

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

На правах рукопису

Литвиненко Ярина Миколаївна



УДК 538.975: [537.621.2 + 537.622 + 537.624] (043.5)

ФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ В ПРИЛАДОВИХ СТРУКТУРАХ
З ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЮ МАГНІТНОЮ АНІЗОТРОПІЄЮ

01.04.01 – фізика приладів, елементів і систем

ДИСЕРТАЦІЯ

на здобуття наукового ступеня
кандидата фізико-математичних наук

Наукові керівники:

Бібик Віталій Володимирович,
кандидат фізико-математичних наук,
доцент

Томас Хаует (Thomas Hauet)
доктор наук, асоційований професор
Університет Лотарингії (Франція)

Суми – 2016

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ	5
ВСТУП	6
РОЗДІЛ 1 ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ СТРУКТУР З ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЮ МАГНІТНОЮ АНІЗОТРОПІЄЮ ТА ТУНЕЛЬНИМ МАГНІТОРЕЗИСТИВНИМ ЕФЕКТОМ (ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД)	13
1.1 Види магнітної анізотропії в тонких плівках та причини її виникнення	14
1.2 Плівкові структури з перпендикулярною магнітною анізотропією	16
1.3 Фізичні властивості магнітних тунельних переходів з кристалічним або аморфним бар'єром	22
1.3.1 Феноменологічна модель Жульєра і спін поляризація	23
1.3.2 Елементи теорії когерентного та некогерентного тунелювання ..	24
1.3.3. Магніторезистивні властивості тунельних переходів з кристалічним бар'єром MgO	29
Висновки до розділу 1	32
РОЗДІЛ 2 МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТУ	33
2.1 Методи та обладнання для одержання плівкових зразків	34
2.1.1 Формування текстурованих зразків методом магнетронного розпилення	34
2.1.2 Молекулярно-променева епітаксія як метод одержання монокристалічних тонкоплівкових структур	36
2.1.3 Фотолітографія	44
2.2 Методи дослідження кристалічної структури та фазового складу	49
2.2.1 Дифракція високоенергетичних електронів	49
2.2.2 Рентгенівська дифрактометрія	54

2.3 Дослідження магнітних, магнітооптичних та магніторезистивних властивостей	55
2.3.1 Система вимірювання фізичних властивостей PPMS	55
2.3.2 Методика дослідження магнітооптичних властивостей	59
2.3.3 Магнітометрія	61
Висновки до розділу 2	66

РОЗДІЛ 3 СПІН-ВЕНТИЛЬНІ СТРУКТУРИ ТА МАГНІТНІ ТУНЕЛЬНІ ПЕРЕХОДИ НА ОСНОВІ МУЛЬТИШАРІВ Co/Ni З ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЮ МАГНІТНОЮ АНІЗОТРОПІЄЮ	67
3.1 Фізичні властивості плівкових сплавів на основі Fe, Ni та Co або Ag з анізотропним магнітоопором	68
3.2 Кристалічна структура епітаксійних мультишарів Co/Ni	75
3.3 Магнітні властивості мультишарів Co/Ni	79
3.4 Магнітні та магніторезистивні властивості спін-вентилів $[Co/Ni]_n/Au/[Co/Ni]_n$ з перпендикулярною магнітною анізотропією	82
3.5 Магнітні тунельні переходи на основі мультишарів Co/Ni з перпендикулярною магнітною анізотропією	86
3.5.1 Магнітні властивості	87
3.5.2 Магнітотранспортні властивості	88
Висновки до розділу 3	92

РОЗДІЛ 4 МАГНІТНІ ТА МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ ТУНЕЛЬНИХ ПЕРЕХОДІВ V / Fe / MgO / Fe / Co З ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЮ АНІЗОТРОПІЄЮ	94
4.1 Магнітні властивості монокристалічних плівок Fe	95
4.2 Магнітні тунельні переходи V/Fe/MgO/Fe/Co з паралельною орієнтацією спонтанної намагніченості електродів	101
4.3 Магнітні тунельні переходи з перпендикулярною анізотропією	108
4.3.1 Тунельний магнітоопір та магнітні властивості плівкових	

структур V/Fe/MgO/Fe/Co	109
4.3.2 Вплив напруги зміщення на магнітну анізотропію ПМА-електроду в епітаксійних структурах V/Fe/MgO/Fe/Co	113
4.3.3 Термозалежність електричних, магнітних та магніторезистивних властивостей тунельного переходу V/Fe/MgO/Fe/Co	115
4.3.4 Часова залежність опору тунельного магнітного переходу з перпендикулярною магнітною анізотропією під дією напруги зміщення	119
Висновки до розділу 4	125
ВИСНОВКИ	127
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	130

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

АМО – анізотропний магнітоопір

ГМО – гігантський магнітоопір

ГЦК – кубічна гранецентрована решітка

ДВЕЕ– дифракція високоенергетичних електронів

МПЕ – молекулярно-променева епітаксія

МТП – магнітний тунельний перехід

МШ – моноатомний шар

ОЦК – кубічна об’ємоцентрована решітка

ПМА – перпендикулярна магнітна анізотропія

ТМО – тунельний магнітоопір

СІР – струм паралельний площині зразка (current in plane)

СРР – струм перпендикулярний площині зразка (current perpendicular to plane)

DC-розпилення – магнетронне розпилення в діодному розряді в схрещених полях

МОКЕ – магнітооптичний ефект Керра

PPMS – система вимірювання фізичних властивостей

RF-розпилення – радіочастотне магнетронне розпилення

VSM – вібраційний магнітометр

2θ – кут рентгенівської дифракції

B_C – індукція розмагнічування (коерцитивність)

B_S – індукція насичення

B_K – поле анізотропії

k – хвильовий вектор

K_{ef} – енергія ефективної анізотропії

K_i – енергія інтерфейсної анізотропії

M_S – намагніченість насичення

$\Delta_1, \Delta_5, \Delta_2, \Delta_2'$ – симетрії хвильової функції електрона

ВСТУП

Актуальність теми. Стрімкий розвиток мікро- та наноелектроніки викликає значний інтерес до пошуку нових та вдосконалення вже відомих тонкоплівкових наносистем, таких як мультишари, спін-вентилі, магнітні тунельні переходи (МТП) та ін. Однією з новітніх тенденцій у дослідженнях названих систем є пошук, одержання та вивчення фізичних властивостей матеріалів із перпендикулярною магнітною анізотропією (ПМА), які завдяки високій спін-поляризації, термічній стабільності, низькому критичному струму та можливості реалізації в них процесу перенесення спінового моменту вже знайшли практичне застосування в магнітоелектроніці, а саме у виготовленні жорстких дисків (HDD) з надщільним записом, пристроїв збереження інформації нового покоління (STT-MRAM), сенсорів, СВЧ-генераторів, а також мають перспективу використання в біомедичній інженерії.

Мультишари $[\text{Co/Ni}]_n$ як об'єкт досліджень викликають значний науковий інтерес з точки зору їх практичного використання, оскільки це єдина мультишарова система з ПМА, до складу якої входять лише феромагнітні метали, та характеризується високою спін-поляризацією і значеннями ПМА до декількох МДж/м^3 , які можуть змінюватись залежно від товщини шарів Co та Ni , що має вагоме значення при формуванні функціональних елементів із наперед заданими робочими характеристиками. Незважаючи на активне дослідження фізичних властивостей систем $[\text{Co/Ni}]_n$, використання цих мультишарів як електродів магнітних тунельних переходів супроводжується рядом невирішених проблем, пов'язаних із відсутністю однозначної інформації щодо умов формування цих плівкових систем з ПМА, їх структурних, магнітних та магнітотранспортних властивостей.

Використання магнітного тунельного переходу в якості елементарної комірки STT-MRAM технологій потребує детального дослідження фізичних процесів у плівкових структурах зі спін-залежним тунелюванням електронів. Оскільки МТП типу Fe/MgO/Fe є модельною системою для дослідження

процесу спін-залежного тунелювання протягом останніх 15 років, то вони є оптимальною плівковою структурою для вивчення нових процесів і явищ, в тому числі, зміни магнітної анізотропії під впливом спін-поляризованого струму та впливу тривалості дії електричного поля на опір МТП. Отже, вищезазначене свідчить про актуальність теми дисертаційної роботи та доцільність комплексного дослідження фізичних властивостей приладових структур у вигляді мультишарів Co/Ni та спін-вентилів і тунельних переходів на їх основі, а також тунельних переходів типу Fe/MgO/Fe з ПМА.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дисертаційна робота виконана на кафедрі прикладної фізики Сумського державного університету в рамках держбюджетних НДР № 0112U004688 «Вплив структурно-фазового стану на магнітні, магніторезистивні та електорофізичні властивості плівкових систем на основі Fe(Co)/Gd та Fe(Ni,Co)/Ag(Cu)» (2012 р.) та № 0112U001381 «Електрофізичні і магніторезистивні властивості нанорозмірних плівкових матеріалів із спін-залежним розсіюванням електронів» (2012 - 2014 рр.). Дисертант брав участь у дослідженнях із зазначених НДР як виконавець та під час підготовки звітів. Наукові дослідження на базі лабораторій наукової групи «Наномагнетизму і спінтроніки» Інституту Жана Ламура Університету Лотарингії (м. Нансі, Франція) були проведені згідно з індивідуальним планом дисертанта у рамках державної програми Міністерства освіти і науки України «Навчання студентів і аспірантів та стажування наукових і науково-педагогічних працівників у провідних вищих навчальних закладах та наукових установах за кордоном» та договору між Сумським державним університетом і Університетом Лотарингії в 2012 - 2013 та 2013 - 2014 н. р., а також стипендіальної програми уряду Франції для молодих вчених у 2014 р.

Мета і задачі досліджень. Мета дисертаційної роботи полягала в комплексному дослідженні магнітних, магнітооптичних, магніторезистивних та структурних властивостей феромагнітних плівкових сплавів на основі Fe, Ni і Co або Ag, та плівкових систем (спін-вентилі, магнітні тунельні переходи) на

основі мультишарів $[\text{Co/Ni}]_n$ з ПМА, а також фізичних властивостей епітаксійних магнітних тунельних переходів типу Fe/MgO/Fe з паралельною та ортогональною (один з електродів характеризується ПМА) орієнтацією осей легкого намагнічування електродів.

Відповідно до поставленої мети, необхідно було вирішити такі задачі:

- дослідити магнітні й магніторезистивні властивості полікристалічних плівкових сплавів на основі Fe , Ni та Co або Ag , а також вплив на них процесу відпалювання;

- встановити товщину Ni , при якій відбувається переорієнтація осей легкого намагнічування плівки Ni з положення паралельно в положення перпендикулярно площині зразка у плівковій системі Co/Ni ;

- дослідити магнітні та магніторезистивні властивості, а також їх термозалежність для спін-вентилу на основі мультишарів $[\text{Co/Ni}]_n$;

- встановити взаємозв'язок між взаємною орієнтацією осей легкого намагнічування електродів та магнітними і магніторезистивними властивостями плівкової структури на основі мультишарів $[\text{Co/Ni}]_n$ та аморфного бар'єру Al_2O_3 ;

- визначити залежність інтерфейсної анізотропії монокристалічних плівок Fe від їх товщини;

- вивчити магнітні та магнітотранспортні властивості тунельних переходів V/Fe/MgO/Fe/Co з паралельною орієнтацією осей легкого намагнічування електродів та їх залежність від температури та напруги зміщення;

- дослідити вплив напруги зміщення на магнітну анізотропію ПМА-електроду в тунельних переходах V/Fe/MgO/Fe/Co з ортогональною взаємною орієнтацією осей легкого намагнічування електродів;

- встановити залежність опору магнітного тунельного переходу V/Fe/MgO/Fe/Co від тривалості дії прикладеної до нього напруги.

Об'єкт дослідження – фізичні процеси в тонкоплівкових приладових структурах у вигляді мультишарів, спін-вентилів та магнітних тунельних переходів під дією температури, магнітного та електричного полів.

Предмет дослідження – структурні, магнітні та магніторезистивні властивості спін-вентилів на основі мультишарів $[\text{Co/Ni}]_n$ та магнітних тунельних переходів з аморфним (Al_2O_3) або кристалічним (MgO) бар'єром та одним або двома феромагнітними електродами з перпендикулярною магнітною анізотропією.

Методи дослідження: формування плівкових структур (тришарові структури, спін-вентилі, магнітні тунельні переходи) пошаровою конденсацією методом магнетронного розпилення та молекулярно-променевої епітаксії (МПЕ); фотолітографія; просвічувальна електронна мікроскопія (ПЕМ); дифракція високоенергетичних електронів (ДВЕЕ); рентгенівська дифрактометрія (XRD); МОКЕ-магнітометрія (вимірювання магнітооптичного ефекту Керра); вібраційна і надпровідна квантова (SQUID) магнітометрія; дво- та чотириточковий методи резистометрії.

Наукова новизна одержаних результатів. Проведені у роботі комплексні експериментальні дослідження плівкових сплавів на основі Fe, Ni та Co або Ag, епітаксійних мультишарових структур на основі ультратонких плівок Co та Ni, а також процесів спін-залежного тунелювання електронів у плівкових системах із ПМА дозволили отримати такі нові результати:

1. Уперше встановлено, що в плівковій системі Co/Ni при товщині плівки Ni 0,6 - 0,8 моноатомного шару відбувається переорієнтація легкої осі намагнічування з положення паралельно в положення перпендикулярно площині зразка, у результаті чого була запропонована методика формування спін-вентильних наноструктур з почерговим перемагнічуванням електродів на основі мультишарів Co/Ni.

2. Уперше одержані та досліджені магнітні тунельні переходи на основі аморфного бар'єру Al_2O_3 та мультишарів Co/Ni, які характеризуються перпендикулярною магнітною анізотропією. Показано, що їх магнітні та магнітотранспортні властивості визначаються взаємною орієнтацією осей легкого намагнічування електродів при відсутності магнітного поля, зокрема, зміна орієнтації з паралельної на ортогональну приводить до зникнення

почергового перемагнічування електродів та зростання поля насичення з 27 мТл до 1,2 Тл.

3. У результаті комплексних досліджень фізичних властивостей епітаксійних тунельних переходів V/Fe/MgO/Fe/Co встановлено, що напруга зміщення, температура, товщина нижнього електроду та інтерфейс V/Fe впливають на магніторезистивні властивості досліджуваних структур. Показано, що при зміні товщини нижнього електроду не спостерігається розмірна залежність величини тунельного магнітоопору, що пов'язано з проявом ефекту квантової ями на інтерфейсі V/Fe як наслідок енергетичної різниці в зонній структурі ОЦК-Fe та ОЦК-V.

4. Уперше показана можливість керування магнітною анізотропією ультратонкого шару Fe (ПМА-електроду) в плівковій структурі V/Fe(0,7 нм)/MgO/Fe/Co шляхом зміни значення та знаку напруги зміщення, прикладеної до тунельного переходу в інтервалі від -300 до 100 мВ.

5. Уперше показано, що на часову залежність опору при зміні полярності електричного поля, прикладеного до тунельного переходу V/Fe/MgO/Fe/Co, впливають полярність і значення напруги зміщення та температура. Встановлено, що основну роль у зміні опору відіграють взаємодія іонів Fe⁺ та O⁻ на верхньому інтерфейсі MgO/Fe та дефекти в діелектричному бар'єрі.

Практичне значення одержаних результатів. Результати комплексних досліджень тонкоплівкових систем з ПМА, одержаних при виконанні дисертаційної роботи, можуть бути використані при формуванні функціональних елементів магнітних наноелектронних приладів. Уперше сформовані МТП на основі [Co/Ni]_n і аморфного бар'єру та одержаний для них ТМО, робить ці системи перспективними для використання в пристроях збереження інформації нового покоління. Магнітні тунельні переходи з ортогональною орієнтацією осей легкого намагнічування їх електродів можуть слугувати елементами магнітних сенсорів у широкому діапазоні значень магнітного поля. Можливість контролювати магнітну анізотропію за допомогою електричного поля, що показано на прикладі епітаксійного МТП

V/Fe(0,7 нм)/MgO/Fe/Co, відкриває нові шляхи контролю процесу запису в пристроях збереження інформації, що в свою чергу дозволить скороти енергетичні затрати та час запису.

Фундаментальне значення одержаних результатів полягає в розширенні знань щодо фізичних процесів у спін-вентиліях та магнітних тунельних переходах з перпендикулярною магнітною анізотропією, впливу на них температури, величини та орієнтації магнітного поля, а також ролі наявних в плівковій структурі інтерфейсів у процесі спін-залежного тунелювання електронів.

Особистий внесок здобувача полягає в самостійному пошуку й аналізі літературних джерел, проведенні експериментальних досліджень. Автор брав участь в отриманні плівкових зразків, проводив дослідження їх структурно-фазового стану, магнітних, магнітооптичних і магніторезистивних властивостей, здійснював обробку та інтерпретацію одержаних результатів. Постановку задач досліджень та узагальнення експериментальних результатів проведено спільно з науковими керівниками к.ф.-м.н., доц. В. В. Бібіком та доктором наук, асоц. проф. Томасом Хауетом. Частина експериментальних досліджень феромагнітних сплавів була проведена та обговорена з к.ф.-м.н. І. М. Пазухою. Результати досліджень структур з ПМА були обговорені зі співробітниками Інституту Жана Ламура Університету Лотарингії (м. Нансі, Франція) – д. н., проф. М. Еном, д. н. Ф. Монтенем та д. н., проф. С. Ендрю.

Особисто автором підготовлені тексти статей [2, 5], тези доповідей [7 - 11, 14] та окремі розділи статей [1, 3, 4, 6, 16]. Основні наукові результати доповідалися особисто автором на наукових семінарах та конференціях.

Апробація результатів дисертації. Основні наукові та практичні результати роботи оприлюднені та обговорені на таких конференціях: 3-й Міжнародній конференції «Nanomaterials. Application and properties» (Львів, 2014 р.); Міжнародних науково-практичних конференціях «Nanotechnology and nanomaterials» (Буковель, Яремче – Львів, 2013 – 2014 рр.); Міжнародних конференціях студентів і молодих науковців з теоретичної та

експериментальної фізики «ЕВРИКА» (Львів, 2012 – 2014 рр.); 14-й міжнародній конференції молодих вчених «Optics and High Technology Material Science - SPO 2013» (Київ, 2013 р.); 16-му Міжнародному молодіжному форумі «Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке» (Харків, 2012 р.); Міжнародній науково-практичній конференції «Перспективные инновации в науке, образовании, производстве и транспорте» (Одеса, 2012 р.); 1-й Всеукраїнській науково-технічній конференції «Актуальні проблеми автоматики та приладобудування» (Харків, 2014 р.); Науково-технічних конференціях «Фізика, електроніка, електротехніка» (Суми, 2012 – 2014 рр.).

Публікації. Результати дисертації відображені у 18 публікаціях: 1 статті у фаховому виданні України та 5 статтях у закордонних наукових виданнях, які індексуються наукометричною базою даних Scopus, 1 статті та 11 тезах доповідей у матеріалах міжнародних і всеукраїнських конференцій.

Структура і зміст роботи. Дисертаційна робота складається зі вступу, чотирьох розділів, висновків та списку використаних джерел. Вона викладена на 154 сторінках, з яких 103 сторінки основного тексту, 68 рисунків і 5 таблиць, у тому числі 28 рисунків і 1 таблиця на 18 окремих аркушах. Список використаних джерел нараховує 255 найменувань на 25 сторінках.

РОЗДІЛ 1

ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ СТРУКТУР З ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЮ МАГНІТНОЮ АНІЗОТРОПІЄЮ ТА ТУНЕЛЬНИМ МАГНІТОРЕЗИСТИВНИМ ЕФЕКТОМ (ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД)

Загальновідомий факт, що феромагнітні плівкові структури характеризуються «легким» і «важким» напрямком перемагнічування, а у випадку монокристалічних плівок – віссю перемагнічування, тобто енергія, яка необхідна для намагнічування кристалу, залежить від орієнтації прикладеного магнітного поля по відношенню до площини полікристалічного зразка або кристалографічних осей монокристалічного зразка. З технологічної точки зору магнітна анізотропія є однією з найважливіших властивостей магнітних матеріалів. Залежно від мети використання, матеріали з високою, середньою та низькою магнітною анізотропією знайшли застосування при виготовленні постійних магнітів, інформаційних запам'ятовувальних пристроїв, магнітних сенсорів та ін. [1-5].

Фізичні основи переважної орієнтації магнітних моментів в ультратонких плівках дещо відрізняються від факторів, що визначають положення легкої осі або напряму перемагнічування в масивних моно- чи полікристалічних зразках відповідно. Зменшення товщини плівок до декількох моноатомних шарів (МШ) дало можливість змінити переважну орієнтацію намагніченості в плівках із положення «паралельно площині» на «перпендикулярно площині» зразка. Дане явище одержало назву перпендикулярної магнітної анізотропії та стало основою для розвитку новітніх технологій збереження інформації [6-7]. Дослідження плівкових структур (мультишарів, спін-вентилів, магнітних тунельних переходів) на основі матеріалів з ПМА є одним із найактуальніших практичних завдань сучасного матеріалознавства. У даному розділі розглянуто основні причини виникнення магнітної анізотропії в тонких плівках, у тому числі перпендикулярної магнітної анізотропії, а також сучасний стан як теоретичних, так і експериментальних досліджень плівкових структур із

перпендикулярною магнітною анізотропією та магнітних тунельних переходів, які є одними з найперспективніших систем для практичного використання в спінтроніці [5].

1.1. Види магнітної анізотропії в тонких плівках та причини її виникнення

В основному виділяють два джерела магнітної анізотропії в тонких плівках – магнітну дипольну та спін-орбітальну взаємодії [1]. Магнітні моменти в зразку створюють власне магнітне поле (дипольне поле), яке в його межах спрямоване протилежно намагніченості \vec{M} і тому має назву розмагнічувального поля \vec{H}_d (demagnetizing field). Взаємодія магнітних моментів із розмагнічувальним полем \vec{H}_d призводить до виникнення енергії розмагнічування E_d , яка описується наступним рівнянням:

$$E_d = -\frac{1}{2} \mu_0 M_S^2 \sin^2(\theta) V, \quad (1.1)$$

де μ_0 – магнітна стала; M_S – намагніченість насичення; θ – кут між площиною зразка і намагніченістю; V – об'єм зразка.

Енергія розмагнічування завжди більша або рівна нулю й орієнтує магнітні моменти в напрямках, при яких $|\vec{H}_d|$ мінімальне. Для однорідної намагніченості зв'язок між \vec{M} та \vec{H}_d описується тензором $[N]$, який залежить лише від форми зразка:

$$\vec{H}_d = -[N]\vec{M}. \quad (1.2)$$

Від'ємний знак означає, що \vec{M} та \vec{H}_d антипаралельні. Таким чином, взаємодія магнітних моментів з розмагнічувальним полем тонкої плівки призводить до їх орієнтації паралельно площині зразка [1, 8] і, як наслідок, до

виникнення дипольної або анізотропії форми. Оскільки дипольна взаємодія має дальній характер, вона вносить основний вклад в магнітну анізотропію.

У кристалічних зразках вектори спонтанної намагніченості орієнтуються в напрямі відповідних кристалографічних осей феромагнітних матеріалів як наслідок спин-орбітальної взаємодії. Дане явище відповідає магнітокристалічній анізотропії (МКА) та безпосередньо пов'язане з кристалічною симетрією зразка. Вісь, уздовж якої переважно орієнтується намагніченість, є легкою віссю, а у випадку перпендикулярної орієнтації намагніченості стосовно неї – важкою віссю [1, 8]. Монокристалічні феромагнітні матеріали характеризуються константами магнітокристалічної анізотропії, що визначається як енергія (Дж/м³), яку необхідно витратити на перемагнічування зразка певного об'єму з напрямку легкого намагнічування в напрям важкого намагнічування та, в основному, є табличними величинами (Табл. 1.1), які при необхідності використовуються в розрахунках.

Проте при зменшенні товщини плівки до декількох моноатомних шарів буде зростати вплив інтерфейсів на магнітокристалічну анізотропію. Уперше дану модель було описано Луї Неєлем в 1954 р. [10] для енергії анізотропії ГЦК (111) і ГЦК (100) поверхонь. Згідно з даною моделлю, зменшення кристалічної симетрії

Таблиця 1.1

Константи магнітокристалічної анізотропії K_1 і K_2 для деяких магнітних матеріалів

Метал	Кристалічна структура	K_1 , кДж/м ³	K_2 , кДж/м ³
Fe ₂₀ Ni ₈₀ (ат.%) [9]	Кубічна	0,3	-
Ni [8]	Кубічна	-5,6	-
Fe [8]	Кубічна	48	-
Fe ₃ O ₄ [9]	Кубічна	-9	0,12
Co[8]	Гексагональна	410	-
Nb ₂ Fe ₁₄ B [9]	Тетрагональна	5 000	-

на верхньому і нижньому інтерфейсі плівки призводить до зміни магнітної анізотропії, яка значно відрізняється від її значення всередині плівки. Зменшення магнітокристалічної та дипольної анізотропії на інтерфейсах призводить до зростання орбітального моменту, і як наслідок відбувається їх переорієнтація та зміна положення легкого напрямку намагнічування з паралельно на перпендикулярно площині зразка.

Таким чином, для тонкої магнітної плівки з двома інтерфейсами і відповідними їм значеннями інтерфейсної анізотропії K_{S1} і K_{S2} ефективна анізотропія буде дорівнювати:

$$K_{ef} = K_u + \frac{K_{S1} + K_{S2}}{d} - \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2, \quad (1.3)$$

де K_u – константа магнітокристалічної анізотропії; d – товщина плівки; $-\frac{1}{2} \mu_0 M_s^2$ - анізотропія форми, де мінус вказує на її положення паралельно площині тонкої плівки.

Спонтанна намагніченість зразка буде перпендикулярною до його площини при $K_{ef} > 0$ та паралельною при $K_{ef} \leq 0$, тобто для одержання ПМА значення інтерфейсної та магнітокристалічної анізотропії має перевищувати значення анізотропії форми. Дана теорія була апробована значною кількістю експериментальних досліджень, результати яких розглянемо в наступному пункті.

1.2. Плівкові структури з перпендикулярною магнітною анізотропією

Перпендикулярна магнітна анізотропія була вперше виявлена експериментально для ультратонких плівок NiFe, осаджених на Cu (111), у 1968 р. У. Градманом та Дж. Мюллером [11]. Легка вісь перемагнічування, перпендикулярна площині зразка, спостерігалась при товщині плівки NiFe

1,8 моноатомного шару, окрім цього, магнітна анізотропія мала чітку залежність від зміни товщини. Для мультишарів ПМА вперше спостерігалась у 1985 р. для системи Co/Pd [12], а пізніше (1988-1991 рр.) для ще декількох мультишарових структур на основі Co: Co/Pt [13], Co/Au [14], Co/Ru [15], Co/Ir [16], Co/Cu [16,17], Co/Mo [16], Co/Ti [18].

Результати експериментальних досліджень даних структур свідчать про значну залежність магнітної анізотропії від топології інтерфейсів і кристалографічної структури магнітних шарів, що, в свою чергу, визначається методом одержання тонкоплівкових структур (магнетронне розпилення (MP), епітаксія, лазерна абляція, випаровування та ін.), умовами осадження (температура, швидкість осадження, тиск плазми при MP), осаджуваним матеріалом, товщиною шарів, невідповідністю параметру решітки, якістю підкладки та ін.

Встановлений факт, що інтерфейсна анізотропія для монокристалічних зразків є набагато більшою в порівнянні з її значеннями для полікристалічних плівкових структур [1]. Згідно з теоретичною роботою П. Бруно [19] щодо впливу нерівностей інтерфейсів на магнітну анізотропію тонких феромагнітних плівок, було встановлено, що нерівності на інтерфейсі зменшують анізотропію форми, тим самим сприяють зростанню ПМА, проте її внесок буде дуже малий, наприклад, $\sim 0,1$ мДж·м⁻² для Co (0001). На відміну від шорсткості поверхні, значний вплив на анізотропію здійснює дифузія на інтерфейсах, яка в тій чи іншій мірі має місце при осадженні шарів [1]. Підвищення ступеню дифузії між шарами призводить до зниження ролі K_S в магнітній анізотропії [20].

Варто зазначити, що висвітлені в літературі значення інтерфейсної анізотропії для мультишарів на основі Co або Fe при відповідних товщинах в основному є додатніми, тобто структури характеризуються перпендикулярною магнітною анізотропією, але у випадку мультишарів на основі Ni анізотропія в більшості випадків, незалежно від товщини шару Ni, є від'ємною – легка вісь перемагнічування розташована в площині зразка [1]. Подібна поведінка анізотропії в даних системах не має простого пояснення, оскільки енергія

магнітної анізотропії (ЕМА) визначається багатьма факторами, які безпосередньо залежать від реального положення рівня Фермі та форми й розташування енергетичних зон, що і визначає знак ЕМА [21]. Типова залежність енергії магнітної анізотропії K_{eff} від товщини шару Со в мультишарах $[\text{Co}/\text{Pd}]_n$ представлена на рис. 1.1.

Особлива увага була приділена мультишаровим структурам на основі Со та Ні. Незважаючи на той факт, що обидва метали є феромагнетиками, ПМА було теоретично обґрунтовано та одержано експериментально для монокристалічних ГЦК (111) мультишарів $[\text{Co} (1 \text{ МШ}) / \text{Ni} (2 \text{ МШ})]_n$ [21]. Проведені в роботі розрахунки свідчили про те, що ПМА є результатом комбінації неслівської інтерфейсної анізотропії між шарами Со та Ні й інтерфейсної електронної структури, яка для мультишарів $[\text{Co} (1 \text{ МШ}) / \text{Ni} (2 \text{ МШ})]_n$ біля рівня Фермі складається з зон (x^2-y^2) та xy характеру, які відповідають за формування ПМА [21]. Подібні результати, які підтверджують роль локальної густини станів на інтерфейсах у формуванні ПМА в мультишарах $[\text{Co}/\text{Ni}]_n$, описані в роботі [22].

Декілька авторів [23-28] досліджували ПМА в залежності від товщини шару Со в мультишарах та встановили, що максимум ПМА спостерігається при товщині Со між 1 і 2 МШ. На рисунку 1.2 та 1.3 наведено доменну структуру епітаксійного шару Со з ПМА товщиною 0,75 та 2 МШ при перемагнічуванні та відповідний даним товщинам гістерезис, а також мікроструктуру епітаксійних мультишарів $[\text{Co} (1 \text{ МШ}) / \text{Ni} (3 \text{ МШ})]_{20}$ відповідно.

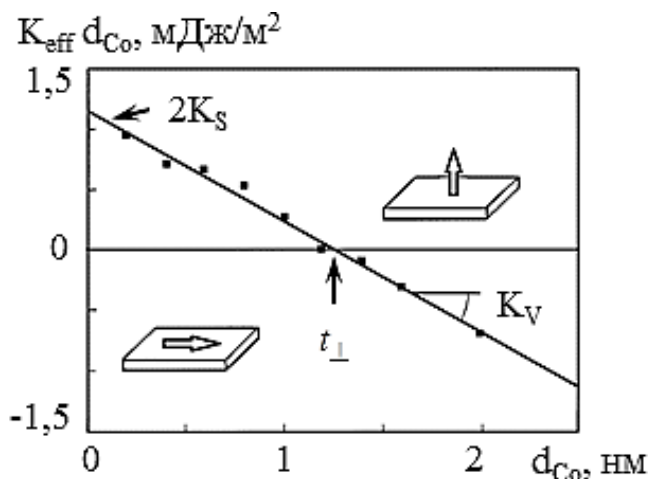


Рис. 1.1. Залежність K_{eff} від товщини шару Со (t) в мультишарах $[\text{Co}/\text{Pd}]_n$ [16]. Вертикальна вісь відображає значення з урахуванням подвоєної інтерфейсної анізотропії K_S , а нахил прямої – внесок кристалографічної анізотропії K_V

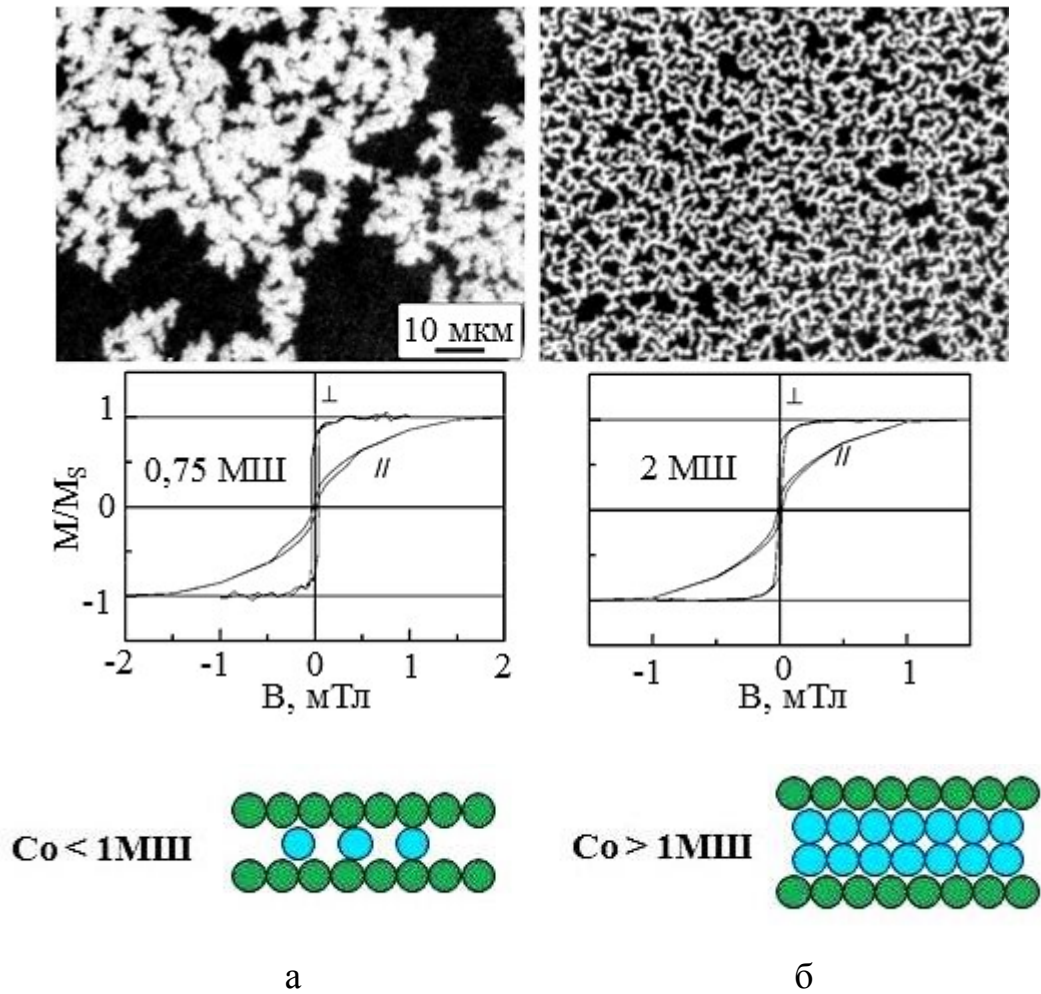


Рис. 1.2. Доменна структура епітаксійних шарів Co товщиною 0,75 (а) та 2 МШ (б), одержаних за допомогою мікроскопу Керра, відповідні їм петлі гістерезису [27] та схематичне зображення неповного шару і двох моноатомних шарів Co

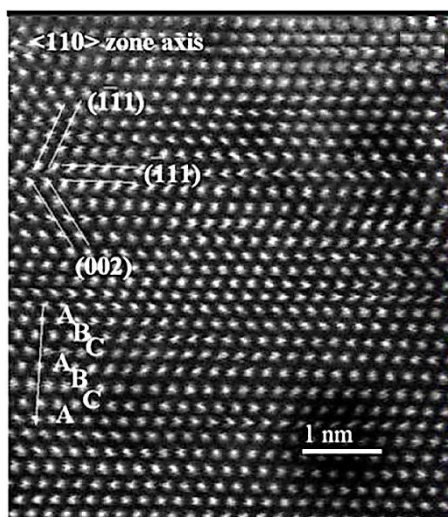


Рис. 1.3. Мікроструктура епітаксійних мультишарів $[\text{Co} (1 \text{ МШ}) / \text{Ni} (3 \text{ МШ})]_{20}$ з ГЦК-структурою в напрямі осі (110) [27]

Перпендикулярна магнітна анізотропія спостерігалась не лише при кристалічній орієнтації Co/Ni (111), а також і для орієнтацій (110) та (100) [23, 24]. Проте, найсильніша інтерфейсна анізотропія характерна для (111)-орієнтованих мультишарів.

