowych kierunku namagnesowania, w zależności od kąta iluminacji i płaszczyzny polaryzacji światła. Można wyróżnić domeny (lub obszary na próbce), z kierunkiem namagnesowania w pionie, w poziomie (płaszczyzny próbki) i prostopadle namagnesowanych, zmieniając jedynie odpowiednie położenie apertury.



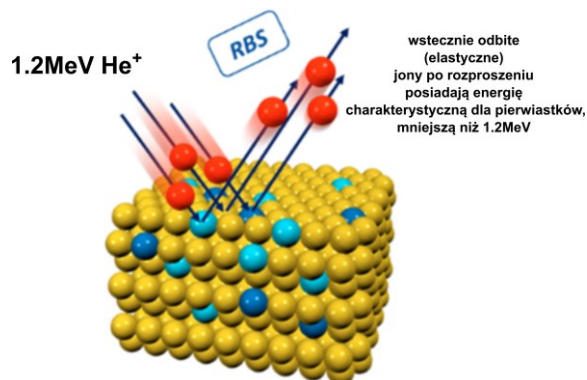
Rysunek 21 (a) Ścieżki promieni do oświetlania i tworzenia obrazu mikroskopu Kerrowskiego, o szerokim polu widzenia, z ruchomą aperturą. Podstawowe geometrie kontrastu: kontrast biegunowy (b), podłużny ze światłem spolaryzowanym s (c), podłużny w kierunku poprzecznym ze światłem spolaryzowanym p z bezpośrednim (d) i odwróconym kontrastem (e). Ilustracja na podstawie rysunku z [168]

Obrazy zarejestrowane przez kamerę po obróbce cyfrowej pozwalają na ilościową analizę namagnesowania (domen), z rozdzielczością ograniczoną w głównej mierze poprzez rozdzielczość układu optycznego - często lepszą niż przy konwencjonalnym magnetometrze PMOKE, z wiązką lasera. Zmiany intensywności obrazu są proporcjonalna do skręcenia θ , więc wykreślając zależność intensywności od przemiatanego zewnętrznego pola magnetycznego B zyskujemy pętle histerezy $M(H)$. Ta metoda znalazła szerokie zastosowanie w analizie prostopadłego komponentu namagnesowania w próbkach Pt/Co/Pt (w jednej z załączonych prac [D1]). Pewnym mankamentem układu jest dodatkowe skręcenie polaryzacji światła powstające w obiektywie mikroskopu w zewnętrznym polu magnetycznym. Dlatego jest wykorzystywana specjalna kalibracja skręcenia w obiektywie przed pomiarem z uwzględnieniem jej podczas pomiaru, albo stosowanie impulsów pól magnetycznych i rejestrację obrazów po kolejnym impulsie.

Spektrometria rozpraszania wstecznego jonów Rutherforda (RBS)

Spektrometria rozpraszania wstecznego jonów Rutherforda (ang. Rutherford Backscattering Spectrometry - RBS) polega na pomiarze widma energii jonów (np. He^+ o energii 1.2 MeV) rozpraszanych wstecznie na atomach wchodzących w skład próbki (**Rysunek 22**) [126,169–174]. Widmo uzyskanego sygnału zależy od masy analizowanego atomu i jego odległości od powierzchni próbki. Ilość energii przekazanej przy centralnym zderzeniu (rejestrowane są jony rozproszone pod kątem bliskim 180° do kierunku padania) jonu i atomu

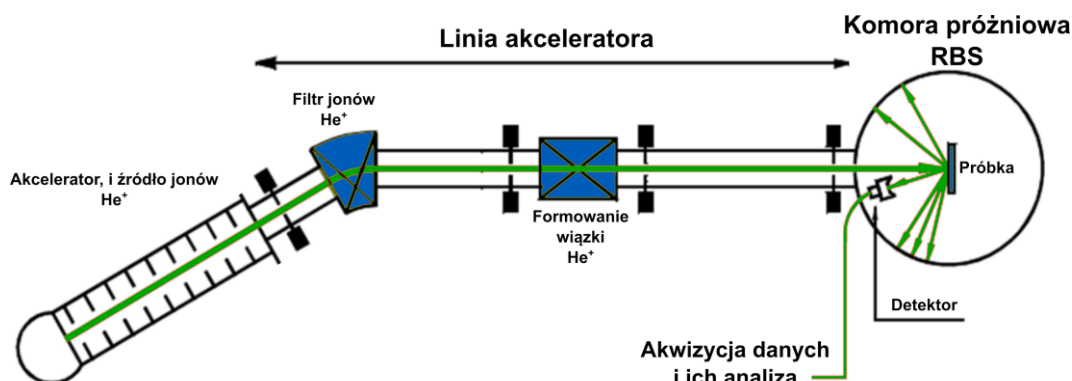
próbki może być obliczona w modelu kinematyki klasycznej i zależy od stosunku mas jonu i atomu próbki. Im większa jest masa atomu pierwiastka, na którym rozpraszany jest jon, tym większa jest energia wstecznie rozproszonego jonu. Energia ta również maleje z głębokością lokalizowanego atomu z powodu strat nieelastycznych przy wnikaniu jonów w próbkę. W konwencjonalnym pomiarze RBS (obrót próbki w czasie pomiaru) wykonanym na homogenicznych strukturach cienkowarstwowych, grubość warstwy i skład atomowy warstwy znajdują zatem swoje odzwierciedlenie w statystyce utraty energii jonów He^+ (szerokość widma) i liczby wstecznie rozproszonych jonów He^+ (intensywność widma).



Rysunek 22 Schemat techniki spektrometrii rozpraszania wstecznego jonów Rutherforda RBS. Ilustracja zaczerpnięta ze strony internetowej Ion Beam Center (IBC) HZDR [<https://www.hzdr.de/db/Cms?pNid=309>]

Układ pomiarowy RBS

W układzie RBS (**Rysunek 23**) linia akceleratora jonów wytwarza dobrze zdefiniowaną wiązkę jonów o odpowiedniej moderowanej energii. Wiązka kierowana jest w kierunku próbki umieszczonej w komorze pomiarowej. Detektor rejestruje rozkład energii jonów rozproszonych wstecznie, która jest następnie analizowana przez odpowiednie oprogramowanie.



Rysunek 23 Schemat układu pomiarowego RBS. Jony generowane w akceleratorze i kierowane na próbkę ulegają wstecznemu rozproszeniu, co jest monitorowane przez detektor, a ich zmiana energii analizowana przez oprogramowanie [169]

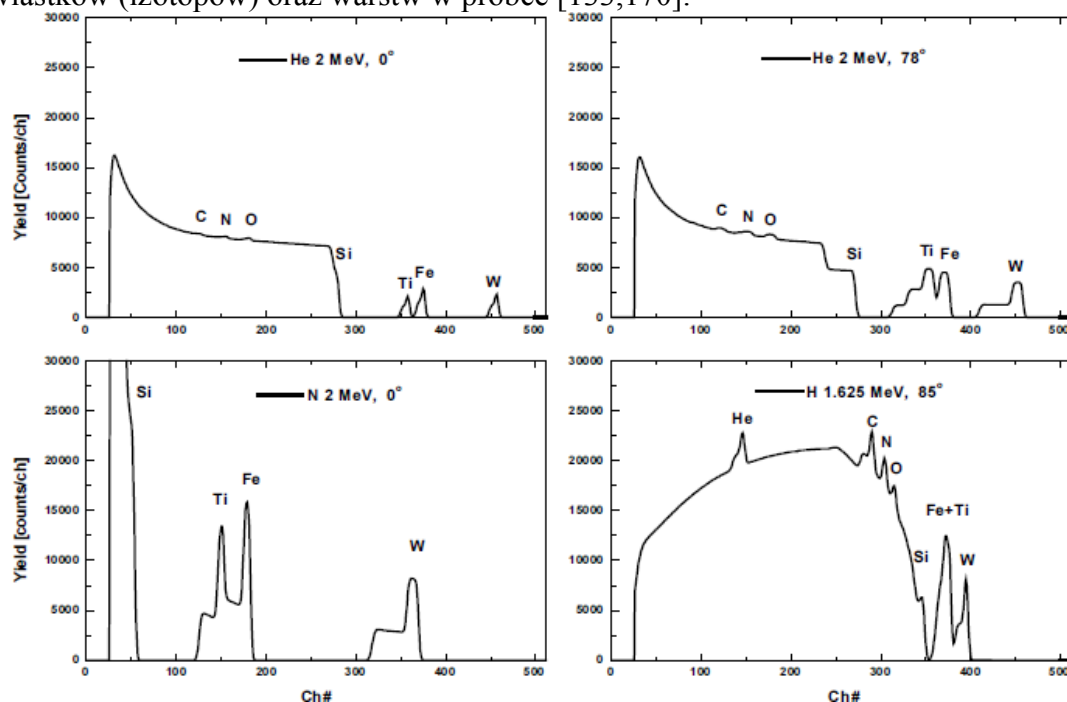
Pomiar RBS pomimo, że polega, w uproszczeniu, na bombardowaniu próbki jonami, nie jest niszczący w znaczącym zakresie. Chociaż energia wiązki sondującej nieznacznie modyfikuje próbkę przynajmniej, dla dużych fluencji, wynik pomiaru jest w stanie osiągnąć absolutną dokładność, która jest niezwykle wysoka w stosunku do innych metod charakteryzacji cienkich warstw, dla których dokładność ta nie zależy od jakichkolwiek założeń

dotyczących próbki i gdzie nie są wymagane żadne standardy związane z próbką [170]. Co więcej, użycie małego i lekkiego jonu He^+ , o energii 1.2 MeV w wiązce o małej gęstości, powoduje, że degradacja próbek cienkowarstwowych w zasadzie może być pominięta w analizie. Jest to związane z oddziaływaniem bombardujących jonów w przeważającej części jedynie z elektronami próbki, przez co nie są generowane fonony i nie tworzą się kaskady atomów wybitych z pozycji sieci krystalicznej (brak mieszania jonowego).

Widmo RBS

W RBS rozdzielczość głębokości oraz rozdzielczość właściwa dla masy rozpraszającego atomu są określone przez straty energii jonów, które są związane z podstawowymi cechami rozpraszania jonów w kryształach, a także czynnikami instrumentalnymi (energia, rozkład kątowy wiązki, rozproszenie geometryczne, statystyczne rozproszenie energii, efekt wielokrotnego rozproszenia pod małym kątem w próbce, rozdzielczość energetyczna układu detekcji).

Zasadniczo efekty lateralnego rozpraszania mogą wygładzać boczne części w rejestrowanym widmie, powodując tak zwany „rozkład energii indukowany strukturą” (Rysunek 24). Można tego uniknąć lub zminimalizować ten efekt poprzez użycie wysokoenergetycznych jonów o lekkiej masie (energia rzędu MeV, jonów H^+ lub He^+). Przy pomocy odpowiednich metod numerycznych (np. oprogramowanie SIMNRA [132]), służących do oceny struktury próbki, można wyodrębnić z widma z dobrą dokładnością dla każdego z pierwiastków (izotopów) oraz warstw w próbce [133,170].

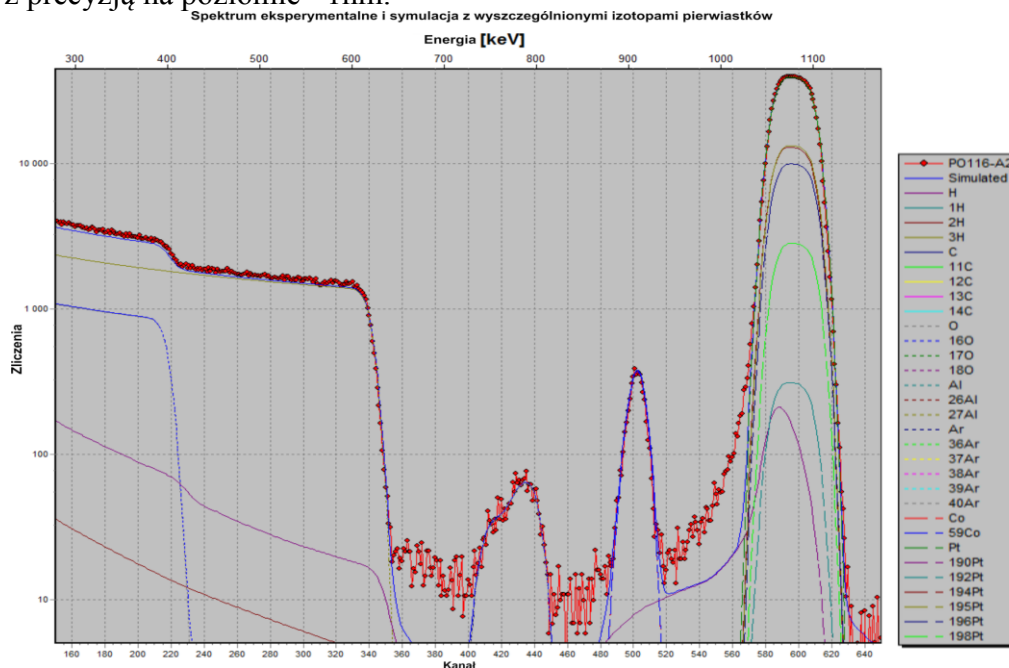


Rysunek 24 Typowe widma RBS wielowarstw wychodowanych na podłożu Si. W pomiarach użyto wiązki He^+ , H^+ i N^+ o różnej energii. Wykryte pierwiastki zaznaczono w odpowiednich miejscach odpowiadających ich energii charakterystycznej (ang. Channel). Grubość warstwy jest proporcjonalna do szerokości widma energetycznego [169].

Odpowiednie ustawienie wiązki jonów wzdłuż niskoindeksowych kierunków krystalograficznych próbki, powoduje znaczne obniżenie ilości wstecznie rozproszonych jonów, tj. mierzonego sygnału. Przemierzające się jony wzdłuż głównych osi lub płaszczyzn krystalicznych mogą przenikać głęboko do próbki, nie oddziałując intensywnie z jądrami atomów próbki umieszczonymi w kolinearnych rzędach lub płaszczyznach atomowych. Ten tak zwany „efekt kanałowania” (ang. channelling) jest powodowany przez odpychające siły elektrostatyczne, które powstają między dodatnio naładowanymi jonami, a jądrami atomów

sieci krystalicznej i sterują jonami między kierunkami lub płaszczyznami atomowymi. Połączenie efektu kanałowania i RBS (cRBS) pozwala na uzyskanie informacji na temat jakości struktury krystalicznej próbki i lokalizacji głębokościowej różnych defektów, które wpływają na tego typu rozpraszanie.

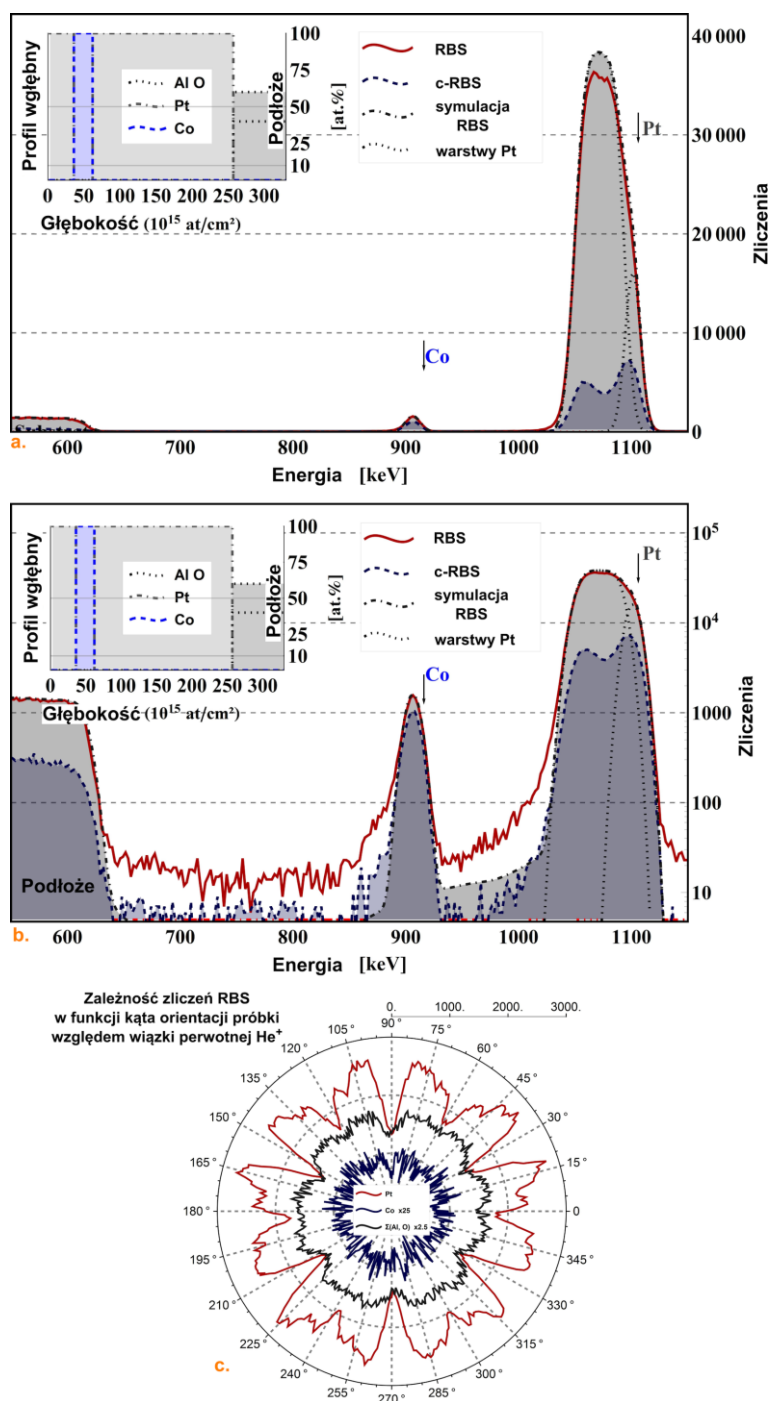
Analiza widma jest przeprowadzana przy wykorzystaniu specjalnego oprogramowania (np. SIMNRA), w którym definiując stałe układu pomiarowego i strukturę próbki, z niezwykle precyzją, można dopasować widmo eksperymentalne do wygenerowanego przez program (Rysunek 25). Pozwala to na dokładną analizę składu (również stopowego), oraz grubości warstwy z precyzją na poziomie $\sim 1\text{nm}$.