Подальший науковий інтерес викликали незвичайні транспортні властивості монокристалічних мультишарів [Co/Ni]_n. Відносно великі значення анізотропного магнітоопору (до 130 % при 300 K) [29-33], отримані для даних структур, були пояснені саме роллю інтерфейсів Co/Ni [34]. Окрім цього, у ряді робіт [35-37] було продемонстровано осциляційну поведінку електричного опору мультишарів [Co/Ni]_n в залежності від їх періодичності.

Черговим поштовхом для дослідження епітаксійних структур [Co/Ni]_n стало відкриття ефекту перенесення спінового моменту в магнітних наностовпцях на їх основі [38-40]. Уперше переключення намагніченості за допомогою перенесення спінового моменту спостерігалось експериментально в системах з магнітною анізотропією «в площині» (вісь легкого намагнічування орієнтується паралельно площині зразка) [41]. Для переключення намагніченості був необхідний струм високої густини (10^8 А/см²), оскільки створений момент мав подолати розмагнічуюче поле в даній геометрії. Використання ПМА-матеріалів дозволяє знизити густину необхідного струму.

На відміну від типових матеріалів з перпендикулярною анізотропією, таких як сплави з L1₀ фазою, сплави на основі рідкоземельних і феромагнітних металів та мультишари, які в своєму складі мають Pt чи Pd, характеризуються високим параметром Гілберта (α) та низькою спін-поляризацією, що значно знижує ефективність перенесення спінового моменту для даних матеріалів. Монокристалічні мультишарові структури на основі Co та Ni залежно від композиції мають низький параметр Гілберта – 0,01-0,02 [42,43], високу спін-поляризацію [44] та значний внесок інтерфейсів Co/Ni в ПМА (декілька МДж/м³) [45]. Експериментальні значення K_S та K_u для мультишарів на основі Co в залежності від матеріалу немагнітних шарів наведено в таблиці 1.2. Ще одним ефектом, що спостерігався в мультишарових структурах [Co/Ni]_n, є

Значення K_S та K_u для мультишарів Co/X (X – немагнітний метал) [21]

X	d_X , нм	$-K_u$, МДж/м ³	K_S , МДж/м ²
Pt	0,9	1,00	0,50
	1,8	0,70	0,58
Au	2,4/4,8	0,70	0,58
Cu	2,4	0,80	0,10
	4,8	0,80	0,12
Ag	2,4	0,97	0,20
	4,8	0,97	0,30
Ir	2,4/4,4	1,20	~ 0,8
Mo	2,2	0,84	~0,3
	4,4	0,87	~0,2

утворення доменних стінок під дією спін-поляризованого струму [46]. Рух стінок доменів, досліджених методом мікроскопії Керра, феромагнітного резонансу та магнітною рентгенівською мікроспектроскопією також розглядається в роботах [47, 48].

З точки зору практичного використання перспективним є дослідження гігантського та тунельного магнітоопору в структурах на основі ПМА-матеріалів. Зокрема, для псевдо спін-вентилів (СВ) на основі мультишарів $[\text{Co}/\text{Pd}]_n$ з перпендикулярною магнітною анізотропією, одержаних методом магнетронного розпилення, значення ГМО складало 6,2-6,5 % при кімнатній температурі [49]. Окрім цього, в даній роботі було проведено дослідження впливу товщини буферного шару з Cr, Ta та CrRu на величину ГМО. Спін-вентильні структури з ПМА типу $[\text{Co}/\text{Pt}]_n / \text{Cu} / [\text{Co}/\text{Pt}]_n$ характеризувалися дещо меншими значеннями ГМО – 2,7-3,3 % в залежності від товщини шару Cu (рис. 1.3) [50]. Зміна намагніченості інжекцією струму в наностовпцях на основі подібних спін-вентильних структур з перпендикулярною анізотропією спостерігалася в роботі [51].

Термічна стабільність та магніторезистивні властивості спін-вентилів на основі мультишарів $[\text{Co}/\text{Ni}]_n$ вивчалися авторами роботи [52]. Псевдо спін-вентилі на основі $[\text{Co}/\text{Ni}]_n$ мали значення ГМО до 8 %, які були вищі за ГМО

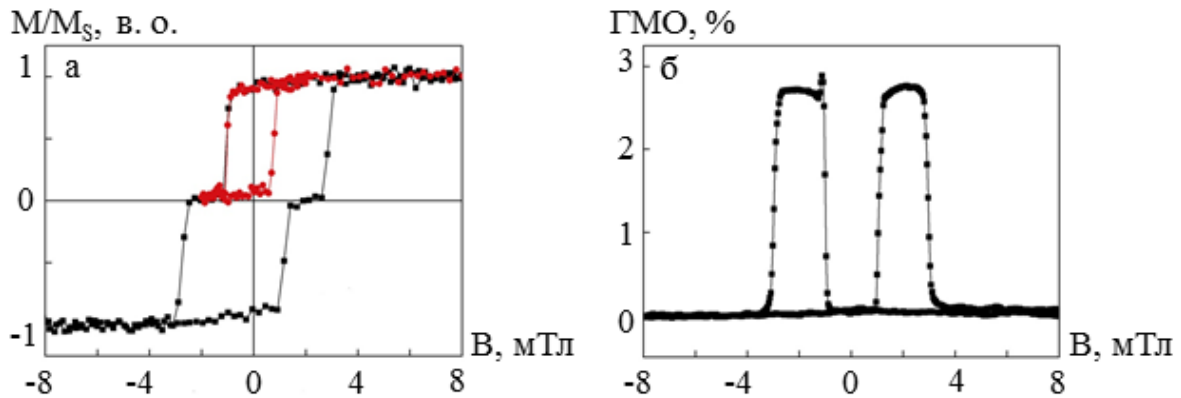


Рис. 1.3. Нормований гістерезис M/M_S (а) та магніторезистивна залежність (б) при перпендикулярній орієнтації магнітного поля для спін-вентилію $Pt(5 \text{ нм})/[Co(0,4 \text{ нм})/Pt(0,6 \text{ нм})]_3/Cu(3 \text{ нм})/[Co(0,4 \text{ нм})/Pt(1,5 \text{ нм})]_4$ [50]

для аналогічних СВ з закріплюючим шаром FeMn (6,5 %), проте мали гіршу термічну стабільність, ніж останні. Різниця значень ГМО пояснюється ефектом шунтування в шарі FeMn. Залежність магнітоопору від температури відпалювання свідчить про чутливість перпендикулярної магнітної анізотропії до дифузії між шарами.

Окрім розглянутих мультишарових структур ПМА спостерігається в багатьох інших плівкових системах, при цьому особливу увагу в дослідженнях приділено тонкоплівковим структурам, що утворюють інтерфейси з MgO, таким як $Fe_{20}Ni_{80}/MgO$ [53], $CoFeB/MgO$ [54], $MgO/Fe-B/MgO$ [55], $TbFeCo/MgO$ [56] та ін.

1.3. Фізичні властивості магнітних тунельних переходів з кристалічним або аморфним бар'єром

Тунельний магніторезистивний ефект був уперше спостережений у 1975 році французьким фізиком Жульєром [57], який зафіксував величину ТМО 14 % при температурі 4,2 К в магнітному тунельному переході (МТП) $Fe/Ge-O/Co$. Проте після цього близько десятиріччя вивченню ТМО приділяли малу увагу, оскільки ТМО не спостерігався при кімнатній температурі. Новим

поштовхом для його як теоретичного, так і експериментального дослідження стало відкриття в кінці 80-х років ХХ століття гігантського магнітоопору (ГМО) в металевих магнітних мультисшарах [58, 59], який отримав широке застосування в приладах магнітної сенсорики. У 1995 році Міязакі (Miyazaki) [60] і Мудера (Moodera) [61] отримали ТМО в структурах з аморфним тунельним бар'єром на основі оксиду алюмінію та 3d феромагнітними електродами. Магнітоопір цих структур складав 18% при кімнатній температурі. Завдяки відносно високому значенню ТМО при 300 К, яке було найвищим з попередньо повідомлених для тришарових структур феромагнетик / діелектрик / феромагнетик, названих тунельними псевдо спін-вентильними структурами, дослідження ефекту тунелювання в плівкових структурах викликало значний інтерес.

1.3.1. Феноменологічна модель Жульєра і спін-поляризація

Жульєр запропонував просту феноменологічну модель, в якій тунельний магнітоопір пояснюється спін-залежним тунелюванням електронів через ізолюючий бар'єр [57]. Відповідно до цієї моделі величина ТМО в магнітному тунельному переході може бути виражена через значення спін-поляризації феромагнітних електродів P :

$$TMO = \frac{\Delta R}{R_{АП}} = 2P_1P_2 / (1 - P_1P_2), \quad (1.4)$$

де

$$P_\alpha \equiv [D_{\alpha\uparrow}(E_F) - D_{\alpha\downarrow}(E_F)] / [D_{\alpha\uparrow}(E_F) + D_{\alpha\downarrow}(E_F)]. \quad (1.5)$$

Тут P_α – спін-поляризація феромагнітного електроду ($\alpha=1$ або 2), $D_{\alpha\uparrow}(E_F)$ та $D_{\alpha\downarrow}(E_F)$ – густина станів в електроді біля рівня Фермі (E_F) для зон зі спіном «вверх» та «вниз» як показано на рис. 1.4.

Отже, згідно з даною моделлю, тунельний струм для кожного напрямку

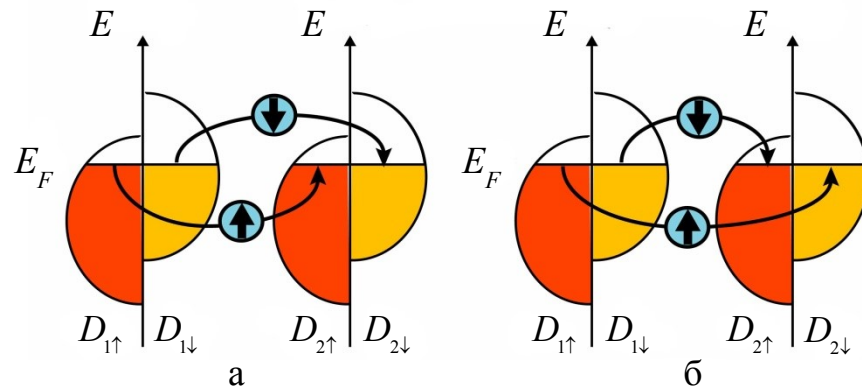


Рис. 1.4. Схематичне зображення процесу тунелювання електронів в МТП з паралельно (а) та антипаралельно намагніченими електродами (б) [62]

спіну пропорційний густині станів на рівні Фермі в електродах по обидва боки тунельного бар'єру. Спін-поляризація (P) немагнітного електроду дорівнює нулю, а у випадку, коли густина станів матеріалу електроду повністю спін-поляризована біля рівня Фермі – $|P| = 1$. Дана модель добре пояснює магнітоопір МТП з аморфним бар'єром, де тунелювання здійснюють в основному s -електрони.

Пізніше Слонжевський [63] провів теоретичний розрахунок проходження плоскої хвилі через МТП з ферромагнітними електродами та підкреслив важливу роль тунельного бар'єру в поляризації електронів, і як наслідок, в амплітуді ТМО.

1.3.2. Елементи теорії когерентного та некогерентного тунелювання

Перед тим як розглянути когерентне тунелювання через кристалічний тунельний бар'єр MgO (001), необхідно пояснити процес некогерентного тунелювання через аморфний бар'єр з оксиду алюмінію (Al-O). Тунелювання в МТП з аморфним бар'єром Al-O схематично зображено на рисунку 1.5 а, де роль електродів виконує Fe (001) як приклад $3d$ ферромагнетика. В електроді існують різні стани Блоха з різною симетрією хвильової функції (табл. 1.3). У зв'язку з тим, що бар'єр аморфний, у ньому відсутня кристалічна симетрія.

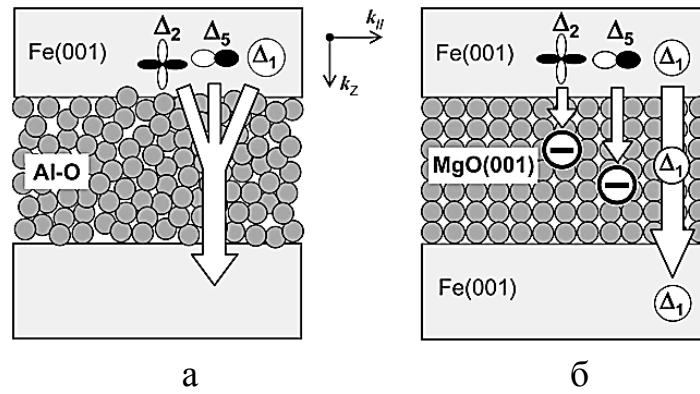
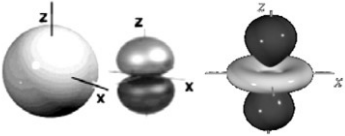
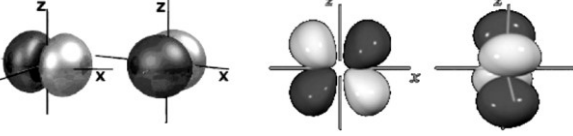
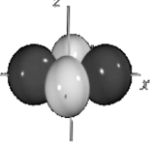
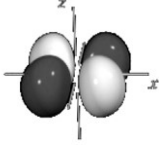


Рис. 1.5. Схематичне зображення тунелювання електронів через аморфний бар'єр Al-O (а) та через кристалічний бар'єр MgO (б) [62]

Завдяки несиметричній структурі стани Блоха з різними симетріями можуть взаємодіяти з еквівалентними станами в Al-O і таким чином мати кінцеву ймовірність тунелювання. Даний процес тунелювання можна розглядати як некогерентний. У 3d феромагнітних металах та сплавах стани Блоха з Δ_1 симетрією (*spd*-гібридизований стан) зазвичай мають позитивну спін-поляризацію на рівні Фермі, де стани Блоха з Δ_2 симетрією (*d* стани) зазвичай мають негативну спін-поляризацію. Модель Жульєра [57] припускає, що ймовірність тунелювання однакова для всіх станів Блоха в електроді. Це припущення відповідає повністю некогерентному тунелюванню, при якому не зберігається жоден із моментів і когерентності станів Блоха [62].

Однак, розглянута теорія не спрацьовує навіть у випадку аморфного бар'єру Al-O, незважаючи на те, що спін-поляризація P , розрахована за формулою (1.5), є негативною для Co та Ni, а P , визначена експериментально для цих матеріалів, коли вони скомбіновані з бар'єром Al-O, є позитивною [64, 65]. Ця невідповідність демонструє, що тунельна ймовірність реальних МТП залежить від симетрії кожного стану Блоха. Реальний процес тунелювання може бути пояснений наступним чином. Стани Блоха Δ_1 з високою P , як вважається, мають вищу ймовірність тунелювання, ніж інші стани [66, 67]. Це призводить до позитивної ефективної спін-поляризації феромагнітного електроду. У зв'язку з тим, що інші стани Блоха, такі як Δ_2 стани ($P < 0$), також роблять внесок у тунельний струм, ефективна спін-

Симетрії хвильової функції та відповідні їм орбіталі [70]

Симетрія хвильової функції	Орбіталь	Схематичне зображення
Δ_1	s, p_z, p_z^2	 <p style="text-align: center;">s p_z p_z^2</p>
Δ_5	p_x, p_y, d_{xz}, d_{yz}	 <p style="text-align: center;">p_x p_y $3d_{xz}$ $3d_{yz}$</p>
Δ_2	$d_{x^2-y^2}$	
Δ_2'	$3d_{xy}$	

поляризація електроду має значення менше 0,6 у випадку звичайних $3d$ ферромагнітних металів та сплавів [62].

У 2001 році Батлер (Butler) [68] та Матон (Mathon) [69] теоретично спрогнозували гігантський тунельний магнітоопір величиною до 1000 % для епітаксійного магнітного тунельного переходу Fe (001) / MgO (001) / Fe (001). У зв'язку з тим, що лише високо спін-поляризовані стани Δ_1 когерентно тунелюють через бар'єр (рис. 1.5 б), очікується дуже висока спін-поляризація тунельного струму, а отже, і значення магнітоопору. Слід зауважити, що реальний процес тунелювання через аморфний бар'єр Al-O варто розглядати як щось середнє між повністю некогерентним тунелюванням, описаним у моделі Жульєра, та когерентним тунелюванням, зображеним на рисунку 1.5 б.

У випадку ідеального когерентного тунелювання стани Δ_1 в Fe, як очікується теоретично, є домінантними при тунелюванні через бар'єр MgO (001) за механізмом, описаним у роботах [68, 69]. Для напрямку $k_{\parallel} = 0$ (у нашому випадку напрям [001]), при якому тунельна ймовірність найвища, існують три види еквівалентних станів (тунельних станів) у зонній структурі MgO (001): Δ_1 , Δ_5 і Δ_2 . Варто підкреслити: незважаючи на те, що звичайні теорії часто описують тунельні стани як плоскі хвилі, вони насправді мають специфічну орбітальну симетрію (табл.1.3). Коли симетрії тунельних хвильових функцій зберігаються, блохівські стани Δ_1 в Fe мають еквівалентні стани Δ_1 в MgO (рис. 1.6 а). Теоретично отриману часткову густину станів для затухаючих еквівалентних станів у бар'єрному шарі MgO у випадку паралельного намагнічування електродів наведено на рис. 1.6 б. Із перерахованих станів, еквівалентний стан Δ_1 має найповільніше затухання, тобто найбільшу довжину пробігу [68].

Домінантним каналом тунелювання для паралельного намагнічування є Fe $\Delta_1 \leftrightarrow$ MgO $\Delta_1 \leftrightarrow$ Fe Δ_1 . Зону Бріллюена та зонний розподіл для ОЦК-Fe в напрямі [001] ($k_{\parallel} = 0$) показано на рисунку 1.7. Ефективна спін-поляризація Fe є малою у зв'язку з тим, що зони для електронів зі спіном «вверх» та спіном «вниз» мають багато станів на рівні Фермі E_F , але зона Fe Δ_1 є повністю спін-

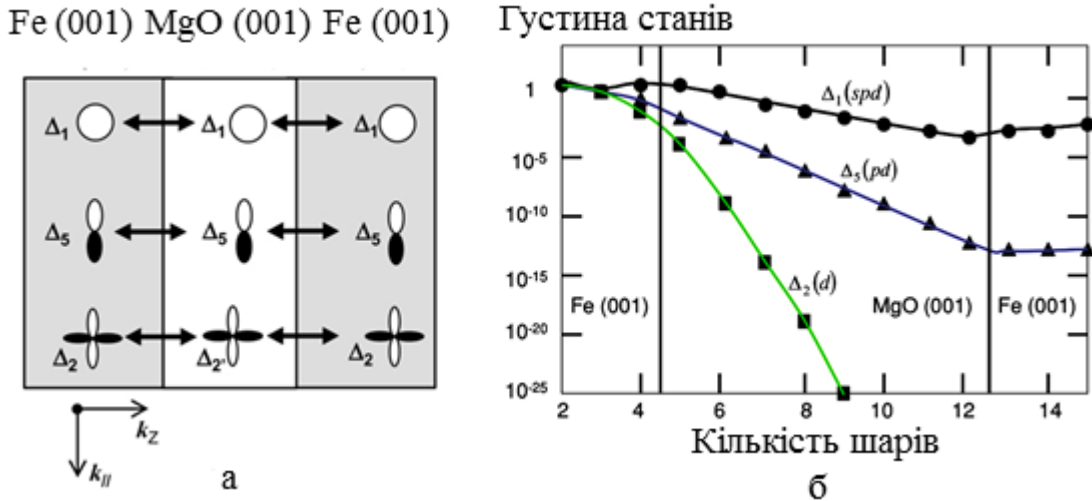


Рис. 1.6. Взаємодія хвильових функцій між блохівськими станами в Fe та відповідними станами в MgO для напрямку $k_{||} = 0$ (а). Тунельна густина станів для зони зі спіном «вверх» для $k_{||} = 0$ в МТП Fe (001) / MgO (001) (8 МШ) / Fe (001) з паралельною намагніченістю електродів (б) [68]

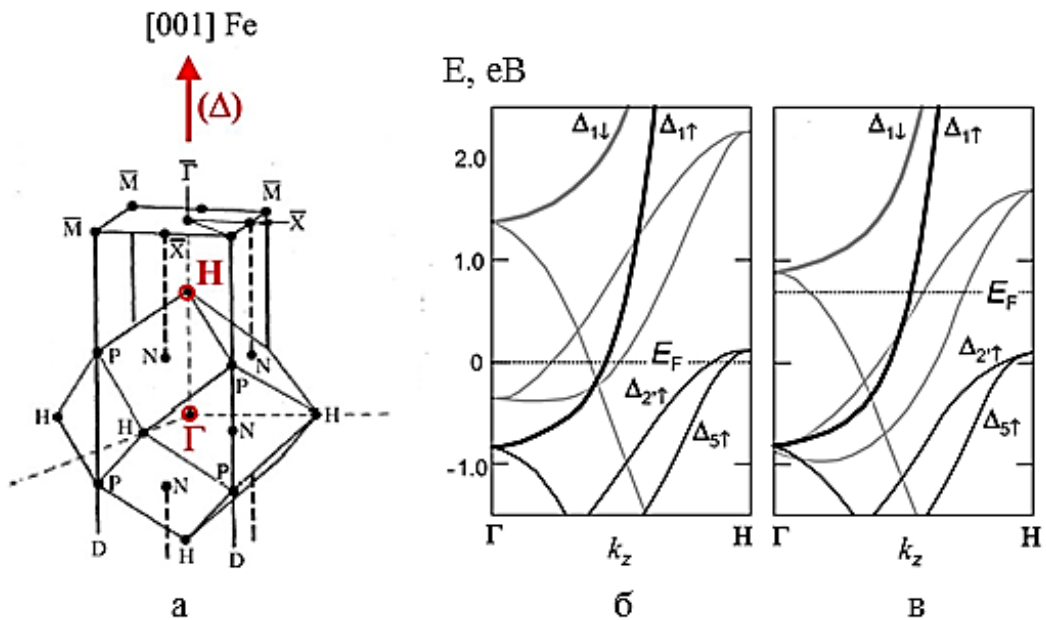


Рис. 1.7. Зона Бріллюена для ОЦК-Fe (а) та зонна структура ОЦК - Fe (б) і ГЦК - Co (в) в напрямі $[001]$ Г-Н [62]. Тонка чорна та сіра лінії відповідно показують зони зі спіном «вверх» та «вниз». Широка чорна та сіра лінії відповідно показують зони Δ_1 зі спіном «вверх» та «вниз». E_F –рівень Фермі

поляризованою при E_F ($P = 1$). Дуже високий тунельний магніторезистивний ефект в епітаксійному МТП Fe (001) / MgO (001) / Fe (001) очікувався в зв'язку з домінантним тунелюванням Δ_1 електронів. Однак, деякий тунельний струм протікає навіть при антипаралельному намагнічуванні електродів внаслідок тунелювання через так звані «гарячі точки», що виникають як наслідок резонансного тунелювання між інтерфейсними резонансними станами [68, 69].

Варто зазначити, що блохівські стани Δ_1 високо спіно-поляризовані не лише в ОЦК-Fe (001), а й багатьох інших ОЦК феромагнітних металах та сплавах на основі Fe та Co, наприклад, таких, як ОЦК-FeCo, ОЦК-CoFeV та деяких сплавах Гейслера. Як приклад, на рисунку 1.7 в наведено зонну структуру ОЦК-Co (001) (метастабільна структура). Δ_1 стани в ОЦК-Co, так само як і в ОЦК-Fe, повністю спіно-поляризовані на рівні Фермі. Відповідно до теоретичних розрахунків ТМО для магнітного тунельного переходу Co (001) / MgO (001) / Co (001) навіть вища, ніж для МТП Fe (001) / MgO (001) / Fe (001) [71].

Теоретично високий тунельний магнітоопір можливий не лише для структур із бар'єром MgO (001), а й для інших кристалічних бар'єрів, наприклад, таких, як ZnSe (001) [72] та SrTiO₃ (001) [73]. Проте високі значення тунельного магнітоопору для МТП з бар'єром з ZnSe (001) чи SrTiO₃ (001) ніколи не було отримано експериментально у зв'язку зі складнощами осадження високоякісних тонкоплівкових магнітних тунельних переходів без пробоїв та інтерфейсної дифузії.

1.3.3. Магніторезистивні властивості тунельних переходів з кристалічним бар'єром MgO

Після теоретичного обґрунтування дуже високого магніторезистивного ефекту в магнітних тунельних переходах Fe/MgO/Fe [68, 69] було зроблено декілька спроб отримання повністю епітаксійних МТП Fe (001)/MgO (001)/Fe (001) [74-76]. Уперше відносно високе значення ТМО

(30 %) було отримане при кімнатній температурі для МТП Fe (001)/MgO (001)/Fe (001) в роботі [75], але це значення для МТП на основі MgO-бар'єру не перевищило найвище значення ТМО (70 %), отримане для МТП з аморфним бар'єром Al-O [77]. Основною проблемою було одержання структури з ідеальними інтерфейсами, оскільки експериментально було встановлено, що атоми Fe на інтерфейсі Fe (001) / MgO (001) легко окислювались [78]. Згідно з теоретичними розрахунками, у випадку ідеального інтерфейсу на першому інтерфейсному шарі Fe відсутні атоми кисню і Δ_1 стани Fe ефективно взаємодіють з еквівалентними Δ_1 станами MgO в напрямі $k_{\parallel} = 0$, результатом чого є когерентне тунелювання Δ_1 станів, і таким чином високий ТМР ефект.

У випадку окисленого інтерфейсу на інтерфейсному шарі Fe є надлишок кисню і Δ_1 стани Fe не взаємодіють ефективно із Δ_1 станами MgO, що перешкоджає когерентному тунелюванню Δ_1 станів і суттєво зменшує значення магнітоопору [79]. Таким чином, когерентне тунелювання дуже чутливе до структури інтерфейсів бар'єр / електрод. Окислення хоча б одного моноатомного шару на інтерфейсі призводить до суттєвого зниження ТМР ефекту. Наприклад, у роботі [80] показано, що додавання одного моноатомного шару кисню на інтерфейс Fe/MgO зменшує тунельний струм так само, як додавання двох моноатомних шарів MgO. Зниження тунельного магнітоопору в епітаксійних переходах внаслідок дефектів у кристалічній структурі бар'єру та на інтерфейсах, а також шорсткості інтерфейсів та їх окислення показано в роботах [79, 81, 82].

Осадження МТП Fe/MgO/Fe методом молекулярно-променевої епітаксії дало змогу сформувати високоякісну кристалічну структуру з чіткими інтерфейсами та отримати тунельний магнітоопір величиною 180 % при кімнатній температурі [83]. Одночасно з авторами [83] наукова група Паркіна [84] одержала 220 % ТМО для магнітного тунельного переходу CoFe/MgO/CoFe, осажденного методом магнетронного розпилення. Це були перші результати щодо ефективної фільтрації електронів бар'єром MgO.

Використання аморфних електродів CoFeV різної стехіометрії дозволило дослідити залежність ефективності фільтрації від товщини бар'єру MgO та процесу відпалювання [85]. Дані МТП характеризувалися значно вищим тунельним магнітоопором, величина якого склала 472 %. Найвищі значення ТМО, які становлять 505 % та 604 % при кімнатній температурі, одержано для тунельних переходів з подібними електродами в роботах [86, 87] відповідно. З метою підвищення ефективності фільтрації електронів значну увагу було приділено дослідженню ролі інтерфейсних шарів (FeO [88], Cr [89], V [90], V [91], Mg [92] та ін.) між бар'єром та електродами в процесі тунелювання електронів.

Величина ТМО в епітаксійних МТП Fe(001)/MgO(001)/Fe(001) має осцилюючий характер по відношенню до товщини бар'єру MgO (t_{MgO}) та з її збільшенням зростає експоненціально [83, 93]. Батлер та ін. [68] запропонував модель інтерференції між тунельними станами, що пояснює дану поведінку ТМО. Інтерференція між двома еквівалентними станами на рівні Фермі в MgO, що відповідають Δ_1 та Δ_5 симетриям при $k_{\parallel} = 0$ може викликати осциляцію тунельного пропускання як функцію t_{MgO} . Від товщини ізолюючого шару t_{MgO} залежить також виникнення антиферомагнітної обмінної взаємодії між феромагнітними електродами МТП [94, 95], яка спостерігалась при $t_{\text{MgO}} < 0,8$ нм [95]. Однак обмінна взаємодія не спостерігалась для тунельних переходів з аморфним бар'єром Al-O. Використання подвійних бар'єрів MgO в МТП дало можливість підвищити спін-поляризацію та отримати значно вище значення магнітоопору, яке складає 1056 % при кімнатній температурі [96].

У ряді робіт [91, 97-99] щодо вивчення МТП з кристалічним бар'єром описано явище спін-залежного резонансного тунелювання через квантові ями, що виникають на межі шарів із різною зонною структурою, наприклад, Cr/Fe [97,98], V/Fe [91], MgO/CoFe/MgO [99] та ін. Ефект квантової ями викликав значний інтерес у зв'язку з можливим підвищенням значення тунельного магнітоопору МТП-структур при певних резонансних напругах, що має практичне значення.

У зв'язку з перспективним використанням МТП для створення пристроїв збереження інформації нового покоління на основі перенесення спінового моменту STT-MRAM, одержання тунельних переходів з електродами на основі ПМА-матеріалів викликало значний інтерес, так як зміна прикладеної напруги (значення спін-поляризованого тунельного струму) дає змогу модифікувати магнітну анізотропію, а отже, впливати на перемагнічування електродів [100-105].

Висновки до розділу 1

1. Магнітна анізотропія є однією з найважливіших фізичних властивостей тонкоплівкових матеріалів, що знаходять широке практичне застосування в сенсорах, пристроях збереження інформації та ін. Зменшення товщини магнітних шарів дозволило підвищити роль інтерфейсної анізотропії та отримати структури з перпендикулярною магнітною анізотропією.

2. Аналіз літературних даних свідчить про наявність відносно значної кількості тонкоплівкових структур з ПМА, серед яких однією із найперспективніших є мультишари $[\text{Co/Ni}]_n$, що вирізняються серед інших низьким параметром Гілберта, високою спін-поляризацією та інтерфейсною анізотропією. Але на теперішній час використання мультишарів $[\text{Co/Ni}]_n$ в спін-вентиллях та магнітних тунельних переходах має лише поодинокі випадки, що зумовлює актуальність дослідження фізичних властивостей цих структур.

3. Епітаксійні магнітні тунельні переходи на основі Fe з кристалічним бар'єром MgO є модельною системою для дослідження спін-залежного тунелювання електронів і пов'язаних з ним процесів та явищ, що зумовлює подальше використання цих тунельних переходів для реалізації та дослідження електродів з перпендикулярною магнітною анізотропією та процесу перенесення спінового моменту між ними.

РОЗДІЛ 2

МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Аналіз літературних даних стосовно стану дослідження тонкоплівкових систем із перпендикулярною магнітною анізотропією показав необхідність подальшого вивчення їх магнітних, магніторезистивних та структурних властивостей, а також особливостей формування цих структур.

У цілому, проведені нами експериментальні дослідження були розділені на дві частини: вивчення властивостей структур з ПМА (спін-вентилі та МТП) на основі мультишарів $[\text{Co/Ni}]_n$ та монокристалічних магнітних тунельних переходів типу Fe/MgO/Fe. Зокрема, до досліджуваних властивостей названих плівкових структур було віднесено магнітні та магнітотранспортні властивості в інтервалі температур 10 – 300 К, тунельна провідність МТП в залежності від орієнтації прикладеного магнітного поля, вплив величини напруги на перпендикулярну магнітну анізотропію в структурі Fe/MgO/Fe та ін.

Для вирішення поставлених задач використовувалися наступні методики:

- конденсація зразків методом магнетронного розпилення в надвисокому вакуумі;
- епітаксійне молекулярно-променеве осадження Co/Ni-шарів спін-вентилів та магнітних тунельних переходів V/Fe/MgO/Fe/Co;
- фотолітографія з метою формування комірок МТП необхідного розміру та реалізації СРР-геометрії протікання струму для вимірювання магнітоопору;
- дифракція високоенергетичних електронів (RHEED) з метою контролю епітаксійного росту плівок (кристалічна структура, кількість осаджених моноатомних шарів та чистота поверхні зразків);
- рентгенівська дифракція для дослідження фазового складу плівкових систем;
- МОКЕ-спектроскопія для одержання петель гістерезису з метою визначення «орієнтації» намагніченості в залежності від товщини шару Ni

в системі V (50 нм) / Au (2 нм) / Ni (0,6 нм) / Co (0,6 нм) / Ni (d нм) / MgO (2,5 нм);

- магнітометрія та вимірювання магнітоопору для оцінки магнітних характеристик плівкових структур;
- вимірювання вольт-амперних характеристик тунельних переходів;
- дослідження впливу поляризації на процес тунелювання в МТП V/Fe/MgO/Fe/Co.

Обладнання, використане для формування зразків та проведення всіх вимірювань, знаходиться в Інституті Жана Ламура Університету Лотарингії (м. Нансі, Франція). Більш детальне описання методики досліджень та обладнання, використаного нами для їх проведення, наведено нижче.

2.1 Методи та обладнання для одержання плівкових зразків

2.1.1 Магнетронне розпилення

Метод магнетронного осадження плівкових матеріалів базується на властивостях катодної області аномального тліючого розряду, в якій катод (мішень) розпилюється під дією іонного бомбардування. Прикладене в області катоду перпендикулярно електричному магнітне поле дозволяє знизити робочий тиск плазмоутворюючого газу без зменшення інтенсивності іонного бомбардування і покращити умови транспортування розпиленої речовини до підкладки. Магнетронне розпилення поділяється на декілька видів залежно від осаджуваного матеріалу.

Для розпилення металів та їх сплавів застосовують діодний розряд у схрещених полях (DC-розпилення), при якому магнітне й електричне поля ортогональні одне до одного (силові лінії магнітного поля направлені перпендикулярно напрямку струму). Для одержання, наприклад, нітрідів чи оксидів, до робочого газу (в основному Ar) додають відповідні реактивні гази (N_2 або O_2), що визначає реактивне магнетронне розпилення; у випадку

необхідності одержання шарів із ізолюючих матеріалів використовується радіочастотне магнетронне розпилення (RF-розпилення) (більш детально див. [106, 107]). Використання даного методу осадження плівкових матеріалів дає можливість одержувати зразки з так званою текстурованою кристалічною структурою (кристалічно орієнтований ріст матеріалу, але не монокристалічний). Схематичне зображення механізму катодного розпилення наведено на рисунку 2.1.

Для формування плівкових магнітних тунельних переходів типу $[\text{Co/Ni}]_n / \text{Al}_2\text{O}_3 / [\text{Co/Ni}]_n / [\text{Co/Pt}]_n$ та $[\text{Co/Ni}]_n / \text{Al}_2\text{O}_3 / \text{Co}$ (15 нм) нами було застосовано два види магнетронного розпилення: DC-розпилення для осадження металевих електродів та реактивне для осадження оксидного бар'єру, відповідно. Зразки були отримані в комплексній системі MPGА (рис. 2.2), розробленій у лабораторії наукової групи «Наномагнетизму та спінтроніки» Інституту Жана Ламура, в якій було поєднано систему молекулярно-променевої епітаксії промислового виробництва RIBER, магнетронного розпилення (Alliance Concept), травлення та осадження SiO_2 , а також необхідні системи контролю та управління технологічним процесом. Детальний опис установки магнетронного розпилення наведено на сайті виробника [108].