Rysunek 25 Przykładowy zrzut ekranu, pokazujący eksperymentalne (P0116-A2) widma RBS i wynik symulacji RBS (Simulated), z dopasowanymi parametrami struktury. Wyszczególniono również izotopy pierwiastków, które uwzględniono w składzie badanej próbki. Analizowana próbka to $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Pt}/\text{Co}/\text{Pt}$, po naświetlaniu Ar^+ (widoczna implantacja – zakres na widmie $\sim 400\text{-}440$).

Przykładowy wynik analizy RBS próbki kontrolnej Pt/Co/Pt

Przykładowy wynik analizy RBS epitaksjalnej referencyjnej próbki Pt/Co/Pt pokazano na ilustracji poniżej (Rysunek 26). Przedstawiony w skali liniowej (oś Y – ilość zliczeń) wykres ilustruje dużą różnicę w intensywności pomiędzy spektrum cRBS i RBS. Świadczy ona o wysokim współczynniku uporządkowania dalekiego zasięgu sieci krystalicznej próbki. Widma w skali logarytmicznej wyraźniej pokazują słaby sygnał od pierwiastków lżejszych i o małej koncentracji takich, jak Co. W kolejności od lewej strony wykresu widoczne są sygnały pochodzące od: podłoża Al_2O_3 , Co, oraz Pt. Wartość energii charakterystycznej dla atomów powierzchniowych danego pierwiastka zaznaczono strzałkami z odpowiednią adnotacją. Energia charakterystyczna zależy od rodzaju pierwiastka oraz od odległości od powierzchni próbki. Większa utrata energii oznacza, że jon He^+ musiał przebyć dłuższą drogę w głębokości próbki. Ponieważ technika RBS jest czuła na pierwiastki o dużej liczbie Z, na wykresach dominuje sygnał od Pt. Jest on asymetryczny, ze względu na superpozycję sygnałów pochodzących z dwóch warstw. Z wyniku symulacji wyodrębniono wkład od warstwy przykrywkowej Pt. W ten sposób można rozgraniczyć sygnał pochodzący od warstwy przykrywkowej idealnej (znacznie grubszej, osadzonej bezpośrednio na podłożu). Zaznaczono je linią kropkowaną (Rysunek 26a,b).



Rysunek 26 Analiza strukturalna RBS próbki kontrolnej (Pt/Co/Pt - bez modyfikacji jonami). Widma przedstawiono w skali liniowej (a) i logarytmicznej (b) zaznaczając widma eksperymentalne (RBS i cRBS) oraz symulację widma RBS. Profile wgłębne składu pierwiastkowego [at %] umieszczono w każdym z wykresów. Wykres polarny (c) ilości zliczeń, każdego z pierwiastków, zarejestrowany podczas pomiaru widma RBS wskazuje na wysoką symetrię krystaliczną warstw, zwłaszcza warstwy Pt.

Wykreślone widma RBS i cRBS (**Rysunek 26a,b**) wsparte wynikami symulacji sygnału RBS (oprogramowanie SIMNRA), w których parametrem była struktura próbki, pozwoliły na analizę zmian struktury i przekroju wgłębego trójwarstwy. Dopasowując parametry strukturalne (aplet SimTarget [175] i program SIMNRA [132]) do widma uzyskanego w eksperymencie, uzyskujemy dane pozwalające na wykreślenie profilu głębokościowego pierwiastków badanej próbki (**Rysunek 26a,b** wklejki). Jednostka głębokości została

znormalizowana do średniej gęstości atomów pojedynczej warstwy atomowej, czyli 10^{15} at/cm², aby zminimalizować błędy związane z oszacowaniem gęstości.

Spektroskopia anihilacji pozytonów (PAS)

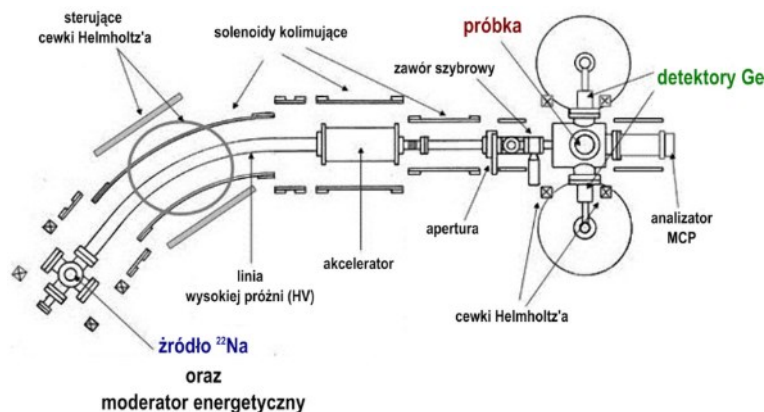
W latach ‘80 ubiegłego wieku, przeprowadzono po raz pierwszy pozytonowe (pozyton – antycząstka elektronu) eksperymenty dyfrakcyjne [176,177] oraz pomiary wykorzystujące wiązkę pozytonową do wzbudzania elektronów Augera wybijanych z powierzchni próbki w wyniku anihilacji pozytonów (PAES) [178]. Unikalne właściwości oddziaływania pozytonowego z powierzchnią, które obejmują brak interakcji, odpychające działanie sieci krystalicznej oraz pułapkowanie pozytonów w zdelokalizowanych stanach powierzchni przy niskich energiach pozytonu [179] sprawia, że wiązka pozytonowa może być wyjątkowo czułym i precyzyjnym narzędziem analizy struktury materiałów i ich powierzchni [179–184].

Rozwój technik wykorzystujących z mono- i niskoenergetyczne (moderowana energetycznie wiązka pozytonów) wiązki pozytonów sprawił, że badania fizyki powierzchni zyskały nowe bardzo precyzyjne narzędzie analizy. Możliwość zmiany energii pozytonu (do 30 keV) pozwala na dobór średniej głębokości implantacji w zakresie od kilku nanometrów do mikrometrów. Objętość i głębokość sondowania jest określona przez profil implantacji pozytonu, przy uwzględnieniu ruchu dyfuzyjnego pozytonu, który może wynosić 100 nm dla kryształów niezdefektowanych oraz średnicy wiązki pozytonowej, mającej zazwyczaj rozmiar od 10 μ m do kilku milimetrów. Przykładowo, opisana poniżej spektroskopia anihilacji pozytonu (PAS) zyskała tym samym rozdzielczość przestrzenną, niezwykle przydatną w precyzyjnym badaniu sposobu zdefektowania w obszarze bliskim powierzchni cienkowarstwowej próbki na interfejsach heterostruktur.

Spektroskopia anihilacji pozytonu jest precyzyjnym sposobem analizy defektów sieci krystalicznej, takich jak: wakanse, dyslokacje lub wytrącenia. Zróżnicowane metody pomiarowe, tzn. spektroskopia poszerzenia dopplerowskiego (DBS) oraz koincydencja DBS (CDBS) zostały wykorzystane w eksperymencie opisanym w niniejszej rozprawie [D1]. Umożliwiły one uzyskanie dodatkowych informacji na temat chemicznego i strukturalnego otoczenia defektów (wakansów), które mogą być odpowiedzialne za modyfikację własności magnetycznych warstw Co. Ponieważ naświetlaniu jonami zawsze towarzyszy generowanie defektów, motywacja użycia w/w metod znajduje silne uzasadnienie.

Układ pomiarowy PAS z generatorem pozytonów

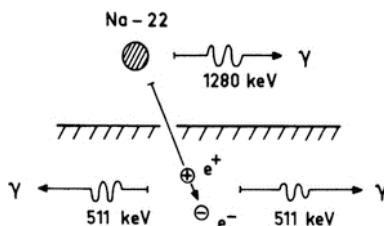
Powszechnie stosuje się dwie metody generowania pozytonów: z wykorzystaniem „ β^+ -emitera” pozytonów, np. ²²Na lub ⁶⁸Ga (laboratoryjnie); oraz wysokoenergetycznego promieniowania γ absorbowanego przez emiter np. W, Ta lub Pt. Niezależnie od źródła emitowane pozytony wykazują szeroki rozkład energii sięgającej kilku MeV. Wytworzone pozytony są chłodzone (moderowane energetycznie) w celu uformowania niskoenergetycznej wiązki. **Rysunek 27** przedstawia poglądowy schemat laboratoryjnej linii pozytonowej, o moderowanej energii wiązki.



Rysunek 27 Schemat laboratoryjnej linii pozytonowej SPONSOR (Slow POsitron System Of Rossendorf). Ilustracja na podstawie rysunku z publikacji [184]

Pojęcia podstawowe

Pozyton (symbol e^+) – inaczej antyelektron, nazywany też pozytronem (ang. positron). Elementarna cząstka antymaterii będąca antycząstką e^- . Jej elementarny ładunek elektryczny jest równy $+1$ (spin $1/2$), masa jest równa masie elektronu. Po spotkaniu elektronu z pozytonem dochodzi do anihilacji, w wyniku której są emitowane dwa kwanty gamma. Emisja odbywa się dokładnie w przeciwnych kierunkach (z prawa zachowania pędu). Przy spełnieniu zasady zachowania ładunku, pędu i energii, energia każdego z kwantów przy anihilacji dwufotonowej jest równa 511 keV z dokładnością do energii kinetycznej cząstek przed anihilacją (**Rysunek 28**).



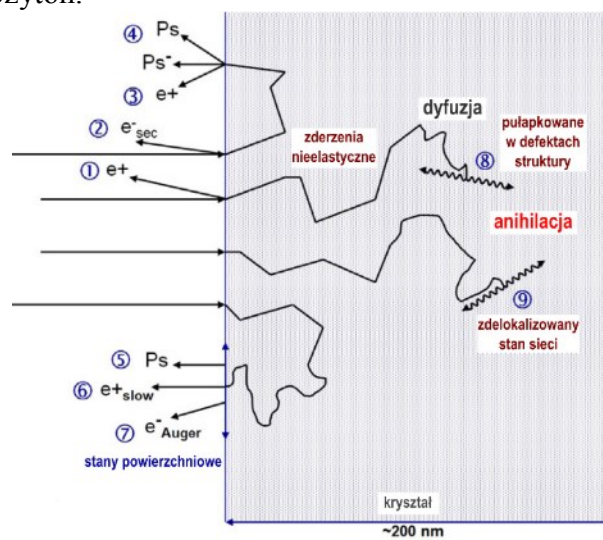
Rysunek 28 Schemat eksperymentu z wiązką pozytonów. Pozytony z izotopu promieniotwórczego, takiego jak ^{22}Na , anihilują w materiale próbki. Czas życia pozytonów jest określany na podstawie czasu opóźnienia między wytworzeniem wzbudzonego kwantu gamma (1.28 MeV) i dwóch fotonów powstałych w wyniku anihilacji. Możliwy jest też pomiar pędu pary elektron-pozyton jako odchylenie kątowe pomiędzy dwoma kwantami 511 keV lub jako przesunięcie Dopplera w energii promieniowania anihilacji. Źródło ilustracji [180]

Pozytonium (symbol Ps) – konsekwentnie nazywany też pozytronium, quasi-stabilny układ oddziałujących ze sobą elektronu e^- oraz pozytonu e^+ . Dostępne stany kwantowe i odpowiednie poziomy energetyczne jakościowo są podobne jak w atomie wodoru (elektron i proton). Jednak ilościowa różnica w masie zredukowanej powoduje ponad dwukrotne zmniejszenie częstotliwości linii widmowych. Średni czas życia pozytonium wynosi około 142 ns. Wtedy następuje anihilacja. Są możliwe dwa stany spinowe pozytonium względem spinu: stan trypletowy $\uparrow\uparrow$, kiedy spiny elektronu i pozytonu są równoległe (ortopozytonium, o-Ps lub ortho-Ps, czas życia 142 ns, który rozpada się na trzy fotony) oraz stan singletowy $\uparrow\downarrow$, kiedy spiny są anty równoległe (parapozytonium, p-Ps lub para-Ps, czas życia 125ps, rozpadający się na dwa fotony)

Pozytony w kryształach

Po implantacji, w czasie rzędu pikosekund, pozyton ulega termalizacji i dyfunduje w głąb kryształu na odległości setek stałych sieci, aż do jego anihilacji, po jego pułapkowaniu na defekcie sieci [182]. Poglądowe ujęcie głównych procesów oddziaływania pozyton-materia, uwidoczniono na ilustracji (**Rysunek 29**). Część pozytonów ulega wstecznemu odbiciu od powierzchni próbki. W zakresie energetycznym ok. $E_+ = 2-30$ keV, dla materiałów lekkich, takich jak C (mała liczba atomowa Z), prawdopodobieństwo odbicia osiąga 7%, i tylko nieznacznie zależy od energii pozytonu. W przypadku materiałów o wysokim Z , takich jak Au, prawdopodobieństwo odbicia rośnie do 22% przy 2 keV i do $\approx 38\%$ dla $E_+ > 20$ keV. Wewnątrz próbki pozyton szybko traci swoją energię głównie w drodze jonizacji, rozpraszania na elektronach (głównie poniżej ~ 100 keV), wzbudzeniach plazmowych (w metalach) i

rozpraszaniu pozyton-fonon [182]. Przyjmuje się, że po osiągnięciu równowagi termicznej pozyton jest w stanie podstawowym w periodycznym potencjale sieci krystalicznej. Ponieważ uwzględnia się warunek wstępny, że podczas czasu życia pozytonu, tylko jeden pozyton znajduje się, a następnie anihiluje w próbce, zasada wykluczenia Pauliego nie musi być brana pod uwagę. Nawet dla wiązek pozytonów o wysokiej intensywności, które zapewniają 10^9 moderowanych pozytonów na sekundę i skupionych na obszarze 1 mm^2 , prawdopodobieństwo jednoczesnej obecności dwóch pozytonów jest bardzo małe. Innymi słowy, w takich warunkach pozytony są implantowane średnio co ok. 1 ns, w potencjalnej odległości separacji ok. 10 nm, czyli porównywalnie z długością fali de-Broglie. Dla zdecydowanej większości eksperymentów wykorzystujących wiązkę pozytonów nie jest zatem konieczne uwzględnienie oddziaływań pozyton-pozyton.



Rysunek 29 Interakcja pozytonów z materią. Na powierzchni kryształu pozytony mogą (1) ulec odbiciu lub dyfrakcji, (2) mogą generować emisję elektronów wtórnych. Pozytony nieulegające termalizacji mogą być re-emitowane (3) epitermicznie lub w postaci (4) swobodnego pozytonium (Ps), neutralnego lub posiadającego ładunek. Gdy pozyton ulega termalizacji, a następnie wstecznej dyfuzji do powierzchni kryształu, może nastąpić emisja (5) zdesorbowanego termicznie pozytonium, (6) moderowanego pozytonu (dla materiałów o ujemnej pracy wyjścia pozytonu). Anihilacja ze stanu powierzchniowego może prowadzić do emisji (7) elektronów Augera wraz z charakterystycznym promieniowaniem röntgenowskim (nie pokazano). W kryształach objętościowych, pozytony mogą ulec anihilacji (8) po spulapkowaniu przez defekt lub (9) zdelokalizowanego stanu elektronowego w sieci krystalicznej. Ilustracja na podstawie rysunku z [179].

W temperaturze pokojowej anihilacja nie-termicznych pozytonów jest zazwyczaj pomijalna, ponieważ w metalach proces termalizacji wynosi kilka pikosekund i jest znacznie niższy niż typowy czas życia pozytonu (ok. 100 ps). Stermalizowane pozytony oddziałują głównie z siecią krystaliczną przez rozpraszanie fononowe. W metalach proces dyfuzji jest zdominowany przez rozpraszanie na akustycznych fononach podłużnych [185]. Długość dyfuzji pozytonowej L_+ w pozbawionej defektów sieci zależna jest od czasu życia τ_{e+} i współczynnika dyfuzji, D_+ (zależny od materiału):

$$L_+ = \sqrt{D_+ \cdot \tau_{e+}}$$

W metalach wartości $D_+ \approx 1 \text{ cm}^2/\text{s}$ i $\tau_{e+} \approx 100 \text{ ps}$ co daje długości L_+ rzędu 100 nm [183].

Głębokość implantacji pozytonów

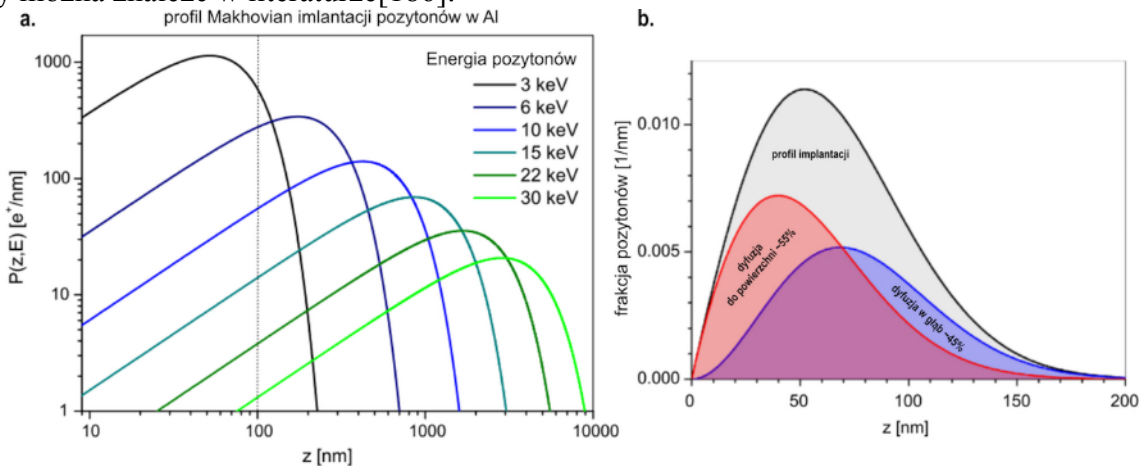
Implantacja pozytonów w zakresie energii do 100 keV może być wyrażona poprzez zależność dystrybucji pozytonów $P(z, E_+)[e^+/\text{nm}]$, opisywana w literaturze jako tzw. profil implantacji Makhova [183].

$$P(z, E_+) = \frac{mz^{m-1}}{z_0^m} \exp \left[- \left(\frac{z}{z_0} \right)^m \right]$$

,gdzie z_0 jest powiązana ze średnią głębokością implantacji $\bar{z}$

$$z_0 = \frac{\bar{z}}{\Gamma[(1/m) + 1]} \quad \bar{z} = \frac{A}{\rho} E_+^n$$

Γ jest funkcją Gamma (gamma Eulera), ρ to gęstość, a parametry materiałowe to m , A i n (wartości zestawiono w np. [183]). Przykładowy profil na ilustracji (Rysunek 30a) przedstawia rozkład Makhova implantacji pozytonowej w Al obliczony dla energii kinetycznej 3-30 keV. W interpretacji wyników należy zwrócić uwagę, że profil ten zawiera również wkład pochodzący od ruchu dyfuzyjnego pozytonów. Wsteczna dyfuzja do powierzchni (~55% pozytonów) jest rzędu 100 nm, co odpowiada typowej długości dyfuzji L_+ pozytonów, dla wygrzewanych, niskozdefektowanych kryształów (Rysunek 30b). Warto nadmienić, że profil Makhova może być również wykreślony dla próbki warstwowej i dwufazowej np. Al/Au/Al, który można znaleźć w literaturze[186].



Rysunek 30 Profile Makhova implantacji pozytonowej w Al (a) dla energii wiązki pozytonowej od 3 do 30 keV. Profil implantacji pozytonów z wyszczególnieniem na te dyfundujące z powrotem na powierzchnię (b), wynik kalkulacji dla kryształu Al, energii pozytonów $E_+=3\text{keV}$ oraz długości $L_+=100\text{nm}$. Ilustracja na podstawie rysunków z publikacji[179].

Metody pomiarowe (PALS, DBS, CDBS)

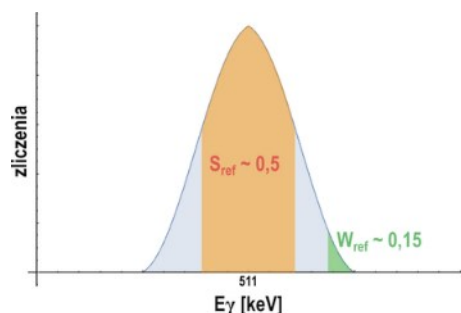
W fizyce ciała stałego i inżynierii materiałowej spektroskopia anihilacji pozytonu stanowi uznaną nieniszczącą technikę spektroskopii defektów materiałów objętościowych, ponieważ defekty sieci krystalicznej, takie jak wakanse, dyslokacje lub wytrącenia, w znacznym stopniu determinują mechaniczne, optyczne i elektroniczne właściwości materiałów. Najbardziej rozpowszechnionymi metodami PAS są trzy podane poniżej. Spektroskopia czasów życia pozytonów (PALS), która pozwala na oszacowanie stopnia zdefektowania w materiałach o strukturze nieuporządkowanej. Spektroskopia poszerzenia dopplerowskiego linii (511 keV) anihilacji pozyton-elektron (DBS), która wykazuje wysokie powinowactwo pozytonów do defektów wolnych objętości (np. wakanse). Trzecia z nich, to koincydencja DBS (CDBS), która dostarcza dodatkowych informacji na temat chemicznego otoczenia defektów wolnych objętości lub wytrąceń. Ponieważ pozyton zazwyczaj dyfunduje na odległość sięgającą ponad sto stałych sieci przed anihilacją, może być on uważany za wyjątkowo wrażliwą nano-sondę do wykrywania np. koncentracji mono wakanse na poziomie nawet 10^{-7} wakanse na atom.

Detekcja anihilacji pozytonu – pomiary DBS i CDBS

W wyniku anihilacji pozytonu i elektronu emitowane są fotony γ o energiach $\sim 511\text{ keV}$. Ponieważ pęd pozytonu w stanie zdelokalizowanym jest znacznie mniejszy niż pęd elektronu w kryształach, parametry anihilacji, takie jak przesunięcie Dopplera (DBS) i korelacja kątowa

emitowanych fotonów (CDBS) dostarczają informacji o strukturze elektronowej. Ilość anihilowanych pozytonów jest proporcjonalna do lokalnej gęstości elektronowej. Pomiar czasu życia pozytonów pozwala na rozróżnienie między anihilacją "wolnych" pozytonów i pozytonów uwięzionych na defektach sieci, takich jak np. wakanse.

W metodzie DBS, poszerzenie Dopplerowskie może być scharakteryzowane przez parametry S i W (S -shape i W -wing – patrz **Rysunek 31**), opisujące rozkład zliczeń. Są one najczęściej analizowane przy interpretacji wyników. Ich zależność, $S(W)$, pozwala stwierdzić, czy zmiany wynikają z modyfikacji koncentracji, czy też z rodzaju defektów [184]. W uproszczeniu, parametr S określa się przez stosunek zliczeń w centralnym obszarze piksu (w otoczeniu 511 keV) do całkowitej liczby zliczeń w piksu. Fizycznie parametr ten jest czuły na defekty przestrzenne (np. wakanse) - ich koncentrację oraz rozmiary. Powszechnie stosowana jest arbitralna definicja w/w regionu centralnego piksu, tak by uzyskać wartości odniesienia $S_{ref} \sim 0.5$. Natomiast, parametr W jest zdefiniowany, jako stosunek zliczeń w zakresie dużego momentu p_L (energia fotonów $\gamma \gg 511$ keV – zakłada się symetrię mierzonego piksu zliczanych kwantów γ), do całkowitej liczby zliczeń ($W_{ref} \sim 0.15$ dla próbki odniesienia). Parametr ten dostarcza dodatkowych informacji na temat chemicznego otoczenia przestrzennych defektów lub obecności wtrąceń, na których pozyton może ulec anihilacji. Te same arbitralnie dobrane zakresy dla wyznaczania S i W są następnie wykorzystywane do obliczania wartości S i W dla każdej innej badanej próbki. Jest to zatem metoda porównawcza. Dodatkowo, w celu łatwiejszej interpretacji, powszechnie stosuje się wyznaczone i zdefiniowane zakresy dla referencyjnych próbek objętościowych (S_{bulk} i W_{bulk}), zakładając że jest ona wolna od defektów lub ich poziom jest niski. Bardziej szczegółowe omówienie parametrów S i W można znaleźć w literaturze [180,181,183].



Rysunek 31 Schematyczny kształt widma fotonów γ , z wykreślonymi arbitralnie zakresami dla parametru S i W (definicja w tekście) – wynik pomiaru DBS lub CDBS dla próbki referencyjnej.

W pomiarach DBS z wiązką moderowaną energetycznie, wyznacza się parametry $S(E_+)$ oraz $W(E_+)$, w funkcji energii wiązki pozytonów. Pozwala to na analizę w funkcji głębokości implantacji wiązki pozytonowej, wykorzystując profil Makhova. Do dalszej i precyzyjnej analizy stosuje się algorytm dopasowania danych eksperymentalnych i wyznaczania parametrów S i W , np. VEPFit [187].

Rozwinięciem metody DBS jest CDBS, w której dla wybranej energii pozytonu, wykorzystuje się dwa detektory w celu dokładniejszego określenia lokalizacji anihilacji. Wynik jest wyrażony poprzez stosunek zmierzonych energii fotonów $E_{\gamma 1}(E_{\gamma 2})$ na dwóch detektorach Ge [184] lub jako wykres porównawczy intensywności mierzonej próbki do próbki referencyjnej, w funkcji energii promieniowania γ , $\frac{I(E_+)}{I_{ref}(E_+)}(E_\gamma)$ [186,188]. W tym drugim rozwiązaniu energię fotonu E_γ można wyrazić jako pęd p_L [$10^{-3}m_0c$], a następnie porównać z pędem Fermiego dla danego materiału referencyjnego (np. dla Al wynosi on $p_F=6.77 \cdot 10^{-3}m_0c$). Takie porównanie, można wykorzystać w analizie anihilacji pozytonów na zlokalizowanych stanach elektronowych sieci (w tym defektach), ale w otoczeniu innym niż w materiale

referencyjnym. Co oczywiste, inne otoczenie powoduje inną wartość p_F . Można zatem wysnuć wniosek, że niewielka zmiana składu lub parametrów sieci badanego układu daje wkład w zakresie wysokich wartości pędu p_L .

Spektroskopia czasów życia pozytonów (PALS)

Czas życia pozytonu przed anihilacją jest ściśle związany z rozmiarem defektu oraz w niewielkim stopniu poprzez otoczenie defektu [189–191]. Pomiar czasu życia pozytonu jest mierzony od momentu, gdy pozyton dotarł do powierzchni, a sygnałem wykrytego promieniowania anihilacyjnego. Moment anihilacji jest łatwy do precyzyjnego zdefiniowania, natomiast moment początkowy odliczania czasu życia pozytonu już nie. Dlatego przyjmuje się czas, w którym generowany jest impuls z cienkiego detektora scyntylacyjnego umieszczonego tuż przed próbką lub wyzwalaczem są elektrony wtórne wytworzone po uderzeniu pozytonem. Więcej informacji na temat tej techniki można znaleźć w literaturze [179,181,189–192].

Inne techniki eksperymentalne

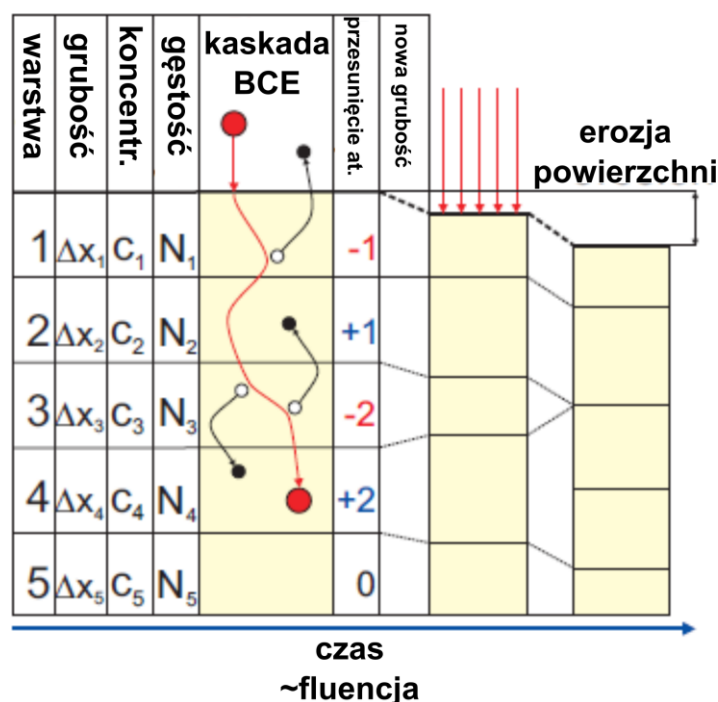
Inne techniki badawcze, które zostały wykorzystane do uzyskania wyników opisanych w niniejszej pracy wymieniono poniżej. Ze względu na ich powszechną stosowalność i znajomość ich szczegółowy opis pominięto.

Do obrazowania powierzchni badanych próbek zastosowano mikroskopię sił atomowych, mikroskopię tunelową (STM) [193–197], skaningową mikroskopię elektronową (SEM) [198,199] oraz optyczną mikroskopię odbiciową (LOM) [200]. Wysokorozdzielcza dyfrakcja röntgenowska (XRD) została wykorzystana do analizy strukturalnej, składu chemicznego i naprężeń warstw [10,201].

4. Symulacje oddziaływań jonów z materią - TRIDYN

Do numerycznej analizy zderzeń jonów z materią i wynikających z nich zmian strukturalnych wykorzystuje się głównie dwa modele BCA (ang. Binary Collision Approximation) lub model CDM (ang. Classical Dynamic Model) [131,135]. Pierwszy z nich, został zaimplementowany w oprogramowaniu TRIDYN (lub TRIM/SRIM) [128–131], które wykorzystano do analizy zmian strukturalnych w naświetlonych jonami warstw magnetycznych opisanych w tej rozprawie. Za jego pomocą modelowano głębokościowy rozkład zmian koncentracji atomowych. Podstawowe założenia modelu BCA w TRIDYNie i TRIMie są jednakowe. Jednakże TRIDYN pozwala na redukcję czasu obliczeń poprzez wprowadzenie dodatkowej ilości pseudocząstek, proporcjonalnej do ilości jonów (proporcję można kontrolować). Dodatkowo, wprowadza skalę czasową, co powoduje, że możliwe jest wysymulowanie nie tylko interakcji jonów z materią, ale również zmian stężenia pierwiastków, w każdej z warstw, w trakcie kolejnych kroków algorytmu symulacji. Inaczej mówiąc, pozwala na przeprowadzenie symulacji mieszania jonowego.

W oprogramowaniu TRIDYN liczone są lokalne zmiany składu/stężenia atomów i ich zmiany w funkcji fluencji/czasu (efekty “dynamiczne” spowodowane kaskadami wybiciowymi). Stężenie zmienia się wraz ze wzrostem fluencji jonów, która jest czynnikiem czasowym każdej symulacji. Schematyczną ewolucję układu modelowanego w TRIDYN, pod wpływem bombardowania jonami, przedstawiono na ilustracji (**Rysunek 32**). Cała próbka jest podzielona na pewną liczbę dyskretnych warstw, o początkowo stałych grubościach, Δx_i . Te sztuczne przedziały głębokości ewoluują w czasie, a ich grubość zmienia się proporcjonalnie do liczby i rodzaju przeniesionych atomów, do i z warstwy.



Rysunek 32 Schematyczne przedstawienie procedury symulacyjnej zastosowanej w TRIDYN. Obliczanie właściwości warstw, takich jak grubość, stężenie i gęstość, jest przeprowadzane po każdej kaskadzie kolizji. Ilustracja na podstawie rysunków z [131].

Takie symulacje są bardzo przydatne przy badaniu topografii powierzchni zmodyfikowanej przez jony, wpływu morfologii powierzchni na wydajność rozpylania katodowego (erozji jonowej), analizy lokalnego składu powierzchni lub lokalnego odchylenia składu różnych składników w objętości próbki. Jednakże TRYDIN posiada jednowymiarowe ograniczenie obliczeń składu. Jego zmiany mogą być tylko wyznaczone w funkcji głębokości, podczas gdy dwa lateralne kierunki są zaniebawane. Nie obejmuje również atomistycznego/krytalograficznego i trójwymiarowego modelowania próbki oraz relaksacji defektów. Pomimo przyjęcia licznych uproszczeń symulacje z wykorzystaniem pakietu TRIDYN dają wiarygodny opis zmian strukturalnych próbek dobrze korelujących się ze zmianami magnetycznymi.

VI. Streszczenie zbioru prac wchodzących w skład rozprawy doktorskiej

Prace składające się na rozprawę doktorską są spójne tematycznie. Opisują modyfikacje właściwości strukturalnych i magnetycznych ultracienkich warstw kobaltu, poprzez naświetlanie wiązką jonów. W pierwszej pracy (J. Phys. Condens. Matter. 31 (2019) 185801) badano zmiany anizotropii magnetycznej, w układzie symetrycznym Pt/Co/Pt. Natomiast w drugiej i trzeciej (Appl. Phys. Lett. 110 (2017) 252405, Phys. Rev. Appl. 9 (2018) 014029), badano wpływ naświetlania jonowego na sprzężenia międzywarstwowe warstw kobaltowych, oddzielonych warstwą molibdenu.