Осадження зразків відбувалося на кремнієві підкладки в середовищі Ar

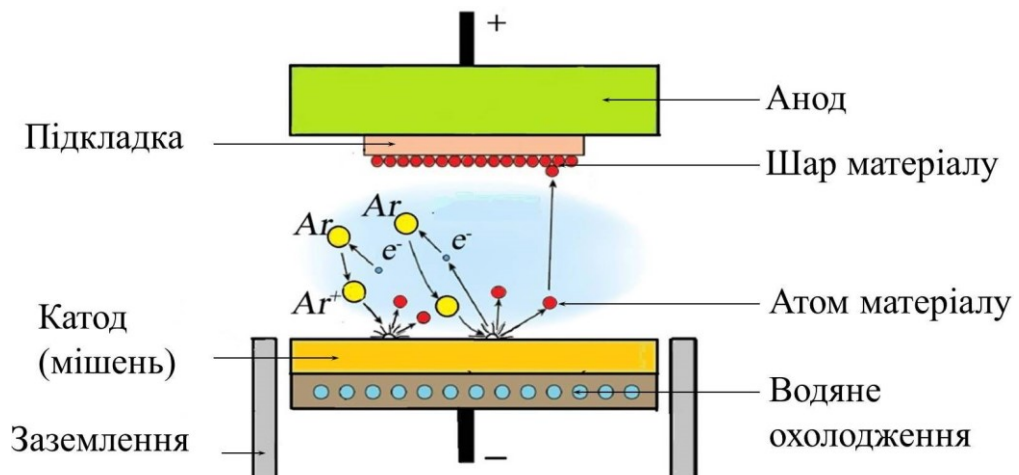


Рис. 2.1. Схематичне зображення процесу DC-розпилення мішені

при тиску 0,5 Па у надвисоковакуумній камері з базовим тиском 5×10^{-7} Па при кімнатній температурі. З метою ізолювання напівпровідникової підкладки від плівкової металевої структури та одержання аморфного шару для запобігання повторення кристалічної структури Si при орієнтованому рості, підкладки термічним методом були окислені для одержання шару SiO₂ товщиною 400 нм. Після чого було осаджено буферний шар Ta товщиною 5 нм з метою запобігання окисленню нижнього електроду. Для орієнтованого росту мультишарів Co/Ni як буферний шар використовувався шар ГЦК-Pt товщиною 10 нм [109]. Окрім цього, як відомо з літературних даних, інтерфейс Pt/Co може проявляти ПМА, що відповідає цілям даної роботи.

Мультишари Co/Ni та Co/Pt, так само як і шари Ta та Pt, були осаджені DC-магнетронним розпиленням зі швидкістю конденсації 0,2-0,3 нм/хв. Усі досліджувані МТП мали однакові нижні електроди Ta (5 нм) / Pt (10 нм) / Co (0,6 нм) / [Ni (0,6 нм) / Co (0,3 нм)]₃. Бар'єр Al₂O₃ (2,5 нм) був сформований осадженням Al товщиною 1,5 нм в плазмі Ar+O₂ з тиском 0,5 Па. Далі перший МТП (зразок А) мав верхній електрод, який складався з [Co (0,2 нм) / Ni (0,6 нм)]₃ / Pt (1 нм) / [Co (0,6 нм) / Pt (1 нм)]₃, другий МТП (зразок Б) – [Co (0,2 нм) / Ni (0,6 нм)]₃ / Pt (2 нм) / [Co (0,6 нм) / Pt (1 нм)]₃, а третій (зразок В) – шару Co (15 нм). Усі товщини, наведені в дужках в нанометрах, контролювалися методом кварцового резонатора в процесі осадження шарів.

Для формування комірок МТП розміром від 10×10 мкм² до 50×50 мкм² та реалізації СРР-геометрії протікання струму для вимірювання магнітоопору було використано оптичну літографію, що описано в п. 2.1.3 даного розділу.

2.1.2 Молекулярно-променева епітаксія як метод одержання монокристалічних тонкоплівкових структур

Формування магнітних тунельних переходів на основі Fe і MgO та спін-вентильних структур [Co/Ni]_n/Au/[Co/Ni]_n, а також зразків V / Fe (*d*) / V (MgO) та Co / Ni (*d*) / Co для дослідження перпендикулярної магнітної анізотропії було

здійснено методом молекулярно-променевої епітаксії (МПЕ). Дана методика дозволяє отримувати монокристалічні плівкові системи на кристалічних підкладках шляхом пошарової конденсації моноатомних (молекулярних) шарів, тим самим дає можливість високого контролю основних параметрів: товщини, стехіометрії, параметру решітки, кристалічної структури, а також кристалічної орієнтації інтерфейсів, що відіграє ключову роль у формуванні фізичних властивостей плівкової системи. Таким чином, наявність високоякісних інтерфейсів є обов'язковою умовою для тонкоплівкових систем з ПМА. Зокрема, у випадку спін-вентилів епітаксійний ріст мультишарів $[\text{Co/Ni}]_n$ відбувався в напрямі кристалографічної вісі $[111]$ з урахуванням ГЦК структури Co та Ni. Більше того, вісь $[111]$ відповідає осі легкого намагнічування ГЦК-Co, що сприяє проявленню перпендикулярної магнітної анізотропії. Окрім цього, як було показано в роботі [110], інтерфейс Co/Ni $[111]$ вносить значний внесок в ПМА.

Монокристалічна структура без наявності значних дефектів відіграє ключову роль і в процесі когерентного тунелювання в магнітних тунельних переходах на основі ОЦК-Fe (001) та кристалічного бар'єру MgO (001), оскільки згідно з теорією, найбільш ефективно тунелювання відбувається перпендикулярно площині зразка, тобто площині (001).

Зовнішній вигляд та схема розміщення структурних блоків системи MPGA, в якій епітаксійним методом одержувалися зразки, а також опис конфігурації установки RIBER Compact 21 $[111]$ наведено на рисунку 2.2. та 2.3 а, відповідно. Як випарники при молекулярно-променевої епітаксії використовувалися ефузійні комірки Кнудсена (рис.2.3 б). Розглянемо більш детально умови формування досліджуваних зразків.

Як підкладку для осадження спін-вентилів на основі мультишарів $[\text{Co/Ni}]_n$ було взято $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ з площиною $(1\bar{1}20)$. $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ має тригональну ромбоєдричну структуру і відноситься до групи $R\bar{3}c$ симетрії з параметром решітки $a = 0,476$ нм. Детальний аналіз структури сапфіру є досить складним, тому в роботі

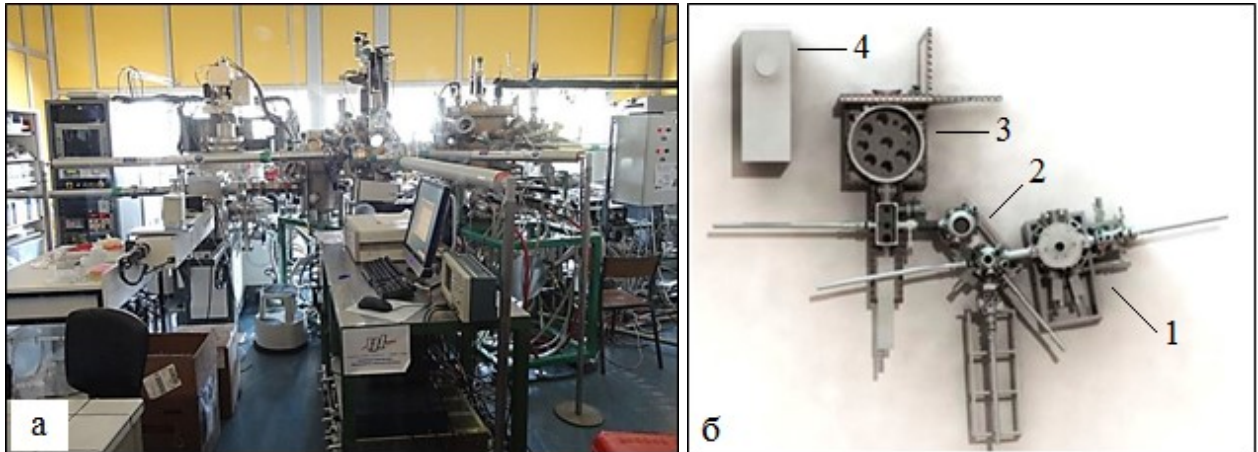


Рис. 2.2. Зовнішній вигляд системи MPGA (а) та схема розміщення її основних структурних блоків (б): 1 – надвисоковакуумна камера для проведення молекулярно-променевої епітаксії; 2 – буферна камера; 3 – камера магнетронного осадження ; 4 – система контролерів

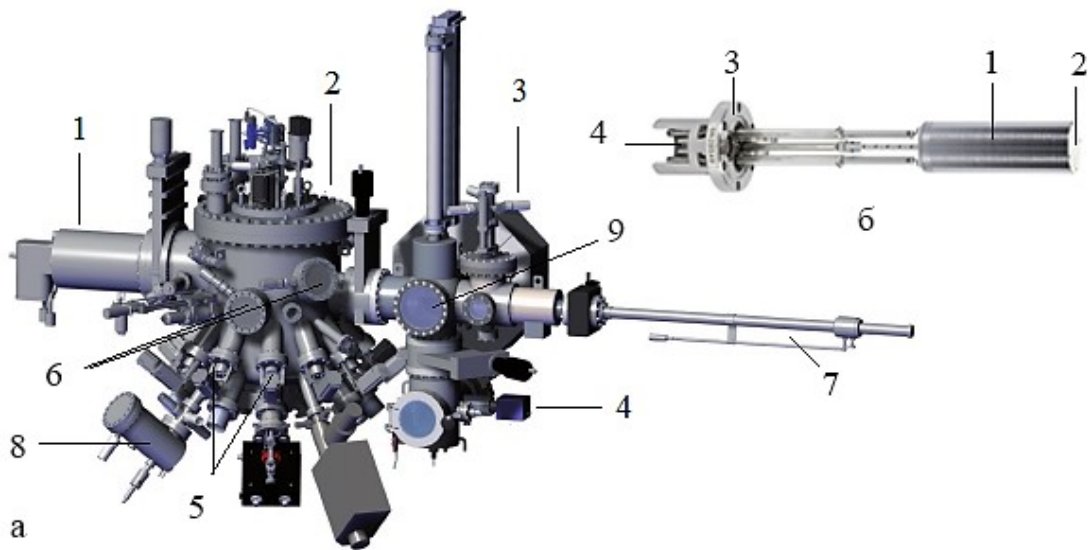


Рис. 2.3. Зовнішній вигляд установки МПЕ RIBER Compact 21(а) [111]: 1 – блок підключення до вакуумної системи; 2 – робоча камера; 3 – буферна камера; 4 – первинна камера поміщення підкладок; 5 – ефузійні комірки Кнудсена; 6 – фланці для приєднання додаткового обладнання; 7 – маніпулятор; 8 – система напуску газу; 9 – оглядове віконце. Конструкція випарника – ефузійної комірки Кнудсена (б): 1 – Комірка Кнудсена, в якій розташований тигель, танталовий нагрівач, термодатчик та система охолодження; 2 – заслінка; 3 – фланець для закріплення випарника; 4 – відводи для живлення та охолодження

були використані літературні дані [112, 113]. Безпосереднє епітаксійне осадження мультишарів Co/Ni (111) на підкладку з $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ (11 $\bar{2}$ 0) описано в роботі [114]. Проте, в даному випадку було необхідним використання буферного шару Co товщиною 0,5 – 0,8 нм, що робить майже неможливим отримання зразків з ПМА у зв'язку з домінуванням анізотропії форми буферного шару Co. Таким чином, як буферний шар бажано використовувати немагнітний матеріал. Буферні шари виконують декілька дуже важливих функцій при епітаксійному рості. У зв'язку з практичною неможливістю отримувати надтонкі монокристалічні металеві плівки (декілька моноатомних шарів) безпосередньо на оксидній підкладці як наслідок слабкої взаємодії з атомами кисню, що призводить до острівцевого росту плівки, а отже, в основному, до формування полікристалічної структури [115], осадження буферного шару забезпечує атомарно гладкий інтерфейс із необхідною кристалічною структурою для подальшого росту зразка. Відносно велика товщина буферного шару (від декількох до десятків нанометрів) дає можливість одержати монокристалічну плівку з низькою дефектністю, а також піддати її термообробці з метою згладжування поверхні як наслідок термостабілізаційних процесів. Окрім цього, інтерфейс метал/метал характеризується кращою адгезією, ніж інтерфейс оксид/метал, що забезпечує пошаровий ріст плівки.

Попередній досвід наукової групи «Наномагнетизму та спінтроніки» [115-117] щодо епітаксійного росту буферного шару з V (110) та Au (111) на $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ (11 $\bar{2}$ 0) свідчить про можливість росту на них шарів Co та Ni (111). З метою очищення поверхні сапфірової підкладки її було відпалено в аналізуючій камері установки МПЕ при 1220 К протягом 10-15 хв, після чого підкладка розміщувалась в МПЕ-камеру для епітаксійного осадження зразків. Буферний шар V товщиною 5 нм осаджувався електронно-променевим методом зі швидкістю конденсації 0,1-0,2 нм/с, яка контролювалася за допомогою кварцового резонатора. Механізм епітаксійного росту V (110) на $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ (11 $\bar{2}$ 0)

добре відомий з літературних даних [115-119]. Діагональ прямокутної кристалічної решітки ванадію при осадженні на сапфірову підкладку орієнтується паралельно коротшій стороні решітки, утвореної атомами О в α - Al_2O_3 (рис. 2.4 а). Підкладка знаходилась у підігрітому стані. Температура становила 1000 – 1100 К, що є оптимальною для епітаксійного росту V [115]. Окрім цього, для оптимізації умов епітаксійного росту мультишарів $[\text{Co}/\text{Ni}]_n$ було використано буферний шар Au(111) товщиною 3 МШ, який має гексогональну структуру. Au випаровувався за допомогою комірки Кнудсена при температурі 1500 К. Осадження Au на V здійснювалося після охолодження підкладки до кімнатної температури. Епітаксійні зв'язки кубічного ОЦК-V(110) та гексогонального ГЦК-Au(111) мають тип Нішіяма-Васермана (Nishiyama/ Wassermann) [120, 121]. Схематичне зображення росту ГЦК-Au на ОЦК-V наведено на рис. 2.4 б. Детальна модель епітаксійного росту ГЦК(111) шарів на ОЦК(110) підкладці розглядається в роботі [122]. Пошаровий ріст V підтверджувався осциляцією ДВЕЕ (п. 2.2.1). Осциляція також дає можливість визначити час росту одного моноатомного шару, який для Au становив 70 секунд.

Після осадження буферного шару Au підкладка відпалювалась протягом 15 хв при температурі 570 К, що підвищило гладкість поверхні шару Au, про що свідчили тонкі лінії на дифракційних картинах ДВЕЕ. Перед осадженням мультишарів з Co та Ni підкладки з буферними шарами V (5 нм) / Au (3 МШ), де МШ – моноатомний шар, було охолоджено до кімнатної температури після процесу відпалювання. Мультишари на основі Co та Ni осаджувалися за допомогою комірок Кнудсена.

Оскільки Au, Co і Ni мають ГЦК структуру, то площина (111) матиме гексогональний вигляд з атомами на всіх його кутах та одним у центрі (рис.2.4 в). Невідповідність між кристалічними решітками Co та Ni складає менше 1 %. Проте, для Ni та Au дана величина становить близько 13 % (рис.2.4 в). Осадження мультишарів починалось із шару Ni, оскільки Co не росте пошарово на Au (111). Пошаровий ріст Ni контролювався ДВЕЕ-осциляцією.

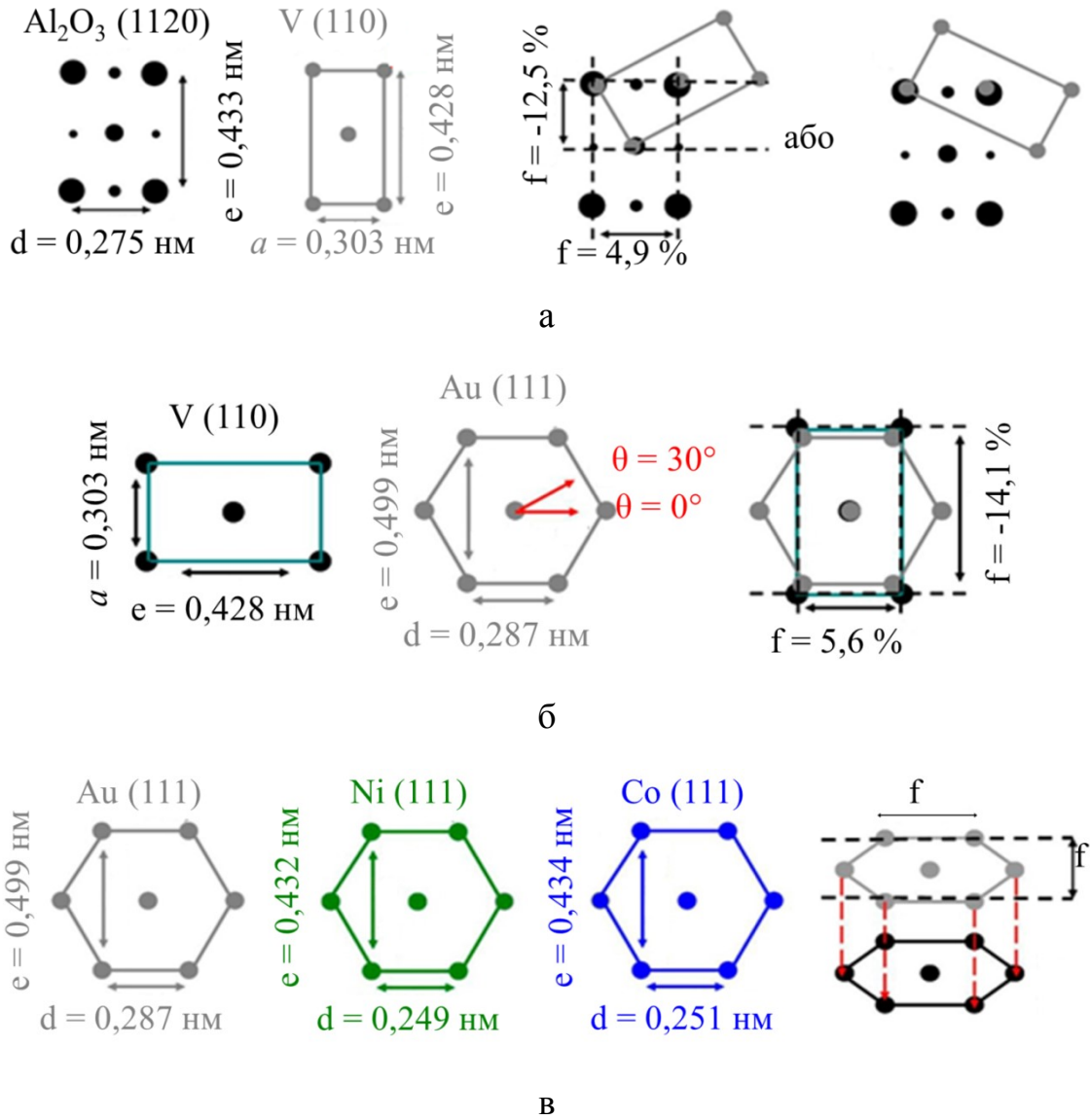


Рис. 2.4. Орієнтація кристалічних решіток при епітаксійному рості V (110) на сапфіровій підкладці α -Al₂O₃ ($11\bar{2}0$) (а), Au (111) на V (110) (б) та Ni (111) і Co (111) на Au (111) (в). f – невідповідність параметрів кристалічних решіток суміжних шарів, яка складає $f_{\text{Co/Ni}} = 0,6\%$, $f_{\text{Ni/Au}} = -13,2\%$, $f_{\text{Au/Co}} = 14,5\%$

Період осциляції відповідає часу росту одного моноатомного шару, який у наших технологічних умовах становив 40 с для шару Ni та 80 с для шару Co. Низька швидкість осадження дає можливість чітко контролювати час осадження, а отже, і товщину шарів із точністю близько 0,1 МШ. Більш детальний опис епітаксійного росту мультишарів $[\text{Co/Ni}]_n(111)$ наведено в роботі [123].

Кристалічна структура отриманих мультишарів, а також їх двовимірний ріст підтверджувався дифракційними картинами ДВБЕ. Після осадження $[\text{Ni} (3 \text{ МШ}) / \text{Co} (1 \text{ МШ})]_5$ формувався проміжний шар Au товщиною 4 нм. З метою одержання різної коерцитивної сили в верхньому і нижньому шарах спін-вентильної структури було збільшено товщину шару кобальту в мультишарах $[\text{Co/Ni}]_n$, відповідно до залежності B_C від кількості моношарів Co [45]. Верхній шар спін-вентилію мав наступну структуру: $[\text{Ni} (3 \text{ МШ}) / \text{Co} (2,5 \text{ МШ})]_3$. Зменшення кількості повторів для $[\text{Co/Ni}]_n$ було зроблено у зв'язку зі збільшенням товщини Co з метою одержання приблизно рівного сумарного магнітного моменту для верхнього й нижнього шарів спін-вентилію [45]. Для запобігання окислення та інших впливів зовнішнього середовища повністю сформовані зразки покривались захисним шаром Au товщиною 2 нм.

Зразки $V / \text{Fe} (d) / V$ та $\text{Co} / \text{Ni} (d) / \text{Co}$ осаджувалися за wedge-технологією, яка полягала в формуванні клиноподібного шару Fe або Ni (рис. 2.5) зі зміною товщини шару вздовж зразка з кроком 5 мм. Як підкладку для зразків на основі Ni було використано $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3 (1\bar{1}20)$, а на основі Fe – поліровані пластини

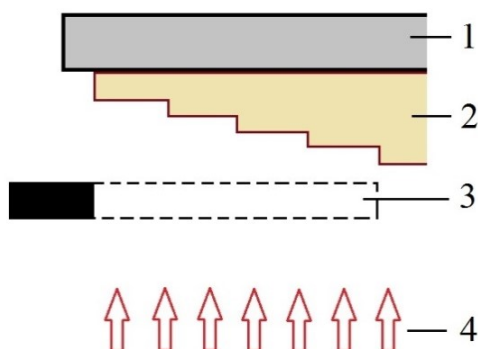


Рис. 2.5. Схематичне зображення методики одержання клиноподібного шару: 1 – підкладка; 2 – клиноподібний шар; 3 – затвор; 4 – потік матеріалу від джерела епітаксії

MgO (100) товщиною 1 мм та діаметром 50 мм. Температура відпалювання для α -Al₂O₃ та MgO підкладок становила 1200 і 900 К відповідно.

Тонкоплівковий зразок Al₂O₃ / V (50 нм) / Au (2 нм) / Ni (0,6 нм) / Co (0,6 нм) / Ni (*d*) / MgO (2,5 нм) осаджувався за технологією, аналогічною епітаксії спін-вентилів на основі [Co/Ni]_n, описаній вище. Товщина шару Ni (*x*) становила 0,2 – 1,2 моноатомних шари з кроком 0,1 МШ.

Епітаксійний ріст зразків V / Fe (*x*) / V відбувався на підкладках з оксиду магнію з кубічною структурою. Незважаючи на факт, що можливим є безпосередній ріст Fe на MgO [115], ми використовували буферний шар V товщиною 20 нм, оскільки найменша товщина Fe становила лише декілька моноатомних шарів. Буферний шар осаджувався при кімнатній температурі та відпалювався при 870 К. Шар Fe товщиною *d* від 0,7 нм (5 МШ) до 5 нм (35 МШ) осаджувався також при кімнатній температурі з подальшим відпалюванням при 600 К, після чого було осаджено шари V (5 нм) / Au (5 нм) без подальшого відпалювання. Зниження температури для термостабілізації Fe було зроблено опираючись на літературні дані, згідно з якими, перемішування на інтерфейсі V/Fe відбувається при температурі, близькій до 900 К [115]. Контроль процесу епітаксійного росту здійснювався за допомогою ДВЕЕ. Дифракційні картини вздовж напрямку росту плівки (001) підтвердили високу якість кристалічної структури (п. 2.2.1).

Магнітні тунельні переходи MgO (II) / V (10 нм) / Fe (0,7 нм) / MgO (1,2 нм) / Fe (5 нм) / Co (5 нм) / Au (5 нм) та тришарові структури MgO (II) / V (10 нм) / Fe (*d*) / MgO (1,2 нм), де *x* становив 5-12 МШ з кроком 1 МШ, формувалися за аналогічною з попередньою технологією з термостабілізацією шарів V та нижнього Fe. Осадження бар'єрного шару MgO (1,2 нм), шарів магнітожорсткого верхнього електроду Fe (5 нм) / Co (5 нм) та захисного шару Au (5 нм) здійснювалося при температурі 300 К без подальшої термообробки. Як контролюючий метод під час епітаксійного росту використовувалась ДВЕЕ. Схематичне зображення епітаксійних зв'язків атомів у шарах Fe та MgO наведено на рис. 2.6.

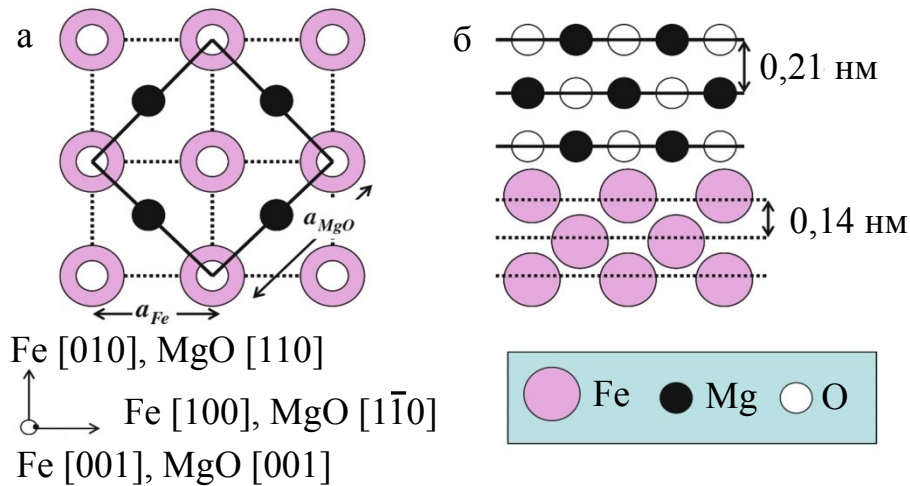


Рис. 2.6. Епітаксійні зв'язки між шарами Fe та MgO. Вигляд зверху (а) та збоку (б) [124]

Епітаксійні зв'язки встановлюються наступним чином: MgO (001) [110] \leftrightarrow Fe (001) [010]. Тобто, при епітаксійному рості бар'єрного оксидного шару на поверхні Fe, атоми кисню кристалічної решітки MgO розташовуються над атомами Fe. У цьому випадку різниця параметру решітки в площині між вузлами решітки Fe та MgO складає близько 3,5 %. Аналогічним чином відбувається зворотній ріст шарів.

2.1.3 Фотолітографія

Для одержання тунельних переходів необхідного розміру та з метою реалізації CPP-геометрії вимірювання магнітоопору було застосовано оптичну літографію. Основною метою даного технологічного процесу було розміщення контактів та ізоляція верхнього й нижнього електродів. Для цього було застосовано процес оптичної літографії з використанням випромінювання ультрафіолетового діапазону в комбінації з сухим травленням іонним пучком (іонно-промене́ве травлення). Для даного технологічного процесу було використано літографічну установку SUSS MicroTec MJB4 (центр «Minalor» Інституту Жана Ламура), зовнішній вигляд та будову якої наведено на рисунку 2.7. На рисунку 2.8 більш детально схематично зображено будову

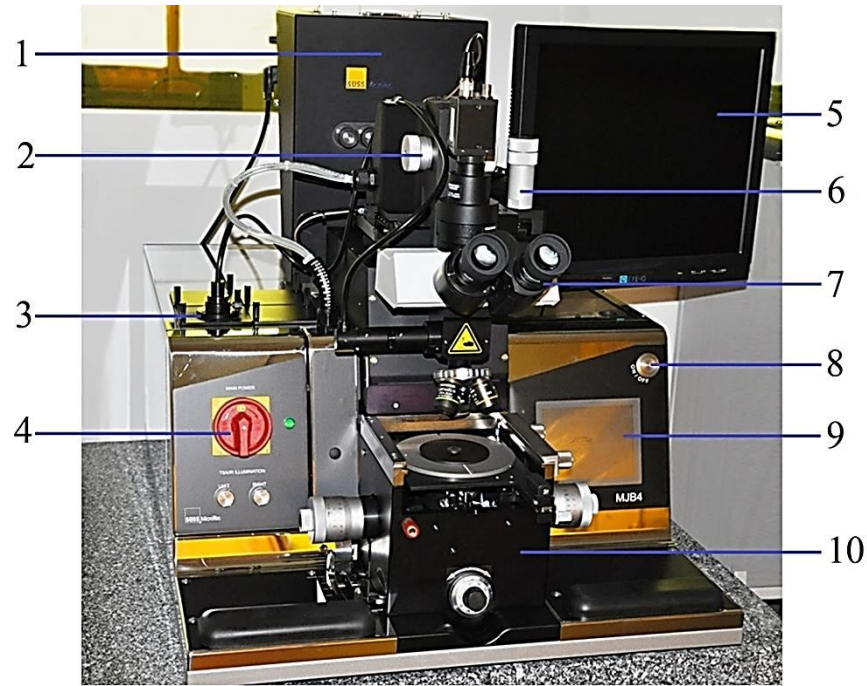


Рис. 2.7. Зовнішній вигляд та будова фотолітографічної установки SUSS MicroTec MJV 4: 1 – блок розміщення джерела опромінення; 2 – TSA-маніпулятор мікроскопом; 3 – підсвітка для мікроскопу; 4 – тумблер увімкнення установки; 5 – монітор відеозображення з мікроскопу; 6 – рукоятка фокусування мікроскопу; 7 – окуляр мікроскопу; 8 – кнопка увімкнення сенсорного дисплею керування процесом; 9 – сенсорний дисплей керування процесом; 10 – експозиційний блок

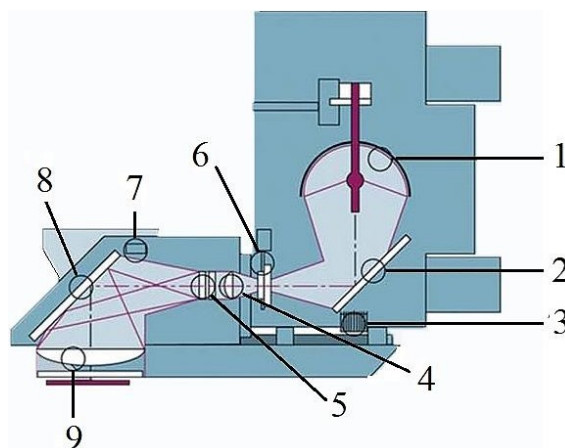


Рис. 2.8. Схематичне зображення експозиційного блоку літографічної установки [125]: 1 – еліпсоїдне дзеркало; 2 – холодне дзеркало; 3 – радіатор; 4 – конденсорна лінза; 5 – оптика зменшення дифракції; 6 – затвор; 7 – світловий датчик; 8 – дзеркало; 9 – фронтальна лінза / фотошаблон / зразок

експозиційного блоку. Коротко розглянемо етапи формування структури МТП для проведення вимірювань (рис. 2.9).

1. Після осадження плівкових структур зразок очищувався розчинником (ізопропанол) та висушувався нітрогеном.

2. Перший етап літографічного процесу полягав у видаленні частини верхнього електроду для подальшого поміщення контакту на нижній електрод. На поверхню зразка було нанесено позитивний фоторезист типу «Shipley 1813», після чого зразок відпалювався упродовж 1 хв при температурі 388 К. Використовуючи фотошаблон (маска) (рис. 2.10), зразок піддавали 5-ти секундному опроміненню джерелом ультрафіолетового світла. Як джерело світла було використано ртутну лампу.

Фотошаблон, використаний при літографічному процесі, дозволяє формувати МТП-структури розміром від 10×10 до 50×50 мкм². Після експонування зразок був поміщений на 40 с в хімічний розчин типу MF319 (96 - 97 % води, до 1 % поверхнево-активних речовин, 2 - 2,5 % гідроксиду тетраметиламонію), котрий витравлював проекспоновані області (рис. 2.9 б). Залишки хімічного розчину видалялися деіонізованою водою.

3. Оскільки травлення хімічним методом було можливе лише для металевого верхнього електроду, видалення ізолюючого бар'єрного шару з MgO або Al₂O₃ здійснювалося за допомогою сухого травлення з використанням плазми аргону, схематичне зображення процесу якого наведено на рис. 2.11. Зразок поміщувався в високовакуумну камеру, в яку подавався потік аргону з тиском 10^{-2} Па. Іонізація газу забезпечувалася ВЧ-генератором потужністю 50 Вт. Іони Ag⁺ спрямовувалися та прискорювалися двома поляризованими металевими решітками, на які подавалась напруга. Тримач зразка має нахил 15° з метою запобігання повторному осадженню стравлених атомів матеріалу.