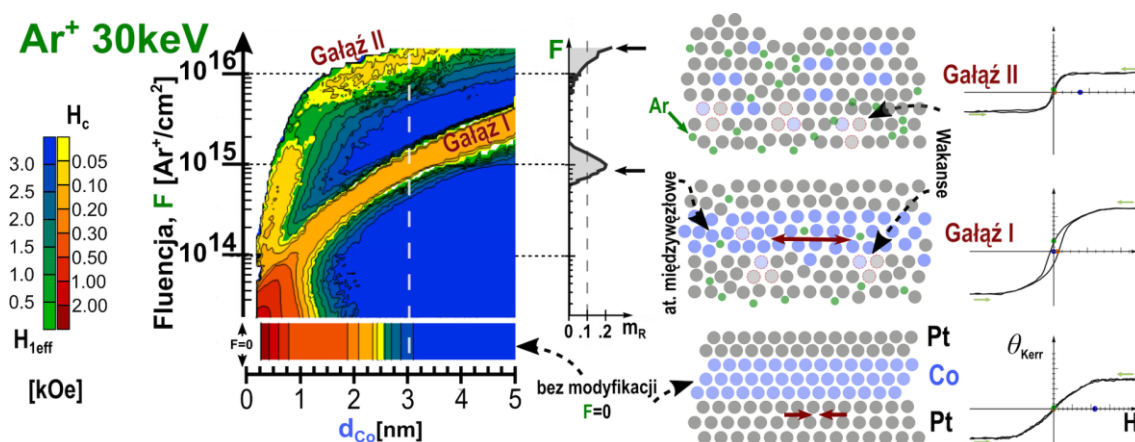
1. J. Phys. Condens. Matter. 31 (2019) 185801

„On defects’ role in enhanced perpendicular magnetic anisotropy in Pt/Co/Pt, induced by ion irradiation” [D1]

M.M. Jakubowski, M.O. Liedke, M. Butterling, E. Dynowska, I. Sveklo, E. Milińska, Z. Kurant, R. Böttger, J. von Borany, A. Maziewski, A. Wagner, A. Wawro
doi:[10.1088/1361-648X/ab0351](https://doi.org/10.1088/1361-648X/ab0351)

Praca omawia modyfikację magnetycznych i magnetoptycznych właściwości warstw Pt/Co(*d*Co)/Pt przy wykorzystaniu wiązki jonowej Ar⁺. Jest ona rozwinięciem wcześniejszych prac [68,75–77], w których zaobserwowano podwyższenie prostopadłej anizotropii magnetycznej (PMA) w heterostrukturze Pt/Co(*d*Co)/Pt (zmodyfikowanej wiązką Ga⁺) w zakresie grubości *d*Co, w którym w nienaświetlonej próbce, namagnesowanie układu się w płaszczyźnie (powyżej krytycznej grubości *d*_{SRT}~1.9nm). To wzmocnienie PMA widać na diagramach 2D H_leff(*d*Co, **F**) lub m_R(*d*Co, **F**), jako dwie „gałęzie”. Ich położenie wskazuje na zależność zarówno od *d*Co oraz **F**. W tej pracy, analizę rozszerzono na różną energię jonów (1.2, 5 oraz 30 keV), zmieniając tym samym głębokość zmian strukturalnych w warstwie. Co najważniejsze, dokonano korelacji pomiędzy właściwościami strukturalnymi i obserwowanymi efektami magnetycznymi/magnetoptycznymi. Dokonana analiza pozwoliła na nadanie temu efektowi bardziej generalnego znaczenia, niezależnie od użytego rodzaju jonu. Jakościowo efekty są podobne, gdy dobierzemy odpowiednie parametry struktury oraz wiązki jonów.

Próbki zostały wytwarzane w systemie ultra wysokiej próżni (UHV), techniką epitaksji z wiązek molekularnych, MBE (IFPAN, ON3.4), w którym przeprowadzono charakteryzację in-situ technikami: odbiciowej dyfrakcji wysokoenergetycznych elektronów RHEED, dyfrakcji niskoenergetycznych elektronów LEED oraz skaningowej mikroskopii tunelowej/sił atomowych. Modyfikacji właściwości próbek dokonano wiązką jednorodną lub z gradientem fluencji w Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR). Badania właściwości magnetycznych i magnetoptycznych MOKE wykonywano używając magnetometru opartego na polaryzacyjnej mikroskopii szerokopolowej VMOKE, wykorzystującej magnetoptyczny efekt Kerra na Uniwersytecie w Białymstoku (UwB). Analiza strukturalna próbek metodami ex-situ prowadzona była przy wykorzystaniu dyfrakcji rentgenowskiej XRD (IFPAN), wstecznego rozpraszania Rutherforda RBS (HZDR) oraz spektroskopii anihilacji pozytonów PAS (HZDR). Interpretacja wyników badań strukturalnych wsparta jest symulacjami numerycznymi z wykorzystaniem aplikacji TRIDYN. Na ich podstawie, można określić rozkład profilu koncentracji pierwiastków wzdłuż grubości naświetlanej próbki oraz głębokość wytrawienia powierzchni. Na podstawie otrzymanych wyników dokonano korelacji wyników symulacji i eksperymentalnych ze zmianami właściwości magnetycznych, które zostały wyindukowane poprzez bombardowanie jonami Ar⁺, w materiale. Na ilustracji poniżej (Rysunek 33) przedstawiono schematycznie mechanizmy odpowiedzialne za obserwowane zmiany anizotropii magnetycznej PMA.



Rysunek 33 Streszczenie graficzne. Efekty strukturalne wynikające z naświetlania Pt/Co/Pt, będące przyczyną obserwowanych zmian właściwości magnetycznych.

W pracy wzięto pod uwagę kilka aspektów zmian strukturalnych. Po pierwsze zmian składu chemicznego poprzez degradację warstw i tworzenie się stopów międzymetalicznych, po drugie generowanie naprężeń wewnętrznych sieci krystalicznej, po trzecie implantacji jonów, a po czwarte, zdefektowania sieci.

Korelując zmiany strukturalne, z przedstawionymi na rysunku widocznymi dwiema gałęziami 2D $H_{\text{eff}}(d_{\text{Co}}, F)$ (Rysunek 33) wzmocnionej PMA, zaproponowano mechanizmy, które są odpowiedzialne za obserwowane efekty. Pomiarów strukturalnych dokonano na specjalnie przygotowanych próbkach o stałej grubości warstwy magnetycznej $F_{\text{Low}}(d_{\text{Co}}=3, F_{\text{Gałąź I}})$ oraz $F_{\text{High}}(d_{\text{Co}}=3, F_{\text{Gałąź II}})$. Dwie „gałęzie” zwiększonego PMA widoczne są na diagramach 2D podobnie jak wcześniej [68], w podobnym zakresie fluencji, ale nieco wyżej (większa F). Wybór lżejszego jonu i jego inertności (względem do Ga^+) pozwolił sprawdzić, czy obserwowane efekty nie są związane z chemicznym domieszkowaniem struktury. Zmiana energii jonów na niższe (1.2 keV i 5 keV) skutkuje zmniejszeniem odległości pomiędzy „gałęziami” na osi F (Gałąź I przesuwa się w kierunku Gałęzi II). W przypadku energii 1.2 keV Ar^+ zaobserwowano, że można z dużą precyzją obniżać PMA, a przez to przesunąć położenie d_{SRT} w dużym zakresie F .

Wpływ zdefektowania próbki na PMA, który według naszej wiedzy nie był dotychczas badany w ten sposób polegał na pomiarze wgłębnym zdefektowania spektroskopią PAS i był potwierdzony przez cRBS. Pomiaru te pozwoliły na zlokalizowanie głębokości, gdzie generowane są defekty, potwierdzając wyniki symulacji TRIDYN. Wskazano też na typ generowanych defektów wykorzystując pomiary PAS cDBS, wsparte wynikami symulacji ATSUP, które poprzez eliminację wskazały na dużą ilość klastrów defektów, w stopowej strukturze tetragonalnej CoPt, z dwoma atomami Pt w miejsce atomów Co (w wyniku mieszania jonowego), z defektami typu Co–Pt–Pt. Natomiast, wykonana analiza RBS i cRBS pozwoliła na korelację wyniku symulacji TRIDYN oraz rzeczywistego profilu chemicznego struktury odpowiedzialnej za te efekty. Wykazano też duże zniekształcenie kryształu poprzez podniesiony sygnał rozpraszający cRBS w próbce $F_{\text{Low}}(d_{\text{Co}}=3, F_{\text{Gałąź I}})$.

Znaczenie tych badań ma również aspekty praktyczne. Dobierając odpowiednio niską energię jonów oraz F można usunąć niemagnetyczną powłokę wierzchnią lub osłabić wielkość anizotropii prostopadłej, np. przy tworzeniu centrów nukleacji w nanomagnetycznych układach logicznych o niskim poborze mocy [202]. Ponadto, modyfikacja anizotropii PMA i innych właściwości magnetoptycznych, indukowana energią jonów, otwiera nowe ścieżki do projektowania periodycznych nanostruktur magnetycznych, np. kryształów magnonicznych.

2. Appl. Phys. Lett. 110 (2017) 252405

“Modifications of the magnetization ordering in Co/Mo/Co layers by Ga⁺ ion irradiation” [D2]

A. Wawro, Z. Kurant, M. Tekielak, M. Jakubowski, A. Pietruczik, R. Boettger, and A. Maziewski

doi:[10.1063/1.4987142](https://doi.org/10.1063/1.4987142)

W tej pracy analizowaną strukturą była warstwa Mo/Co/Mo(d_{Mo})/Co/Mo, w której przekładka Mo rozdzielająca magnetyczne warstwy Co została wykonana w postaci klina. Taka konfiguracja próbki pozwoliła na wprowadzenie sprzężenia międzywarstwowego o zmieniającym się znaku oraz wielkości ze zmianą grubości d_{Mo} ($0 < d_{Mo} < 3.0$ nm). W nienaświetlonych próbkach, zewnętrzne okładki Mo oraz grubość warstw Co, $d_{Co} = 3$ nm wymusiły namagnesowanie układu w płaszczyźnie próbki. Z kolei niedopasowanie strukturalne oraz różnica parametru sieciowe warstw tworzących spodni interfejs Mo/Co wprowadziło do układu anizotropię w płaszczyźnie próbki z łatwą i trudną osią magnesowania zorientowanych wzajemnie prostopadłe. W zakresie grubości d_{Mo} pomiędzy $0.5 < d_{Mo} < 1$ nm magnetyczne warstwy Co były sprzężone antyferromagnetycznie, AFM (wektory namagnesowania były wzajemnie antyrównoległe). W pozostałym zakresie grubości przekładki, zarówno dla mniejszych i większych wartości warstwy Co były sprzężone ferromagnetycznie, FM, tzn. ich wektory namagnesowania zorientowane były równoległe. Opisana struktura została naświetlona wiązką jonów Ga⁺ (35 keV) z rosnącą dozą, F . Ponieważ gradienty d_{Mo} i F były wzajemnie prostopadłe naświetlona próbka uzyskała matrycowy charakter, w której przestrzennie zmienne właściwości magnetyczne były dwuwymiarową funkcją (d_{Mo} , F).

Modyfikacje właściwości magnetycznych po naświetleniu jonami Ga⁺ są wyraźnie widoczne są na dwuwymiarowej mapie namagnesowania (d_{Mo} , F) w stanie remanencyjnym wyznaczonej z pomiarów LMOKE. Jej stworzenie było możliwe dzięki matrycowej naturze analizowanego układu oraz lokalnego próbkowania właściwości magnetycznych z obszaru rozmiaru plamki lasera. Zmierzono również kątowy rozkład namagnesowania w płaszczyźnie oraz lokalne pętle histerezy magnetycznej z wybranych obszarów. Wraz ze wzrostem F widoczna jest wyraźna zmiana charakteru sprzężenia dla $d_{Mo} = 0.8$ nm, dla którego próbka nienaświetlona była w stanie sprzężenia AFM. W zakresie niższych F sprzężenie AFM jest zachowane, choć jego siła maleje. Przy krytycznej wartości dozy $F \approx 3 \cdot 10^{13}$ jonów/cm² następuje zmiana sprzężenia z AFM na FM. Dalszy wzrost F prowadzi do stopniowego zmniejszania się namagnesowania nasycenia, a dla $F > 8.75 \cdot 10^{14}$ jonów/cm² warstwa traci właściwości ferromagnetyczne w temperaturze pokojowej, w której wykonywany był pomiar. Dla grubszej przekładki ($d_{Mo} = 2.5$ nm), dla której próbka nienaświetlona wykazuje sprzężenie FM, ze wzrostem F następuje stopniowa redukcja namagnesowania nasycenia. Naświetlenie dozą wyższą niż $F = 5.25 \cdot 10^{14}$ jonów/cm² również powoduje utratę właściwości ferromagnetycznych przez warstwę. Warto zauważyć, że pomiar kątowego namagnesowania próbki dowodzi zachowania charakteru anizotropii w płaszczyźnie – kierunek osi łatwej magnesowania jest zachowany aż do utraty właściwości ferromagnetycznych przez warstwę.

Zmiany profilu chemicznego struktury warstwowej pod wpływem naświetlania zostały wymodelowane przy pomocy numerycznej symulacji wykonanych z użyciem pakietu TRYDIN. Ze wzrostem F widoczne jest coraz większe rozmycie struktury warstwowej zachodzące w wyniku procesów mieszania się atomów warstw składowych. Zostały wyznaczone dwa charakterystyczne profile chemiczne dla dóz, przy których zmienia się charakter sprzężenia z AFM na FM ($d_{Mo} = 0.8$ nm) oraz próbka traci swoje właściwości ferromagnetyczne ($d_{Mo} = 0.8$ nm i 2.5 nm). Zmiana charakteru sprzężenia następuje, gdy stężenie Co w obszarze środka warstwy Mo (w odniesieniu do stanu nienaświetlonego) osiąga 20 %. Z kolei utrata właściwości ferromagnetycznych ma miejsce, gdy koncentracja Co w obszarze tej warstwy w przybliżeniu rozkładu prostokątnego spada poniżej 80%. Wynik ten jest zgodny z symulacjami numerycznymi, pokazującymi, że dwa atomy Mo w otoczeniu atomu Co powodują utratę właściwości magnetycznych w temperaturze pokojowej.

3. Phys. Rev. Appl. 9 (2018) 014029

"Magnetic Properties of Coupled Co/Mo/Co Structures Tailored by Ion Irradiation" [D3]

Andrzej Wawro, Zbigniew Kurant, Marcin Jakubowski, Maria Tekielak, Aleksiej Pietruczik, Roman Böttger, and Andrzej Maziewski

doi:[10.1103/PhysRevApplied.9.014029](https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.9.014029)

Praca ta jest rozszerzeniem wcześniej opisanych badań wpływu naświetlania struktur Mo/Co/Mo(d_{Mo})/Co/Mo na ich właściwości magnetyczne na inne rodzaje jonów. Przeprowadzono w niej również bardziej wnikliwą analizę zachodzących zmian strukturalnych oraz porównano efektywność naświetlania struktury różnymi rodzajami jonów.

Naświetlaniu zostały poddane warstwy o strukturze opisanej w pracy [2]. W zakresie $0.5 < d_{Mo} < 1.0$ nm wykazywały one sprzężenie AFM, a dla pozostałych wartości d_{Mo} sprzężenie FM, a namagnesowanie w płaszczyźnie było anizotropowe. Po naświetlaniu jonami próbki przyjęły strukturę podwójnego klinu, tzn. że kierunek gradientu grubości przekładki molibdenowej, d_{Mo} , był prostopadły do kierunku gradientu fluencji jonów F , nadając matrycowy charakter (d_{Mo} , F) zmodyfikowanemu próbkowi.

Energie wszystkich użytych do naświetlania jonów (Ga^+ , Ar^+ i Ne^+) zostały dobrane w taki sposób, aby maksimum depozycji energii miało miejsce w obszarze przekładki Mo. Założono, że zmiany strukturalne zachodzące głównie w tej części próbki będą odpowiedzialne za modyfikację sprzężeń międzywarstwowych. Takie warunki przeprowadzenia eksperymentu pozwoliły na miarodajne porównanie wpływu różnego rodzaju użytych w procesie naświetlania jonów.

Jakościowe zmiany właściwości magnetycznych pod wpływem naświetlania różnymi jonami są takie same. Występują wszystkie charakterystyczne modyfikacje: w obszarze sprzężenia AFM ($d_{Mo} = 0.8$ nm) jego siła maleje z fluencją, przy pewnej krytycznej dozie następuje zmiana charakteru sprzężenia AFM w FM, a z dalszym wzrostem F – stopniowe tłumienie właściwości ferromagnetycznych. Tłumienie właściwości magnetycznych i przejście w stan niemagnetyczny ze wzrostem dozy obserwowane były również dla większych grubości przekładki Mo ($d_{Mo} = 2.4$ nm). We wszystkich przypadkach rodzaju jonów i dóz zachowany jest kierunek anizotropii w płaszczyźnie.

Analiza profili chemicznych dla fluencji powodujących zmiany sprzężenia AFM-FM ($d_{Mo} = 0.8$ nm) oraz zanik właściwości ferromagnetycznych ($d_{Mo} = 2.4$ nm) pokazują, że zjawiska te mają miejsce gdy odpowiednio w przekładce Mo stężenie atomów Co osiąga 20%, a w warstwie Co stężenie atomów Co spada poniżej 80%.