Окрім цього, для забезпечення рівномірного травлення по всій площині зразка тримач має можливість обертатись. Вимірювання колекторного струму давало можливість оцінити кількість іонів, що потрапляли на зразок. Для оцінки глибини травлення застосовували вторинну іонну мас-спектроскопію та

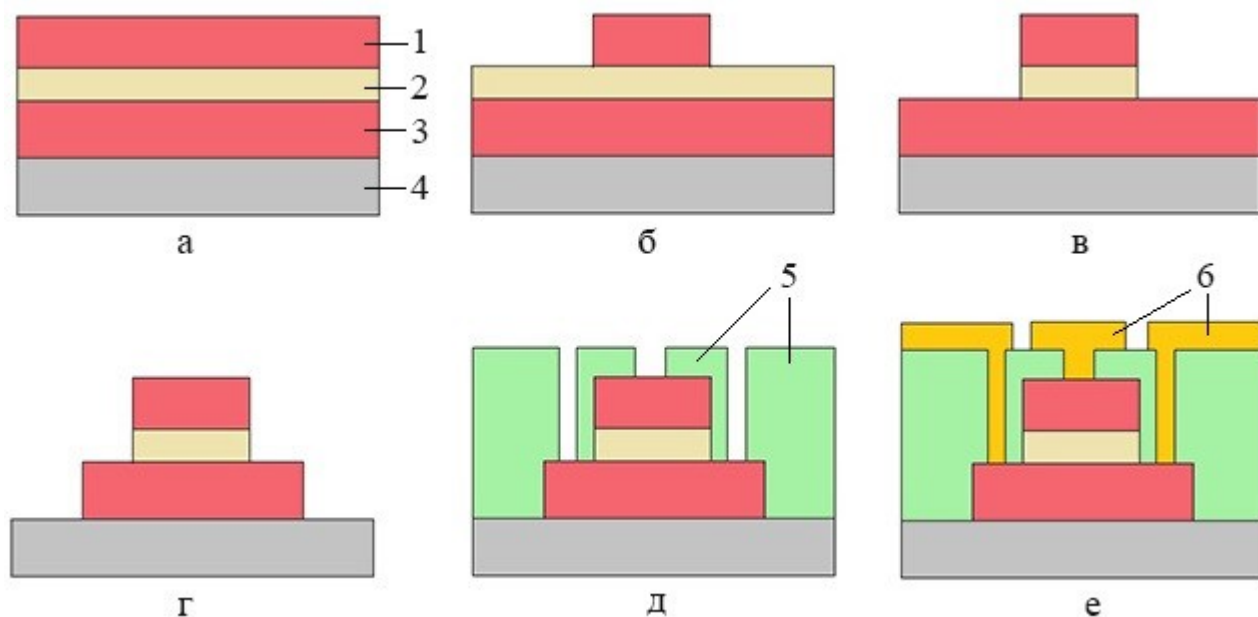


Рис. 2.9. Схематичне зображення основних етапів літографічного процесу реалізації CPP-геометрії протікання струму в МТП, де: 1 – верхній електрод; 2 – бар'єр; 3 – нижній електрод; 4 – підкладка; 5 – ізолюючий матеріал; 6 – алюмінієві контакти; а – МТП до літографії; б – МТП після першого етапу літографії; в – МТП після іонно-променевого травлення бар'єру; г – МТП після другого етапу літографії та травлення; д – МТП після нанесення ізолюючого матеріалу; е – МТП з осадженими алюмінієвими контактами

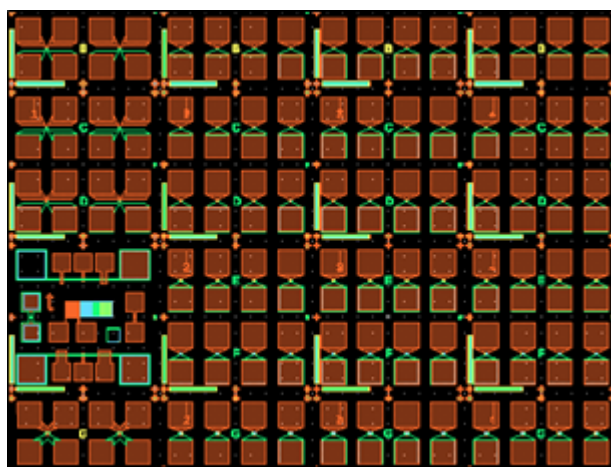


Рис. 2.10. Літографічна маска для експонування

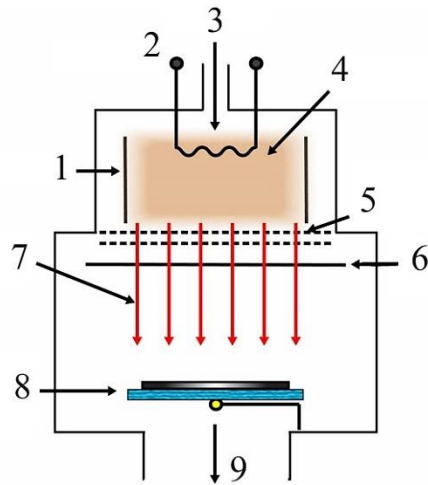


Рис. 2.11. Схематичне зображення процесу іонно-променевого травлення зразка: 1 – анод; 2 – катод; 3 – подача аргону; 4 – область утворення плазми; 5 – пластини прискорення іонів; 6 – нейтралізатор іонів; 7 – іонний пучок; 8 – зразок; 9 – зона підключення вакуумної системи

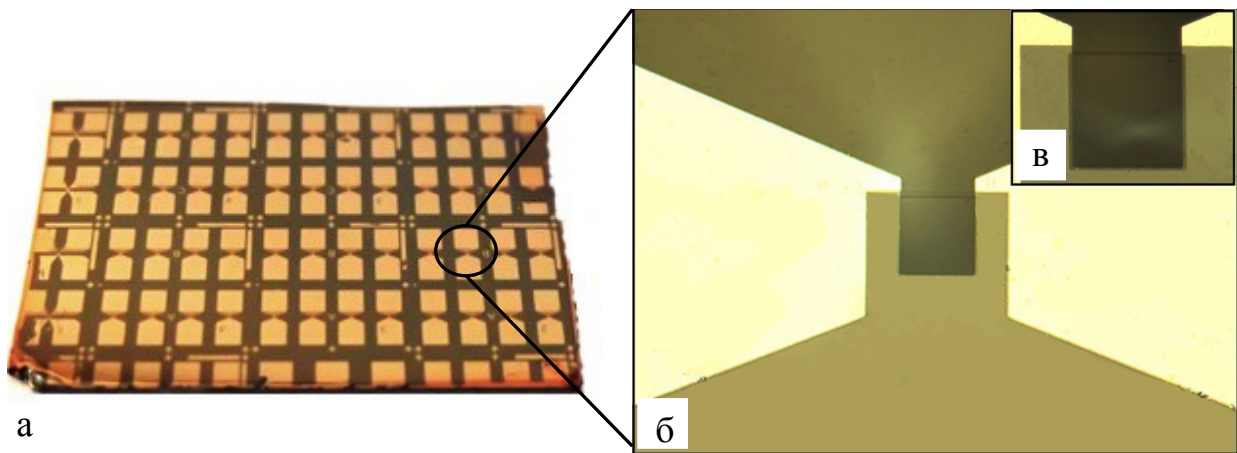


Рис. 2.12. Підкладка зі сформованими за допомогою оптичної літографії комірками магнітних тунельних переходів та осадженими на них контактами (а). Знімок (вид зверху) магнітного тунельного переходу розміром $50 \times 50 \text{ мкм}^2$, отриманий за допомогою оптичного мікроскопу Realux LABO 2 при 100x (б) та 400x (в) збільшеннях

електронну оже-спектрометрію.

4. Після закінчення іонно-променевого травлення зразок очищувався від решти фоторезисту для проведення другого етапу літографічного процесу з метою формування нижнього електроду. Даний етап відповідає діям, описаним в пункті 2, після чого структура витравлювалась до поверхні підкладки (рис. 2.9 г).

5. Наступним кроком у формуванні СРР-геометрії для вимірювань є осадження діелектрику для ізолювання верхнього і нижнього електродів магнітного тунельного переходу один від одного (рис. 2.9 д). Для захищення місць контакту на електродах попередньо осаджувався полімер «LOR3A» [126]. Формування областей осадження діелектрика здійснювалося шляхом повторення дій першого етапу літографії з використанням третьої маски.

Ізолюючий шар SiO_2 осаджувався методом магнетронного розпилення, описаного в п.2.1.1. Після ізоляції контактів, отриманий зразок поміщався в ванну з розчинником для видалення захисного полімеру та SiO_2 з областей необхідних для розміщення контактів.

6. Фінальною стадією літографічного процесу є осадження алюмінієвих контактів на електроди МТП (рис. 2.9 е). Частина підкладки зі сформованими за допомогою оптичної літографії комірками магнітних тунельних переходів та осадженими на них контактами, а також збільшене зображення одиничного МПТ наведено на рис. 2.12.

2.2 Методи дослідження кристалічної структури та фазового складу

2.2.1 Дифракція високоенергетичних електронів

Дифракція високоенергетичних електронів (ДВЕЕ) є одним з найбільш використовуваних методів для структурного аналізу поверхні при епітаксійному рості. Метод ДВЕЕ дозволяє в реальному часі слідкувати за наступними параметрами росту:

- чистотою поверхні (по яскравості відбитого сигналу);
- температурою зразка (по зміні картини дифракції при критичних температурах через перебудову поверхні);
- орієнтацією підкладки (по направленості смуг на дифракційній картині);
- швидкістю росту (по осциляції основного рефлексу в ході росту).

Однією з основних переваг даного методу є відносна простота технічної реалізації. Установки ДВЕЕ складається з електронної гармати для створення сфокусованого електронного пучка, флуоресцентного екрану (детектору) та реєструючої системи (CCD-камера) (рис. 2.13 та 2.14). Отримані CCD-камерою дані передаються до комп'ютеру, де оброблюються за допомогою програмного забезпечення, розробленого в середовищі LabVIEW.

Електрони в гарматі прискорюються до енергії 5-50 кеВ за допомогою прикладення високої напруги від 5 до 50 кВ. Отриманий пучок прискорених електронів фокусується за допомогою фокусувальної системи, до складу якої входить електрод Венельта, магнітний дефлектор та магнітні лінзи. Сфокусований пучок діаметром до 1 мм спрямовується під ковзаючим кутом ($1 - 4^\circ$) до поверхні зразка, після чого дифрагує на флуоресцентний екран, утворюючи на ньому дифракційну картину від кристалічної структури поверхні зразка [127].

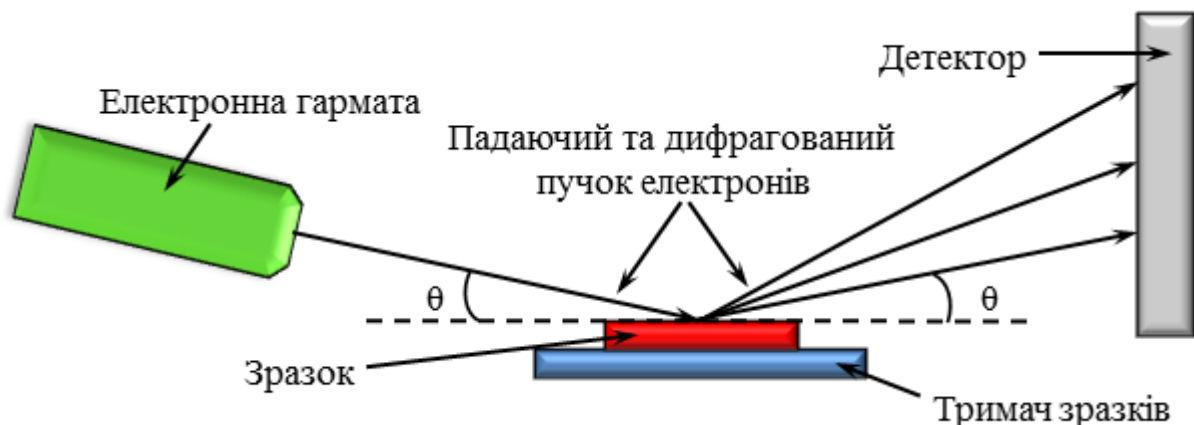


Рис. 2.13. Схематична будова установки для досліджень методом дифракції високоенергетичних електронів

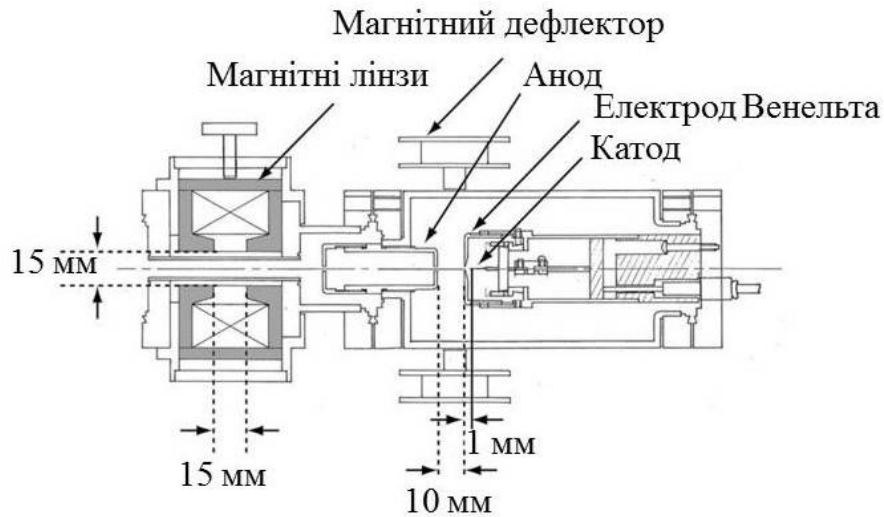


Рис. 2.14. Типова схема електронної гармати для ДВЕЕ [127]

Типові дифракційні картини від поверхні шару Co та Ni для початкового положення зразка та після його повороту відносно власної осі на 30° наведено на рис. 2.15. Дифракційна картина показує періодичність оберненої решітки в одному з можливих кристалографічних напрямів.

Для контролю процесу епітаксійного росту використовується режим осциляції ДВЕЕ (рис. 2.16). На рис. 2.17 наведено типові осциляційні залежності $I(t)$ для епітаксійного росту Au на поверхні V (а) та мультишарів на основі Co та Ni (б). Інтерпретація результатів даних вимірювань базується на зміні величини розсіяння пучка як наслідок формування острівців та їх коалесценції при пошаровому рості. Окрім цього, зміна структури поверхні впливає на загальну інтенсивність кожного дифрагованого пучка, а також її розподіл між даними пучками. Як результат ми отримуємо циклічну залежність зміни інтенсивності дифрагованих пучків, період якої відповідає часу необхідному для росту одного моноатомного шару.

Розширення ліній на дифракційних картинах (рис. 2.15 та 2.18) свідчить про збільшення шорсткості поверхні, тобто про початок росту острівців наступного моноатомного шару. Одночасно з цим відбувається зниження інтенсивності на осциляційній залежності як наслідок зростання динамічних просторових флуктуацій падаючого пучка електронів.

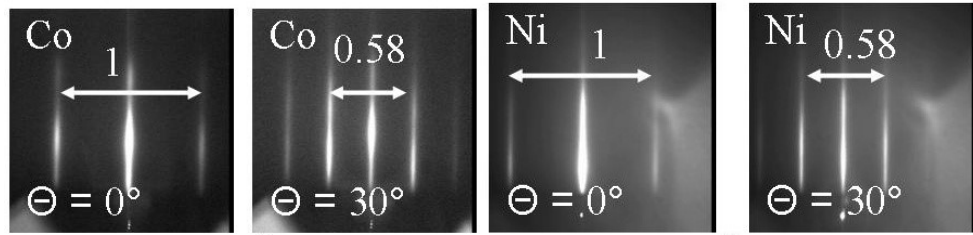


Рис. 2.15. Дифракційні картини ДВЕЕ від шару Co та Ni при епітаксійному рості мультишарів $[\text{Co/Ni}]_n$

Після коалесценції острівців інтенсивність починає зростати і досягає певного максимуму при завершенні росту моноатомного шару. Таким чином, максимум інтенсивності ДВЕЕ відповідає повністю сформованому моноатомному шару з гладкою поверхнею.

У випадку, якщо ріст наступного моноатомного шару починається до завершення попереднього, відбувається зростання шорсткості поверхні зразку, що збільшує розсіяння падаючого пучка електронів і, як наслідок, буде спостерігатись розупорядкування осциляційної залежності [127, 128]. Контроль епітаксійного росту монокристалічних магнітних тунельних переходів V/Fe/MgO/Fe/Co здійснювався аналогічним чином із використанням режиму дифракції та осциляції ДВЕЕ (рис. 2.18).

Дифракційна картина ДВЕЕ свідчить про формування монокристалічної ОЦК структури шарів V (001) на поверхні підкладки MgO та шарів Fe (001) на поверхні буферного шару V (001). Осциляційна залежність ДВЕЕ демонструє пошаровий гомоепітаксійний ріст Fe (001).

Зменшення інтенсивності ДВЕЕ є типовим при збільшенні кількості осаджених моноатомних шарів матеріалу. Незважаючи на те, що результати ДВЕЕ не надають точних значень параметру решітки, її варіювання протягом епітаксійного росту дає можливість визначити критичну товщину для пластичної релаксації (в основному, вона складає декілька моноатомних шарів) [115]. Критична товщина для пластичної релаксації епітаксійного шару Fe складає менше одного моноатомного шару [130].

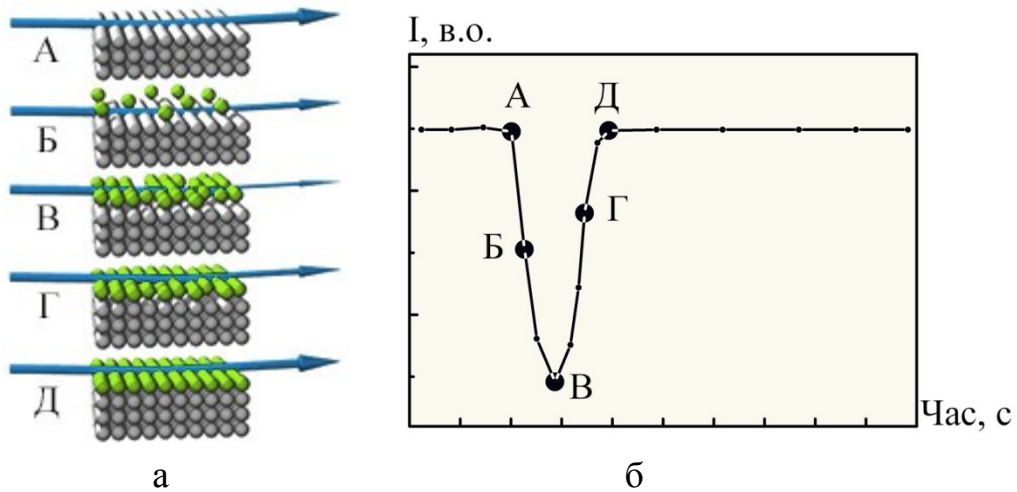


Рис. 2.16. Відповідність між стадіями росту моноатомного шару (а) та сигналом осциляції інтенсивності ДВЕЕ з часом (б)

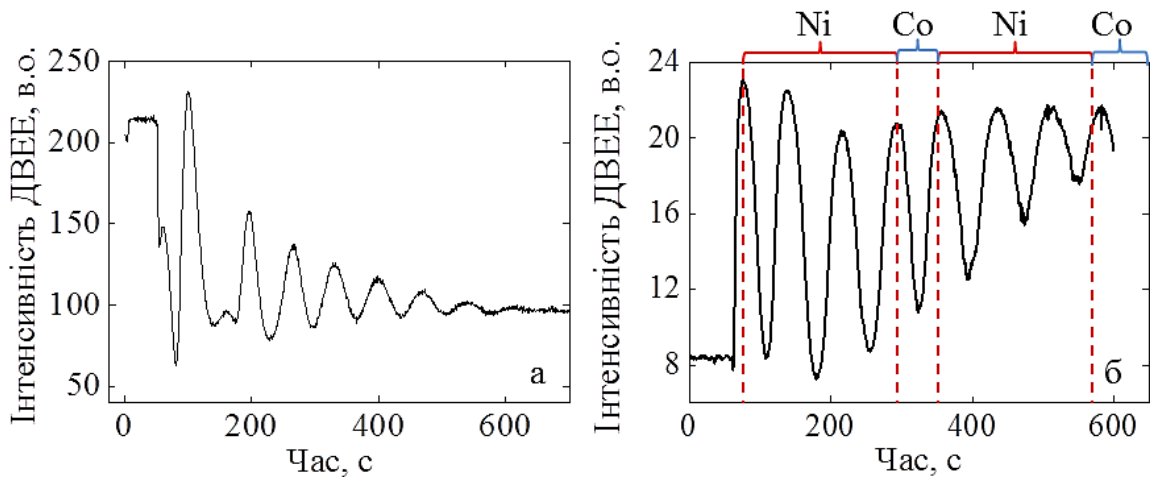


Рис. 2.17. Осциляція інтенсивності ДВЕЕ при гетероепітаксійному рості Au (111) на V (110) (а) та мультишарів $[\text{Ni}(3 \text{ МШ})/\text{Co}(1 \text{ МШ})]_n$ (б)

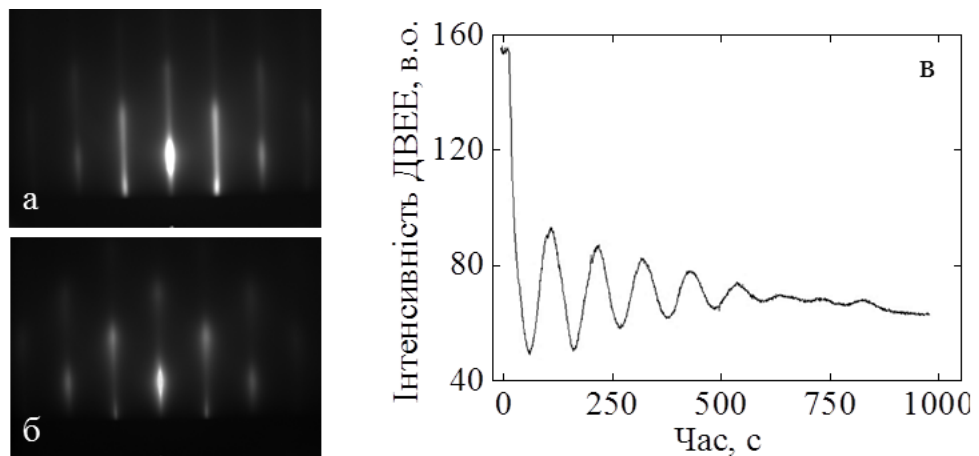


Рис. 2.18. ДВЕЕ в режимі дифракції при епітаксійному рості MgO/V (001) (а) та MgO/V/Fe (001) (б) та в режимі осциляції під час росту 8 МШ Fe (001) на поверхні буферного шару V (в)

2.2.2 Рентгенівська дифрактометрія

Для дослідження кристалічної структури плівкових зразків використовувався метод рентгенівської дифрактометрії із застосуванням дифрактометра PANalytical X'Pert Pro. До основних вузлів дифрактометра відносять джерело рентгенівського випромінювання, гоніометр та детектор, що реєструє дифраговане випромінювання. Гоніометр є вузлом дифрактометра, на якому закріплюються всі інші його деталі: рентгенівська трубка, щілини, монохроматор, тримач зразків та детектор. Джерелом електронів у рентгенівській трубці є вольфрамовий катод, який розігрівається електричним струмом.

У даному дифрактометрі був використаний мідний анод, у зв'язку з високою інтенсивністю випромінювання та зручною довжиною хвилі, яка співрозмірна з більшістю міжплощинних відстаней. Генероване рентгенівською трубкою монохроматичне випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 0,154$ нм (Cu K α) проходить через систему щілин Солера та екваторіальну щілину, відбивається від зразка та, проходячи через антирозсіювальну щілину та щілину Солера, потрапляє на монохроматор, де зменшується спектральне та кутове розходження випромінювання, після чого сигнал надходить до детектора. У даному дифрактометрі використовувався гібридний монохроматор, який складається з двох германієвих дзеркал (первинна оптика) в поєднанні з плоскопаралельним коліматором (вторинна оптика) [131]. Як детектор застосовувався 255-ти піксельний 0D PIXel детектор.

Гоніометр забезпечував одночасне обертання зразка на кут θ та детектора на кут 2θ з метою виконання рівності кутів падіння та відбиття, що необхідно при виконанні умови Вульфа-Брегга $2d \cdot \sin\theta = k \cdot \lambda$. Таким чином, вимірювання дифрактограми здійснювалося в режимі θ - 2θ -сканування, при якому швидкість повороту детектора в два рази більша від швидкості повертання зразка. Даний метод дає можливість отримати відбиття рентгенівських променів від усіх можливих для досліджуваного матеріалу кристалографічних площин.

Сканування виконувалося в широкому кутовому діапазоні (для $2\theta \sim 5 - 100^\circ$) з метою зареєструвати якнайбільшу кількість дифракційних максимумів. Швидкість сканування та крок визначався відповідно до типу досліджуваного зразка. Дифрактограма від кристалічного зразка являє собою залежність інтенсивності дифрагованого рентгенівського випромінювання від подвійного брегівського кута 2θ , при цьому кожному дифракційному максимуму на дифрактограмі відповідає певна міжплощинна відстань відповідно до рівняння Вульфа-Брегга, наведеного раніше.

Для розшифрування експериментально одержаних дифрактограм було використано бази даних PDF-2 та PDF-4, які належать Міжнародному центру дифракційних даних (ICDD).

2.3 Дослідження магнітних, магнітооптичних та магніторезистивних властивостей

2.3.1 Система вимірювання фізичних властивостей PPMS

Для вимірювання фізичних властивостей досліджуваних спін-вентилів $[\text{Co/Ni}]_n/\text{Au}/[\text{Co/Ni}]_n$ та магнітних тунельних переходів на основі мультишарів $[\text{Co/Ni}]_n$ і $[\text{Co/Pt}]_n$, а також епітаксійних МТП V/Fe/MgO/Fe/Co була використана система PPMS. Система вимірювання фізичних властивостей PPMS (рис. 2.19 та рис. 2.20) є системою промислового виробництва компанії Quantum Design [132]. Зокрема, дана система застосовувалась для вимірювання магнітоопору (ГМО та ТМО), вольт-амперних характеристик магнітних тунельних переходів ($I(V)$), часової залежності опору МТП ($R(t)$). Крім цього, специфікація PPMS дозволяла проводити дані вимірювання в інтервалі температур 4 – 400 К та магнітному полі до 7 Т, а також повертати зразок на кут від 0° до 90° відносно напрямку індукції магнітного поля.

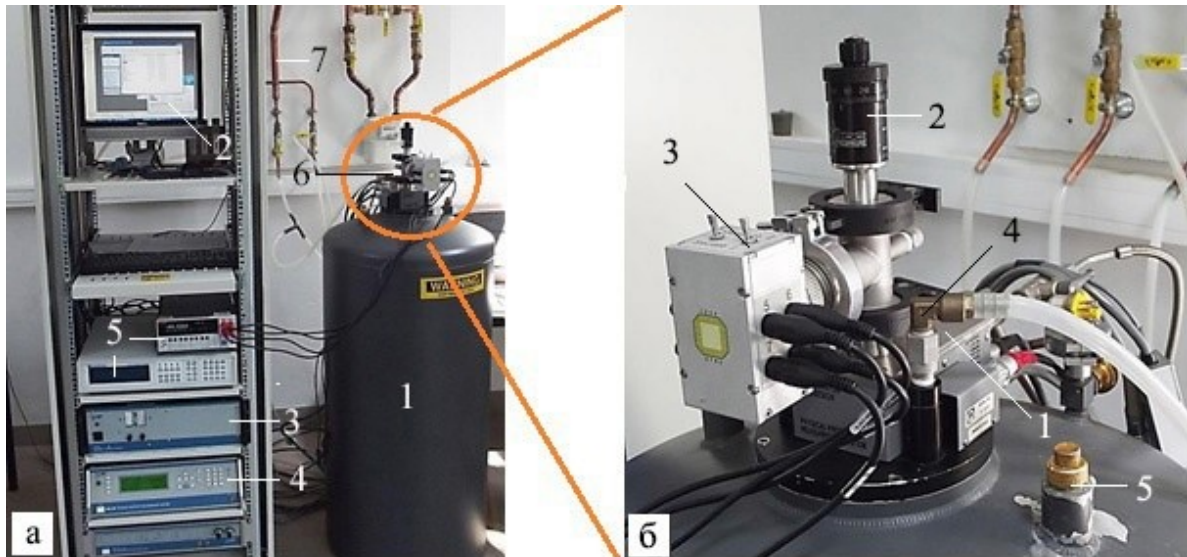


Рис. 2.19. Зовнішній вигляд системи PPMS (а): 1 – кріостат; 2 – комп'ютер; 3 – блок живлення магніту; 4 – блок контролерів магнітного поля, температури та тиску; 5 – мультиметри; 6 – зона введення/виведення зразка та датчиків до кріостату; 7 – система циклювання N_2 . Збільшене зображення зони введення/виведення зразка та датчиків до кріостату (б): 1 – комплекс з'єднань між внутрішніми датчиками та системою контролерів; 2 – система повороту зразка; 3 – блок контактів між зразком та мультиметром; 4 – клапан подачі N_2 ; 5 – клапан подачі N_2

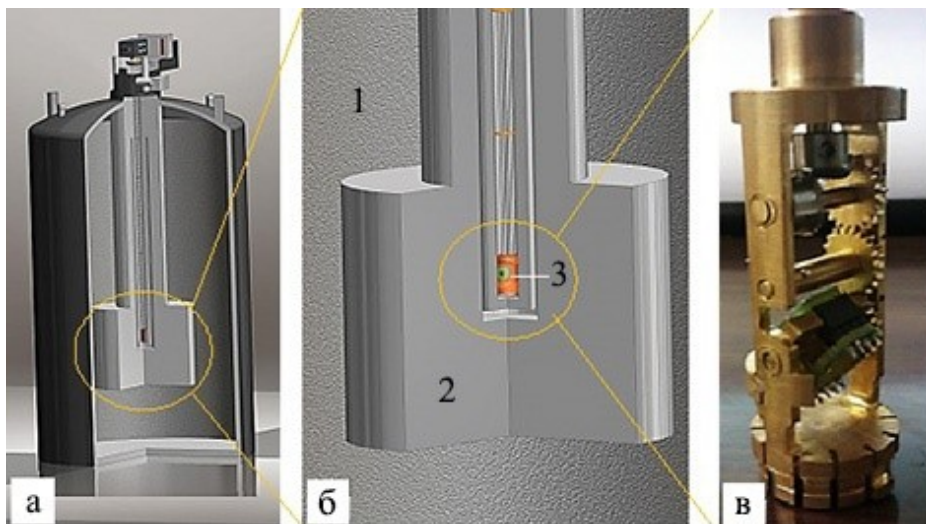


Рис. 2.20. Схематичне зображення камери кріостату PPMS у розрізі (а) та збільшена область розміщення магніту та зразка (б), де 1 – область, заповнена рідким N_2 ; 2 – область розташування магніту, яка заповнена N_2 ; 3 – місце знаходження зразка. Частина тримача для поміщення зразка до кріостату (в)

До складу вимірювальної системи PPMS Quantum Design відносяться такі основні структурні компоненти: кріостат, у якому знаходиться камера поміщення зразка, електромагніт з обмоткою з надпровідного матеріалу (сплав на основі ніобію), а також датчики тиску, температури, магнітного поля, рівня гелію тощо; блок живлення магніту; блок контролерів; система автоматизованого керування (комп'ютер та програмне забезпечення на основі програмного середовища LabVIEW); високоточні мультиметри Keithley 2400 Source Meter, система забезпечення вакууму та система циклювання гелію (рис. 2.19 та рис. 2.20). Так як частина вимірювань проводились при гелієвих температурах, то зразок знаходився у вакуумі порядку $\leq 10^{-2}$ Па, який забезпечувався турбомолекулярним насосом.

Для поміщення зразків до кріостату за допомогою тримача (рис. 2.20 в) всі досліджувані зразки закріплювалися на відповідних чіпах із подальшим розміщенням на них контактів (рис. 2.21). Як адгезив для фіксації зразків на поверхні чіпів використовувалася епоксидний клей.

Варто зазначити, що для вимірювання гігантського та тунельного магнітоопору було застосовано паралельну (CIP) та перпендикулярну (CRR) геометрії протікання струму та чотири- й двоточкову схему вимірювання, відповідно. Схему прикладення контактів та напрям протікання струму в зразках зображено на рис. 2.22. Оскільки тонкоплівкові МТП-структури літографічним методом були структуровані для реалізації CRR-геометрії

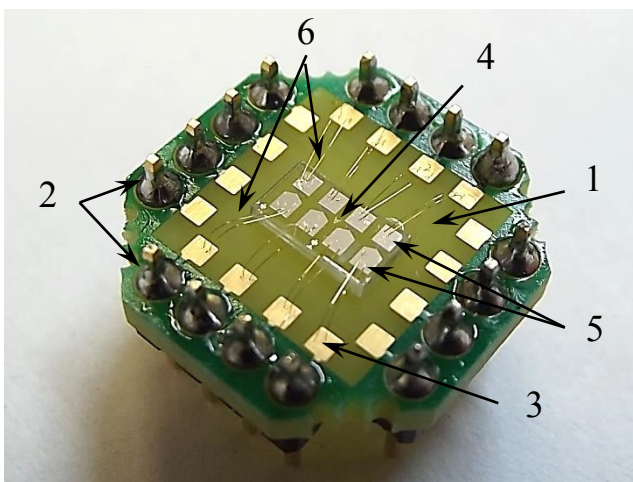


Рис. 2.21. Чіп із поміщеною на нього підкладкою з чотирма МТП: 1 – текстолітова основа; 2 – контактні виводи; 3 – контактні майданчики; 4 – підкладка; 5 – контакти МТП; 6 – з'єднувальні золоті контакти

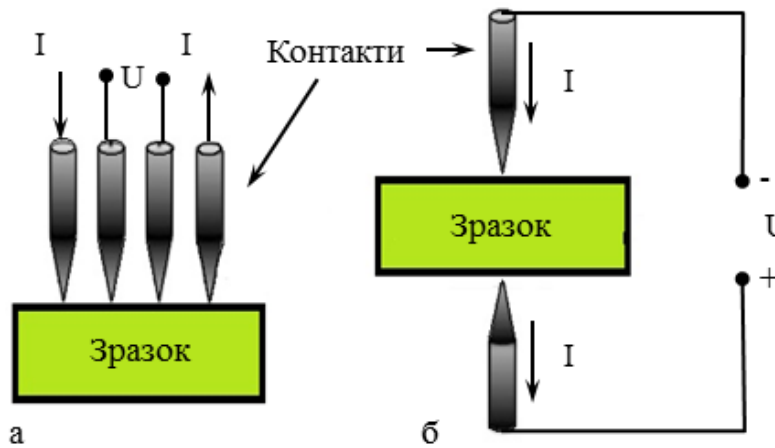


Рис. 2.22. Чотири- (а) та двоконтактна (б) схеми вимірювання з СІР- та СРР-геометрією протікання струму відповідно

протікання струму з двоточковою схемою вимірювання, то всі подальші вимірювання (ТМО, $I(V)$, $R(t)$) проводились за аналогічною схемою підключення.

Модель використаного нами мультиметру Keithley 2400 Source Meter дозволяє реалізовувати як дво-, так і чотириточкову схему вимірювання електричних параметрів, так як технологічно дає можливість одночасно подавати напругу (струм) і вимірювати струм (напругу).

Процес вимірювання керувався за допомогою програмного забезпечення, розробленого в середовищі LabVIEW. Загальний принцип вимірювання магніторезистивних вимірювань у плівкових матеріалах більш детально описано в роботах [128, 129]. Вимірювання магнітоопору (АМО, ГМО, ТМО) проводились у двох геометріях: перпендикулярній (out of plane) та поперечній (in plane). Проте, перпендикулярна геометрія при дво- та чотириточковій схемах вимірювання відрізняється взаємною орієнтацією ліній магнітної індукції та напрямку протікання струму. Таким чином, при СІР геометрії протікання струму маємо наступну орієнтацію: лінії магнітної індукції перпендикулярні площині зразка та напрямку протікання струму, а при СРР-геометрії – лінії магнітної індукції перпендикулярні площині зразка та паралельні напрямку протікання струму.

Величина анізотропного (АМО), гігантського (ГМО) або тунельного (ТМО) опору визначалась з отриманих експериментальних даних за наступним співвідношенням:

$$\frac{\Delta R}{R_s} = \left(\frac{R(B) - R_s}{R_s} \right) \cdot 100\%, \quad (2.1)$$

де R_s - електричний опір у магнітному полі насичення або в максимально можливому магнітному полі; $R(B)$ – поточне значення опору в магнітному полі.

Усі досліджувані зразки з перпендикулярною магнітною анізотропією при кімнатній температурі характеризувались незначними значеннями магнітоопору в межах 1-2,5 % в залежності від типу зразка.

2.3.2 Методика дослідження магнітооптичних властивостей

Одним із методів дослідження магнітних властивостей плівкових систем є вимірювання магнітооптичного ефекту Керра (МОКЕ). Для дослідження МОКЕ використовувалась установка промислового виробництва Micro Controle (Франція), яка знаходиться в Інституті Жана Ламура Університету Лотарингії (м. Нансі, Франція). Дана установка дозволяє вимірювати МОКЕ в трьох геометріях: поздовжній, перпендикулярній (полярній) та поперечній (рис. 2.23).

Принцип вимірювання магнітооптичного ефекту Керра базується на тому, що при падінні лінійно поляризованого монохроматичного світла на намагнічений зразок, який знаходиться в магнітному полі, відбувається його еліптична поляризація з поворотом відносно початкового кута лінійної поляризації світла. Геометрія вимірювання МОКЕ визначається взаємною орієнтацією магнітного поля, поверхні зразка та площини падіння/відбиття променя.