Wyliczony parametr dpa, określający ilość przemieszczeń na atom dla dozy wymuszającej zmianę sprzężenia międzywarstwowego pokazuje, że w warstwie Co, prawie co drugi atom bierze udział w tym procesie. Ilość przemieszczeń wzrasta dla jonów Ne^+ do Ga^+ ponieważ ich energia jest większa. Z drugiej strony zachowanie kształtu płaszczyznowej anizotropii magnetycznej i orientacji osi łatwej magnesowania może wskazywać, że struktura warstw Co i odkształcenia wywołane przez interfejsy nie są znacząco modyfikowane. Prawdopodobne w skutek dyfuzji termicznej występującej po naświetleniu, a nie uwzględnionej w modelu BCA stosowanej przez TRYDIN, przemieszczone atomy ponownie uzupełniają wakanse i rzeczywiste zniszczenie struktury jest mniejsze niż wynika to bezpośrednio z wyliczonego dpa.

Skuteczność jonów 35-keV Ga^+ i jonów 30-keV Ar^+ w modyfikowaniu właściwości magnetycznych jest wyraźnie wyższa niż jonów Ne^+ o energii 17 keV. Chociaż ilościowe różnice są wyraźne, jakościowe zmiany są podobne. Innymi słowy, konieczna jest wyższa fluencja jonów Ne^+ , aby uzyskać takie same efekty jak dla jonów Ar^+ lub Ga^+ . Jednak zależność znormalizowanego magnesowania remanencyjnego, mierzona wzdłuż osi łatwej dla $d_{Mo} = 0.8$ nm w funkcji koncentracji Co pośrodku przekładki Mo jest bardzo zbliżona dla wszystkich jonów, co czyni tę zależność uniwersalną. Niezależnie od rodzaju jonów i ich energii, te same

zmiany strukturalne powodują podobne modyfikacje właściwości magnetycznych w sprzężonym układzie warstwowym Co/Mo/Co.

W końcowej części pracy przedstawiono sugestie różnych periodycznych modyfikacji przy pomocy naświetlania jonowego (np. zogniskowanej wiązki jonów – FIB) struktur warstwowych, wykonanych w warunkach naświetlania określonych w niniejszej pracy. Pokazano m.in. możliwość wytworzenia dwukanałowego kryształu magnonicznego, którego konfiguracja może być zmieniana przy pomocy pola magnetycznego.

VII. Bibliografia

- [D1] M.M. Jakubowski, M.O. Liedke, M. Butterling, E. Dynowska, I. Sveklo, E. Milińska, Z. Kurant, R. Böttger, J. von Borany, A. Maziewski, A. Wagner, A. Wawro, On defects' role in enhanced perpendicular magnetic anisotropy in Pt/Co/Pt, induced by ion irradiation, *J. Phys. Condens. Matter.* 31 (2019) 185801. doi:[10.1088/1361-648X/ab0351](https://doi.org/10.1088/1361-648X/ab0351).
- [D2] A. Wawro, Z. Kurant, M. Tekielak, M. Jakubowski, A. Petruczik, R. Böttger, A. Maziewski, Modifications of the magnetization ordering in Co/Mo/Co layers by Ga⁺ ion irradiation, *Appl. Phys. Lett.* 110 (2017) 252405. doi:[10.1063/1.4987142](https://doi.org/10.1063/1.4987142).
- [D3] A. Wawro, Z. Kurant, M. Jakubowski, M. Tekielak, A. Pietruczik, R. Böttger, A. Maziewski, Magnetic Properties of Coupled Co/Mo/Co Structures Tailored by Ion Irradiation, *Phys. Rev. Appl.* 9 (2018) 014029. doi:[10.1103/PhysRevApplied.9.014029](https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.9.014029).
- [4] K. Zakeri, Magnonic crystals: towards terahertz frequencies, *J. Phys. Condens. Matter.* 32 (2020) 363001. doi:[10.1088/1361-648X/ab88f2](https://doi.org/10.1088/1361-648X/ab88f2).
- [W5] I. Jacyna, D. Klinger, J.B. Pelka, R. Minikayev, P. Dłużewski, E. Dynowska, M. Jakubowski, M.T. Klepka, D. Zymierska, A. Bartnik, Z. Kurant, A. Wolska, A. Wawro, I. Sveklo, J.R. Plaisier, D. Eichert, F. Brigidi, I. Makhotkin, A. Maziewski, R. Sobierajski, Study of ultrathin Pt/Co/Pt trilayers modified by nanosecond XUV pulses from laser-driven plasma source, *J. Alloys Compd.* 763 (2018) 899–908. doi:[10.1016/j.jallcom.2018.05.314](https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2018.05.314).
- [W6] J. Kisielewski, Z. Kurant, I. Sveklo, M. Tekielak, E. Dynowska, M. Jakubowski, A. Wawro, A. Maziewski, Modification of magnetization orientation in Pt/Co/Pt ultrathin films by femtosecond laser pulses, *J. Phys. Conf. Ser.* 903 (2017) 012020. doi:[10.1088/1742-6596/903/1/012020](https://doi.org/10.1088/1742-6596/903/1/012020).
- [W7] J. Kisielewski, I. Sveklo, Z. Kurant, A. Bartnik, M. Jakubowski, E. Dynowska, D. Klinger, R. Sobierajski, A. Wawro, A. Maziewski, Near infrared and extreme ultraviolet light pulses induced modifications of ultrathin Co films, *AIP Adv.* 7 (2017) 056313. doi:[10.1063/1.4976217](https://doi.org/10.1063/1.4976217).
- [W8] A. Wolska, R. Sobierajski, D. Klinger, M.T. Klepka, I. Jacyna, A. Wawro, M. Jakubowski, J. Kisielewski, Z. Kurant, I. Sveklo, A. Bartnik, A. Maziewski, Polarized XAFS study on the ultrathin Pt/Co/Pt trilayers modified with short light pulses, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms.* 411 (2017) 112–115. doi:[10.1016/j.nimb.2017.02.028](https://doi.org/10.1016/j.nimb.2017.02.028).
- [W9] W. Szuszkiewicz, F. Ott, J. Kisielewski, I. Sveklo, E. Dynowska, R. Minikayev, Z. Kurant, R. Kuna, M. Jakubowski, A. Wawro, R. Sobierajski, A. Maziewski, Polarized neutron reflectivity and X-ray scattering measurements as tools to study properties of Pt/Co/Pt ultrathin layers irradiated by femtosecond laser pulses, *Phase Transitions.* 89 (2016) 328–340. doi:[10.1080/01411594.2016.1156110](https://doi.org/10.1080/01411594.2016.1156110).
- [W10] E. Dynowska, J.B. Pelka, D. Klinger, R. Minikayev, A. Bartnik, P. Dłużewski, M. Jakubowski, M. Klepka, A. Petruczik, O.H. Seeck, R. Sobierajski, I. Sveklo, A. Wawro, A. Maziewski, Structural investigation of ultrathin Pt/Co/Pt trilayer films under EUV irradiation, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms.* 364 (2015) 33–39. doi:[10.1016/j.nimb.2015.07.116](https://doi.org/10.1016/j.nimb.2015.07.116).
- [11] M. Kisielewski, A. Maziewski, M. Tekielak, A. Wawro, L.T. Baczewski, New Possibilities for Tuning Ultrathin Cobalt Film Magnetic Properties by a Noble Metal Overlayer, *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002) 087203. doi:[10.1103/PhysRevLett.89.087203](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.087203).
- [12] H.P. Oepen, M. Speckmann, Y. Millev, J. Kirschner, Unified approach to thickness-driven magnetic reorientation transitions, *Phys. Rev. B.* 55 (1997) 2752–2755. doi:[10.1103/PhysRevB.55.2752](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.55.2752).
- [13] M. Speckmann, H.P. Oepen, H. Ibach, Magnetic Domain Structures in Ultrathin Co/Au(111): On the Influence of Film Morphology, *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995) 2035–2038. doi:[10.1103/PhysRevLett.75.2035](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.2035).
- [14] F. Ma, Y. Zhou, H.B. Braun, W.S. Lew, Skyrmion-Based Dynamic Magnonic Crystal, *Nano Lett.* 15 (2015) 4029–4036. doi:[10.1021/acs.nanolett.5b00996](https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.5b00996).
- [15] G. Finocchio, F. Büttner, R. Tomasello, M. Carpentieri, M. Kläui, Magnetic skyrmions: from fundamental to applications, *J. Phys. D. Appl. Phys.* 49 (2016) 423001. doi:[10.1088/0022-3727/49/42/423001](https://doi.org/10.1088/0022-3727/49/42/423001).
- [16] W. Jiang, G. Chen, K. Liu, J. Zang, S.G.E. te Velthuis, A. Hoffmann, Skyrmions in magnetic multilayers, *Phys. Rep.* 704 (2017) 1–49. doi:[10.1016/j.physrep.2017.08.001](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2017.08.001).
- [17] A. Fert, N. Reyren, V. Cros, Magnetic skyrmions: advances in physics and potential applications, *Nat. Rev. Mater.* 2 (2017) 17031. doi:[10.1038/natrevmats.2017.31](https://doi.org/10.1038/natrevmats.2017.31).
- [18] D.-Y. Kim, M.-H. Park, Y.-K. Park, J.-S. Kim, Y.-S. Nam, H.-S. Hwang, D.-H. Kim, S.-G. Je, B.-C. Min, S.-B. Choe, Magnetic domain-wall tilting due to domain-wall speed asymmetry, *Phys. Rev. B.* 97 (2018) 134407. doi:[10.1103/PhysRevB.97.134407](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.97.134407).
- [19] R.M. Rowan-Robinson, A.A. Stashkevich, Y. Roussigné, M. Belmeguenai, S.M. Chérif, A. Thiaville, T.P.A. Hase, A.T. Hindmarch, D. Atkinson, The interfacial nature of proximity-induced magnetism and the Dzyaloshinskii-Moriya interaction at the Pt/Co interface, *Sci. Rep.* 7 (2017) 1–11. doi:[10.1038/s41598-017-17137-z](https://doi.org/10.1038/s41598-017-17137-z).
- [20] Y.-K. Park, D.-Y. Kim, J.-S. Kim, Y.-S. Nam, M.-H. Park, H.-C. Choi, B. Min, S. Choe, Experimental observation of the correlation between the interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction and work function in metallic magnetic trilayers, *NPG Asia Mater.* (2018). doi:[10.1038/s41427-018-0090-x](https://doi.org/10.1038/s41427-018-0090-x).
- [21] C. Rizal, E.E. Fullerton, Perpendicular magnetic anisotropy and microstructure properties of nanoscale Co/Au multilayers, *J. Phys. D. Appl. Phys.* 50 (2017) 355002. doi:[10.1088/1361-6463/aa7c5b](https://doi.org/10.1088/1361-6463/aa7c5b).
- [22] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M.B. Brodsky, H. Sowers, Layered Magnetic Structures: Evidence for Antiferromagnetic Coupling of Fe Layers across Cr Interlayers, *Phys. Rev. Lett.* 57 (1986) 2442–2445. doi:[10.1103/PhysRevLett.57.2442](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.57.2442).

- [23] C. Carbone, S.F. Alvarado, Antiparallel coupling between Fe layers separated by a Cr interlayer: Dependence of the magnetization on the film thickness, *Phys. Rev. B.* 36 (1987) 2433–2435. doi:[10.1103/PhysRevB.36.2433](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.36.2433).
- [24] V. Grolier, D. Renard, B. Bartenlian, P. Beauvillain, C. Chappert, C. Dupas, J. Ferré, M. Galtier, E. Kolb, M. Mulloy, J.P. Renard, P. Veillet, Unambiguous evidence of oscillatory magnetic coupling between Co layers in ultrahigh vacuum grown Co/Au(111)/Co trilayers, *Phys. Rev. Lett.* 71 (1993) 3023–3026. doi:[10.1103/PhysRevLett.71.3023](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.3023).
- [25] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F.N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas, Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices, *Phys. Rev. Lett.* 61 (1988) 2472–2475. doi:[10.1103/PhysRevLett.61.2472](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.61.2472).
- [26] E.R. Hull, J. Parisi, H. Warlimont, *Magnetic Nanostructures*, Springer Berlin Heidelberg, 2006.
- [27] J.M.D. Coey, *Magnetism and Magnetic Materials*, Cambridge University Press, Cambridge, 2010. doi:[10.1017/CBO9780511845000](https://doi.org/10.1017/CBO9780511845000).
- [28] A. Szewczyk, A. Wiśniewski, H. Puźniak, H. Szymczak, *Magnetyzm i nadprzewodnictwo*, 1st ed., Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa, 2013.
- [29] É. du Trémolet de Lacheisserie, D. Gignoux, M. Schlenker, eds., *Magnetism*, Springer New York, New York, NY, 2005. doi:[10.1007/978-0-387-23063-4](https://doi.org/10.1007/978-0-387-23063-4).
- [30] P.W.T. Pong, C.L. Dennis, A. Castillo, A. Chen, W.F. Egelhoff, Detection of pinholes in magnetic tunnel junctions by magnetic coupling, *J. Appl. Phys.* 103 (2008) 07A902. doi:[10.1063/1.2829018](https://doi.org/10.1063/1.2829018).
- [31] V. Baltz, G. Gaudin, P. Somani, B. Dieny, Influence of edges on the exchange bias properties of ferromagnetic/antiferromagnetic nanodots, *Appl. Phys. Lett.* 96 (2010) 262505. doi:[10.1063/1.3449123](https://doi.org/10.1063/1.3449123).
- [32] S.S.P. Parkin, Systematic variation of the strength and oscillation period of indirect magnetic exchange coupling through the 3d, 4d, and 5d transition metals, *Phys. Rev. Lett.* 67 (1991) 3598–3601. doi:[10.1103/PhysRevLett.67.3598](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.3598).
- [33] J. Barnaś, V.K. Dugaev, Giant Magnetoresistance and Applications, in: *Handb. Surf. Sci.*, 2015: pp. 371–419. doi:[10.1016/B978-0-444-62634-9.00009-6](https://doi.org/10.1016/B978-0-444-62634-9.00009-6).
- [34] A.D. Karenowska, A. V. Chumak, A.A. Serga, B. Hillebrands, *Magnon Spintronics*, in: *Handb. Spintron.*, Springer Netherlands, Dordrecht, 2016: pp. 1505–1549. doi:[10.1007/978-94-007-6892-5_53](https://doi.org/10.1007/978-94-007-6892-5_53).
- [35] S.O. Demokritov, A.N. Slavin, *Magnonics*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2013. doi:[10.1007/978-3-642-30247-3](https://doi.org/10.1007/978-3-642-30247-3).
- [36] J. Zang, V. Cros, *Topology in Magnetism*, Springer International Publishing, Cham, 2018. doi:[10.1007/978-3-319-97334-0](https://doi.org/10.1007/978-3-319-97334-0).
- [37] M. Carpentieri, G. Finocchio, *Spintronic Oscillators Based on Spin-Transfer Torque and Spin-Orbit Torque*, in: *Handb. Surf. Sci.*, 1st ed., Elsevier B.V., 2015: pp. 297–334. doi:[10.1016/B978-0-444-62634-9.00007-2](https://doi.org/10.1016/B978-0-444-62634-9.00007-2).
- [38] I. Žutić, J. Fabian, S. Das Sarma, *Spintronics: Fundamentals and applications*, *Rev. Mod. Phys.* 76 (2004) 323–410. doi:[10.1103/RevModPhys.76.323](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.76.323).
- [39] A.O. Adeyeye, G. Shimon, *Growth and Characterization of Magnetic Thin Film and Nanostructures*, in: *Handb. Surf. Sci.*, 1st ed., Elsevier B.V., 2015: pp. 1–41. doi:[10.1016/B978-0-444-62634-9.00001-1](https://doi.org/10.1016/B978-0-444-62634-9.00001-1).
- [40] J. Fassbender, D. Ravelosona, Y. Samson, Tailoring magnetism by light-ion irradiation, *J. Phys. D. Appl. Phys.* 37 (2004) R179–R196. doi:[10.1088/0022-3727/37/16/R01](https://doi.org/10.1088/0022-3727/37/16/R01).
- [41] J.I. Martín, J. Nogués, K. Liu, J.L. Vicent, I.K. Schuller, Ordered magnetic nanostructures: fabrication and properties, *J. Magn. Magn. Mater.* 256 (2003) 449–501. doi:[10.1016/S0304-8853\(02\)00898-3](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(02)00898-3).
- [42] K. Arshak, M. Mihov, State-of-the-art of focused ion beam nanolithography, in: *J. Optoelectron. Adv. Mater.*, 2005: pp. 193–198.
- [43] C. Bell, G. Burnell, D.-J. Kang, R.H. Hadfield, M.J. Kappers, M.G. Blamire, Fabrication of nanoscale heterostructure devices with a focused ion beam microscope, *Nanotechnology.* 14 (2003) 630–632. doi:[10.1088/0957-4484/14/6/312](https://doi.org/10.1088/0957-4484/14/6/312).
- [44] J. Fassbender, J. McCord, Magnetic patterning by means of ion irradiation and implantation, *J. Magn. Magn. Mater.* 320 (2008) 579–596. doi:[10.1016/j.jmmm.2007.07.032](https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2007.07.032).
- [45] D. Makarov, S. Tibus, C.T. Rettner, T. Thomson, B.D. Terris, T. Schrefl, M. Albrecht, Magnetic strip patterns induced by focused ion beam irradiation, *J. Appl. Phys.* 103 (2008) 063915. doi:[10.1063/1.2894587](https://doi.org/10.1063/1.2894587).
- [46] L. Bruchhaus, P. Mazarov, L. Bischoff, J. Gierak, A.D. Wieck, H. Hövel, Comparison of technologies for nano device prototyping with a special focus on ion beams: A review, *Appl. Phys. Rev.* 4 (2017) 011302. doi:[10.1063/1.4972262](https://doi.org/10.1063/1.4972262).
- [47] J.A.C. Bland, B. Heinrich, eds., *Ultrathin Magnetic Structures I*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1994. doi:[10.1007/b138789](https://doi.org/10.1007/b138789).
- [48] S. Breitkreutz, G. Ziemys, I. Eichwald, J. Kiermaier, G. Csaba, W. Porod, D. Schmitt-Landsiedel, M. Becherer, Domain wall gate for magnetic logic and memory applications with perpendicular anisotropy, in: *2013 IEEE Int. Electron Devices Meet., IEEE*, 2013: pp. 22.4.1–22.4.4. doi:[10.1109/IEDM.2013.6724684](https://doi.org/10.1109/IEDM.2013.6724684).
- [49] M.M. Shulaker, G. Hills, R.S. Park, R.T. Howe, K. Saraswat, H.-S.P. Wong, S. Mitra, Three-dimensional integration of nanotechnologies for computing and data storage on a single chip, *Nature.* 547 (2017) 74–78. doi:[10.1038/nature22994](https://doi.org/10.1038/nature22994).
- [50] R.L. Stamps, S. Breitkreutz, J. Åkerman, A. V Chumak, Y. Otani, G.E.W. Bauer, J.-U. Thiele, M. Bowen, S.A. Majetich, M. Kläui, I.L. Prejbeanu, B. Dieny, N.M. Dempsey, B. Hillebrands, The 2014 Magnetism Roadmap, *J. Phys. D. Appl. Phys.* 47 (2014) 333001. doi:[10.1088/0022-3727/47/33/333001](https://doi.org/10.1088/0022-3727/47/33/333001).

- [51] D. Sander, S.O. Valenzuela, D. Makarov, C.H. Marrows, E.E. Fullerton, P. Fischer, J. McCord, P. Vavassori, S. Mangin, P. Pirro, B. Hillebrands, A.D. Kent, T. Jungwirth, O. Gutfleisch, C.G. Kim, A. Berger, The 2017 Magnetism Roadmap, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 50 (2017) 363001. doi:[10.1088/1361-6463/aa81a1](https://doi.org/10.1088/1361-6463/aa81a1).
- [52] L. Cagnon, T. Devolder, R. Cortes, A. Morrone, J.E. Schmidt, C. Chappert, P. Allongue, Enhanced interface perpendicular magnetic anisotropy in electrodeposited Co/Au(111) layers, *Phys. Rev. B.* 63 (2001) 104419. doi:[10.1103/PhysRevB.63.104419](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.63.104419).
- [53] X. Ju, M.T. Niemier, M. Becherer, W. Porod, P. Lugli, G. Csaba, Systolic Pattern Matching Hardware With Out-of-Plane Nanomagnet Logic Devices, *IEEE Trans. Nanotechnol.* 12 (2013) 399–407. doi:[10.1109/TNANO.2013.2253118](https://doi.org/10.1109/TNANO.2013.2253118).
- [54] M. Niemier, G. Csaba, A. Dingler, X.S. Hu, W. Porod, X. Ju, M. Becherer, D. Schmitt-Landsiedel, P. Lugli, Boolean and non-boolean nearest neighbor architectures for out-of-plane nanomagnet logic, in: 2012 13th Int. Work. Cell. Nanoscale Networks Their Appl., IEEE, 2012: pp. 1–6. doi:[10.1109/CNNA.2012.6331413](https://doi.org/10.1109/CNNA.2012.6331413).
- [55] K. Yakushiji, A. Sugihara, A. Fukushima, H. Kubota, S. Yuasa, Very strong antiferromagnetic interlayer exchange coupling with iridium spacer layer for perpendicular magnetic tunnel junctions, *Appl. Phys. Lett.* 110 (2017) 092406. doi:[10.1063/1.4977565](https://doi.org/10.1063/1.4977565).
- [56] X. Ju, S. Wartenburg, J. Rezgani, M. Becherer, J. Kiermaier, S. Breitkreutz, D. Schmitt-Landsiedel, W. Porod, P. Lugli, G. Csaba, Nanomagnet Logic from Partially Irradiated Co/Pt Nanomagnets, *IEEE Trans. Nanotechnol.* 11 (2012) 97–104. doi:[10.1109/TNANO.2011.2157974](https://doi.org/10.1109/TNANO.2011.2157974).
- [57] J.H. Franken, H.J.M. Swagten, B. Koopmans, Shift registers based on magnetic domain wall ratchets with perpendicular anisotropy, *Nat. Nanotechnol.* 7 (2012) 499–503. doi:[10.1038/nnano.2012.111](https://doi.org/10.1038/nnano.2012.111).
- [58] F. Ummelen, H. Swagten, B. Koopmans, Racetrack memory based on in-plane-field controlled domain-wall pinning, *Sci. Rep.* 7 (2017) 833. doi:[10.1038/s41598-017-00837-x](https://doi.org/10.1038/s41598-017-00837-x).
- [59] C. Chappert, Planar Patterned Magnetic Media Obtained by Ion Irradiation, *Science* (80-.). 280 (1998) 1919–1922. doi:[10.1126/science.280.5371.1919](https://doi.org/10.1126/science.280.5371.1919).
- [60] T. Devolder, Light ion irradiation of Co/Pt systems: Structural origin of the decrease in magnetic anisotropy, *Phys. Rev. B.* 62 (2000) 5794–5802. doi:[10.1103/PhysRevB.62.5794](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.62.5794).
- [61] T. Devolder, J. Ferré, C. Chappert, H. Bernas, J.-P. Jamet, V. Mathet, Magnetic properties of He⁺-irradiated Pt/Co/Pt ultrathin films, *Phys. Rev. B.* 64 (2001) 064415. doi:[10.1103/PhysRevB.64.064415](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.64.064415).
- [62] C.T. Rettner, S. Anders, J.E.E. Baglin, T. Thomson, B.D. Terris, M. He, Characterization of the magnetic modification of Co/Pt multilayer films by He⁺, Ar⁺, and Ga⁺ ion irradiation, *Appl. Phys. Lett.* 80 (2002) 279. doi:[10.1063/1.1432108](https://doi.org/10.1063/1.1432108).
- [63] P. Mazalski, Z. Kurant, A. Maziewski, M.O.O. Liedke, J. Fassbender, L.T.T. Baczewski, A. Wawro, Ion irradiation induced enhancement of out-of-plane magnetic anisotropy in ultrathin Co films, *J. Appl. Phys.* 113 (2013) 17C109. doi:[10.1063/1.4798805](https://doi.org/10.1063/1.4798805).
- [64] M.J. Bonder, N.D. Telling, P.J. Grundy, C.A. Faunce, T. Shen, V.M. Vishnyakov, Ion irradiation of Co/Pt multilayer films, *J. Appl. Phys.* 93 (2003) 7226–7228. doi:[10.1063/1.1557311](https://doi.org/10.1063/1.1557311).
- [65] G.S. Chang, A. Moewes, S.H. Kim, J. Lee, K. Jeong, C.N. Whang, D.H. Kim, S.-C. Shin, Uniaxial in-plane magnetic anisotropy of a CoPt thin film induced by ion irradiation, *Appl. Phys. Lett.* 88 (2006) 092504. doi:[10.1063/1.2180867](https://doi.org/10.1063/1.2180867).
- [66] C. Vieu, J. Gierak, H. Launois, T. Aign, P. Meyer, J.P. Jamet, J. Ferré, C. Chappert, T. Devolder, V. Mathet, H. Bernas, Modifications of magnetic properties of Pt/Co/Pt thin layers by focused gallium ion beam irradiation, *J. Appl. Phys.* 91 (2002) 3103–3110. doi:[10.1063/1.1427144](https://doi.org/10.1063/1.1427144).
- [67] J. Jaworowicz, A. Maziewski, P. Mazalski, M. Kisielewski, I. Sveklo, M. Tekielak, V. Zablotskii, J. Ferré, N. Vernier, A. Mougín, A. Henschke, J. Fassbender, Spin reorientation transitions in Pt/Co/Pt films under low dose Ga⁺ ion irradiation, *Appl. Phys. Lett.* 95 (2009) 022502. doi:[10.1063/1.3179147](https://doi.org/10.1063/1.3179147).
- [68] A. Maziewski, P. Mazalski, Z. Kurant, M.O. Liedke, J. McCord, J. Fassbender, J. Ferré, A. Mougín, A. Wawro, L.T. Baczewski, A. Rogalev, F. Wilhelm, T. Gemming, Tailoring of magnetism in Pt/Co/Pt ultrathin films by ion irradiation, *Phys. Rev. B.* 85 (2012) 054427. doi:[10.1103/PhysRevB.85.054427](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.85.054427).
- [69] T. Blon, P. Baules, G. Ben Assayag, V. Kolinský, J.-C. Ousset, E. Snoeck, Structural and magnetic properties of N⁺-irradiated Co/Pt multilayers with perpendicular bimodal behaviour, *J. Magn. Magn. Mater.* 315 (2007) 5–11. doi:[10.1016/j.jmmm.2007.01.015](https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2007.01.015).
- [70] K. Zhang, R. Gupta, K.P. Lieb, Y. Luo, G.A. Müller, P. Schaaf, M. Uhrmacher, Xenon-ion-induced phase transition in thin Co films, *Europhys. Lett.* 64 (2003) 668–674. doi:[10.1209/epl/i2003-00279-7](https://doi.org/10.1209/epl/i2003-00279-7).
- [71] E. Suharyadi, T. Kato, S. Iwata, Controlling the Magnetic Properties of Cr-Implanted Co/Pt Multilayer Films Using Ion Irradiation for Planar Patterned Media, *IEEE Trans. Magn.* 50 (2014) 1–4. doi:[10.1109/TMAG.2013.2279272](https://doi.org/10.1109/TMAG.2013.2279272).
- [72] N. Sehdev, R. Medwal, R. Malik, D. Chandra Agarwal, K. Asokan, D. Kanjilal, S. Annapoorni, Defects mediated diffusion in Pt/Co/Pt multilayers induced by dense electronic excitations, *Curr. Appl. Phys.* 14 (2014) 455–461. doi:[10.1016/j.cap.2014.01.002](https://doi.org/10.1016/j.cap.2014.01.002).
- [73] J. Jaworowicz, V. Zablotskii, J.P. Jamet, J. Ferré, N. Vernier, J.Y. Chauleau, M. Kisielewski, I. Sveklo, A. Maziewski, J. Gierak, E. Bourhis, Magnetic coercivity of focused ion beam irradiated lines in a Pt/Co(1.4 nm)/Pt film, *J. Appl. Phys.* 109 (2011). doi:[10.1063/1.3580506](https://doi.org/10.1063/1.3580506).
- [74] A. Maziewski, J. Fassbender, J. Kisielewski, M. Kisielewski, Z. Kurant, P. Mazalski, F. Stobiecki, A. Stupakiewicz, I. Sveklo, M. Tekielak, A. Wawro, V. Zablotskii, Magnetization states and magnetization processes in nanostructures: From a single layer to multilayers, *Phys. Status Solidi.* 211 (2014) 1005–1018. doi:[10.1002/pssa.201300750](https://doi.org/10.1002/pssa.201300750).

- [75] K. Amemiya, M. Sakamaki, P. Mazalski, I. Sveklo, Z. Kurant, A. Maziewski, M.O. Liedke, J. Fassbender, A. Wawro, L.T. Baczewski, Ga + ion irradiation-induced changes in magnetic anisotropy of a Pt/Co/Pt thin film studied by X-ray magnetic circular dichroism, EPJ Web Conf. 40 (2013) 08002. doi:[10.1051/epjconf/20134008002](https://doi.org/10.1051/epjconf/20134008002).
- [76] M. Sakamaki, K. Amemiya, M.O. Liedke, J. Fassbender, P. Mazalski, I. Sveklo, A. Maziewski, Perpendicular magnetic anisotropy in a Pt/Co/Pt ultrathin film arising from a lattice distortion induced by ion irradiation, Phys. Rev. B. 86 (2012) 024418. doi:[10.1103/PhysRevB.86.024418](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.86.024418).
- [77] M. Sakamaki, K. Amemiya, I. Sveklo, P. Mazalski, M.O. Liedke, J. Fassbender, Z. Kurant, A. Wawro, A. Maziewski, Formation of Co nanodisc with enhanced perpendicular magnetic anisotropy driven by Ga+ ion irradiation on Pt/Co/Pt films, Phys. Rev. B. 94 (2016) 174422. doi:[10.1103/PhysRevB.94.174422](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.94.174422).
- [78] P. Mazalski, I. Sveklo, Z. Kurant, K. Ollefs, A. Rogalev, F. Wilhelm, J. Fassbender, L.T. Baczewski, A. Wawro, A. Maziewski, XAS and XMCD studies of magnetic properties modifications of Pt/Co/Au and Pt/Co/Pt trilayers induced by Ga + ions irradiation, J. Synchrotron Radiat. 22 (2015) 753–759. doi:[10.1107/S1600577515002933](https://doi.org/10.1107/S1600577515002933).
- [79] J.-B. Lee, G.-G. An, S.-M. Yang, H.-S. Park, W.-S. Chung, J.-P. Hong, Thermally robust perpendicular Co/Pd-based synthetic antiferromagnetic coupling enabled by a W capping or buffer layer, Sci. Rep. 6 (2016) 21324. doi:[10.1038/srep21324](https://doi.org/10.1038/srep21324).
- [80] O. Hellwig, T.L. Kirk, J.B. Kortright, A. Berger, E.E. Fullerton, A new phase diagram for layered antiferromagnetic films, Nat. Mater. 2 (2003) 112–116. doi:[10.1038/nmat806](https://doi.org/10.1038/nmat806).
- [81] L. Fallarino, V. Sluka, B. Kardasz, M. Pinarbasi, A. Berger, A.D. Kent, Interlayer exchange coupling between layers with perpendicular and easy-plane magnetic anisotropies, Appl. Phys. Lett. 109 (2016) 082401. doi:[10.1063/1.4960795](https://doi.org/10.1063/1.4960795).
- [82] F. Stobiecki, M. Urbaniak, B. Szymański, J. Dubowik, P. Kuświk, M. Schmidt, T. Weis, D. Engel, D. Lengemann, A. Ehresmann, I. Sveklo, A. Maziewski, Magnetic field induced transition from weak to strong ferromagnetic coupling in NiFe/Au/Co/Au multilayers, Appl. Phys. Lett. 92 (2008) 012511. doi:[10.1063/1.2831714](https://doi.org/10.1063/1.2831714).
- [83] J.-H. Hsu, C.L. Tsai, C.-M. Lee, P. Saravanan, Modifying exchange-spring behavior of CoPt/NiFe bilayer by inserting a Pt or Ru spacer, J. Appl. Phys. 117 (2015) 17A715. doi:[10.1063/1.4913641](https://doi.org/10.1063/1.4913641).
- [84] M. Schäfer, S. Demokritov, S. Müller-Pfeiffer, R. Schäfer, M. Schneider, P. Grünberg, W. Zinn, Investigation of 90° coupling in Fe/Ag/Fe structures: “Loose spins” and fluctuation mechanism, J. Appl. Phys. 77 (1995) 6432–6438. doi:[10.1063/1.359117](https://doi.org/10.1063/1.359117).
- [85] R.R. Gareev, M. Buchmeier, M. Kiessling, G. Woltersdorf, C.H. Back, Anomalous antiferromagnetic coupling in Fe/Si/Fe structures with Co “dusting,” AIP Adv. 1 (2011) 042155. doi:[10.1063/1.3665914](https://doi.org/10.1063/1.3665914).
- [86] T. Saerbeck, N. Loh, D. Lott, B.P. Toperverg, A.M. Mulders, A.F. Rodríguez, J.W. Freeland, M. Ali, B.J. Hickey, A.P.J. Stampfl, F. Klose, R.L. Stamps, Spatial Fluctuations of Loose Spin Coupling in CuMn/Co Multilayers, Phys. Rev. Lett. 107 (2011) 127201. doi:[10.1103/PhysRevLett.107.127201](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.127201).
- [87] H. Yanagihara, H. Kamita, S. Honda, J. Inoue, E. Kita, H. Itoh, K. Mibu, Antiferromagnetic coupling and impurity effects at junctions between Fe3O4/Fe(001) layers, Phys. Rev. B. 91 (2015) 174423. doi:[10.1103/PhysRevB.91.174423](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.91.174423).
- [88] J.C. Slonczewski, Fluctuation mechanism for biquadratic exchange coupling in magnetic multilayers, Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 3172–3175. doi:[10.1103/PhysRevLett.67.3172](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.3172).
- [89] K. Schlage, L. Bocklage, D. Erb, J. Comfort, H.-C. Wille, R. Röhlberger, Spin-Structured Multilayers: A New Class of Materials for Precision Spintronics, Adv. Funct. Mater. 26 (2016) 7423–7430. doi:[10.1002/adfm.201603191](https://doi.org/10.1002/adfm.201603191).
- [90] K. Oikawa, G.W. Qin, M. Sato, O. Kitakami, Y. Shimada, J. Sato, K. Fukamichi, K. Ishida, Magnetically induced phase separation and magnetic properties of Co–Mo hexagonal-close-packed structure thin films, Appl. Phys. Lett. 83 (2003) 966–968. doi:[10.1063/1.1597746](https://doi.org/10.1063/1.1597746).
- [91] E.E. Shalyguina, E.V. Perepelova, L. Kozlovskii, E. Tamanis, Magneto-optical investigation of Co/Mo/Co thin-film systems, J. Magn. Magn. Mater. 300 (2006) e363–e366. doi:[10.1016/j.jmmm.2005.10.122](https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2005.10.122).
- [92] D.D. Koelling, Magnetic multilayers with (Nb,Mo,Cr) spacer materials, Phys. Rev. B. 50 (1994) 273–290. doi:[10.1103/PhysRevB.50.273](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.50.273).
- [93] P. Mazalski, Z. Kurant, I. Sveklo, W. Dobrogowski, J. Fassbender, A. Wawro, A. Maziewski, Ion irradiation driven changes of magnetic anisotropy in ultrathin Co films sandwiched between Au or Pt covers, J. Magn. Magn. Mater. (2019). doi:[10.1016/j.jmmm.2019.02.030](https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2019.02.030).
- [94] I. Sveklo, P. Mazalski, J. Jaworowicz, J.-P. Jamet, N. Vernier, A. Mougin, J. Ferré, M. Kisielewski, V. Zablotskii, E. Bourhis, J. Gierak, K. Postava, J. Fassbender, J. Kanak, A. Maziewski, Modification of Magnetic Properties of Pt/Co/Pt Films by Ga + Ion Irradiation: Focused versus Uniform Irradiation, Acta Phys. Pol. A. 133 (2018) 1215–1226. doi:[10.12693/APhysPolA.133.1215](https://doi.org/10.12693/APhysPolA.133.1215).
- [95] K. Amemiya, M. Sakamaki, J. Kisielewski, Z. Kurant, I. Sveklo, M. Tekielak, A. Wawro, A. Maziewski, Origin of focused laser irradiation-induced enhancement of perpendicular magnetic anisotropy in Pt/Co/Pt thin films investigated by spatially resolved x-ray absorption spectroscopy, J. Appl. Phys. 124 (2018) 123903. doi:[10.1063/1.5049182](https://doi.org/10.1063/1.5049182).
- [96] C. Fowley, Z. Diao, C.C. Faulkner, J. Kally, K. Ackland, G. Behan, H.Z. Zhang, A.M. Deac, J.M.D. Coey, Local modification of magnetic anisotropy and ion milling of Co/Pt multilayers using a He + ion beam microscope, J. Phys. D. Appl. Phys. 46 (2013) 195501. doi:[10.1088/0022-3727/46/19/195501](https://doi.org/10.1088/0022-3727/46/19/195501).
- [97] S. Zhang, Electric-Field Control of Magnetization and Electronic Transport in Ferromagnetic/Ferroelectric Heterostructures, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2014. doi:[10.1007/978-3-642-54839-0](https://doi.org/10.1007/978-3-642-54839-0).
- [98] B. Miao, Y. Millev, L. Sun, B. You, W. Zhang, H. Ding, Thickness-driven spin reorientation transition in ultrathin films, Sci. China Physics, Mech. Astron. 56 (2013) 70–84. doi:[10.1007/s11433-012-4975-3](https://doi.org/10.1007/s11433-012-4975-3).