Конфігурація основних елементів установки для дослідження магнітооптичного ефекту Керра при перпендикулярній геометрії вимірювання наведена на рис. 2.24. Як джерело монохроматичного світла використовується He-Ne лазер потужністю 18 мВт з довжиною хвилі 633 нм. Після генерації світло проходить через лінійний поляризатор, який налаштований на

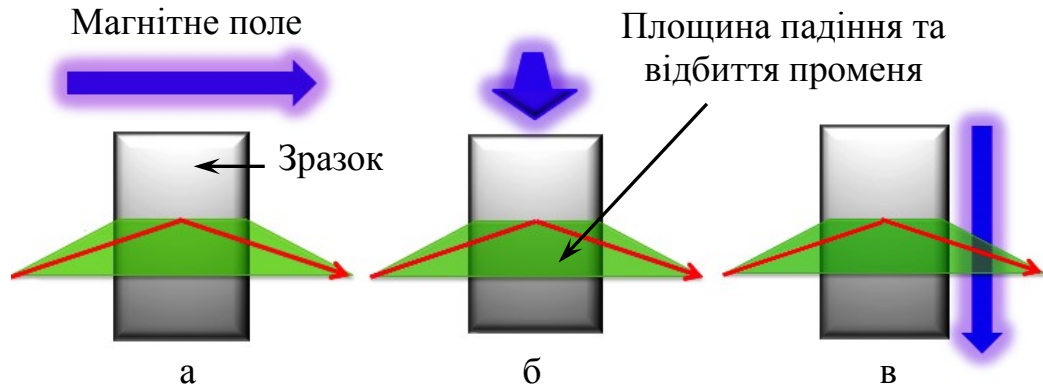


Рис. 2.23. Геометрії вимірювання МОКЕ: а – поздовжня; б – перпендикулярна; в – поперечна

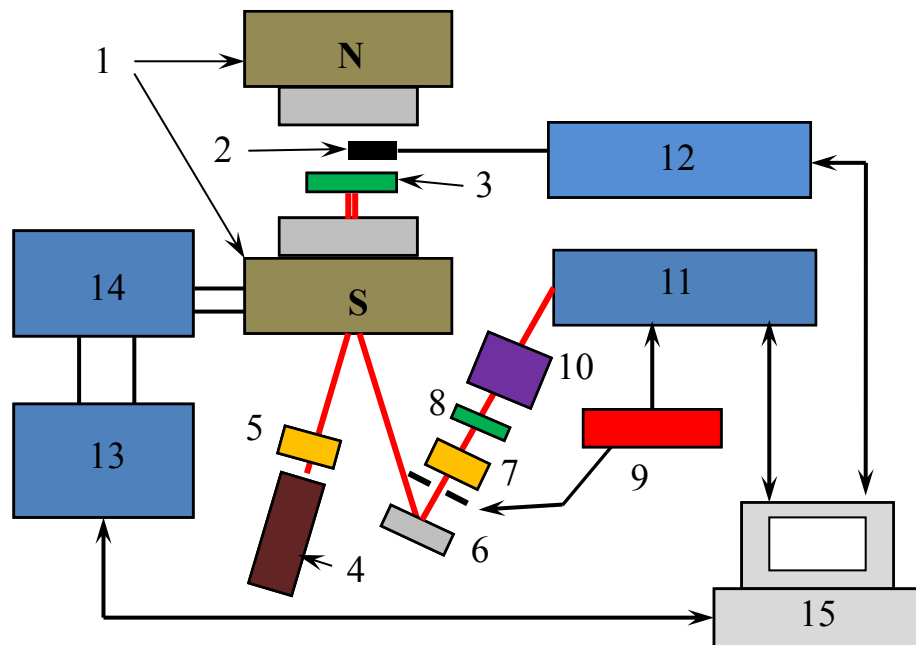


Рис. 2.24. Будова установки для вимірювання МОКЕ при перпендикулярній геометрії вимірювання: 1 – електромагніт; 2 – датчик Хола; 3 – зразок; 4 – лазер; 5 – поляризатор; 6 – дзеркало; 7 – аналізатор; 8 – фокусуюча лінза; 9 – модулятор сигналу; 10 – детектор; 11 – підсилювач; 12 – гаусметр; 13 – блок живлення електромагніту; 14 – контролер; 15 – автоматизована система керування

необхідний кут поляризації (90° або 180° для одержання p або s -поляризації, відповідно). Зразок поміщається між полюсами електромагніту в положенні відповідно до необхідної геометрії вимірювання. Відбите від намагніченого зразка світло віддзеркалює на аналізатор, який відсіює початкову лінійно поляризовану складову сигналу. Кут між поляризатором і аналізатором має складати 90° . Дана умова контролюється осцилографом. Еліптично поляризований сигнал потрапляє на фотодетектор, після чого підсилюється. Підсилювач також має зворотній зв'язок з оптичним модулятором сигналу, який здійснює поворот площини поляризації. Підсилений сигнал подається до комп'ютера для графічного відображення та подальшої обробки даних. У загальному вигляді ми одержуємо залежність інтенсивності сигналу від прикладеного магнітного поля [133, 134].

При дослідженні МОКЕ магнітне поле вимірювалось датчиком Хола, з'єданого з мультиметром Agilent 34401A, що дозволяло отримувати дані безпосередньо комп'ютером. Як контролюючий блок живлення електромагніту було використано прилад Hewlett Packard E3631A.

Керування процесом вимірювання МОКЕ здійснювалося в автоматизованому режимі за допомогою програмного забезпечення, розробленого в середовищі LabVIEW, що дозволяло задавати основні параметри вимірювання: максимальне значення магнітного поля, крок його зміни, час на фіксування однієї точки, кількість циклів вимірювання та ін.

2.3.3 Магнітометрія

Значний інтерес до дослідження магнітних властивостей тонкоплівкових систем викликаний їх практичним використанням у спітронних приладах. Вимірювання намагніченості зразків відносно малих розмірів потребує високочутливих приладів, здатних фіксувати малі значення. Найпоширенішими серед них є вібраційні магнітометри (VSM) (рис. 2.25 а), магнітометри

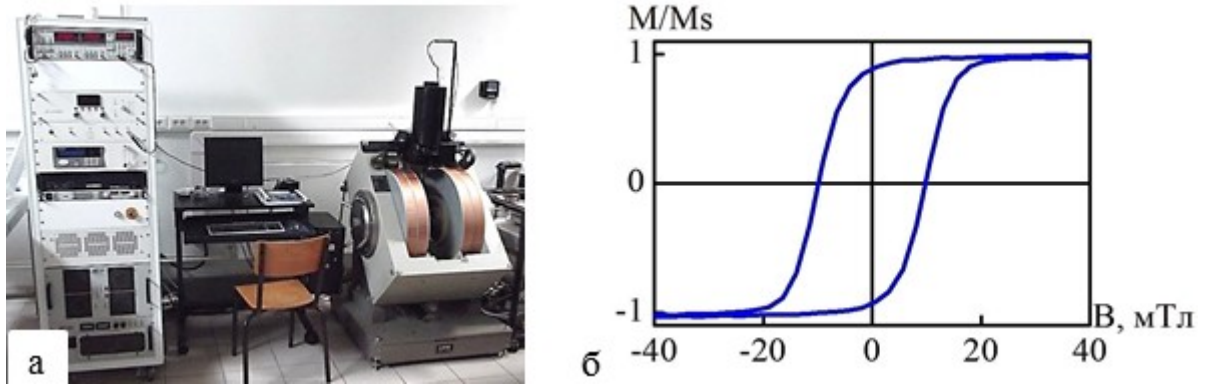


Рис. 2.25. Вібраційний магнітометр MicroSense (а) та типовий нормований гістерезис (б) для тонкої плівки сплаву $\text{Ni}_{40}\text{Fe}_{10}\text{Co}_{50}$ після відпалювання до 900 К при прикладенні магнітного поля паралельно площині зразка

градієнту змінного поля (AGFM) та магнітометри на основі SQUID-технології (MPMS Quantum Design). В основі методики вібраційного магнітометра лежить індукційний метод вимірювання магнітних властивостей, який полягає у взаємодії змінного магнітного поля намагніченого зразка, приведенного в коливальний стан, та системи нерухомих котушок.

Зразок, закріплений на штоці, розміщується поміж чотирьох вимірювальних котушок і приводиться у коливальний рух за допомогою електродинамічного вібратора з частотою коливань 100-1000 Гц та амплітудою до 1 мм. При цьому, вісь коливань спрямована паралельно площині котушок, а магнітний момент зразка, індукований магнітним полем, орієнтований перпендикулярно їх площині. Котушки розташовані на полюсах електромагніту, який є джерелом магнітного поля. На кожному полюсі пари котушок з'єднані «зустрічно», а пари між собою – «послідовно».

При русі зразка вгору магнітний потік зростає у верхніх котушках і зменшується в нижніх. ЕРС, що в них виникають, мають різні знаки, але завдяки зустрічному з'єднанню котушок вони додаються. Процес протікає аналогічно при русі зразка вниз. У той же час, зміна однорідного поля електромагніту створює взаємно компенсуючі сигнали в котушках. Така схема з'єднання котушок дозволяє відокремити сигнали від зразка й мінімізувати

паразитні сигнали від зовнішніх однорідних полів [135].

До основних частин вібраційного магнітометра відносяться: електромагніт, блок вібратора, блок живлення, система контролерів (прилади контролю та вимірювання сигналів) та автоматизована система керування. Чутливість сучасних VSM промислового виробництва становить близько $0,5-1 \cdot 10^{-9} \text{ A} \cdot \text{m}^2$ [116]. При високій чутливості вимірювань зазвичай використовують підсилювачі сигналу. Так як безпосереднє вимірювання намагніченості зразків є доволі складним, магнітометр надає дані щодо сумарного магнітного моменту ($\text{A} \cdot \text{m}^2$) в залежності від прикладеного магнітного поля (Тл) (рис. 2.25 б).

Магнітометри градієнту змінного поля (AGFM) мають дещо інший принцип одержання сигналу. Зразок малого розміру закріплюється на кінці гнучкого стержня і поміщається в змінне поле з незначним градієнтом постійного поля. Градієнт поля діє на зразок із перемінною силою, перпендикулярною до осі стержня. Частота градієнту поля налаштована на механічний резонанс із системою стержень-зразок. Градієнт поля створюється парою котушок. Вимірювання горизонтального руху зразка здійснюється п'єзоелектричним симетричним біморфом, який з'єднаний із підсилювачем сигналу. Величина відхилення зразка від початкового положення пропорційна його сумарному магнітному моменту. Даний тип магнітометрів є більш чутливим порівняно з вібраційними магнітометрами, і чутливість даних приладів становить $10^{-10} \text{ A} \cdot \text{m}^2$, що дозволяє досліджувати зразки значно менших розмірів [135].

Для дослідження магнітних властивостей нами було використано ще один прилад нового покоління – магнітометр на основі SQUID-технології MPMS 3 виробництва Quantum Design (рис. 2.26). Теоретичні основи SQUID, у тому числі й поняття надпровідної квантової інтерферометрії, детально розглянуто в роботах [136, 137]. Коротко розглянемо будову вимірювальної системи, її функціональність та принципи роботи. Магніт системи MPMS 3 працює на основі явища надпровідності, тому він поміщений у кріостат із гелій-нітрогеновим охолодженням. Окрім цього, кріостат дозволяє проводити

вимірювання в широкому інтервалі температур (1,8-400 К). Даний магніт індукує поле до 7 Т з мінімальним кроком зміни поля 0,03 мТл та швидкістю 0,4-70 мТл/с. Для досягнення високого контролю над магнітним полем у системі MPMS було використано гібридний аналого-цифровий контролер з системою QuickSwitch™.

Вимірювальна система SQUID-VSM базується на індуктивному зв'язку двох переходів Джозефсона [137] з надпровідною котушкою, яка виконує функцію градієнтометра другого порядку. SQUID-коло [136] використовується як детектор у колі зворотного зв'язку, тому сигнал отримується у вигляді змінної вихідної напруги, яка пропорційна зміні магнітного потоку через детектувальну котушку.

Для максимальної чутливості зразок рухається (вібрує) з постійною частотою в інтервалі значень 0,1-1000 Гц (у нашому випадку частота становила ~14 Гц) та амплітудою 0,1-8 мм безпосередньо через детектувальну котушку. Сигнал вихідної напруги фіксується при кожному коливанні, після чого інтегрується, і як вихідний сигнал ми одержуємо магнітний момент досліджуваного зразка. Чутливість даного магнітометра складає $\leq 10^{-11}$ А·м². Також MPMS обладнаний системою горизонтального повороту зразка, що дозволяє отримувати дані щодо анізотропії властивостей у площині (більш детально див. [138]).

Автоматизоване керування вимірювальним процесом, відображення та коригування параметрів вимірювань, а також візуалізація експериментальних даних здійснюється через інтерфейс програмного забезпечення на основі середовища LabVIEW.

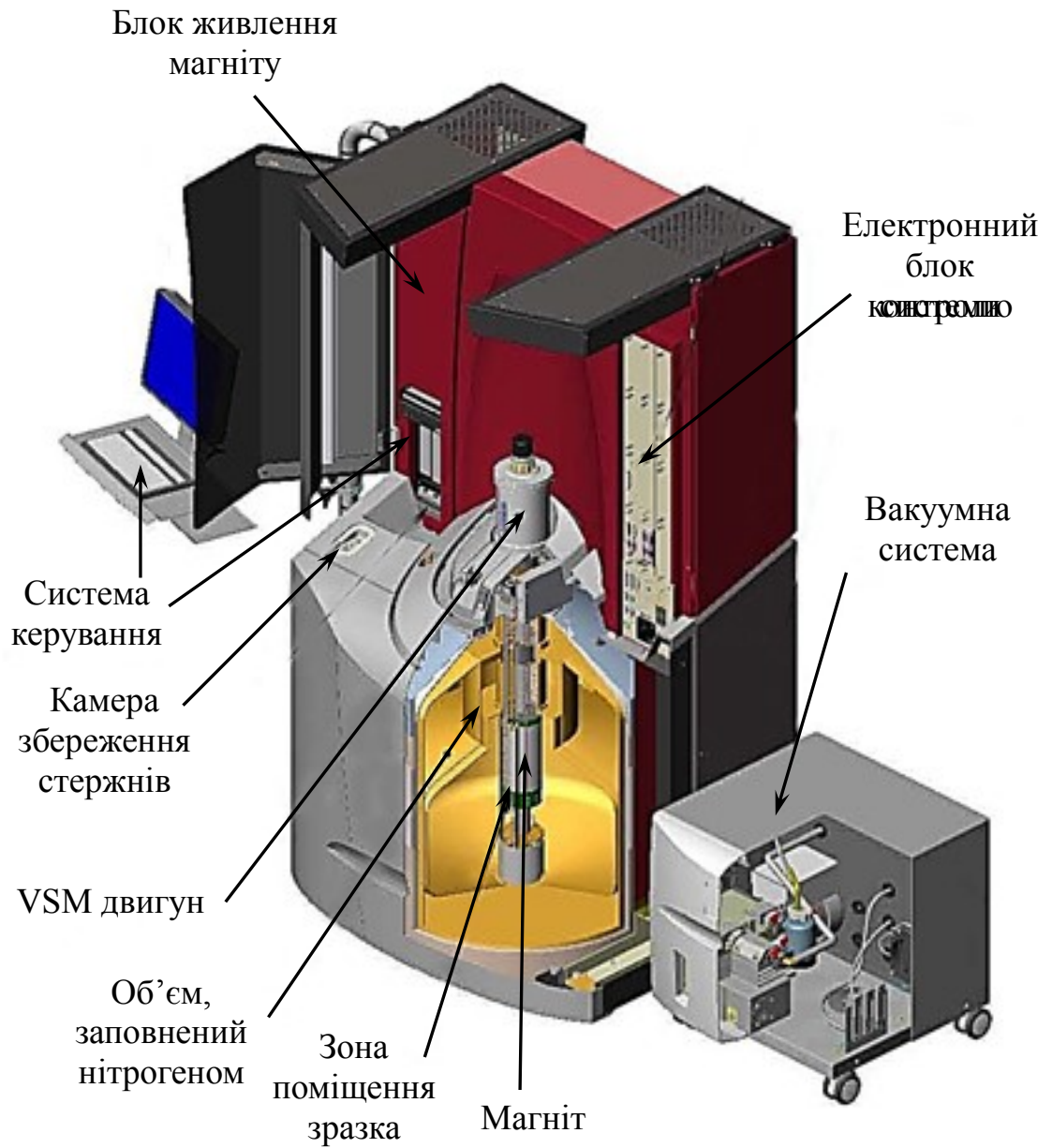


Рис. 2.26. Загальна будова магнітометру на основі SQUID-технології MPMS 3 виробництва Quantum Design

Висновки до розділу 2

1. Відповідно до задач дисертаційного дослідження, були застосовані наступні методики отримання та дослідження тонкоплівкових структур з гігантським та тунельним магнітоопором: магнетронне розпилення в надвисокому вакуумі, молекулярно-променева епітаксія для одержання монокристалічних зразків, фотолітографія, метод дифракції високоенергетичних електронів для контролю епітаксійного росту, метод рентгенівської дифрактометрії для структурних досліджень, методи дослідження електричних, магніторезистивних, магнітооптичних та магнітних властивостей.

2. Використання молекулярно-променевої епітаксії для одержання ультратонких монокристалічних структур із перпендикулярною анізотропією потребує врахування багатьох факторів, таких як: кристалічна структура підкладки, буферного шару та послідуєчих шарів, епітаксійні зв'язки, невідповідність кристалічних решіток суміжних шарів та її вплив на процес епітаксійного росту, температура відпалювання, критичні товщини релаксації шарів та ін.

3. Для визначення товщини шарів (Ni та Co), при яких інтерфейсна анізотропія є домінуючою, було використано метод дослідження магнітооптичного ефекту Керра та магнітометрію, що дозволяє одержати значення магнітних параметрів зразків і встановити наявність або відсутність у них перпендикулярної магнітної анізотропії.

4. Використання магнітометрів різних типів (VSM, AGFM, MPMS) з широким інтервалом магнітних полів та високою чутливістю дозволяє більш точно визначити магнітні властивості досліджуваних спін-вентилів та магнітних тунельних переходів в залежності від їх розміру, а також вплив ПМА на процеси перемагнічування в даних структурах.

РОЗДІЛ 3

СПІН-ВЕНТИЛЬНІ СТРУКТУРИ ТА МАГНІТНІ ТУНЕЛЬНІ ПЕРЕХОДИ НА ОСНОВІ МУЛЬТИШАРІВ Co/Ni З ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЮ МАГНІТНОЮ АНІЗОТРОПІЄЮ

Зростання інтересу до дослідження фізичних процесів у тонкоплівкових структурах з перпендикулярною магнітною анізотропією, таких як мультишари, спін-вентилі та тунельні магнітні переходи, обумовлено перспективою їх практичного використання в спінтроніці, наприклад, магнітній пам'яті довільного доступу на основі перенесення спінового моменту (STT-MRAM), пристроях збереження інформації з ультращільним магнітним записом (HDD), спін-осциляторах та ін. [65, 139, 140]. Варто зазначити, що стабільність робочих характеристик (термічних, магнітних, електричних та ін.) плівкових елементів в основній мірі залежить від протікаючих в них фізичних процесів, що в свою чергу підвищує актуальність їх вивчення.

Як уже було показано в першому розділі, одним із найперспективніших об'єктів дослідження є мультишари $[\text{Co/Ni}]_n$ з перпендикулярною магнітною анізотропією. Оскільки їх магнітні властивості в значній мірі залежать від методу та умов осадження, що безпосередньо впливає на якість меж поділу окремих шарів (інтерфейсів), процеси фазоутворення в об'ємі зразка; перемішування компонент внаслідок конденсаційно-стимульованої дифузії в процесі осадження мультишарів; точність товщини шарів і т. д., то є доцільним комплексне дослідження плівкових структур (мультишарів, спін-вентилів та магнітних тунельних переходів) на основі $[\text{Co/Ni}]_n$, одержаних у відносно ідентичних умовах, результати якого наведено в цьому розділі.

Для кращого розуміння фізичних процесів у тонкоплівкових структурах з ПМА в першому пункті даного розділу розглянемо експериментальні результати досліджень полікристалічних плівкових феромагнітних сплавів з анізотропним магнітоопором та орієнтацію намагніченості паралельно площині

зразків (in plane) на основі Fe, Ni та Co або Ag, отриманих методом терморезистивного випаровування з подальшою термообробкою.

3.1. Фізичні властивості плівкових сплавів на основі Fe, Ni та Co або Ag з анізотропним магнітоопором [141 – 145]

Як вихідний матеріал для одночасного терморезистивного осадження сплавів використовувався пермалой 79 НМ (79-80 мас. % Ni, 2-5 мас. % Mo, 13-16 мас. % Fe) та Co або Ag. Більш детально методика формування зразків, а також дослідження їх хімічного складу та структурно-фазового стану описана в роботах [143, 145].

Для дослідження було одержано три типи одношарових плівкових зразків товщиною 35-40 нм з наступним складом в ат. %: тип А - Ni-Fe ($c_{Ni} = 80$, $c_{Fe} = 20$), тип Б - Ni-Fe-Co ($c_{Ni} = 40$, $c_{Fe} = 10$ та $c_{Co} = 50$) та тип В - Ni-Fe-Ag ($c_{Ni} = 40$, $c_{Fe} = 10$ та $c_{Ag} = 50$). Як підкладки для осадження зразків використовувалися аморфні ситалові пластини СТ-50-1-1-0,5 для дослідження магнітних і магніторезистивних властивостей та мідні сіточки з попередньо осадженим шаром вуглецю для дослідження структури та фазового складу.

Зразки всіх трьох типів характеризувалися полікристалічною структурою. Як приклад, на рис. 3.1. наведено типові електронограми та мікроснімки кристалічної структури тонкоплівкових зразків Ni-Fe-Co товщиною 37 нм у свіжосконденсованому та відпаленому до температури 900 К станах, одержані за допомогою електронного мікроскопу ПЕМ-125К.

Тонкі плівки пермалою (зразки типу А) мали однофазний склад як у свіжосконденсованому, так і у відпаленому станах, який відповідав фазі ГЦК-Ni₃Fe з параметром ґратки a (Ni₃Fe) = 0,353 – 0,355 нм, що добре узгоджується з літературними даними [146, 147]. Плівкові зразки типу Б мали двофазний склад у свіжосконденсованому стані ГЦК-Ni₃Fe+ГЦП-Co (a (Ni₃Fe) = 0,354 нм та a (ГЦП-Co) = 0,242 нм) з утворенням невпорядкованого твердого розчину (однофазний стан) з ГЦК структурою та параметром ґратки $a = 0,354$ нм після

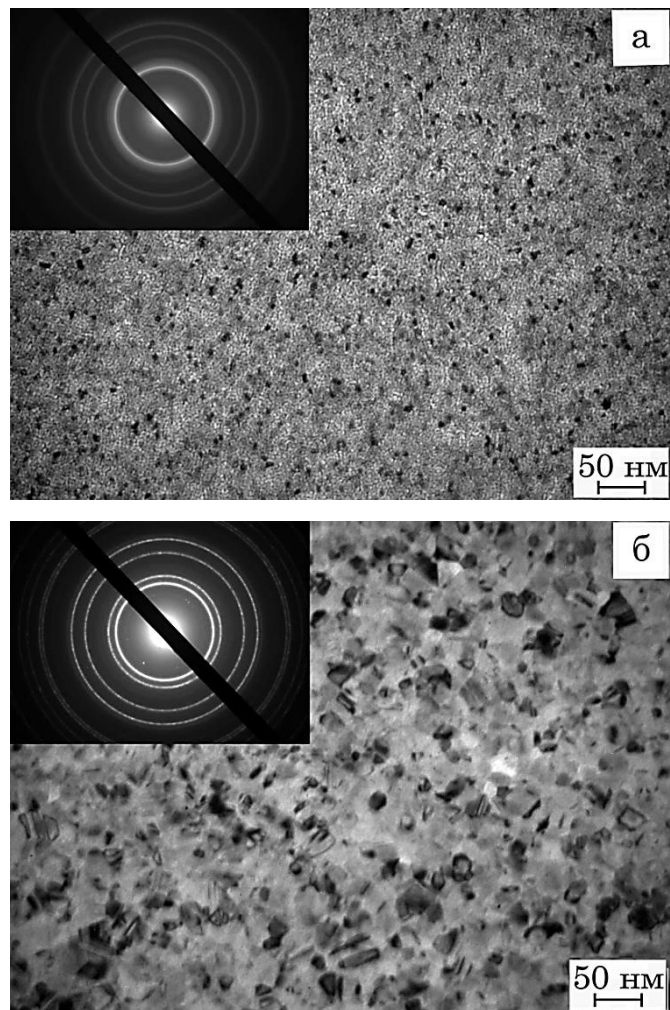


Рис. 3.1. Кристалічна структура та електронограми від свіжосконденсованих (а) і відпалених до 900 К (б) плівок трикомпонентного сплаву Ni-Fe-Co товщиною 37 нм (зразки типу Б)

відвалювання до 900 К. Двофазний склад також спостерігався для зразків типу В на основі Ni, Fe та Ag, який відповідав ГЦК-Ni₃Fe+ГЦК-Ag та залишався незмінним у всьому інтервалі температур відпалювання.

Дослідження магніторезистивних властивостей зразків типів А, Б та В показали, що їх магнітоопір має анізотропний характер. Анізотропний магнітоопір (АМО) залежить від напрямку спонтанної намагніченості й пов'язаний із поворотом феромагнітних доменів у залежності від прикладеного магнітного поля [148].

Процеси намагнічування у феромагнітних матеріалах в основному визначаються трьома типами взаємодії: обмінною взаємодією, магнітокристалічною анізотропією та магнітною дипольною взаємодією. Мінімізація повної магнітної енергії визначає стабільну конфігурацію намагніченості. З точки зору практичного використання одним із цікавих процесів є перемагнічування при коерцитивному полі B_C [148]. Вимірювання магнітоопору феромагнітних матеріалів дозволяє досліджувати механізми перемагнічування. Магнітоопір в сукупності – це сума чотирьох складових: звичайного [149] та анізотропного МО, звичайного та аномального ефекту Холла [148]. У випадку легкого намагнічування в площині та паралельно прикладеного поля анізотропний магнітоопір вносить найбільший внесок у величину МО. Окрім цього, також слід враховувати вплив доменних стінок на величину МО [150].

Залежності магнітоопору від магнітного поля для зразків типу А, Б та В до та після відпалювання до температур 700 та 900 К наведено на рис. 3.2. Вимірювання МО проводилось за чотириконтактною СІР-схемою (рис. 2.23.) у двох геометріях: перпендикулярній (лінії магнітної індукції перпендикулярні площині зразка та напрямку протікання струму) та поперечній (лінії магнітної індукції паралельні площині зразка та перпендикулярні напрямку протікання струму). Значення МО для перпендикулярної (\perp) та поперечної (\parallel) геометрій, коерцитивної сили (B_C) та поля насичення (B_S) при поперечній геометрії для плівкових зразків в інтервалі температур 300 – 900 К зведено в таблиці 3.1.

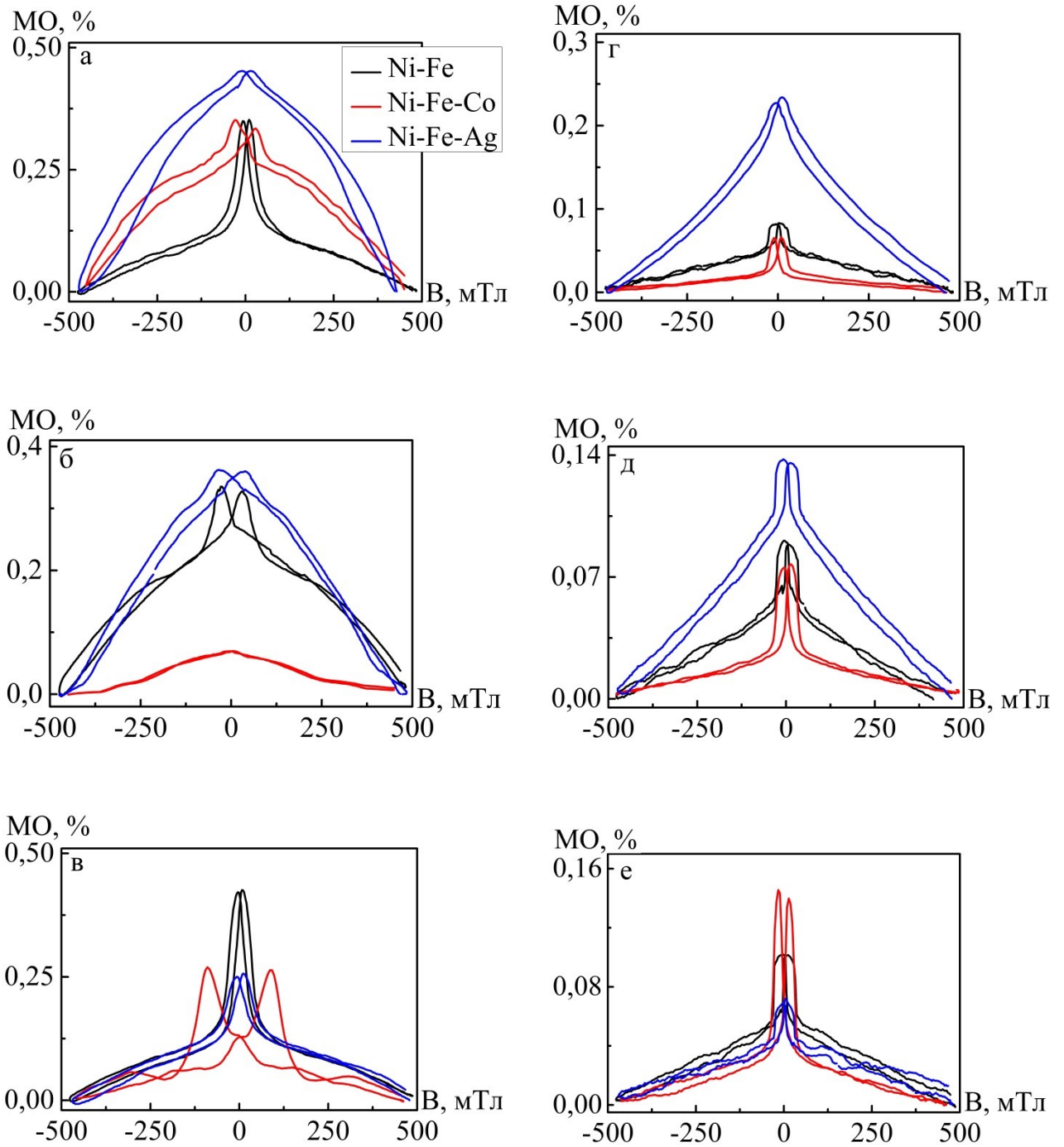


Рис. 3.2. Магніторезистивні залежності при перпендикулярній (а, б, в) та поперечній (г, д, е) геометріях вимірювання для плівкових зразків Ni-Fe, Ni-Fe-Co та Ni-Fe-Ag до (а, г) та після відпалювання до 700 (б, д) і 900 К (в, е)

Таблиця 3.1.

**Значення M_O , коерцитивної сили (B_C) та поля насичення (B_S) для
плівкових зразків Ni-Fe (А), Ni-Fe-Co (Б) та Ni-Fe-Ag (В)**

	$M_{O\perp}, \%$			$M_{O\parallel}, \%$			$B_{S\parallel}, \text{мТл}$			$B_{C\parallel}, \text{мТл}$		
	300К	700К	900К	300К	700К	900К	300К	700К	900К	300К	700К	900К
А	0,35	0,33	0,42	0,08	0,09	0,10	3,24	2,22	7,74	0,45	0,39	0,74
Б	0,35	0,07	0,27	0,06	0,08	0,14	12,2	19,7	24,1	3,71	6,90	9,88
В	0,45	0,36	0,26	0,23	0,14	0,07	1,52	4,32	4,65	0,25	0,55	0,58

З отриманих результатів можна зробити висновок, що найбільше значення M_O спостерігається при перпендикулярній геометрії вимірювання. Окрім цього, при даній геометрії спостерігається відсутність поля насичення для свіжосконденсованих та відпалених до температури 700 К зразків, насичення магнітопору з'являється лише після термообробки до 900 К. Це свідчать про наявність важкої вісі перемагнічування саме в цій геометрії. Причиною цього є прояв анізотропії форми, коли при відсутності магнітного поля більш енергетично вигідною є орієнтація векторів намагніченості в площині.

Виходячи з цього, для перемагнічування плівки по нормалі до її площини необхідно прикласти магнітне поле, значення індукції якого набагато більше, ніж за умови, коли плівка перемагнічується в площині. У нашому випадку легке перемагнічування спостерігається при орієнтації поля паралельно площині зразка. Відсутність поля насичення при перпендикулярній геометрії вимірювання може пояснюватись тим, що у випадку, коли магнітне поле (B) складає з віссю легкого намагнічування деякий кут α , то тиск з боку поля на доменну стінку зменшується, тобто він буде визначатися складовою поля $B \cos \alpha$ і при $\alpha = 90^\circ$ (магнітне поле перпендикулярне площині зразка) стінка не буде зміщуватися й перемагнічування зразка відбувається шляхом обертання сумарного вектору спонтанної намагніченості M_S .

При прикладенні магнітного поля по нормалі до осі легкого

намагнічування (у даному випадку до площини зразка) орієнтація M_S буде визначатися конкуренцією двох енергій: енергії магнітної анізотропії E_A , із-за якої M_S прагне орієнтуватися вздовж вісі легкого намагнічування (в площині зразка) та енергії намагніченого зразка в магнітному полі E_H , із-за якої вектор M_S прагне орієнтуватись вздовж поля B (по нормалі до площини зразка) [151]. Відсутність поля насичення B_S свідчить про те, що E_H , а отже, і B , має недостатнє значення для повороту вектору намагніченості M_S вздовж прикладеного магнітного поля. Отже, причиною того, що після відпалювання при 900 К в межах прикладеного поля спостерігається насичення магнітоопору, є зміна співвідношення енергій E_H та E_A , скоріш за все, у зв'язку з рекристалізаційними процесами, які вплинули на магнітні характеристики досліджуваного зразка.

Типове перемагнічування як для полікристалічних зразків з орієнтацією намагніченості паралельно площині зразка характерні для всіх досліджуваних типів плівкових сплавів, що свідчить про домінування енергії анізотропії форми (K_f) над магнітокристалічною (K_u) та інтерфейсною (K_i).

Розглянемо більш детально магнітні властивості в залежності від орієнтації магнітного поля відносно площини зразків – перпендикулярно (B_{\perp}) або паралельно (B_{\parallel}) (рис. 3.3), а також вплив температури відпалювання на них (рис. 3.4) на прикладі гістерезису для трикомпонентного сплаву на основі Ni, Fe

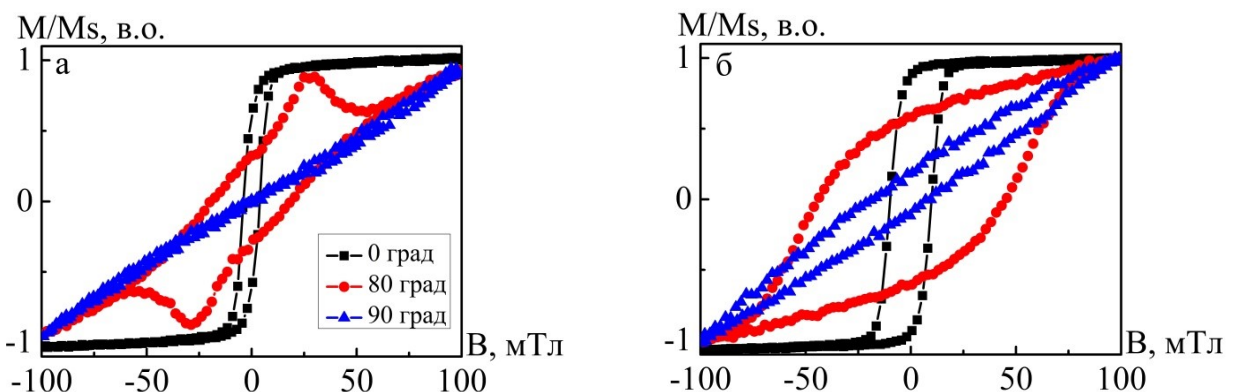


Рис. 3.3. Нормований гістерезис M/M_S для свіжосконденсованого (а) та відпаленого до 900 К (б) зразків типу Б на основі Ni, Fe та Co при B_{\parallel} (0 град) та B_{\perp} (90 град), а також при куті повороту 80 град по відношенню до B

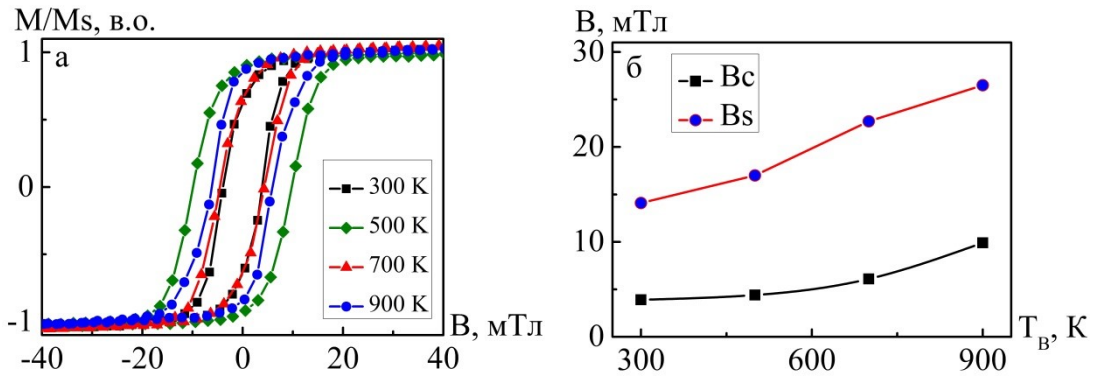


Рис. 3.4. Нормований гістерезис M/M_S (а), коерцитивність B_C і поле насичення B_S (б) для свіжосконденсованого та відпалених до температур 500, 700 та 900 К зразків Ni-Fe-Co при паралельній орієнтації магнітного поля

та Co (тип Б) товщиною 37 нм. При орієнтації зразка паралельно магнітному полю петлі гістерезису мають майже прямокутну форму з різким перемагнічуванням. Намагніченість плівок повністю змінюється в межах ± 13 мТл у свіжосконденсованому та ± 23 мТл у відпаленому до 900 К станах. Прямокутний контур гістерезису (рис. 3.3) являється типовим для легкого намагнічування, що свідчить про наявність площини легкого намагнічування паралельно поверхні зразка.