- [99] H.F. Ding, S. Pütter, H.P. Oepen, J. Kirschner, Spin-reorientation transition in thin films studied by the component-resolved Kerr effect, *Phys. Rev. B.* 63 (2001) 134425. doi:[10.1103/PhysRevB.63.134425](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.63.134425).
- [100] D.R. Tobergte, S. Curtis, *Ultrathin Magnetic Structures I*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1994. doi:[10.1007/b138789](https://doi.org/10.1007/b138789).
- [101] K.-F. Huang, D.-S. Wang, H.-H. Lin, C.-H. Lai, Engineering spin-orbit torque in Co/Pt multilayers with perpendicular magnetic anisotropy, *Appl. Phys. Lett.* 107 (2015) 232407. doi:[10.1063/1.4937443](https://doi.org/10.1063/1.4937443).
- [102] H.J.G. Draaisma, F.J.A. den Broeder, W.J.M. de Jonge, Perpendicular anisotropy in Pd/Co multilayers, *J. Appl. Phys.* 63 (1988) 3479–3481. doi:[10.1063/1.340743](https://doi.org/10.1063/1.340743).
- [103] D. Givord, O.F.K. McGrath, C. Meyer, J. Rothman, Interface magnetic anisotropy, *J. Magn. Magn. Mater.* 157–158 (1996) 245–249. doi:[10.1016/0304-8853\(95\)01093-9](https://doi.org/10.1016/0304-8853(95)01093-9).
- [104] P. Bruno, Magnetic surface anisotropy of cobalt and surface roughness effects within Neel's model, *J. Phys. F Met. Phys.* 18 (1988) 1291–1298. doi:[10.1088/0305-4608/18/6/029](https://doi.org/10.1088/0305-4608/18/6/029).
- [105] B.M.S. Teixeira, A.A. Timopheev, R. Schmidt, M.R. Soares, M. Seifert, V. Neu, N.A. Sobolev, Transfer of spin reorientation in a NdCo 5 /Fe bilayer, *J. Phys. D. Appl. Phys.* 49 (2016) 315002. doi:[10.1088/0022-3727/49/31/315002](https://doi.org/10.1088/0022-3727/49/31/315002).
- [106] A. V. Davydenko, A.G. Kozlov, A. V. Ognev, M.E. Stebliy, A.S. Samardak, K.S. Ermakov, A.G. Kolesnikov, L.A. Chebotkevich, Origin of perpendicular magnetic anisotropy in epitaxial Pd/Co/Pd(111) trilayers, *Phys. Rev. B.* 95 (2017) 064430. doi:[10.1103/PhysRevB.95.064430](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.95.064430).
- [107] M.A. Howson, Magnetism of thin films and multilayers, *Contemp. Phys.* 35 (1994) 347–359. doi:[10.1080/00107519408222100](https://doi.org/10.1080/00107519408222100).
- [108] I. Dzyaloshinsky, A thermodynamic theory of "weak" ferromagnetism of antiferromagnetics, *J. Phys. Chem. Solids.* 4 (1958) 241–255. doi:[10.1016/0022-3697\(58\)90076-3](https://doi.org/10.1016/0022-3697(58)90076-3).
- [109] T. Moriya, Anisotropic Superexchange Interaction and Weak Ferromagnetism, *Phys. Rev.* 120 (1960) 91–98. doi:[10.1103/PhysRev.120.91](https://doi.org/10.1103/PhysRev.120.91).
- [110] L. Néel, Anisotropie magnétique superficielle et surstructures d'orientation, *J. Phys. Le Radium.* 15 (1954) 225–239. doi:[10.1051/jphysrad:01954001504022500](https://doi.org/10.1051/jphysrad:01954001504022500).
- [111] U. Gradmann, J. Müller, Flat Ferromagnetic, Epitaxial 48Ni/52Fe(111) Films of few Atomic Layers, *Phys. Status Solidi.* 27 (1968) 313–324. doi:[10.1002/pssb.19680270133](https://doi.org/10.1002/pssb.19680270133).
- [112] F. Hellman, A. Hoffmann, Y. Tserkovnyak, G.S.D. Beach, E.E. Fullerton, C. Leighton, A.H. MacDonald, D.C. Ralph, D.A. Arena, H.A. Dürr, P. Fischer, J. Grollier, J.P. Heremans, T. Jungwirth, A. V Kimel, B. Koopmans, I.N. Krivorotov, S.J. May, A.K. Petford-Long, J.M. Rondinelli, N. Samarth, I.K. Schuller, A.N. Slavin, M.D. Stiles, O. Tchernyshyov, A. Thiaville, B.L. Zink, Interface-induced phenomena in magnetism, *Rev. Mod. Phys.* 89 (2017) 025006. doi:[10.1103/RevModPhys.89.025006](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.89.025006).
- [113] W.H. Meiklejohn, C.P. Bean, New Magnetic Anisotropy, *Phys. Rev.* 102 (1956) 1413–1414. doi:[10.1103/PhysRev.102.1413](https://doi.org/10.1103/PhysRev.102.1413).
- [114] K. O'Grady, L.E. Fernandez-Outon, G. Vallejo-Fernandez, A new paradigm for exchange bias in polycrystalline thin films, *J. Magn. Magn. Mater.* 322 (2010) 883–899. doi:[10.1016/j.jmmm.2009.12.011](https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2009.12.011).
- [115] C.F. Majkrzak, J.W. Cable, J. Kwo, D.B. McWhan, Y. Yafet, J. V. Waszczak, C. Vettier, Observation of a Magnetic Antiphase Domain Structure with Long-Range Order in a Synthetic Gd-Y Superlattice, *Phys. Rev. Lett.* 56 (1986) 2700–2703. doi:[10.1103/PhysRevLett.56.2700](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.56.2700).
- [116] M. Matczak, R. Schäfer, M. Urbaniak, B. Szymański, P. Kuświk, A. Jarosz, M. Schmidt, J. Aleksiejew, S. Jurga, F. Stobiecki, Domain wall generated by graded interlayer coupling in Co/Pt/Co film with perpendicular anisotropy, *Appl. Phys. Lett.* 107 (2015) 012404. doi:[10.1063/1.4926357](https://doi.org/10.1063/1.4926357).
- [117] S.S.P. Parkin, D. Mauri, Spin engineering: Direct determination of the Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida far-field range function in ruthenium, *Phys. Rev. B.* 44 (1991) 7131–7134. doi:[10.1103/PhysRevB.44.7131](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.44.7131).
- [118] J.C. Slonczewski, Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier, *Phys. Rev. B.* 39 (1989) 6995–7002. doi:[10.1103/PhysRevB.39.6995](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.39.6995).
- [119] A.S. Brown, M. Losurdo, In Situ Characterization of Epitaxy, in: *Handb. Cryst. Growth*, Second Edi, Elsevier, 2015: pp. 1169–1209. doi:[10.1016/B978-0-444-63304-0.00029-9](https://doi.org/10.1016/B978-0-444-63304-0.00029-9).
- [120] M.A. Herman, W. Richter, H. Sitter, *Epitaxy*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2004. doi:[10.1007/978-3-662-07064-2](https://doi.org/10.1007/978-3-662-07064-2).
- [121] J.R. Arthur, Molecular beam epitaxy, *Surf. Sci.* 500 (2002) 189–217. doi:[10.1016/S0039-6028\(01\)01525-4](https://doi.org/10.1016/S0039-6028(01)01525-4).
- [122] E. Bauer, Growth of thin films, *J. Phys. Condens. Matter.* 11 (1999) 9365–9385. doi:[10.1088/0953-8984/11/48/303](https://doi.org/10.1088/0953-8984/11/48/303).
- [123] C. Buzea, K. Robbie, State of the art in thin film thickness and deposition rate monitoring sensors, *Reports Prog. Phys.* 68 (2005) 385–409. doi:[10.1088/0034-4885/68/2/R04](https://doi.org/10.1088/0034-4885/68/2/R04).
- [124] A. Crespo-sosa, Energy Transfer in Ion- and Laser-Solid Interactions, in: V. Vikhrenko (Ed.), *Heat Transf. - Eng. Appl.*, InTech, Mexico, 2011: p. 17.
- [125] J. Mayer, M. Nastasi, *Ion Implantation and Synthesis of Materials*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006. doi:[10.1007/978-3-540-45298-0](https://doi.org/10.1007/978-3-540-45298-0).
- [126] B. Schmidt, K. Wetzig, *Ion Beams in Materials Processing and Analysis*, Springer Vienna, Vienna, 2013. doi:[10.1007/978-3-211-99356-9](https://doi.org/10.1007/978-3-211-99356-9).
- [127] *Low-Energy Ion Irradiation of Solid Surfaces*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1999. doi:[10.1007/BFb0110693](https://doi.org/10.1007/BFb0110693).

- [128] W. Möller, TRI3DYN – Collisional computer simulation of the dynamic evolution of 3-dimensional nanostructures under ion irradiation, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms.* 322 (2014) 23–33. doi:[10.1016/j.nimb.2013.12.027](https://doi.org/10.1016/j.nimb.2013.12.027).
- [129] W. Möller, W. Eckstein, Tridyn - A TRIM simulation code including dynamic composition changes, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms.* 2 (1984) 814–818. doi:[10.1016/0168-583X\(84\)90321-5](https://doi.org/10.1016/0168-583X(84)90321-5).
- [130] W. Möller, W. Eckstein, J.P. Biersack, W. Möller, W. Eckstein, J.P. Biersack, Tridyn-binary collision simulation of atomic collisions and dynamic composition changes in solids, *Comput. Phys. Commun.* 51 (1988) 355–368. doi:[10.1016/0010-4655\(88\)90148-8](https://doi.org/10.1016/0010-4655(88)90148-8).
- [131] B. Liedke, Ion beam processing of surfaces and interfaces – Modeling and atomistic simulations –, 2011.
- [132] M. Mayer, SIMNRA, a simulation program for the analysis of NRA, RBS and ERDA, in: *AIP Conf. Proc.*, AIP, 1999: pp. 541–544. doi:[10.1063/1.59188](https://doi.org/10.1063/1.59188).
- [133] M. Mayer, Improved physics in SIMNRA 7, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms.* 332 (2014) 176–180. doi:[10.1016/j.nimb.2014.02.056](https://doi.org/10.1016/j.nimb.2014.02.056).
- [134] J.K. Nastasi, M. Mayer, J.W. Hirvonen, *Ion-Solid Interactions: Fundamentals and applications*, Cambridge University Press, 1996.
- [135] K. Pysznia, Wykorzystanie zjawisk towarzyszących bombardowaniu jonowemu w diagnostyce procesu implantacji, *Narodowe Centrum Badań Jądrowych Świerk*, 2015.
- [136] S. Balaji, B.K. Panigrahi, S. Amirthapandian, S. Kalavathi, A. Gupta, K.G.M. Nair, The mechanism of phase formation in Pt/Co bilayers during ion beam mixing, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms.* 313 (2013) 60–63. doi:[10.1016/j.nimb.2013.08.005](https://doi.org/10.1016/j.nimb.2013.08.005).
- [137] P. Bruno, J.-P. Renard, Magnetic surface anisotropy of transition metal ultrathin films, *Appl. Phys. A Solids Surfaces.* 49 (1989) 499–506. doi:[10.1007/BF00617016](https://doi.org/10.1007/BF00617016).
- [138] M.T. Johnson, P.J.H. Bloemen, F.J.A. den Broeder, J.J. de Vries, Magnetic anisotropy in metallic multilayers, *Reports Prog. Phys.* 59 (1996) 1409–1458. doi:[10.1088/0034-4885/59/11/002](https://doi.org/10.1088/0034-4885/59/11/002).
- [139] P. Poullopoulos, K. Baberschke, Magnetism in thin films, *J. Phys. Condens. Matter.* 11 (1999) 9495–9515. doi:[10.1088/0953-8984/11/48/310](https://doi.org/10.1088/0953-8984/11/48/310).
- [140] A.J. Ptak, Principles of Molecular Beam Epitaxy, in: *Handb. Cryst. Growth*, Elsevier, 2015: pp. 161–192. doi:[10.1016/B978-0-444-63304-0.00004-4](https://doi.org/10.1016/B978-0-444-63304-0.00004-4).
- [141] H. Asahi, Molecular Beam Epitaxy with Gaseous Sources, in: *Handb. Cryst. Growth*, Second Edi, Elsevier, 2015: pp. 193–224. doi:[10.1016/B978-0-444-63304-0.00005-6](https://doi.org/10.1016/B978-0-444-63304-0.00005-6).
- [142] X. Chen, X.-C. Ma, K. He, J.-F. Jia, Q.-K. Xue, Molecular Beam Epitaxial Growth of Topological Insulators, *Adv. Mater.* 23 (2011) 1162–1165. doi:[10.1002/adma.201003855](https://doi.org/10.1002/adma.201003855).
- [143] T. Nishinaga, Nucleation and Surface Diffusion in Molecular Beam Epitaxy, in: *Handb. Cryst. Growth*, Second Edi, Elsevier, 2015: pp. 943–982. doi:[10.1016/B978-0-444-63304-0.00023-8](https://doi.org/10.1016/B978-0-444-63304-0.00023-8).
- [144] R.M. Biefeld, D.D. Koleske, J.G. Cederberg, The Science and Practice of Metal-Organic Vapor Phase Epitaxy (MOVPE), in: *Handb. Cryst. Growth*, Second Edi, Elsevier, 2015: pp. 95–160. doi:[10.1016/B978-0-444-63304-0.00003-2](https://doi.org/10.1016/B978-0-444-63304-0.00003-2).
- [145] H. Fujioka, Pulsed Laser Deposition (PLD), in: *Handb. Cryst. Growth*, Second Edi, Elsevier, 2015: pp. 365–397. doi:[10.1016/B978-0-444-63304-0.00008-1](https://doi.org/10.1016/B978-0-444-63304-0.00008-1).
- [146] H.C.M. Knoop, S.E. Potts, A.A. Bol, W.M.M. Kessels, Atomic Layer Deposition, in: *Handb. Cryst. Growth*, Second Edi, Elsevier, 2015: pp. 1101–1134. doi:[10.1016/B978-0-444-63304-0.00027-5](https://doi.org/10.1016/B978-0-444-63304-0.00027-5).
- [147] M.G. Mauk, Liquid-Phase Epitaxy, in: *Handb. Cryst. Growth*, Second Edi, Elsevier, 2015: pp. 225–316. doi:[10.1016/B978-0-444-63304-0.00006-8](https://doi.org/10.1016/B978-0-444-63304-0.00006-8).
- [148] B.C. Johnson, J.C. McCallum, M.J. Aziz, Solid-Phase Epitaxy, in: *Handb. Cryst. Growth*, Second Edi, Elsevier, 2015: pp. 317–363. doi:[10.1016/B978-0-444-63304-0.00007-X](https://doi.org/10.1016/B978-0-444-63304-0.00007-X).
- [149] K. Heinz, LEED and DLEED as modern tools for quantitative surface structure determination, *Reports Prog. Phys.* 58 (1995) 637–704. doi:[10.1088/0034-4885/58/6/003](https://doi.org/10.1088/0034-4885/58/6/003).
- [150] *Applied RHEED*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1999. doi:[10.1007/BFb0109548](https://doi.org/10.1007/BFb0109548).
- [151] A. Ichimiya, P.I. Cohen, *Reflection High-Energy Electron Diffraction*, Cambridge University Press, Cambridge, 2004. doi:[10.1017/CBO9780511735097](https://doi.org/10.1017/CBO9780511735097).
- [152] Z.L. Wang, *Reflection electron microscopy and spectroscopy for surface analysis*, Cambridge University Press, Cambridge, 1996. doi:[10.1017/CBO9780511525254](https://doi.org/10.1017/CBO9780511525254).
- [153] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 8th Editio, John Wiley & Sons Inc (Verlag), 2004.
- [154] B.E. Murphy, *The physico-chemical properties of fullerenes and porphyrin derivatives deposited on conducting surfaces*, Trinity College Dublin, 2014.
- [155] J.E. Mahan, K.M. Geib, G.Y. Robinson, R.G. Long, A review of the geometrical fundamentals of reflection high-energy electron diffraction with application to silicon surfaces, *J. Vac. Sci. Technol. A Vacuum, Surfaces, Film.* 8 (1990) 3692–3700. doi:[10.1116/1.576481](https://doi.org/10.1116/1.576481).
- [156] N.J.C. Ingle, A. Yuskas, R. Wicks, M. Paul, S. Leung, The structural analysis possibilities of reflection high energy electron diffraction, *J. Phys. D. Appl. Phys.* 43 (2010) 133001. doi:[10.1088/0022-3727/43/13/133001](https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/13/133001).
- [157] B. Fultz, *Electron Techniques*, in: *Character. Mater.*, John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, NJ, USA, 2002: pp. 315–317. doi:[10.1002/0471266965.com080](https://doi.org/10.1002/0471266965.com080).
- [158] J.J. Harris, B.A. Joyce, P.J. Dobson, Oscillations in the surface structure of Sn-doped GaAs during growth by MBE, *Surf. Sci.* 103 (1981) L90–L96. doi:[10.1016/0039-6028\(81\)90091-1](https://doi.org/10.1016/0039-6028(81)90091-1).