Отримані результати близькі до експериментальних досліджень пермалою та Co в роботах В. Вебера та ін. [152, 153]. Відмінність форми петель гістерезису з поворотом зразка відносно магнітного поля пояснюється зміною процесу перемагнічування. Таким чином, вигляд петлі гістерезису та основні параметри (намагніченість, коерцитивна сила) найбільшою мірою залежать від орієнтації поля відносно площини легкого намагнічування, тобто деякого кута α . Залежність $B_C(\alpha)$ або іншими словами анізотропія коерцитивної сили при порівнянні її теоретичних та практичних значень дає можливість визначити, який процес вносить найбільший вклад в магнітний гістерезис – зміщення доменних границь чи обертання спонтанної намагніченості [151]. При повороті зразка на кут від 0 до 85° відбувається зростання коерцитивної сили B_C , відносна зміна якої становить 67% для плівки до термообробки та 81-82% після неї, незалежно від температури відпалювання.

На Рис. 3.4 наведено нормований гістерезис M/M_S для свіжосконденсованого та відпалених до різних температур зразків Ni-Fe-Co товщиною 37 нм при паралельній орієнтації магнітного поля, з якого чітко простежується збільшення величини залишкової намагніченості, коерцитивної сили та поля насичення при збільшенні температури відпалювання. Відносна зміна V_C та V_S в інтервалі температур обробки 300-900 К становить 154 % та 88 % відповідно. Зростання поля насичення V_S у випадку феромагнітних плівкових сплавів досягається при закінченні процесів перемагнічування, а саме росту доменів з магнітним моментом, орієнтованим у напрямку вісі легкого намагнічування, у результаті процесу зміщення доменних границь та повороту вектору намагніченості зразка в напрямі намагнічуючого поля [154, 155].

3.2. Кристалічна структура епітаксійних мультишарів Co/Ni

Основні принципи епітаксійного росту монокристалічних шарів $[\text{Co/Ni}]_n$ були попередньо описані в п. 2.1.2. другого розділу. Як відомо з нашої попередньої роботи [143], параметри ґраток (a) плівкових Co та Ni близькі до їх значень для масивних матеріалів. У випадку епітаксійних мультишарів із товщинами в декілька моноатомних шарів очевидним є те, що Co і Ni матимуть однаковий параметр a в площині (псевдоаморфний епітаксійний ріст), внаслідок чого виникатимуть напруження. Дані напруження у площині, в свою чергу, деформуватимуть кристалічну структуру в напрямі, перпендикулярному до площини зразка. Виходячи з цього, першочерговим було визначення параметру ґратки в площині зразка за допомогою рентгенівської дифракції, після чого, використовуючи теорію напружень, розраховувався перпендикулярний параметр.

Рентгенографічні дослідження (рис. 3.5) було проведено для епітаксійних мультишарів, осаджених на підкладку Al_2O_3 з кристалографічною площиною

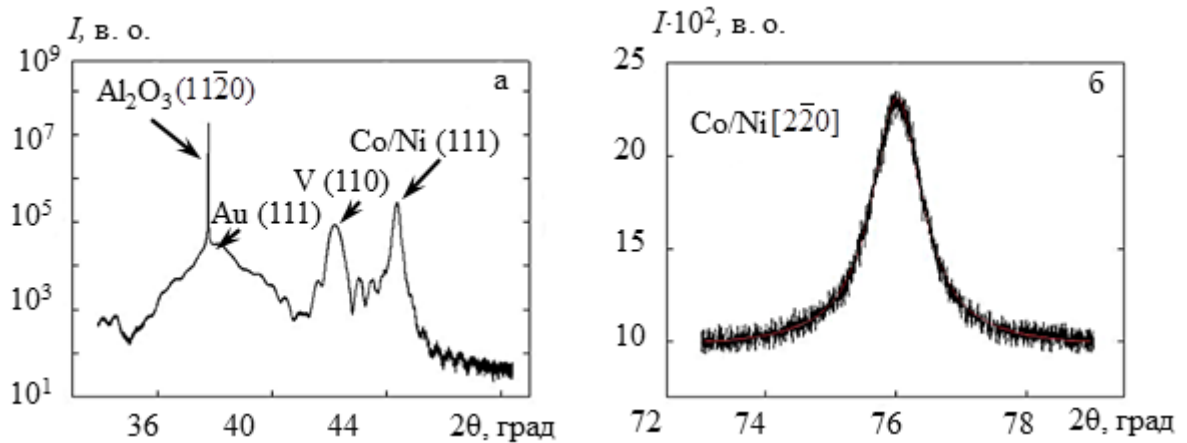


Рис. 3.5. Рентгенівські дифракційні спектри при перпендикулярному 2θ -скануванні (а) та в напрямі $[2\bar{2}0]$ кристаліграфічної площини (111) для мультишарів $[\text{Ni}/\text{Co}]_{75}$

($11\bar{2}0$) та буферними шарами V(110) та Au(111) з наступним порядком розташування шарів $\text{Al}_2\text{O}_3(11\bar{2}0)$ (П) / V (5 нм) / Au (3 МШ) / $[\text{Ni}$ (3 МШ) / Co (3 МШ)] $_{75}$ / Au (5 нм), де П – підкладка, МШ – моноатомний шар.

У монокристалічних мультишарах найінтенсивніший пік на рентгенограмі (рис. 3.5 а) відповідає середній міжплощинній відстані між шарами Co і Ni, яка визначається за формулою:

$$\langle d_{111} \rangle = \frac{n_{\text{Co}}d_{\text{Co}}(111) + n_{\text{Ni}}d_{\text{Ni}}(111)}{n_{\text{Co}} + n_{\text{Ni}}}, \quad (3.1)$$

де n – кількість моноатомних шарів та d – міжплощинні відстані для нікелю та кобальту відповідно.

Таким чином, отримавши значення кутів 2θ , маємо змогу визначити середній параметр ґратки для Co та Ni в площині. Перпендикулярний параметр ґратки відповідає відстані між (111)-шарами й може бути визначений за допомогою теорії еластичності.

При рентгенівській дифракції для ГЦК-структури тільки площини з наявними всіма індексами Міллера призводять до дифракційних піків. Для

кристалографічної площини (111) пік із найменшим значенням 2θ відповідатиме напрямку $[\bar{2}\bar{2}0]$. Таким чином, одержуємо два невідомих параметри при експериментальному дослідженні, оскільки орієнтація напрямку $[\bar{2}\bar{2}0]$ відносно підкладки є невідомою. Використовуючи формулу Брегга було визначено, що $2\theta_{Co/Ni[\bar{2}\bar{2}0]} \approx 76^\circ$ ($a_{[Co/Ni]} \approx 0,353$ нм). Положення джерела та детектора на дифрактометрі було скореговано відповідно до даного кута, після чого зразок обертвся навколо вісі, перпендикулярної до площини зразка з деяким кутом ϕ , який мав значення від 0° до 180° .

Дифракційний пік був зафіксований, коли площина $(\bar{2}\bar{2}0)[Co/Ni]$ знаходилась в положенні, що відповідає умові Брегга. Оптимізувавши розташування зразка в цьому положенні, було одержано відповідне значення 2θ , яке складало $2\theta = 76,023 \pm 0,002^\circ$. Таким чином, міжплощинна відстань $d_{\bar{2}\bar{2}0}(Co/Ni) = 0,125$ нм і параметр ґратки в площині мультишарів $[Co/Ni]_n$ дорівнює $a_{\parallel}^{Co/Ni} = 0,354$ нм.

Використовуючи одержані значення деформація параметру ґратки ϵ_{\parallel} може бути розрахована як $\epsilon_{\parallel} = (a_{\parallel} - a_0) / a_0$, де a_{\parallel} – розраховане на основі експериментальних даних значення параметру ґратки; a_0 – параметр ґратки масивного матеріалу. Використовуючи літературні значення параметрів ґратки для кобальту ($a_0^{Co} = 0,354$ нм [156]) та нікелю ($a_0^{Ni} = 0,352$ нм [157]), було одержано величину деформації параметру ґратки для досліджуваних епітаксійних мультишарів $[Co/Ni]_n$, яка становила $\epsilon_{\parallel}^{Co} \approx 0,002$ для кобальту та $\epsilon_{\parallel}^{Ni} \approx 0,004$ для нікелю відповідно.

За допомогою теорії еластичної деформації для ізотропного кристалу визначимо значення параметру ґратки a_{\perp} та її деформації ϵ_{\perp} для Co та Ni в напрямі перпендикулярному до площини (111). Ізотропний кристал з ГЦК структурою має три еластичні сталі: C_{11} , C_{12} , C_{44} , які пов'язані наступним співвідношенням:

$$C_{44} = C_{11} - C_{12}. \quad (3.2)$$

У цьому випадку коефіцієнт Пуассона визначатиметься наступним чином:

$$\nu = \frac{C_{12}}{C_{11} - C_{12}}. \quad (3.3)$$

Використовуючи співвідношення (3.3), вираз для визначення деформації параметру кристалічної ґратки матиме наступний вигляд:

$$\epsilon_{\perp} = -\frac{2\nu}{1-\nu} \epsilon_{\parallel}. \quad (3.4)$$

Еластичні константи для ГЦК-Ni та ГЦК-Co були взяті з літературних джерел [158, 159] та відповідно мали значення $C_{11} = 261,2$ ГПа, $C_{12} = 150,8$ ГПа, $C_{44} = 131,7$ ГПа для нікелю і $C_{11} = 225 \pm 25$ ГПа, $C_{12} = 160 \pm 20$ ГПа, $C_{44} = 92 \pm 15$ ГПа. Використовуючи дані параметри, була розрахована еластична деформація параметру для Co (ϵ_{\perp}^{Co}) та Ni (ϵ_{\perp}^{Ni}):

$$\epsilon_{\perp}^{Ni} = -0,005,$$

$$\epsilon_{\perp}^{Co} = +0,003.$$

Звідси, параметри кристалічних ґраток Co та Ni в мультишаровій структурі в напрямі перпендикулярному до площини (111) будуть рівні:

$$a_{\perp}^{Ni} = (1 + \epsilon_{\perp}^{Ni}) \cdot a_0^{Ni} = 0,351 \text{ нм}, \quad (3.5)$$

$$a_{\perp}^{Co} = (1 + \epsilon_{\perp}^{Co}) \cdot a_0^{Co} = 0,356 \text{ нм}.$$

Таким чином параметри в площині зразка та перпендикулярно до неї матимуть різні значення.

3.3. Магнітні властивості мультишарів Co/Ni

Монокристалічні мультишари $[\text{Co/Ni}]_n$ характеризуються одновісною магнітною анізотропією, перпендикулярною до Co/Ni та Ni/Co інтерфейсів [160]. Ефективна анізотропія зразка залежить від інтерфейсної анізотропії, що утворюється перекриттям орбіталей та спін-орбітальною взаємодією [1]. На рис. 3.6 а наведено залежність намагніченості від паралельно (B_{\parallel}) та перпендикулярно (B_{\perp}) прикладеного відносно площини зразка магнітного поля для зразка Al_2O_3 (П) / V (50 нм) / Au (2 нм) / [Co (0,2 нм) / Ni (0,6 нм)]₁₀.

Гістерезисна поведінка намагніченості спостерігалась при перпендикулярній орієнтації зразка відносно магнітного поля (рис. 3.6 а), у той час як при паралельній його орієнтації відбувався поворот вектора спонтанної намагніченості, що свідчить про наявність перпендикулярної магнітної анізотропії в даній системі. Намагніченість при насиченні становила $540 \cdot 10^3$ А/м, що добре узгоджується з літературними даними. Експериментальна залежність намагніченості від прикладеного перпендикулярно поля дає можливість визначити поле ефективної анізотропії ($H_k = 0,95$ Т) та, в свою чергу, константу ефективної анізотропії $K_{\text{еф}} = (M_S \cdot H_k)/2$, яка для досліджуваної плівкової системи складає $2 \cdot 10^5$ Дж/м³.

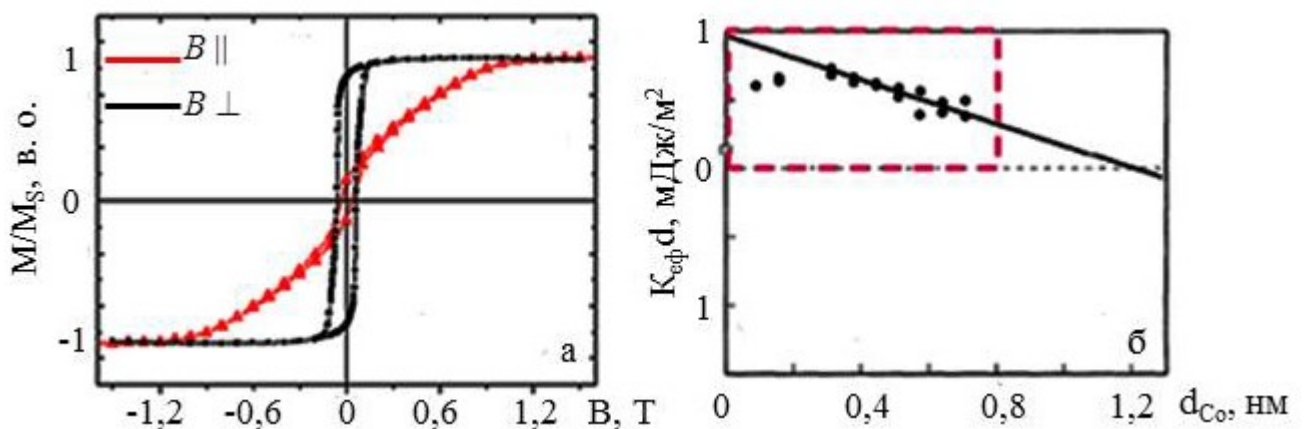


Рис. 3.6. Нормована намагніченість M/M_S (а) при \parallel та \perp орієнтаціях магнітного поля для мультишарів $[\text{Co} (0,2 \text{ нм}) / \text{Ni} (0,6 \text{ нм})]_{10}$ та залежність $K_{\text{еф}}$ від d_{Co} в структурі $\text{Cu} (111) (\text{П}) / \text{Ni} (1 \text{ нм}) / \text{Co} (d) / \text{Ni} (1 \text{ нм})$ [22]

На рис. 3.6 б наведено літературні дані [160] щодо залежності K_{ef} від товщини Co для подібного зразка. Незважаючи на те, що K_{ef} додатна (домінуючою є перпендикулярна анізотропія) у всьому досліджуваному інтервалі товщин Co, на залежності спостерігаються дві різні тенденції. Для товщини Co менше 1 моноатомного шару лінійний ріст K_{ef} свідчить про зростання області інтерфейсу Co/Ni.

Зі зростанням товщини K_{ef} починає лінійно зменшуватись, так як площа інтерфейсів Co/Ni залишається постійною, а змінюється лише кількість інтерфейсів Co/Co, а отже, зростає роль розмагнічувального поля та анізотропії форми. Енергія ефективної магнітної анізотропії K_{ef} (Дж/м³) в мультишарах Co/Ni може бути розділена на наступні складові: вклад атомів Co та Ni в об'ємі шару K_V (Дж/м³), вклад інтерфейсів K_i (Дж/м²) та анізотропія форми $-\frac{1}{2} \cdot \mu_0 M_s^2$. Додатне значення K_{ef} вказує на переважання перпендикулярної анізотропії, в той час як нахил залежності демонструє зростання негативної ролі об'ємної анізотропії K_V , яка прагне до орієнтації намагніченості паралельно площині зразка. До товщини Co 1,2 нм вклад інтерфейсної анізотропії переважає значення об'ємної, в результаті чого ми одержуємо плівкову систему з ПМА.

Із рис. 3.6 б для епітаксійної плівкової системи Ni (1 нм) / Co (d) / Ni (1 нм) значення інтерфейсної анізотропії дорівнює $K_S^{\text{Co/Ni}} = +0,42$ мДж/м² [160]. Дане значення майже в два рази більше, ніж значення K_S для мультишарів Co/Ni (0,23 мДж/м²), осаджених методом магнетронного розпилення [25] та методом МПЕ на скляну чи кремнієву підкладку (0,31 мДж/м²) [21]. Аналогічна різниця була зафіксована для епітаксійних та текстурованих мультишарів Co/Pd та Co/Pt, де інтерфейсна анізотропія для осаджених методом МПЕ ультратонких тришарових структур Pd/Co/Pd та Pt/Co/Pt з кристалічною орієнтацією (111) складала 0,92 та 1,15 мДж/м² відповідно. Окрім цього, значення K_S завжди були більші для зразків (111)-орієнтованих мультишарів Co/Pt та Co/Pd, осаджених на скляні підкладки чи GaAs, ніж для текстурованих зразків Co/Pt та Co/Pd [1].

Експериментально дослідити роль інтерфейсів Co/Ni в анізотропії можна за допомогою осадження так званого клиноподібного шару (див. п. 2.1.2). Для дослідження було осаджено монокристалічну плівкову структуру Al_2O_3 (П) / V (50 нм) / Au (2 нм) / Ni (0,6 нм) / Co (0,6 нм) / Ni (d) / MgO (2,5 нм) з клиноподібним шаром Ni товщиною 0 – 1,2 МШ. Товщина шару Ni змінювалась вздовж зразка кожні 5 мм. Дослідження здійснювалися за допомогою МОКЕ-методу в перпендикулярній геометрії (див. п. 2.3.2), результати якого наведено на рис. 3.7. При перпендикулярній геометрії МОКЕ-сигнал пропорційний проекції намагніченості вздовж напрямку, перпендикулярному до площини плівки.

Для будь-якої товщини плівки Ni, меншої 0,6 МШ залишкова намагніченість орієнтується паралельно площині зразка та повертається в напрямі прикладеного поля зі зростанням його величини. Такого роду процес характерний для важкої вісі перемагнічування в зразках з орієнтацією магнітної анізотропії паралельно площині зразка. Як видно з рисунку, зі зростанням товщини Ni від 0 до 0,6 МШ поле насичення (поле анізотропії) знижується внаслідок зменшення значення анізотропії в площині. При товщині Ni рівній чи більшій 0,8 МШ МОКЕ-залежність приймає прямокутний вигляд з повною

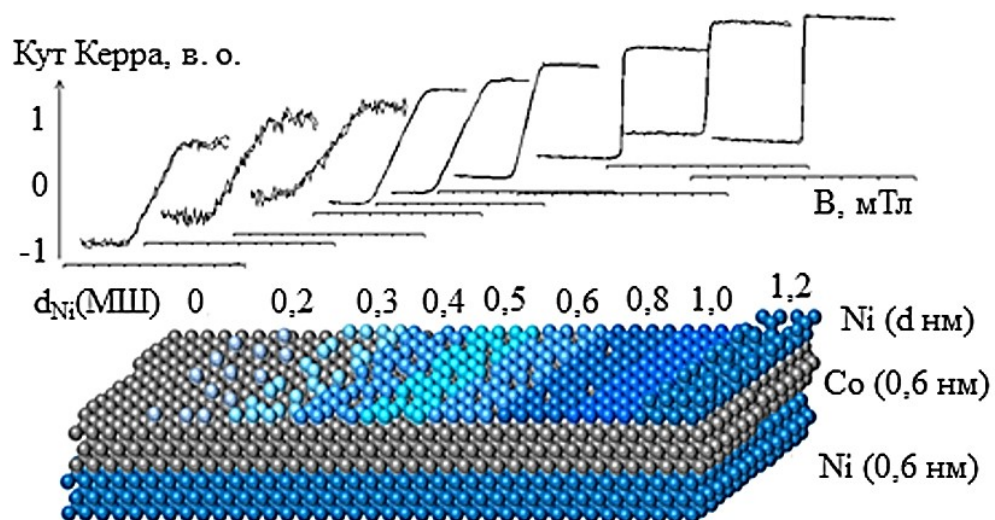


Рис. 3.7. Схематичне зображення клиноподібного шару Ni (d) та МОКЕ-залежності для змінної d_{Ni} при перпендикулярній геометрії вимірювання

залишковою намагніченістю, що свідчить про переорієнтацію намагніченості зразка з паралельного положення в перпендикулярне. Отже, перехід орієнтації анізотропії від паралельної до площини зразка до перпендикулярної спостерігається між 0,6 та 0,8 МШ Ні. Як відомо з літературних джерел, інтерфейси Co/MgO [161] та Ni/MgO [162] мають відносно низький внесок у ПМА і ним можна знехтувати. Таким чином, переорієнтація анізотропії, яка починається після товщини Ni 0,2 МШ, є яскравим прикладом сильного впливу на магнітну анізотропію електронної гібридизації на інтерфейсах Co/Ni, внаслідок чого формується ПМА.

3.4. Магнітні та магніторезистивні властивості спін-вентилів $[\text{Co/Ni}]_n/\text{Au}/[\text{Co/Ni}]_n$ з перпендикулярною магнітною анізотропією

Використовуючи попередні результати та літературні дані, нами було одержано та досліджено епітаксійні спін-вентилі наступної плівкової структури: $\text{Al}_2\text{O}_3(\text{II})/\text{V}(5 \text{ нм})/\text{Au}(3 \text{ МШ}) / [\text{Ni}(3 \text{ МШ}) / \text{Co}(1 \text{ МШ})]_5 / \text{Au}(4 \text{ нм}) / [\text{Ni}(3 \text{ МШ}) / \text{Co}(2,5 \text{ МШ})]_3 / \text{Au}(2 \text{ нм})$. На рис. 3.8 наведено магнітний гістерезис для даного спін-вентилю при прикладенні магнітного поля перпендикулярно поверхні зразка, який є типовим для плівкової структури з перпендикулярною магнітною анізотропією. Наявність сходинки на магнітному гістерезисі свідчить про почергове незалежне перемагнічування магнітом'якого та жорсткого шарів, що є необхідною умовою для спін-вентилю.

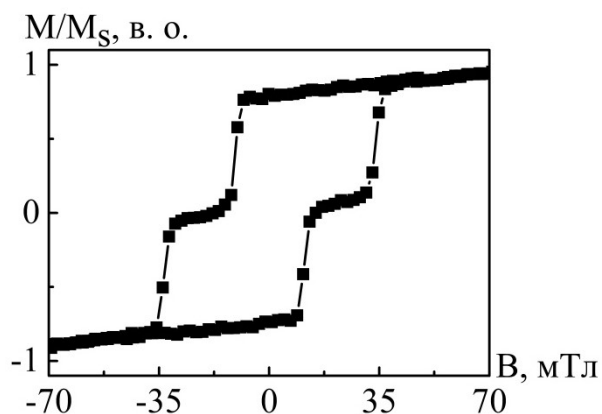


Рис. 3.8. Нормована намагніченість для спін-вентильної системи $\text{Al}_2\text{O}_3(\text{II})/\text{V}/\text{Au}/[\text{Ni}/\text{Co}]_5/\text{Au}/[\text{Ni}/\text{Co}]_3/\text{Au}$ при перпендикулярно прикладеному магнітному полі

Коерцитивність для шарів відповідно складає 13 і 31 мТл. Окрім цього, при прикладенні магнітного поля паралельно площині зразка поле насичення V_S (поле анізотропії) становить 2 Тл, що на 85 % вище, ніж V_S при перпендикулярному полі.

Так як згідно з літературними даними [45] коерцитивність V_C для 1 МШ Со значно перевищує V_C для 2,5 МШ Со та приблизно співпадає з експериментально отриманими нами результатами, то можна зробити висновок, що магнітом'яким буде верхній електрод спін-вентилю з наступним плівковим складом $[\text{Ni} (3 \text{ МШ}) / \text{Co} (2,5 \text{ МШ})]_3$.

Вимірювання магніторезистивних властивостей (ГМО) спін-вентильної системи $\text{Al}_2\text{O}_3(\text{П})/\text{V}/\text{Au}/[\text{Ni}/\text{Co}]_5/\text{Au}/[\text{Ni}/\text{Co}]_3/\text{Au}$ проводилось в СІР-геометрії при перпендикулярно прикладеному магнітному полі в інтервалі температур 10 – 300 К з використанням криостату РРМС (рис. 3.9). Для оптимізації вимірювання з метою зменшення впливу шумів буферних шарів та захисного шару в плівковій системі було використано їх мінімальну товщину.

Лінійне зростання ГМО зі зниженням температури з 0,39 % до 0,78 % спостерігалось в інтервалі 300-75 К (рис. 3.9 б), тоді як при 75-10 К значення ГМО не мало значних змін та становило 0,78-0,81 %. Одержане для даного спін-вентилю значення ГМО є відносно низьким як для структур з перпендикулярною магнітною анізотропією порівняно з літературними даними, наприклад, для спін-вентилів на основі Со/Pd ГМО складало 6-7 % [45] або 1,1 - 1,2 % для псевдо спін-вентилів на основі FePt та проміжним шаром Ag [25].

Низьке значення ГМО (0,39 % при 300 К) може бути пояснене двома факторами: зростанням ефекту шунтування відносно товстим проміжним шаром Au (4 нм) з віддаленням від поверхні зразка та зменшенням ймовірності проходження спін-поляризованих електронів через шар Au без розсіювання [164]. На відміну від Au, Cu має нижчий деполяризуючий фактор, що в разі зміни матеріалу проміжного шару могло б підвищити значення ГМО [165, 166]. Зниження температури викликає не лише зростання значення ГМО, а й ріст поля насичення V_S та коерцитивності V_C .

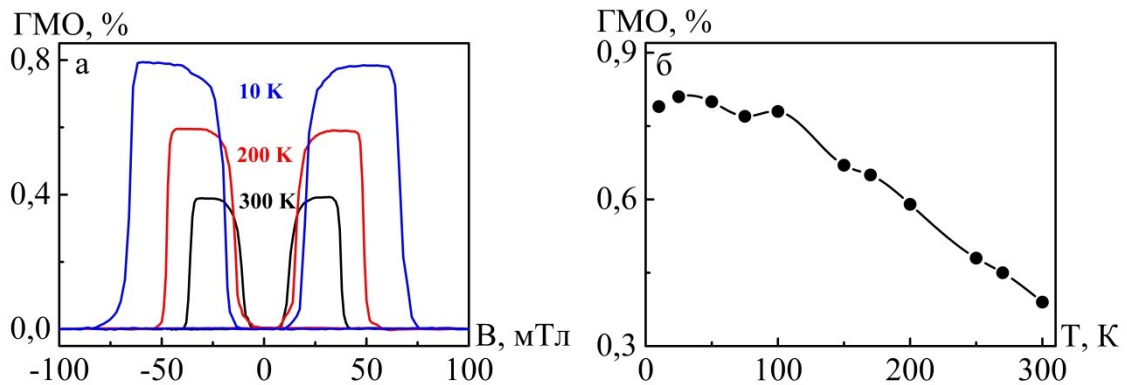


Рис. 3.9. ГМО спін-вентилія $[\text{Ni}/\text{Co}]_5/\text{Au}/[\text{Ni}/\text{Co}]_3$ при $T = 300, 200$ і 10 К (а) та температурна залежність ГМО (б)

Відносна зміна B_S (перемагнічування магнітожорсткого шару) в температурному інтервалі $10 - 300$ К складає 115% . Значення поля насичення B_S та коерцитивності верхнього (B_{C1}) і нижнього (B_{C2}) шарів при різних температурах наведено в таблиці 3.2. Лінійна залежність ГМО від температури спостерігалась для деяких інших систем, наприклад, для монокристалічних мультишарів Fe/Cr [167].

У теоретичних роботах [168, 169] розглянуто моделі температурної залежності ГМО, які, в основному, відображають зменшення розсіяння і деполяризації спіновими хвилями та фононами і, таким чином, відносне зростання вкладу спін-залежного розсіювання електронів [166]. Хасегава [168] дослідив ГМО в магнітних мультишарах при граничних температурах, використовуючи функціонально-інтегральний метод зі статичним наближенням, за допомогою якого показав важливу роль спін-флуктуацій у температурній залежності ГМО.

Температурна залежність розрахованого ГМО була набагато сильнішою, ніж намагніченості, і показала майже лінійне зниження біля температури Кюрі. ГМО в мультишарах в основному пов'язаний із різною магнітною конфігурацією в станах при $B = 0$ і $B = B_S$, у той час як температурна залежність ГМО залежить від числа магнітонів у цих станах. Можна з упевненістю стверджувати, що температурна залежність вкладу фононів буде

Таблиця 3.2

Значення поля насичення B_s та коерцитивності верхнього (B_{C1}) і нижнього (B_{C2}) шарів при різних температурах

T(K)	300	270	250	200	170	150	100	75	50	25	10
B_s (мТл)	39	42,5	44,4	53,3	55,0	57,5	65,6	67,4	70,0	73,0	84,0
B_{C1} (мТл)	11,6	15,1	16,7	18,2	20,0	21,3	23,0	25,8	27,0	28,0	30,0
B_{C2} (мТл)	33,3	35,5	38,7	43,4	47,0	49,2	55,7	58,5	60,0	62,0	63,0

незмінною при $B = 0$ і $B = B_s$. Проте в даних станах буде відрізнятися термічне збудження фононів, що викликає локальне розупорядкування спінів у мультишарах [170].

У попередніх роботах щодо дослідження температурної залежності ГМО Сузукі та ін. [171] встановили, що зміна опору $\Delta\rho(T) = \rho(H = 0, T) - \rho(H = H_s, T)$ для монокристалічних мультишарів Co/Cu в температурному інтервалі 2 – 300 К змінювалась відповідно до залежності $T^{3/2}$. Отримані результати вони інтерпретували, основуючись на концепції перемішування спінів, тобто з підвищенням температури канали зі спіном «вверх» та «вниз» не можуть розглядатися як незалежні, що викликає їх перемішування. $\Delta\rho(T)$ залежить від різниці заселеності спінами вверх та вниз при певній температурі T .

Із підвищенням температури ця різниця зменшується, що призводить до виникнення залежності $\Delta\rho(T)$. Метсон та ін. [167], досліджуючи текстуровані мультишари Fe/Cr, показали, що магнітоопір антиферомагнітно пов'язаних плівок знижувався від його максимального значення при низьких температурах відповідно до залежності T^2 , у той час як поведінка феромагнітно пов'язаних плівок описувалась $T^{3/2}$. Отриманий характер залежностей магнітоопору розглядається як наслідок термічної активації магнітонів. Окрім цього, при поясненні термічної залежності ГМО також варто враховувати зміну довжини вільного пробігу електронів з ростом (зниженням) температури [172].

3.5. Магнітні тунельні переходи на основі мультишарів Co/Ni та з перпендикулярною магнітною анізотропією [173, 174]

Незважаючи на той факт, що мультишари Co/Ni [45] та Co/Pt [51, 175, 176] виявляють перспективні для практичного використання властивості (висока спін-поляризація, сильна інтерфейсна анізотропія й висока ПМА), ці матеріали з перпендикулярною магнітною анізотропією нечасто використовуються як електроди в магнітних тунельних переходах (МТП). Зокрема, авторами [177] було сформовано МТП з ПМА на основі мультишарів Co/Ni та кристалічного бар'єру MgO з використанням ультратонкого шару CoFeV біля MgO. Відносно високе значення тунельного магнітоопору (106 %) спостерігалось при кімнатній температурі для подібного МТП із шаром CoFeV біля бар'єру MgO [177]. Проте, в обох випадках авторами не було показано магніторезистивні залежності, окрім цього, тунельні переходи мали кристалічний бар'єр. Однією з основних причин обмеженого використання мультишарів Co/Ni є технологічна проблема осадження ОЦК-MgO бар'єру на поверхні ГЦК-Co/Ni електроду [178], що пов'язано з умовами кристалічного росту ОЦК/ГЦК та навпаки.

У даному пункті ми розглянемо магнітні та магніторезистивні властивості двох типів тунельних переходів з аморфним бар'єром Al_2O_3 та одним або двома електродами з перпендикулярною магнітною анізотропією на основі ГЦК (111)-Co/Ni. Оксид алюмінію дає можливість формувати гладкий та щільний бар'єрний шар товщиною від 0,1 нм, причому Al_2O_3 має відносно високу енергію зв'язку з атомами кисню (> 3 eV). Типова висота Al_2O_3 -бар'єру в магнітному тунельному переході становить 0,7 – 3 eV [179].

Для дослідження було сформовано два типи МТП з різними верхніми електродами, у той час як нижній електрод був аналогічний в обох випадках. Дані плівкові системи мали наступну структуру (в дужках зазначено товщину в нанометрах): Si/SiO₂/Ta(5)/Pt(10)/Co(0,6)/[Ni(0,6)/Co(0,3)]₃/Al₂O₃(2,5)/[Co(0,2)/Ni(0,6)]₃/Pt(1)/[Co(0,6)/Pt(1)]₃ – зразок А; Si/SiO₂/Ta(5)/Pt(10)/Co(0,6)/[Ni(0,6)/Co(0,3)]₃/Al₂O₃(2,5)/[Co(0,2)/Ni(0,6)]₃/Pt(2)/[Co(0,6)/Pt(1)]₃ – зразок Б; Si/SiO₂/

Ta(5)/Pt(10)/Co(0,6)/[Ni(0,6)/Co(0,3)]₃/Al₂O₃(2,5)/Co(15) – зразок В. Структура зразків А та Б є ідентичною, окрім товщини проміжного шару Pt між мультишарами [Co/Ni]_n та [Co/Pt]_n у верхньому електроді, яка становить 1 та 2 нм відповідно.

3.5.1. Магнітні властивості

Дослідження магнітних властивостей здійснювалося за допомогою магнітометра AGFM (п. 2.3.3). На рис. 3.10 наведено нормований гістерезис M/M_S при кімнатній температурі та перпендикулярній орієнтації магнітного поля відносно поверхні МТП для зразків А та Б.

Для зразка Б гістерезис характеризується повною залишковою намагніченістю та двома сходинками при полі перемагнічування 13 та 27 мТл відповідно. Перший стрибок намагніченості має значно більшу амплітуду, ніж другий. Це свідчить, що верхній електрод [Co(0,2)/Ni(0,6)]₃/Pt(2)/[Co(0,6)/Pt(1)]₃, який має більший сумарний магнітний момент, є магнітом'якшим у порівнянні з нижнім електродом Pt(10)/Co(0,6)/[Ni(0,6)/Co(0,3)]₃.

Даний результат є нелогічним, оскільки очікувано, що мультишари Co/Pt характеризуються значно вищою ПМА, ніж мультишари Co/Ni [180]. Проте, пошаровий ріст мультишарів Co/Ni нижнього електроду на гладкому текстурованому буферному шарі Pt (111) [177] може бути протиставлений

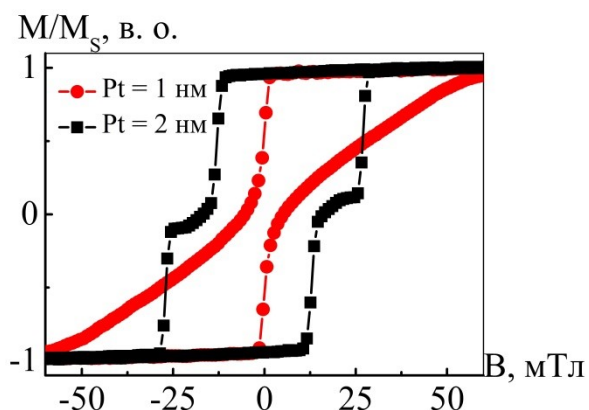


Рис. 3.10. Нормований гістерезис M/M_S при прикладенні магнітного поля перпендикулярно поверхні зразка для магнітних тунельних переходів А (Pt = 1 нм) та Б (Pt = 2 нм)

острівцевому росту верхнього електроду на поверхні оксидного бар'єрного шару Al_2O_3 [181]. Окрім цього, мультишари в верхньому електроді можуть не мати ідеальної орієнтації (111) на аморфному бар'єрі й було показано, що зерна (110) та (100) значно знижують ПМА в мультишарах Co/Ni [182]. Наявність так званого «хвоста» при першому магнітному переключенні є типовою дипольною взаємодією (або розмагнічувальним полем) у тонких плівках товщиною більше декількох нанометрів із перпендикулярною магнітною анізотропією [183], але досягнення повного антипаралельного стану відбувається перед перемагнічуванням нижнього електрода.

Зразок А демонструє абсолютно іншу магнітну поведінку (рис.3.10). Незначне зменшення товщини проміжного шару Pt між мультишарами $[\text{Co/Ni}]_n$ та $[\text{Co/Pt}]_n$ у верхньому електроді з 2 нм до 1 нм призвело до суттєвої зміни форми петлі гістерезису та зникнення сходинки, що характеризує антиферомагнітне намагнічування електродів. Той факт, що верхній і нижній електроди перемагнічуються разом, пов'язаний із дипольною взаємодією, яка ефективно зв'язує два шари [184, 185]. Таким чином, для ефективного функціонування МТП необхідно не лише сприяти виникненню ПМА, а й запобігати виникненню міжшарової дипольної взаємодії.

3.5.2. Магнітотранспортні властивості

Вимірювання тунельного магнітоопору (ТМО) проводились для зразка Б за методикою, описаною в п. 2.3.1. Магнітний тунельний перехід із двома ПМА-електродами на основі мультишарів Co/Ni характеризувався досить високим значенням ТМО, яке складало 8 % при 300 К та 16 % при 20 К та напрузі зміщення 50 мВ (рис. 3.11 а). Отримане нами значення ТМО значно менше за найвище, наведене в літературних джерелах (близько 80 %) для МТП на основі CoFeV та Al_2O_3 [186]. Однак дані значення є одного порядку з раніше повідомленими значеннями ТМО для тунельних переходів на основі аморфного бар'єру Al_2O_3 та ПМА-електродів [187, 188]. На рис.3.11 б наведено

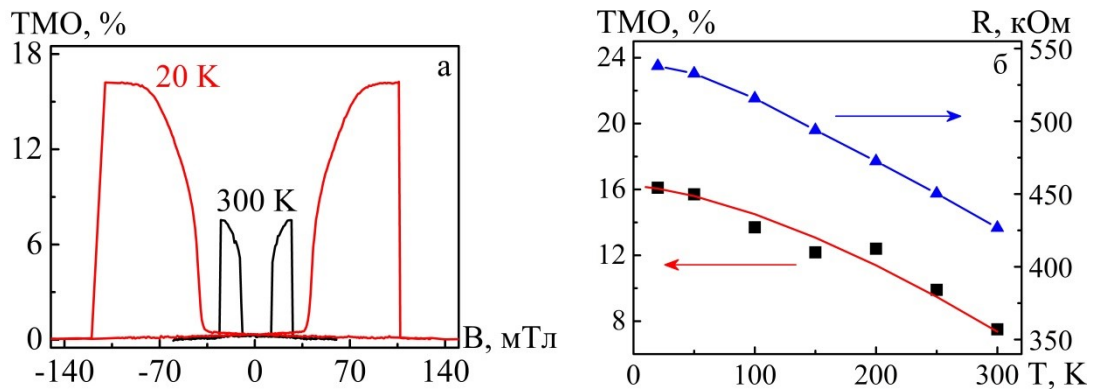


Рис. 3.11. ТМО при орієнтації магнітного поля перпендикулярно площині МТП (зразок Б) з двома ПМА-електродами, виміряного при $U = 50$ мВ та $T = 300$ і 20 К (а). Температурна залежність R та ТМО для того ж МТП (б)

температурну залежність ТМО, яка добре узгоджується з залежністю $(1 - \alpha T^{3/2})$, зазвичай описаною в літературі та поясненою зниженням спін-поляризації та зростанням непружних процесів з підвищенням температури [189].

Модель Брінкмана [187, 190], яка описує залежність тунельного струму від напруги зміщення, може бути використана для характеристики особливостей бар'єру. Вольт-амперну характеристику $I(U)$ одержану при кімнатній температурі для магнітного тунельного переходу (зразок Б) при паралельному намагнічуванні його електродів, наведено на рис. 3.12 а. ВАХ переходу була порівняна з кривою, теоретично розрахованою за моделлю Брінкмана з використанням товщини бар'єру 2,5 нм (штрихована лінія).

Висока узгодженість з розрахунком із відсутністю асиметрії бар'єру досягається при висоті бар'єру 1,8 еВ та нульовій напрузі зміщення. Дане значення висоти бар'єру свідчить про середню якість оксидного шару Al_2O_3 . Таким чином, покращивши якість бар'єру діелектричного бар'єру Al_2O_3 та підвищивши його висоту до 3 еВ, можна досягти значно вищих значень тунельного магнітоопору [191]. Той факт, що при наближенні Брінкмана не враховувалась асиметрія електродів МТП, свідчить про відносну ідентичність верхнього й нижнього інтерфейсів. Окрім цього, даний висновок може бути підтверджений залежністю ТМО від напруги зміщення (рис.3.12 б), яка

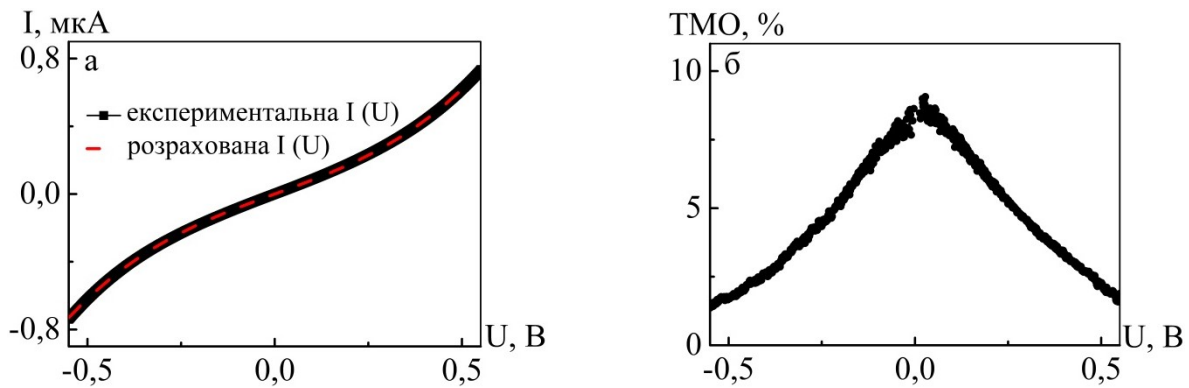


Рис. 3.12. Експериментальна та теоретично розрахована залежність $I(U)$ для МТП з двома ПМА-електродами (а) та залежність ТМО від напруги зміщення при температурі 300 К для зразка Б (б)

демонструє симетричність відносно нуля. Зниження значення ТМО при збільшенні напруги в основному пов'язані з розсіюванням на магнонах, формою та густиною електронних станів [189].

Очікуваною була асиметричність залежності ТМО (U), так як верхній та нижній електроди мають різний плівковий склад, що призводить до різної густини станів та спін-поляризації на рівні Фермі. Відсутність асиметричності, більш за все, є наслідком дифузійних процесів, які суттєво вплинули на магнітотранспортні властивості тунельного переходу. Як відомо, дифузії сприяють нерівності на інтерфейсах та структурні дефекти в шарах, які могли виникнути в результаті процесу острівцевого початкового росту верхнього електроду на аморфному оксидному шарі Al_2O_3 . Таким чином, недосконалість кристалічної структури та інтерфейсів МТП могли значно знизити значення тунельного магнітоопору.

На рис. 3.13 наведено ТМО магнітного тунельного переходу $Pt(10)/Co(0,6)/[Ni(0,6)/Co(0,3)]_3/Al_2O_3(2,5)/Co(15)$ з ортогональною орієнтацією спонтанної намагніченості електродів. Значний інтерес до тонкопліткових структур з даною магнітною конфігурацією викликаний перспективою їх використання в сенсорах [192, 193], OST-MRAM [194] та нанорозмірних НВЧ-генераторах [195, 196].

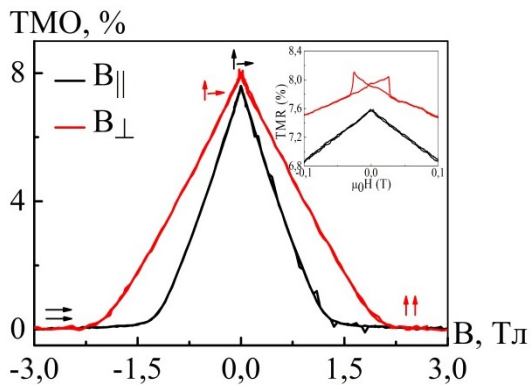


Рис. 3.13. ТМО при перпендикулярному (B_{\perp}) та паралельному (B_{\parallel}) прикладенні магнітного поля при температурі 300 К для МТП типу В. На збільшенні наведено частину залежності ТМО (B) в області низького магнітного поля

Для зразка В намагніченість обох електродів орієнтується вздовж прикладеного поля (перпендикулярно чи паралельно) при досить високих його значеннях. При відсутності магнітного поля ($B = 0$) магнітний момент Co/Ni-мультишарів орієнтований перпендикулярно площині зразка, тоді як момент Co – паралельно. Гістерезис спостерігається, коли поле прикладене перпендикулярно – відбувається перемагнічування нижнього ПМА-електроду на основі мультишарів Co/Ni. Отримане значення коерцитивності 27 мТл співпадає з результатами магнітометрії та вимірюванням тунельного магнітоопору для зразка Б (рис. 3.10 та 3.11 відповідно).

У випадку паралельної орієнтації магнітного поля відносно площини зразка гістерезис відбувається для верхнього електроду з Co товщиною 15 нм. Варто зазначити, що при даній орієнтації поля визначається поле анізотропії для нижнього електроду МТП, яке становить 1,2 Тл та добре узгоджується з літературними даними [27, 45].

Отримане значення ТМО при ортогональній магнітній конфігурації складало 8 % при 300 К. Проте, реальне значення ТМО мало б визначатись як різниця між паралельним станом намагніченості електродів та гіпотетичним антипаралельним і мало б значення 16 %. Отже, теоретично зразок В характеризується в два рази більшим тунельним магнітоопором, ніж зразок Б. Даний результат суперечить очікуваному, так як відповідно до результатів фотоемісійних спектроскопічних досліджень спін-поляризація на рівні Фермі для епітаксійних мультишарів $[\text{Co}(d)/\text{Ni}(0,6)]_n$ з $0,1 \text{ нм} < d < 0,6 \text{ нм}$ є значно

більшою, ніж для чистого Co [45].

Із огляду на те, що якість нижнього електроду та бар'єру однакова для зразків Б та В, то ймовірним є перемішування в мультишарах Co/Ni верхнього електроду, що призвело до нижчої спін-поляризації та ПМА в порівнянні зі структурами з якісними інтерфейсами. Значно нижча спін-поляризація сплаву CoNi, ніж чистого Co, спостерігалась також в роботі [197].

Висновки до розділу 3

1. Встановлено, що кристалічна структура плівкових зразків, яка насамперед залежить від умов та методу осадження, відіграє вирішальну роль у формуванні їх магнітних та магніторезистивних властивостей. Зокрема, для полікристалічних плівок феромагнітних сплавів Ni-Fe, Ni-Fe-Co та Ni-Fe-Ag характерною є орієнтація спонтанної намагніченості паралельно площині зразка, на відміну від спін-вентилів та МТП на основі монокристалічних або текстурованих ультратонких шарів Co та Ni з перпендикулярною магнітною анізотропією.

2. Дослідження кристалічної структури епітаксійних мультишарів Co/Ni показали, що внаслідок виникнення напружень відбувається деформація параметру кристалічної ґратки як Co, так і Ni. Мультишарова структура [Co/Ni]₇₅ характеризується спільним параметром ґратки у площині зразка $a_{\parallel}^{Co/Ni} = 0,354$ нм та відповідними параметрами Co і Ni перпендикулярними площині - $a_{\perp}^{Ni} = 0,351$ нм, $a_{\perp}^{Co} = 0,356$ нм.

3. При дослідженні магнітних і магніторезистивних властивостей спін-вентиля [Ni/Co]₅/Au/[Ni/Co]₃ було встановлено, що дана система характеризується ПМА з почерговим незалежним перемагнічуванням магнітом'якого та жорсткого шарів та відносно низькими значеннями ГМО 0,39 – 0,81 % в інтервалі температур 300 – 10 К. Низьке значення викликане

ефектом шунтування відносно товстим проміжним шаром Au (4 нм) та зменшенням імовірності проходження спін-поляризованих електронів через нього.

4. Вперше одержані магнітні тунельні переходи з аморфним Al_2O_3 -бар'єром та ПМА-електродами на основі мультишарів $[\text{Co}/\text{Ni}]_n$ та $[\text{Co}/\text{Pt}]_n$ характеризувалися гістерезисом з двома сходинками при 13 та 27 мТл. Незначна зміна товщини проміжного шару Pt у верхньому електроді $[\text{Co}/\text{Ni}]_n/\text{Pt}(d)/[\text{Co}/\text{Pt}]_n$ призводить до зростання дипольної взаємодії електродів та зникнення антипаралельного стану їх намагнічування.

5. Дослідження магніторезистивних властивостей МТП $[\text{Ni}/\text{Co}]_3/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$ з ортогональною орієнтацією спонтанної намагніченості електродів дало можливість визначити значення коерцитивності та поля анізотропії для нижнього електроду, які склали 27 мТл та 1,2 Тл відповідно.

6. Порівняння властивостей МТП з ортогональною ($[\text{Ni}/\text{Co}]_3/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$) та паралельною ($[\text{Ni}/\text{Co}]_3/\text{Al}_2\text{O}_3/[\text{Co}/\text{Ni}]_3/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_3$) орієнтацією спонтанної намагніченості електродів свідчить про наявність дифузії між шарами в верхньому $[\text{Co}/\text{Ni}]_n$ -електроді, що знижує значення ТМО (8 %) та ПМА. Таким чином, підвищення якості осажденного бар'єру та кристалічної структури ПМА-електродів дасть змогу отримати більш високі значення ТМО.

РОЗДІЛ 4

МАГНІТНІ ТА МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ ТУНЕЛЬНИХ ПЕРЕХОДІВ НА ОСНОВІ Fe, Co ТА КРИСТАЛІЧНОГО БАР'ЄРУ MgO

Теоретичне обґрунтування надзвичайно високих значень тунельного магнітоопору в структурах із кристалічним бар'єром MgO [68, 69] викликало значний інтерес до МТП з точки зору їх практичного використання в спінтронних приладах. З іншого боку, магнітний тунельний перехід типу Fe/MgO/Fe став модельною системою для дослідження як процесу спінозалежного тунелювання електронів, так і ряду інших фізичних явищ [91-99]. Наявність значної кількості літературних даних щодо результатів теоретичних та експериментальних досліджень класичних МТП на основі Fe та MgO дає можливість визначити роль окремо взятих умов дослідження та структурних особливостей сформованих тонкоплівкових МТП в їх фізичних властивостях.

У цьому розділі ми розглянемо властивості магнітних тунельних переходів V/Fe/MgO/Fe/Co двох типів, одержаних методом молекулярно-променевої епітаксії. Основною відмінністю між досліджуваними МТП є взаємна орієнтація спонтанної намагніченості електродів: паралельна або ортогональна (один з електродів характеризується перпендикулярною магнітною анізотропією). Незважаючи на активні попередні експериментальні дослідження [198-200] магнітної анізотропії, у тому числі й інтерфейсної, для мультишарів $[\text{Fe}/\text{V}]_n$, в даній роботі було знайдено літературних даних щодо чіткої розмірної залежності інтерфейсної анізотропії (ПМА) для тонкоплівкової системи V/Fe(d). З метою визначення товщини шару Fe, при якій відбувається переорієнтація спонтанної намагніченості з положення паралельно площині зразка в положення перпендикулярно до неї, нами було додатково одержано та досліджено серію епітаксійних плівкових зразків V/Fe(d)/V та V/Fe(d)/MgO, де d – це змінна товщина клиноподібного шару Fe. Окрім цього, осадження різних верхніх шарів (V або MgO) дає змогу визначити вплив саме верхнього інтерфейсу (Fe/V та Fe/MgO) на магнітну анізотропію Fe.

4.1. Магнітні властивості монокристалічних плівок Fe [201]

Для визначення інтерфейсної анізотропії методом магнітометрії (VSM та SQUID-VSM) були досліджені монокристалічні зразки V(20 нм)/Fe(*d*)/V(5 нм) з товщиною Fe від 0,7 нм (5 моноатомних шарів) до 5 нм (35 моноатомних шарів). Методика одержання зразків та їх дослідження методом магнітометрії наведені в пунктах 2.1.2, 2.2.1. та 2.3.3.

Результати магнітометрії в інтервалі всіх досліджуваних товщин Fe свідчать про орієнтацію важкої осі перемагнічування перпендикулярно площині зразка. Як приклад, на рис. 4.1 а наведено нормований гістерезис для товщини шару Fe 2 нм. Вимірювання намагніченості при прикладенні магнітного поля вздовж кристалографічного напрямку Fe (100) (паралельно площині) характеризується прямокутною петлею гістерезису з повною намагніченістю M_S при $B = 0$ Тл (рис.4.1 б). На рисунку 4.1 в наведено залишкову намагніченість при кімнатній температурі для шару Fe товщиною 2 нм, одержану з гістерезису при повороті зразка в паралельно прикладеному магнітному полі.

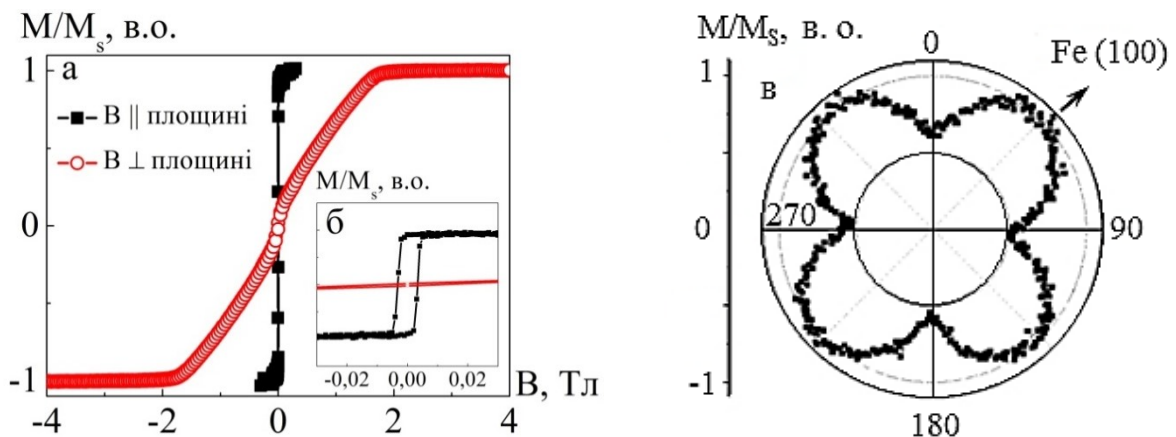


Рис. 4.1. Нормований магнітний гістерезис (а) при прикладенні поля вздовж кристалографічного напрямку Fe (100) (\parallel площині) та перпендикулярно площині для тришарової системи V(20 нм)/Fe(2 нм)/V(5 нм) та збільшена частина залежностей в області малих полів (б). M/M_S в залежності від кута повороту зразка в площині при паралельно прикладеному магнітному полі (в)

Як і очікувалося для кубічної магнітокристалічної анізотропії Fe, отримана залежність має чотири області, так звані «пелюстки», з максимальною залишковою намагніченістю. Залишкова намагніченість між «пелюстками» складає 75 % від значення намагніченості при насиченні M_S . Розмірна залежність M_S розраховувалась з урахуванням номінального об'єму Fe в зразку, тобто, експериментально отримане значення M_S було поділено на об'єм Fe.

На рис. 4.2. наведено залежність намагніченості насичення M_S від товщини, тобто магнітний момент із розрахунку на площу зразка S як функцію товщини d осадженого Fe. (Тут і далі для спрощення розрахунків використовувалася система одиниць вимірювання СГС). Залежність $M_S(d)$ має бути прямою, що проходить через нуль з нахилом, який відповідає намагніченості масивного Fe (~ 1720 кА/м). Однак, залежність перетинає нуль при значенні товщини 0,3 нм, що пояснюється зниженням намагніченості Fe на інтерфейсах з V як наслідок шорсткості інтерфейсів, дифузії, перенесення заряду та антипаралельної поляризації V [198, 200, 202]. Окрім цього, можливе забруднення киснем поверхні нижнього шару V також впливатиме на формування магнітомертвих моноатомних шарів Fe, осаджених при кімнатній температурі [118]. Аналогічна товщина мертвого шару Fe спостерігалась для плівкової структури V/Fe/MgO, осадженої на монокристалічну підкладку MgO методом МПЕ за дуже подібних умов авторами роботи [203]. Проте, подібне зниження намагніченості Fe не спостерігалось у випадку Fe/MgO інтерфейсу, коли MgO осаджувався на шар Fe [204], що свідчить про переважні втрати

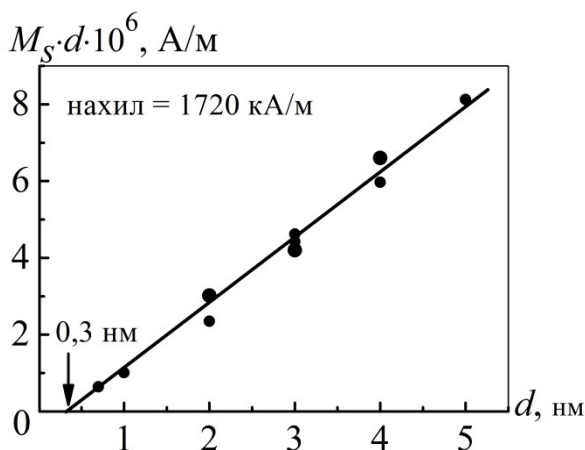


Рис. 4.2. Розмірна залежність намагніченості насичення M_S з розрахунку на площу зразка S для тришарової плівкової системи V(20 нм)/Fe(d)/V(5 нм)

намагніченості на нижньому інтерфейсі V/Fe. Хоча антипаралельна поляризація ванадію наявна на обох інтерфейсах, але переважаюче зниження намагніченості відбувається внаслідок забруднення киснем поверхні буферного шару V (сегрегація атомів кисню після відпалювання буферного шару [118]), на відміну від верхнього (не відпаленого) шару V.

Так як гістерезис для важкої осі перемагнічування (рис.4.1) був отриманий при прикладенні поля перпендикулярно до інтерфейсу V/Fe, то намагніченість шару Fe орієнтується в площині зразка (паралельно площині). Аналогічні результати були одержані для всіх досліджуваних зразків. Подібні висновки зроблені авторами [199] для Fe товщиною менше, ніж три моноатомних шари.

Для подальшого дослідження ролі інтерфейсів V/Fe та Fe/V в стабілізації чи дестабілізації намагніченості була розрахована енергію ефективної анізотропії як $K_{ef} = \frac{1}{2} M_S H_{K_{ef}}$, використовуючи значення поля анізотропії $H_{K_{ef}}$, визначені з гістерезису при важкому перемагнічуванні. Враховуючи різні складові ефективної анізотропії, вона визначається за наступною формулою [203]:

$$K_{ef}(d_{Fe} - d_{dl}) = (K_V - 2\pi M_S^2)(d_{Fe} - d_{dl}) + K_i, \quad (4.1)$$

де K_V та K_i – магнітокристалічна та інтерфейсна анізотропія, відповідно. Складова $2\pi M_S^2$ відповідає анізотропії форми для тонкої плівки ($M_S=1720$ кА/м). Від'ємний знак вказує на те, що анізотропія форми завжди спрямовує намагніченість паралельно площині плівки. Товщина d – це номінальна товщина шару Fe, а d_{dl} – товщина магнітомертвого шару, що в нашому випадку становить 0,3 нм. Для визначення окремих складових ефективної анізотропії, а саме – магнітокристалічної K_V та інтерфейсної K_i , ми побудували залежність $K_{ef}(d-d_{dl})$ як функція $(d-d_{dl})$ (рис. 4.3).

Усі значення $K_{ef}(d-d_{dl})$ є від'ємними, що підтверджує переважну орієнтацію намагніченості в площині зразка для всього досліджуваного

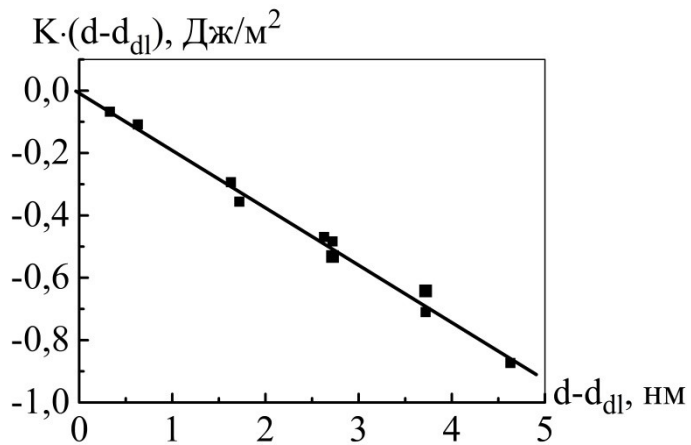


Рис. 4.3. Енергія ефективної анізотропії $K_{ef}(d-d_{dl})$ як функція товщини шару Fe ($d-d_{dl}$) при температурі 300 К для обох інтерфейсів V/Fe/V

інтервалу товщин Fe. Негативний характер нахилу залежності свідчить про те, що складова $K_V - 2\pi M_S^2$ є переважаючою в ефективній анізотропії та призводить до орієнтації намагніченості в площині зразка.

Якщо розглядати лише складову $-2\pi M_S^2$, одержимо значення намагнічування насичення $M_S = 1720$ кА/м, що добре узгоджується з експериментальними значеннями, наведеними на рис. 4.2 та зі значенням M_S для масивного Fe. Цей факт свідчить, що значення K_V є відносно малим у порівнянні зі значенням анізотропії форми [205, 206]. Варто зазначити, що вплив напружень на K_V був детально розглянутий у роботі [10], але згідно з іншим джерелом [117], критична товщина для еластичної релаксації Fe при епітаксійному рості при кімнатній температурі на поверхні V (001), що містить кисень, складає менше одного моноатомного шару (менше 0,14 нм). Тобто, шар Fe матиме стабільну ОЦК-структуру з незначною магнітоеластичною анізотропією.

Отримане з залежності K_{ef} (рис. 4.3) значення інтерфейсної анізотропії K_i при нульовій товщині також близьке до нуля. Слід врахувати, що відповідно до вимірювань та розрахунків, похибка складатиме $\pm 0,01$ Дж/м². Одержаний результат добре узгоджується з роботою [200], де порівняно результати теоретичних розрахунків та експериментальні значення анізотропії орбітального та спінового моментів, одержаних методом феромагнітного резонансу. Значення K_i залежатиме як від нижнього V/Fe, так і верхнього Fe/V інтерфейсів. Враховуючи той факт, що атомарна будова на двох інтерфейсах є

різною (різні умови осадження), то не можна стверджувати, що обидва інтерфейси матимуть нульову K_i , проте це є найбільш ймовірним.

Наступним етапом досліджень було вивчення магнітних властивостей тонкоплівкової структури $V(10 \text{ нм})/Fe(d)/MgO(1,2 \text{ нм})$ як складової частини МТП. Товщина Fe змінювалась в інтервалі 5-7 моноатомних шарів (0,7 – 0,98 нм) із кроком 1 МШ ($d_{1 \text{ МШ Fe}} = 0,14 \text{ нм}$). Вимірювання намагніченості зразків $V(10 \text{ нм})/Fe(5-7 \text{ МШ})/MgO(1,2 \text{ нм})$ здійснювалося при кімнатній температурі за допомогою магнітометра SQUID-VSM при прикладенні магнітного поля перпендикулярно та паралельно площині плівкової системи $V(10 \text{ нм})/Fe(d)/MgO(1,2 \text{ нм})$ (рис. 4.4.).

Для зразка з $d_{Fe} = 0,7 \text{ нм}$ спостерігається прямокутний гістерезис при перпендикулярно прикладеному магнітному полі B , що свідчить про наявність перпендикулярної магнітної анізотропії (ПМА) в тонкоплівковій системі (рис. 4.4 а). Зі зростанням товщини шару Fe з 0,7 до 0,98 нм відбувається перехід орієнтації спонтанної намагніченості від перпендикулярної (ПМА) до паралельної (рис. 4.4 б та в).

Аналогічно розрахункам намагніченості по відношенню до площі ($M_{S/\text{площа}}$), раніше проведених для системи $V/Fe(d)/V$ (рис. 4.2), $M_{S/\text{площа}}(d_{Fe}) = 0 \text{ Дж/м}^2$ при товщині Fe $d_{Fe} = 0,3 \text{ нм}$. Таким чином, і у випадку плівкової системи $V(10 \text{ нм})/Fe(d)/MgO(1,2 \text{ нм})$ ми одержуємо неверомагнітний шар товщиною 0,3 нм, що складають 2 моноатомних шари Fe. Наявність ПМА в плівковій структурі $V(10 \text{ нм})/Fe(0,7 \text{ нм})/MgO(1,2 \text{ нм})$ на відміну від $V(20 \text{ нм})/Fe(0,7 \text{ нм})/V(5 \text{ нм})$, пов'язана з сильною гібридизацією інтерфейсних орбіталей Fe-3d та O-2p в поєднанні зі спін-орбітальним моментом на інтерфейсі метал/оксид [208-212].

Механізм виникнення ПМА обумовлений декількома факторами, а саме: зміщенням 3d орбіталей у напрямі перпендикулярному до площини, гібридизацією між 3d орбіталами $\Delta_1 (d_z^2)$ і $\Delta_5 (d_{xz}$ і $d_{yz})$ симетрій як наслідок спін-орбітальної взаємодії та гібридизацією Fe-3d та O-2p орбіталей на інтерфейсі металу та діелектрика. Причому, амплітуда перпендикулярної

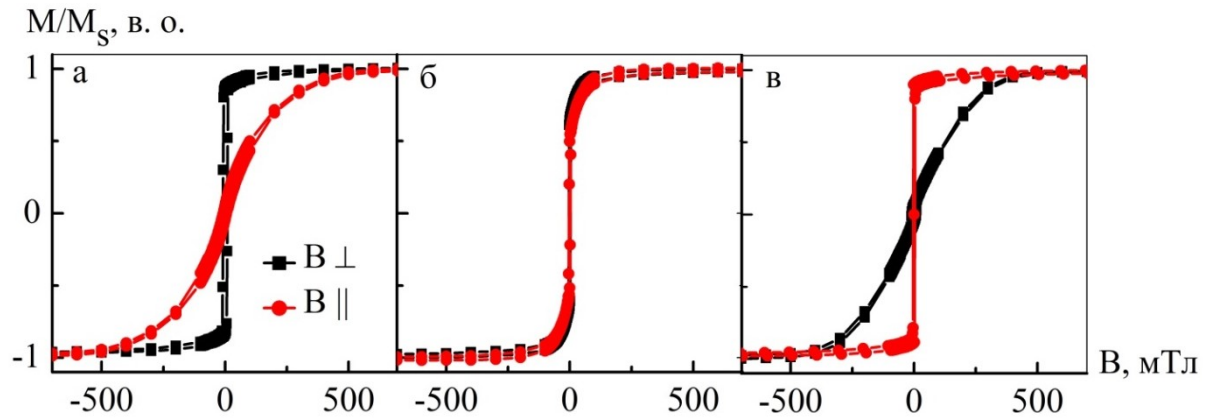


Рис. 4.4. Нормована намагніченість M/M_S плівкової системи $V(10 \text{ nm})/Fe(d)/MgO(1,2 \text{ nm})$ при прикладенні магнітного поля перпендикулярно (\perp) та паралельно (\parallel) площині для товщини Fe 0,7 (а); 0,84 (б) та 0,98 нм (в)

магнітної анізотропії буде зменшуватись при пере- (надлишок атомів O) та недоокисленому (нестача атомів O) інтерфейсах, що відбувається у зв'язку з розщепленням Δ_1 гібридизованих станів біля рівня Фермі при наявності або відсутності додаткових атомів кисню [208].

Згідно з проведеними авторами теоретичними розрахунками, представленими в роботі [212], щодо внесків орбітальної взаємодії та внутрішніх атомів шару Fe в магнітну анізотропію інтерфейсу Fe/MgO при різному ступені його окислення, механізм формування перпендикулярної магнітної анізотропії в плівкових структурах з MgO є значно складнішим та не може розглядатися лише як наслідок процесу гібридизації Fe-3d та O-2p орбіталей.

Енергія перпендикулярної магнітної анізотропії не локалізується лише на інтерфейсі, а й поширюється на об'єм шару Fe, характеризуючись затухаючою осциляцією в залежності від товщини шару Fe та відстані від інтерфейсу з періодом 2 МШ. Характер осциляції пов'язаний з «ув'язненням» електронів зі спіном вниз на $d_{xz,yz}$ -орбіталях всередині шару Fe та між MgO-бар'єром. Як правило, стани d_z^2 та $d_{xz(yz)}$ сприяють формуванню перпендикулярної магнітної анізотропії, а d_{xy} і $d_{x^2-y^2}$ – орієнтації магнітної анізотропії в площині зразка.

Спираючись на отримані результати, для формування МТП, в яких магнітом'яким електродом є шар Fe з ПМА, в подальшому використано плівкову систему V(10 нм)/Fe(0,7 нм)/MgO(1,2 нм). Результати досліджень тунельних переходів з ортогональною орієнтацією спонтанної намагніченості електродів буде розглянуто в п. 4.3.

4.2. Магнітні тунельні переходи V/Fe/MgO/Fe/Co з паралельною орієнтацією спонтанної намагніченості електродів

Як уже зазначалося раніше, у цьому розділі наведено результати досліджень двох типів МТП з різною орієнтацією спонтанної намагніченості електродів. Тому є логічним спочатку розглянути тунельні переходи класичного типу – спонтанна намагніченість обох електродів орієнтується в площині зразка. Для досліджень методом МПЕ (див. п.2.1.2 та 2.2.1) на підкладку з кристалічного MgO було осаджено плівкову структуру наступного складу: V(5 нм)/Fe(d нм)/MgO(1,2 нм)/ Fe(5 нм)/Co(5 нм), де d становило 2 – 10 нм. Із метою реалізації перпендикулярної геометрії протікання струму методом оптичної літографії було сформовано МТП розміром від 10×10 до 60×60 мкм² (п.2.1.3).