- [159] G. Koster, K. Verbist, G. Rijnders, H. Rogalla, G. Van Tendeloo, D.H.A. Blank, Structure and properties of (Sr,Ca)CuO₂-BaCuO₂ superlattices grown by pulsed laser interval deposition, *Phys. C Supercond.* 353 (2001) 167–183. doi:[10.1016/S0921-4534\(00\)01763-9](https://doi.org/10.1016/S0921-4534(00)01763-9).
- [160] D.H.A. Blank, G. Koster, G.A.J.H.M. Rijnders, Eelco van Setten, P. Slycke, H. Rogalla, Epitaxial growth of oxides with pulsed laser interval deposition, *J. Cryst. Growth.* 211 (2000) 98–105. doi:[10.1016/S0022-0248\(99\)00880-5](https://doi.org/10.1016/S0022-0248(99)00880-5).
- [161] M. Sawicki, W. Stefanowicz, A. Ney, Sensitive SQUID magnetometry for studying nanomagnetism, *Semicond. Sci. Technol.* 26 (2011) 064006. doi:[10.1088/0268-1242/26/6/064006](https://doi.org/10.1088/0268-1242/26/6/064006).
- [162] I. Experimental researches in electricity.—Nineteenth series, *Philos. Trans. R. Soc. London.* 136 (1846) 1–20. doi:[10.1098/rstl.1846.0001](https://doi.org/10.1098/rstl.1846.0001).
- [163] J. Kerr, XLIII. On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet, London, Edinburgh, Dublin *Philos. Mag. J. Sci.* 3 (1877) 321–343. doi:[10.1080/14786447708639245](https://doi.org/10.1080/14786447708639245).
- [164] P. Weinberger, John Kerr and his effects found in 1877 and 1878, *Philos. Mag. Lett.* 88 (2008) 897–907. doi:[10.1080/09500830802526604](https://doi.org/10.1080/09500830802526604).
- [165] J. McCord, Progress in magnetic domain observation by advanced magneto-optical microscopy, *J. Phys. D. Appl. Phys.* 48 (2015) 333001. doi:[10.1088/0022-3727/48/33/333001](https://doi.org/10.1088/0022-3727/48/33/333001).
- [166] M. Freiser, A survey of magneto-optic effects, *IEEE Trans. Magn.* 4 (1968) 152–161. doi:[10.1109/TMAG.1968.1066210](https://doi.org/10.1109/TMAG.1968.1066210).
- [167] K. Sato, Measurement of Magneto-Optical Kerr Effect Using Piezo-Birefringent Modulator, *Jpn. J. Appl. Phys.* 20 (1981) 2403–2409. doi:[10.1143/JJAP.20.2403](https://doi.org/10.1143/JJAP.20.2403).
- [168] I. V. Soldatov, R. Schäfer, Selective sensitivity in Kerr microscopy, *Rev. Sci. Instrum.* 88 (2017) 073701. doi:[10.1063/1.4991820](https://doi.org/10.1063/1.4991820).
- [169] IAEA, Instrumentation for PIXE and RBS, Physics Section International Atomic Energy Agency, 2000.
- [170] J.L. Colaux, C. Jeynes, K.C. Heasman, R.M. Gwilliam, Certified ion implantation fluence by high accuracy RBS, *Analyst.* 140 (2015) 3251–3261. doi:[10.1039/C4AN02316A](https://doi.org/10.1039/C4AN02316A).
- [171] J.L. Colaux, C. Jeynes, High accuracy traceable Rutherford backscattering spectrometry of ion implanted samples, *Anal. Methods.* 6 (2014) 120–129. doi:[10.1039/C3AY41398E](https://doi.org/10.1039/C3AY41398E).
- [172] Z. Zolnai, A. Deák, N. Nagy, A.L. Tóth, E. Kótai, G. Battistig, A 3D-RBS study of irradiation-induced deformation and masking properties of ordered colloidal nanoparticulate masks, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms.* 268 (2010) 79–86. doi:[10.1016/j.nimb.2009.09.039](https://doi.org/10.1016/j.nimb.2009.09.039).
- [173] M. Mayer, Rutherford Backscattering Spectrometry (RBS), Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, EURATOM Association, Trieste, 2003.
- [174] T. Devolder, H. Bernas, *Materials Science with Ion Beams*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2010. doi:[10.1007/978-3-540-88789-8](https://doi.org/10.1007/978-3-540-88789-8).
- [175] J.L. Colaux, G. Terwagne, L. Demelenne, I. Derycke, SimTarget applet, (2009).
- [176] I.J. Rosenberg, A.H. Weiss, K.F. Canter, Positronium emission from metal surfaces, *J. Vac. Sci. Technol.* 17 (1980) 253–255. doi:[10.1116/1.570403](https://doi.org/10.1116/1.570403).
- [177] A.H. Weiss, I.J. Rosenberg, K.F. Canter, C.B. Duke, A. Paton, Low-energy positron and electron diffraction from Cu(100) and Cu(111), *Phys. Rev. B.* 27 (1983) 867–881. doi:[10.1103/PhysRevB.27.867](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.27.867).
- [178] A. Weiss, R. Mayer, M. Jibaly, C. Lei, D. Mehl, K.G. Lynn, Auger-Electron Emission Resulting from the Annihilation of Core Electrons with Low-Energy Positrons, *Phys. Rev. Lett.* 61 (1988) 2245–2248. doi:[10.1103/PhysRevLett.61.2245](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.61.2245).
- [179] C. Huguenschmidt, Positrons in surface physics, *Surf. Sci. Rep.* 71 (2016) 547–594. doi:[10.1016/j.surfrep.2016.09.002](https://doi.org/10.1016/j.surfrep.2016.09.002).
- [180] P. Hautojärvi, A. Dupasquier, M.J. Manninen, P.E. Mijnarends, R.M. Nieminen, A. Vehanen, R.N. West, *Positrons in Solids*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1979. doi:[10.1007/978-3-642-81316-0](https://doi.org/10.1007/978-3-642-81316-0).
- [181] R. Krause-Rehberg, L.H. S., *Positron Annihilation in Semiconductors*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, 1999.
- [182] P.J. Schultz, K.G. Lynn, Interaction of positron beams with surfaces, thin films, and interfaces, *Rev. Mod. Phys.* 60 (1988) 701–779. doi:[10.1103/RevModPhys.60.701](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.60.701).
- [183] M.J. Puska, R.M. Nieminen, Theory of positrons in solids and on solid surfaces, *Rev. Mod. Phys.* 66 (1994) 841–897. doi:[10.1103/RevModPhys.66.841](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.66.841).
- [184] W. Anwand, G. Brauer, M. Butterling, H.R. Kissener, A. Wagner, Design and Construction of a Slow Positron Beam for Solid and Surface Investigations, *Defect Diffus. Forum.* 331 (2012) 25–40. doi:[10.4028/www.scientific.net/DDF.331.25](https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/DDF.331.25).
- [185] J. Bardeen, W. Shockley, Deformation Potentials and Mobilities in Non-Polar Crystals, *Phys. Rev.* 80 (1950) 72–80. doi:[10.1103/PhysRev.80.72](https://doi.org/10.1103/PhysRev.80.72).
- [186] P. Pikart, C. Huguenschmidt, M. Horisberger, Y. Matsukawa, M. Hatakeyama, T. Toyama, Y. Nagai, Positron annihilation in Cr, Cu, and Au layers embedded in Al and quantum confinement of positrons in Au clusters, *Phys. Rev. B.* 84 (2011) 014106. doi:[10.1103/PhysRevB.84.014106](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.014106).
- [187] A. van Veen, H. Schut, M. Clement, J.M.M. de Nijs, A. Kruseman, M.R. Ijpma, VEPFIT applied to depth profiling problems, *Appl. Surf. Sci.* 85 (1995) 216–224. doi:[10.1016/0169-4332\(94\)00334-3](https://doi.org/10.1016/0169-4332(94)00334-3).
- [188] C. Huguenschmidt, P. Pikart, M. Stadlbauer, K. Schreckenbach, High elemental selectivity to Sn submonolayers embedded in Al using positron annihilation spectroscopy, *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* 77 (2008) 1–4. doi:[10.1103/PhysRevB.77.092105](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.77.092105).

- [189] A. Wagner, W. Anwand, A.G. Attallah, G. Dornberg, M. Elsayed, D. Enke, A.E.M. Hussein, R. Krause-Rehberg, M.O. Liedke, K. Potzger, T.T. Trinh, Positron annihilation lifetime spectroscopy at a superconducting electron accelerator, *J. Phys. Conf. Ser.* 791 (2017) 012004. doi:[10.1088/1742-6596/791/1/012004](https://doi.org/10.1088/1742-6596/791/1/012004).
- [190] J.M.C. Robles, E. Ogando, F. Plazaola, Positron lifetime calculation for the elements of the periodic table, *J. Phys. Condens. Matter.* 19 (2007) 176222. doi:[10.1088/0953-8984/19/17/176222](https://doi.org/10.1088/0953-8984/19/17/176222).
- [191] J. V. Olsen, P. Kirkegaard, N.J. Pedersen, M. Eldrup, PALSfit: A new program for the evaluation of positron lifetime spectra, *Phys. Status Solidi.* 4 (2007) 4004–4006. doi:[10.1002/pssc.200675868](https://doi.org/10.1002/pssc.200675868).
- [192] J. Ehrler, M.O. Liedke, J. Čížek, R. Boucher, M. Butterling, S. Zhou, R. Böttger, E. Hirschmann, T.T. Trinh, A. Wagner, J. Lindner, J. Fassbender, C. Leyens, K. Potzger, R. Bali, The role of open-volume defects in the annihilation of antisites in a B2-ordered alloy, *Acta Mater.* 176 (2019) 167–176. doi:[10.1016/j.actamat.2019.06.037](https://doi.org/10.1016/j.actamat.2019.06.037).
- [193] E. Lundgren, B. Stanka, W. Koprolin, M. Schmid, P. Varga, An atomic-scale study of the Co induced dendrite formation on Pt(111), *Surf. Sci.* 423 (1999) 357–363. doi:[10.1016/S0039-6028\(98\)00931-5](https://doi.org/10.1016/S0039-6028(98)00931-5).
- [194] P. Varga, M. Schmid, Chemical discrimination on atomic level by STM, *Appl. Surf. Sci.* 141 (1999) 287–293. doi:[10.1016/S0169-4332\(98\)00514-5](https://doi.org/10.1016/S0169-4332(98)00514-5).
- [195] P. Varga, E. Lundgren, J. Redinger, M. Schmid, Ultrathin Films of Co on Pt(111): an STM View, *Phys. Status Solidi.* 187 (2001) 97–112. doi:[10.1002/1521-396X\(200109\)187:1<97::AID-PSSA97>3.0.CO;2-A](https://doi.org/10.1002/1521-396X(200109)187:1<97::AID-PSSA97>3.0.CO;2-A).
- [196] L.R. Merte, L.C. Grabow, G. Peng, J. Knudsen, H. Zeuthen, W. Kudernatsch, S. Porsgaard, E. Lægsgaard, M. Mavrikakis, F. Besenbacher, Tip-Dependent Scanning Tunneling Microscopy Imaging of Ultrathin FeO Films on Pt(111), *J. Phys. Chem. C.* 115 (2011) 2089–2099. doi:[10.1021/jp109581a](https://doi.org/10.1021/jp109581a).
- [197] B. Voigtländer, V. Cherepanov, S. Korte, A. Leis, D. Cuma, S. Just, F. Lüpke, Invited Review Article: Multi-tip scanning tunneling microscopy: Experimental techniques and data analysis, *Rev. Sci. Instrum.* 89 (2018) 101101. doi:[10.1063/1.5042346](https://doi.org/10.1063/1.5042346).
- [198] S. Canovic, T. Jonsson, M. Halvarsson, Grain contrast imaging in FIB and SEM, *J. Phys. Conf. Ser.* 126 (2008) 012054. doi:[10.1088/1742-6596/126/1/012054](https://doi.org/10.1088/1742-6596/126/1/012054).
- [199] L.A. Giannuzzi, J.R. Michael, Comparison of Channeling Contrast between Ion and Electron Images, *Microsc. Microanal.* 19 (2013) 344–349. doi:[10.1017/S1431927612014286](https://doi.org/10.1017/S1431927612014286).
- [200] G.F. Vander Voort, ed., *Metallography and Microstructures*, ASM International, 2004. doi:[10.31399/asm.hb.v09.9781627081771](https://doi.org/10.31399/asm.hb.v09.9781627081771).
- [201] G. Gładyszewski, High resolution studies of interfacial effects by small and large angle X-ray diffraction, *Thin Solid Films.* 204 (1991) 473–484. doi:[10.1016/0040-6090\(91\)90085-C](https://doi.org/10.1016/0040-6090(91)90085-C).
- [202] S. Mendisch, G. Žiemys, V. Ahrens, Á. Papp, M. Becherer, Pt\Co\W as a candidate for low power nanomagnetic logic, *J. Magn. Magn. Mater.* 485 (2019) 345–350. doi:[10.1016/j.jmmm.2019.03.088](https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2019.03.088).

VIII. Załączone Publikacje

Dostęp do artykułu „On defects' role in enhanced perpendicular magnetic anisotropy in Pt/Co/Pt, induced by ion irradiation”

znajduje się tutaj: <https://doi.org/10.1088/1361-648X/ab0351>

Dostęp do artykułu „Modifications of the magnetization ordering in Co/Mo/Co layers by Ga¹⁺ ion irradiation”

znajduje się tutaj: <https://doi.org/10.1063/1.4987142>

Dostęp do artykułu „Magnetic Properties of Coupled Co=Mo=Co Structures Tailored by Ion Irradiation”

znajduje się tutaj: <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.9.014029>