Ефект ТМО в МТП V(5 нм)/Fe(3 нм)/MgO(1,2 нм)/Fe(5 нм)/Co(5 нм) досягається реалізацією паралельного (П) та антипаралельного (АП) стану намагніченості електродів з різною коерцитивністю: магнітом'яким електродом є нижній шар Fe (3 нм), а магнітожорстким – верхні шари Fe(5 нм)/Co(5 нм) (рис.4.5 а). Як видно з рис. 4.5 а, для магнітом'якого електроду відсутнє різке перемагнічування, натомість спостерігається плавне зростання величини ТМО (поворот вектору намагніченості нижнього електроду в напрямі магнітного поля), що пов'язане зі збільшенням кута між векторами намагніченості електродів від деякого значення до досягнення ними антипаралельного стану (максимуму ТМО), після чого відбувається різке перемагнічування шарів Fe(5 нм)/Co(5 нм) при коерцитивному полі $B_C = 40$ мТл (300 К). Така магнітна

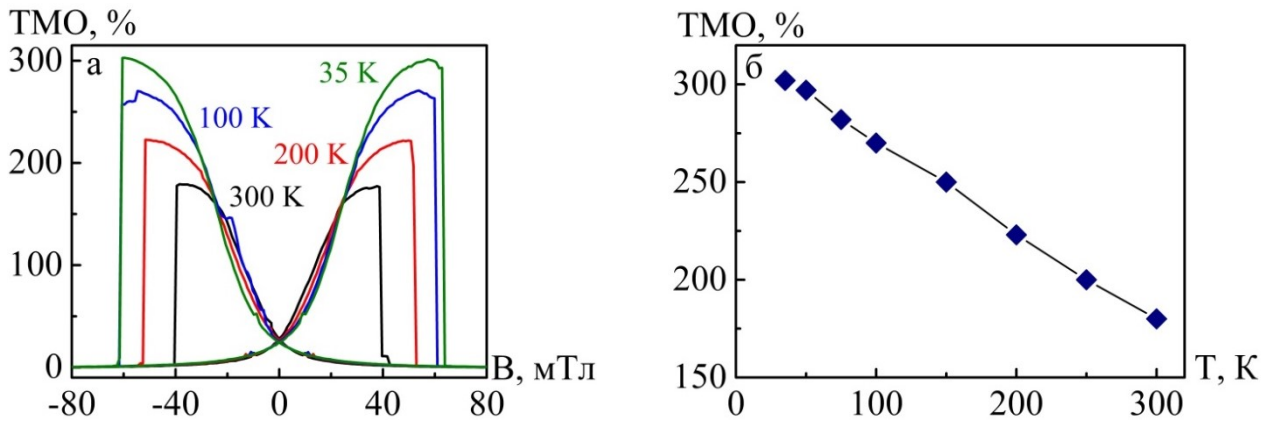


Рис. 4.5. ТМО системи $V(5 \text{ нм})/Fe(3 \text{ нм})/MgO(1,2 \text{ нм})/Fe(5 \text{ нм})/Co(5 \text{ нм})$ розміром $50 \times 50 \text{ мкм}^2$ при $U = 10 \text{ мВ}$ та паралельно прикладеному магнітному полі при температурі 300, 200, 100 та 35 К (а) та ТМО (T) (б)

поведінка нижнього шару Fe (3 нм) може пояснюватись розупорядкуванням на інтерфейсах, в тому числі наявністю атомів кисню на поверхні буферного шару V при осадженні наступних шарів [118] та дефектами кристалічної ґратки, що впливатиме на рухливість доменних стінок і таким чином на процес перемагнічування електроду.

У порівнянні з літературними даними [83, 85-87, 96], отримані нами значення ТМО при кімнатній температурі для тунельних переходів $V(5 \text{ нм})/Fe(d \text{ нм})/MgO(1,2 \text{ нм})/Fe(5 \text{ нм})/Co(5 \text{ нм})$ є співрозмірними з результатами для МТП Fe/MgO/Fe [83], але значно нижчими, ніж для тунельних переходів з електродами на основі сплаву CoFeB [85-87], для яких максимальне значення ТМО сягало 604 % та для МТП з подвійними бар'єрами MgO [96] – 1056 %. Одержання значних значень ТМО насамперед пов'язане з високою спін-поляризацією електродів МТП, а також якістю кристалічної структури бар'єру MgO та інтерфейсів, що залежить від методу та умов осадження шарів.

При зміні температури в інтервалі 300 – 35 К відбувається зростання значення ТМО з 180 до 302 % (рис. 4.5 б), що є типовим прикладом температурної залежності магнітоопору. Відповідно до феноменологічної моделі, запропонованої авторами [213], зниження температури призводить до

зростання інтерфейсної намагніченості M та тунельної спін-поляризації P , що пов'язано зі збудженням спінових хвиль. Окрім цього, було зроблено припущення, що і тунельна спін-поляризація, і інтерфейсна намагніченість мають однакову температурну залежність, яка підпорядковується закону Блоха $T^{3/2}$ та описується формулою $M(T) = M(0)(1 - \alpha T^{3/2})$. Пізніше Макдональдом та ін. [214], за умови більш точнішого теоретичного обґрунтування, було встановлено пропорційність між $M(T)$ та $P(T)$. Монотонне зростання коерцитивності V_C (рис. 4.5 а) зі зниженням температури пояснюється впливом термічних флуктуацій заблокованого магнітного моменту у зв'язку з наявністю енергетичного бар'єру анізотропії [215].

Окрім явища термічної активації моменту (thermal activation effect), варто враховувати вплив на коерцитивність термічної залежності анізотропії форми, яка в даній плівковій структурі є домінуючою (значно перевищує магнітокристалічну анізотропію при незначних нанометрових товщинах феромагнітних шарів). Вплив анізотропії форми на V_C за умови зміни температури описано авторами роботи [216], які, ґрунтуючись на теорії Стонера-Вольфарта [217] для м'яких феромагнетиків (ГЦК-Ni, ГЦК-Co, ОЦК-Fe), провели теоретичні дослідження в рамках аналізу Нееля-Брауна.

Величина ТМО значно знижується з підвищенням напруги зміщення (рис. 4.6) аналогічно літературним даним для більшості магнітних тунельних переходів [70, 83, 86, 189]. Залежність ТМО (U) має симетричний характер відносно нуля напруги зміщення при температурі 300 К. Проте, зі зниженням температури в зоні від'ємних напруг, коли тунелювання відбувається в напрямі нижнього електроду з Fe (3 нм), спостерігається деяке коливання значення магнітоопору, на відміну від монотонного спадання залежності при додатній нарузі – тунелювання відбувається в напрямі верхнього електроду Fe(5 нм)/Co(5 нм).

Згідно з моделлю Жанга та ін. [218] падіння ТМО з ростом напруги відбувається внаслідок непружного розсіювання магнонними збудженнями на

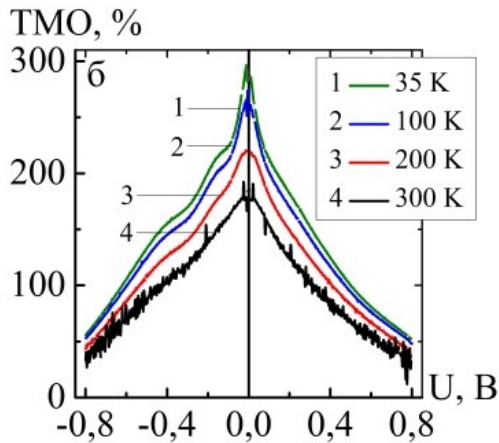


Рис. 4.6. Залежність ТМО від напруги зміщення для МТП V(5 нм)/Fe(3 нм)/MgO(1,2 нм)/Fe(5 нм)/Co(5 нм) при паралельно прикладеному магнітному полі та температурі вимірювання 300, 200, 100 та 35 К

інтерфейсі феромагнетик/діелектрик. При ненульовій напрузі електрони, що тунелювали через бар'єр, потрапляють до другого феромагнетика як «гарячі» електрони з енергією вищою, ніж енергія Фермі цього електроду (за умови, що не відбулося непружне розсіювання), після чого ці «гарячі» електрони можуть втрачати свою енергію емітуючи магнон і тим самим змінювати спін (spin flipping effect). Із ростом напруги зміщення емітується більша кількість магнонів, що в результаті знижує значення ТМО.

Інший механізм, який може впливати на залежність провідності та ТМО від напруги зміщення пов'язаний з електронною структурою феромагнітних електродів [189]. Прикладення напруги до МТП викликає тунелювання електронів із заповнених енергетичних рівнів нижче рівня Фермі одного електроду на незаповнені енергетичні рівні вище рівня Фермі іншого електроду. Отже, зміна електронної структури феромагнетиків (як приклад, локальної густини станів) як функції енергії робить енергозалежною провідність МТП, тим самим спричинюючи залежність ТМО від напруги зміщення. Очевидно, що даний механізм чутливий до типу феромагнетиків та залежить від бар'єру, що визначає ймовірність спін-залежного тунелювання, на чому неодноразово наголошується в літературних джерелах [189, 219-221]. Зростання ТМО зі зниженням температури у випадку залежності ТМО (U) (рис.4.6) загалом пояснюється тими ж механізмами, що і залежність ТМО (T), описана нами раніше.

Подальший аналіз магнітотранспортних властивостей тунельного переходу

V(5 нм)/Fe(3 нм)/MgO(1,2 нм)/Fe(5 нм)/Co(5 нм) показав симетричність вольт-амперних характеристик як у паралельному (П), так і антипаралельному (АП) станах (рис. 4.7 а) намагніченості електродів при температурі 300 та 35 К. Симетричність залежності $I(U)$ свідчить про відносну ідентичність верхнього (MgO/Fe) та нижнього (Fe/MgO) інтерфейсів та однакову локальну густину станів в електродах МТП, незважаючи на їх різний плівковий склад. Виходячи з цього, можна зробити висновок, що ключову роль в спін-залежному тунелюванні буде відігравати саме феромагнетик, який контактує з бар'єром. Використовуючи залежності $I(U)$, було одержано диференціальну провідність для П та АП станів намагніченості, яка відповідає густині станів (DOS) незаповнених рівнів позитивного електроду МТП [222]. Тунельну провідність в П стані, в основному, забезпечують два канали: Δ_1 і Δ_5 . Так як при антипаралельному намагнічуванні електродів тунелювання Δ_1 -стану неможливе (повністю спін-поляризований стан), то рівень фільтрації Δ_5 -стану при тунелюванні визначатиме амплітуду АП-провідності та її різницю між П та АП магнітними конфігураціями [70]. В ідеальному випадку немагнітних металевих електродів тунельна провідність має квадратичну залежність від напруги зміщення [223]. Проте, у випадку, коли хоча б один з електродів МТП є магнітним, провідність значно відхиляється від параболічної форми.

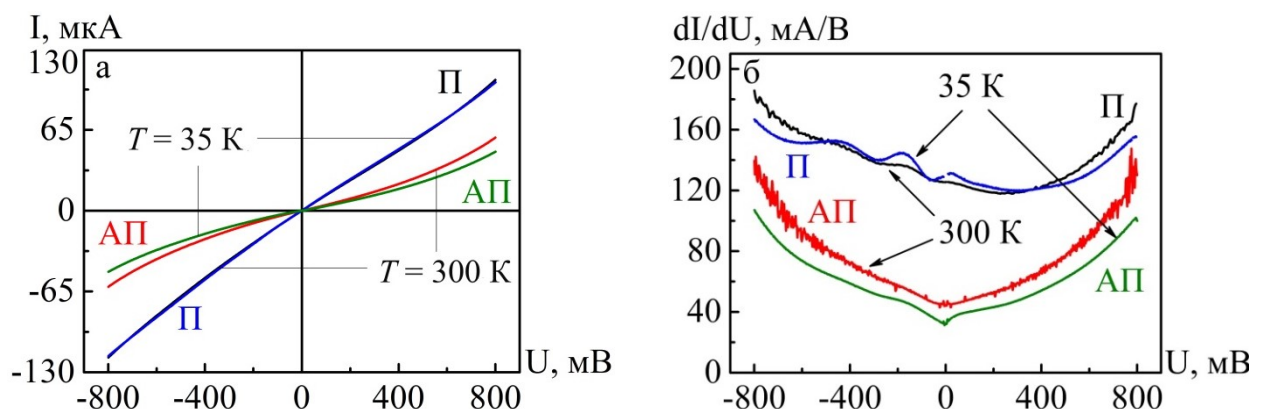


Рис. 4.7. ВАХ в П та АП станах при прикладенні магнітного поля в площині зразка та температурі вимірювання 300 і 35 К (а) та диференціальна провідність dI/dU (б) для МТП V(5 нм)/Fe(3 нм)/MgO(1,2 нм)/Fe(5 нм)/Co(5 нм)

Залежність dI/dU (рис. 4.7 б) в П стані має несиметричний характер, причому дана несиметричність зростає зі зниженням температури, що також відображалось на ТМО (U) (рис. 4.6), але не було помітним на ВАХ (рис. 4.7 а). Відсутність симетричності провідності відносно нуля напруги зміщення пов'язана з неідентичністю електродів магнітного тунельного переходу, у тому числі й наявністю різних інтерфейсів.

Оскільки коливання провідності відбувається в області від'ємних напруг (позитивно зарядженим є нижній електрод), то вони виникають за рахунок нижнього електроду V/Fe та відповідних інтерфейсів. Явище осциляції провідності МТП зі зміною напруги зміщення виникає внаслідок спін-залежного ефекту квантової ями [91, 97-99, 224-229], який спостерігається в епітаксійних МТП-системах, коли один з електродів має відносно малу товщину (декілька моноатомних шарів). Магнітні тунельні переходи з реалізацією станів квантової ями викликають значний інтерес у зв'язку з можливістю підвищення значення ТМО внаслідок виникнення резонансного тунелювання [229]. Окрім цього, при резонансному тунелюванні також передбачається підвищення ефективності перенесення спінового моменту [230].

Утворення станів квантової ями в МТП відбувається через значну енергетичну різницю в зонній структурі ОЦК-Fe та ОЦК-V в напрямі [100] $\Gamma-H$ (рис. 4.8 а, б), які утворюють інтерфейс V/Fe в нижньому електроді, що виконує роль другого потенціального бар'єру для електронів Δ_1 симетрії при паралельному стані намагнічування електродів. Як видно з рис. 4.8 а, є тільки одна зона Δ_2 -симетрії, яка перетинає рівень Фермі (E_F) в напрямі [100], а зони Δ_1 у V розташовані на рівні близько 3 еВ нижче та вище E_F . Зона Δ_5 -симетрії, яка швидко затухає після проходження MgO-бар'єру, знаходиться на рівні 0,5 еВ над E_F . Проте, при підвищенні напруги зміщення утворюється енергетичне вікно для Δ_5 -симетрії, що викликає значні зміни в провідності [91]. Таким чином, при П стані електродів тунельну провідність забезпечують електрони Δ_1 , Δ_2 , Δ_2' та Δ_5 -симетрій, але електрони Δ_1 -симетрії після тунелювання через ізолюючий бар'єр не можуть подолати другий потенційний бар'єр на

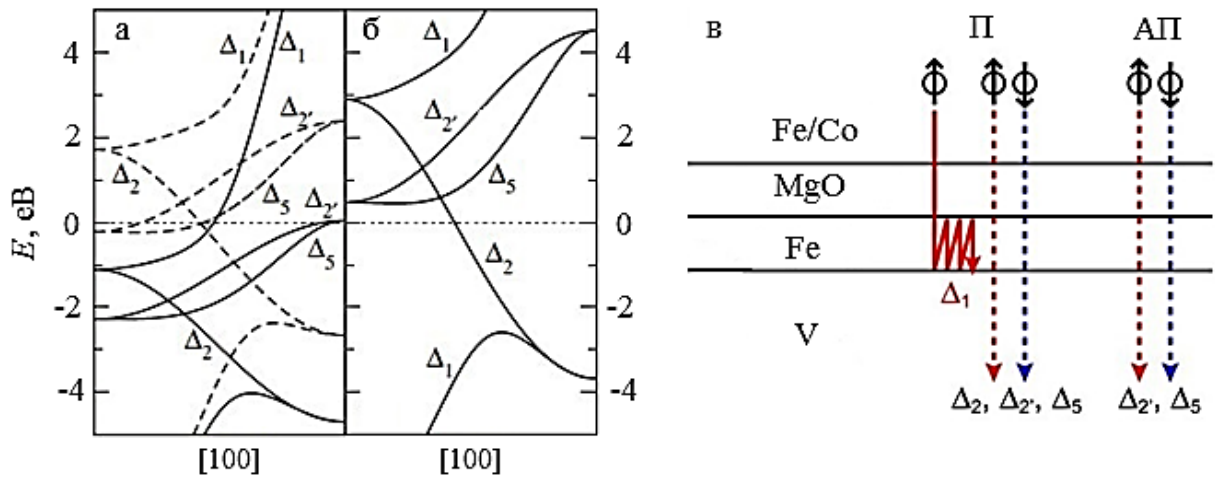


Рис. 4.8. Зонна структура в напрямі [100] для масивного ОЦК-Fe (а) та ОЦК-V (б) [91]. Суцільна та штрихова лінії відповідають енергетичним зонам спіну «↑» та «↓», відповідно. Схематичне зображення магнітотранспорту в МТП (в) [224]

інтерфейсі з V, що призводить до утворення стоячих хвиль в тонкому шарі Fe з мінімальним періодом 2 МШ (рис. 4.8 в) [229]. Так як при АП намагнічуванні електродів МТП тунелювання здійснюють лише електрони Δ_2 та Δ_5 симетрій, які при наявності напруги зміщення отримують достатньо енергії для подолання потенціального бар'єру V, то ефект квантової ями не спостерігається. Варто підкреслити, що площа МТП не впливає на формування станів квантової ями в електроді, але дане явище дуже чутливе до якості зразків, особливо до гладкості інтерфейсів [224].

На залежності dI/dU (рис. 4.7 б) для МТП V(5 нм)/Fe(3 нм)/MgO(1,2 нм)/Fe(5 нм)/Co(5 нм) спостерігаються лише незначні коливання провідності, що може бути пов'язано з відносно товстим шаром Fe (3 нм) у нижньому електроді. Очевидно, що при зменшенні товщини шару Fe ми одержимо більшу осциляцію, яка згідно з літературними даними може досягати 100 % [224].

При зміні товщини шару Fe у нижньому електроді в інтервалі 2 - 10 нм ми не одержали чіткої залежності величини ТМО від d_{Fe} (рис. 4.9 а), що, більш за все, пов'язано з проявом в МТП ефекту квантової ями. Для магнітних переходів з $d_{Fe} = 2-4$ нм для магнітом'якого електроду спостерігається поворот вектора

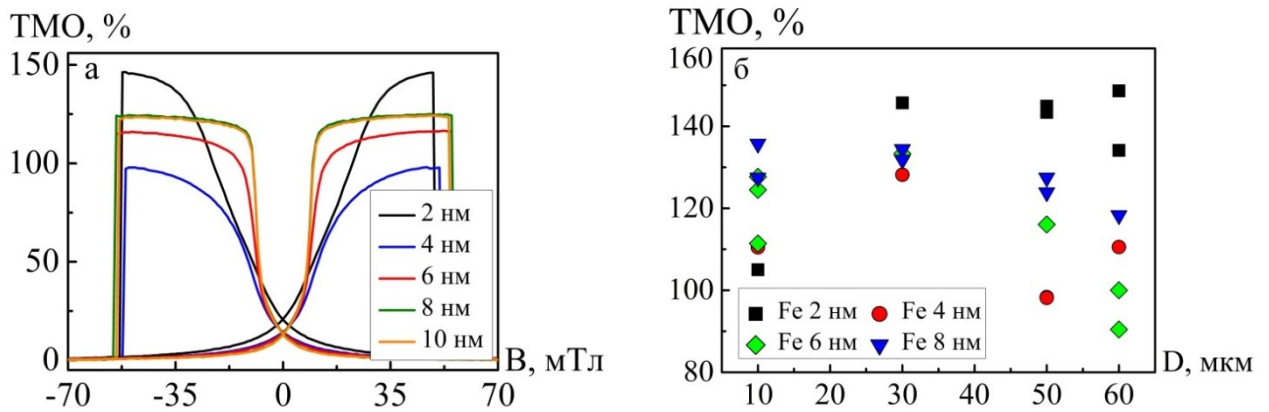


Рис. 4.9. Тунельний магнітоопір МТП $V(5 \text{ нм})/Fe(d \text{ нм})/MgO(1,2 \text{ нм})/Fe(5 \text{ нм})/Co(5 \text{ нм})$ розміром $50 \times 50 \text{ мкм}^2$ при $U = 10 \text{ мВ}$ та паралельно прикладеному магнітному полі для $d = 2; 4; 6; 8; 10 \text{ нм}$ (а) та залежність ТМО від діаметру МТП при різній товщині нижнього шару Fe (б)

намагніченості з ростом магнітного поля. Магнітна поведінка електрода змінюється на різке переключення намагніченості з підвищенням його товщини до 6 нм. Як уже зазначалось раніше, процес перемагнічування ферромагнітного шару залежить від зародження і росту доменів, на що безпосередньо має вплив товщина шару.

Вимірювання магнітоопору для МТП різного діаметру (рис. 4.9 б) теж характеризується відсутністю закономірності. У частині випадків для різних d_{Fe} в нижньому електроді спостерігається деяке зниження ТМО при діаметрі одиничного магнітного тунельного переходу 50 – 60 мкм, яке ймовірно пов'язане з більшою кількістю структурних дефектів у бар'єрі MgO зі зростанням його площини, та як наслідок зниження ефективності фільтрації електронів.

4.3. Магнітні тунельні переходи з перпендикулярною анізотропією

Перспективність використання МТП на основі ПМА-матеріалів у пристроях збереження інформації нового покоління STT-MRAM роблять їх актуальним об'єктом наукових досліджень, так як в даних плівкових

структурах є можливим змінювати магнітні властивості електродів за допомогою напруги зміщення (перенесення спінового моменту). Ефективність використання електричного поля для контролю магнітних властивостей, наприклад, магнітної анізотропії, експериментально вже було показано для тунельних переходів на основі FePt [231], Fe [232, 233], FePd [231, 104], CoFe [100, 103] та CoFeB [232, 234, 235].

Для дослідження магнітного відгуку ПМА-електроду МТП на зміну електричного поля, прикладеного через тунельний бар'єр та в залежності від магнітного поля, нами було одержано плівкові структури V(5 нм)/Fe(0,7 нм)/MgO(1,2 нм)/Fe(5 нм)/Co(5 нм), вирощені методом МПЕ на кристалічній підкладці MgO. Враховуючи результати досліджень V(10 нм)/Fe(*d*)/MgO(1,2 нм) (п. 4.1), як ПМА-електрод використано шар Fe товщиною 0,7 нм (5 МШ).

4.3.1. Тунельний магнітоопір та магнітні властивості плівкових структур V/Fe/MgO/Fe/Co

Результати магнітометрії для окремо взятого магнітом'якого електрода V(5 нм)/Fe(0,7 нм)/MgO(1,2 нм) (рис. 4.10 а) та повністю сформованого магнітного тунельного переходу V(5 нм)/Fe(0,7 нм)/MgO(1,2 нм)/Fe(5 нм)/Co(5 нм) (рис. 4.10 б) свідчать про орієнтацію намагніченості нижнього електрода перпендикулярно до площини зразка, в той час як намагніченість МТП спрямована паралельно площині. Оскільки верхній електрод Fe(5 нм)/Co(5 нм) має значно товщі шари, ніж нижній, то сигнал від нього є домінуючим. Магнітожорсткий електрод характеризується намагніченістю насичення M_S близько 1500 кА/м та полем анізотропії $B_k = 1,6$ Т (поле насичення при важкому перемагнічуванні – в даному випадку при перпендикулярно прикладеному магнітному полі). Вимірювання ТМО (рис. 4.11) проводилось при різних значеннях напруги зміщення та паралельно прикладеному магнітному полю, що відповідало легкому напрямку

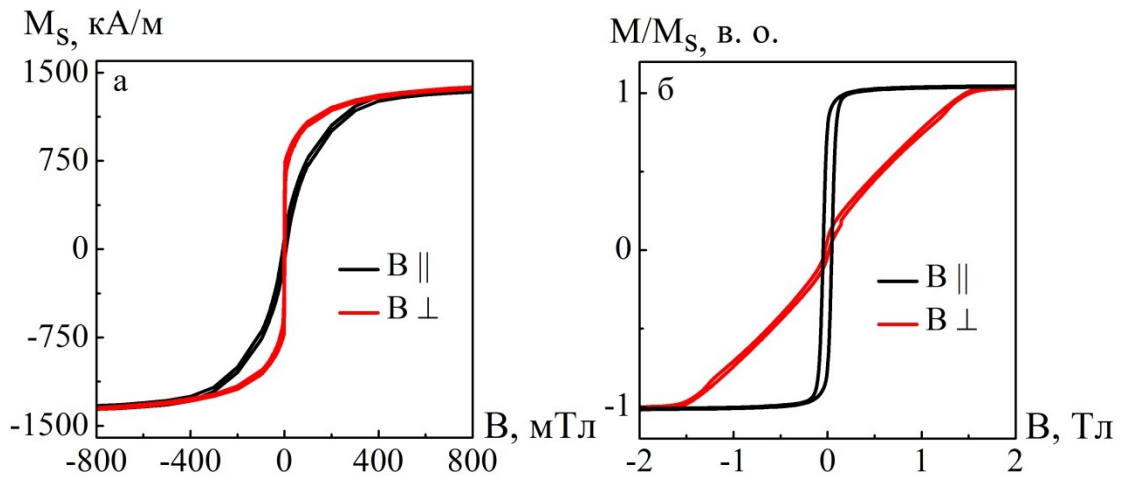


Рис. 4.10. Магнітний гістерезис при паралельно (\parallel) і перпендикулярно (\perp) прикладеному полі електрода V(5 нм)/Fe(0,7 нм)/MgO(1,2 нм) (а) та повністю сформованого МТП V(5 нм)/Fe(0,7 нм)/MgO(1,2 нм)/Fe(5 нм)/ Co(5 нм) (б)

перемагнічування для верхнього електрода MgO/Fe(5 нм)/Co(5 нм) та важкому напрямку – для нижнього V(5 нм)/Fe(0,7 нм)/MgO. Дана орієнтація магнітного поля дає змогу визначити поле анізотропії нижнього електрода з ПМА. При позитивній напрузі зміщення тунелювання електронів відбувається в напрямі нижнього електрода, а при негативній – верхнього. Варто зазначити, що при прикладенні напруги зміщення для всіх досліджуваних зразків МТП спостерігалась нестабільність (монотонне підвищення або зниження) опору R , яка тривала від декількох хвилин до декількох годин, в залежності від значення напруги, та мала повторюваний характер (більш детально дане явище буде розглянуто в п. 4.3.5 цього розділу). Із огляду на це, вимірювання $R(B)$ проводились після повної стабілізації опору.

Отримані за формулою 2.1 значення ТМО знаходились в межах 1,5-2,3 % в інтервалі напруги ± 300 мВ. Відносно низький ТМО, в порівнянні з його значеннями (100-180 %) для МТП, в яких спонтанна намагніченість електродів орієнтується паралельно (п. 4.2), не може пояснюватись виникненням пробою діелектричного бар'єру MgO. Окрім цього, подібна поведінка спостерігалась для майже всіх досліджуваних зразків. Цілком ймовірно, що зниження ТМО викликане обмеженням товщини шару Fe в нижньому електроді, яка складає

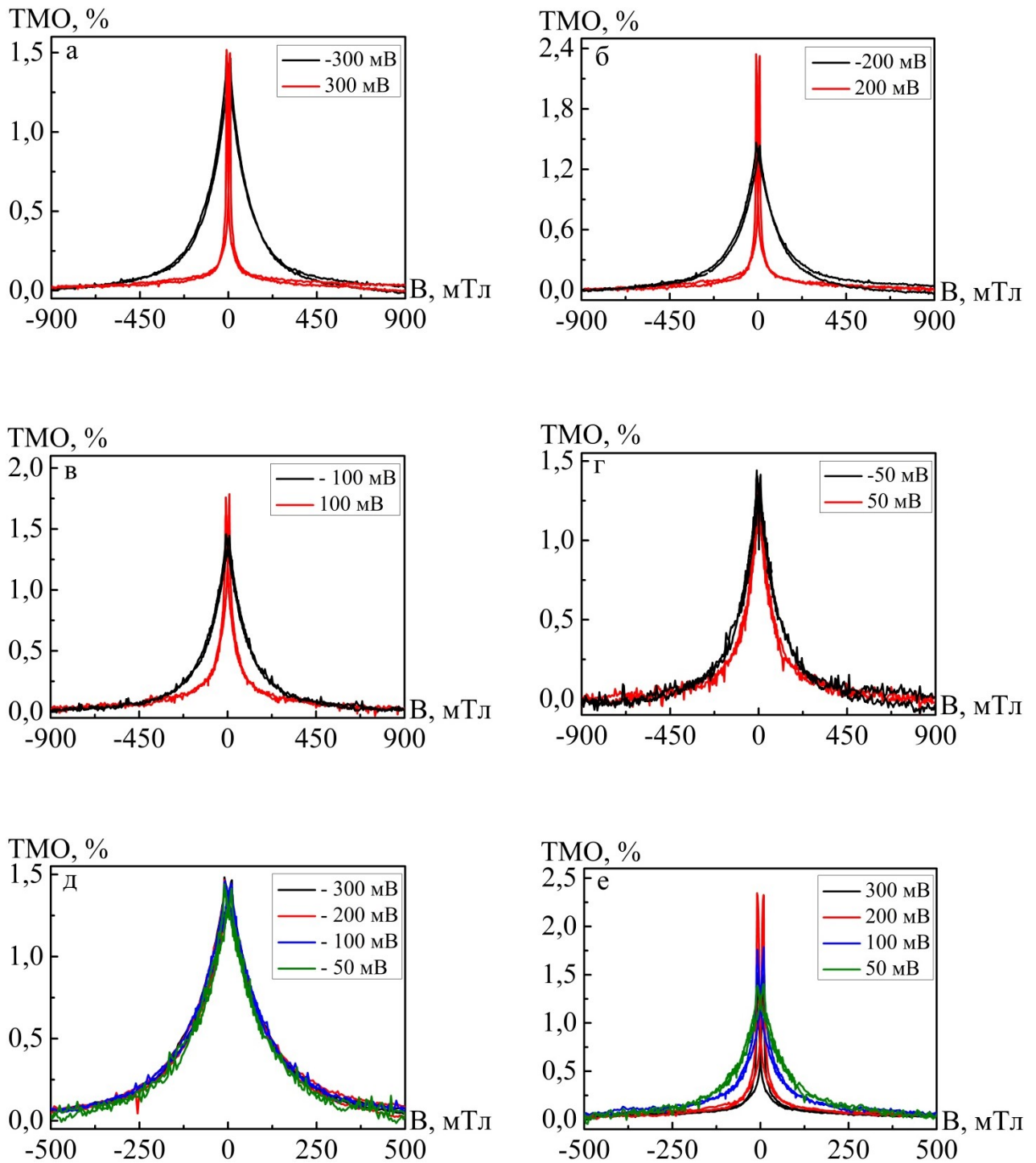


Рис. 4.11. ТМО при паралельно прикладеному магнітному полі для напруги зміщення: ± 300 (а), ± 200 (б), ± 100 (в) та ± 50 мВ (г), а також для позитивних (д) на негативних (е) значень напруги, отриманий при кімнатній температурі для МТП V(5 нм)/Fe(0,7 нм)/MgO(1,2 нм)/Fe(5 нм)/Co(5 нм)

лише 0,7 нм, на відміну від 2-10 нм в розглянутих у попередньому пункті МТП, та як наслідок його магнітними властивостями.

Як видно з рис. 4.11, залежності ТМО (В) для позитивної й негативної напруги мають різний характер, що є очікуваним у випадку використання різних електродів у магнітному тунельному переході. При напрузі зміщення від -300 до 100 мВ залежності ТМО (В) (рис. 4.11 в-е) однакові та відображають поворот намагніченості магнітом'якого електрода з положення перпендикулярно площині при нульовому полі в положення паралельно площині зі зростанням магнітного поля В.

Видозміна ТМО (В) з більш різкою зміною опору (зменшення поля насичення) відбувається при $U > 100$ мВ (рис. 4.11 а-б). Подібний вигляд залежності ТМО (В) характерний для МТП, в якому магнітна анізотропія в обох електродах орієнтує намагніченість паралельно площині. Отже, можна зробити висновок, що напруга зміщення 200-300 мВ змінює анізотропію шару Fe (0,7 нм) з положення перпендикулярно площині зразка на положення паралельно до неї.

Дослідження кутової залежності опору (рис. 4.12) магнітного тунельного

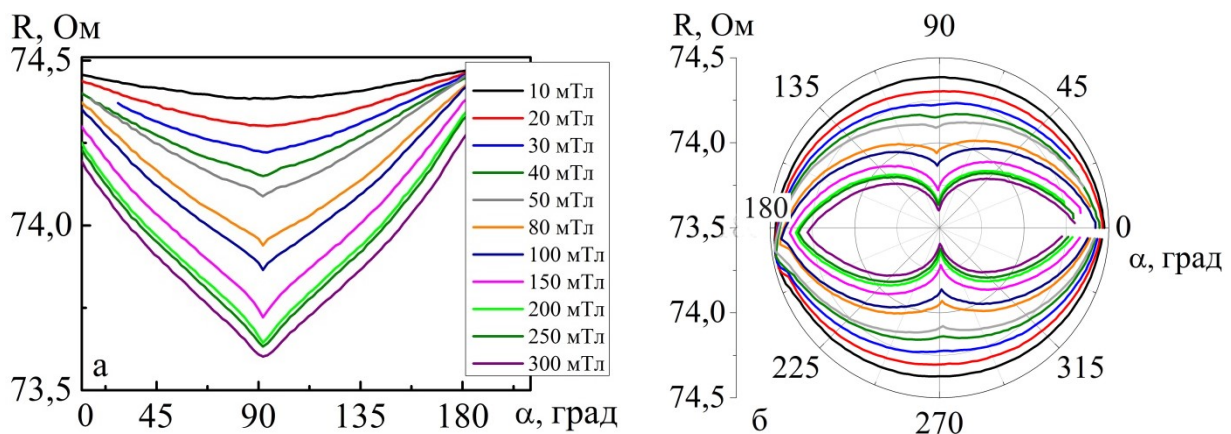


Рис. 4.12. Кутова залежність опору магнітного тунельного переходу $V(5 \text{ нм})/Fe(3 \text{ нм})/MgO(1,2 \text{ нм})/Fe(5 \text{ нм})/Co(5 \text{ нм})$ при значенні індукції магнітного поля B від 10 до 300 мТл, прикладеного по відношенню до площини зразка під кутом 0 – 180 град (а) та 0 – 360 град (б), де 0 град відповідає перпендикулярній орієнтації магнітного поля

переходу V(5 нм)/Fe(3 нм)/MgO(1,2 нм)/Fe(5 нм)/Co(5 нм) показало, що з підвищенням значення магнітного поля, прикладеного до зразка, відбувається більша відносна зміна опору (зниження його значення) при повороті зразка від положення перпендикулярно магнітному полю (0 град) до положення паралельно полю (90 град) (рис.4.12 а). Така поведінка опору пояснюється чутливістю магнітної анізотропії ПМА-електроду до магнітного поля, при певному значенні якого відбувається перемагнічування нижнього електроду Fe (0,7 нм) в напрямі паралельно прикладеного магнітного поля, що підвищує ймовірність тунелювання електронів через бар'єр, тим самим знижуючи опір.

4.3.2. Вплив напруги зміщення на магнітну анізотропію ПМА-електрода в епітаксійних структурах V/Fe/MgO/Fe/Co

Результати вимірювання намагніченості МТП (рис. 4.10) та їх магнітоопору (рис. 4.11) дають можливість визначити енергію ефективної анізотропії K_{ef} для Fe в нижньому електроді та вплив на неї напруги зміщення U . Як уже зазначалось в п.4.1., енергія ефективної анізотропії K_{ef} визначається як сума анізотропії форми $-2\pi M_S^2$, магнітокристалічної K_V та інтерфейсної K_i анізотропій:

$$K_{ef} = K_V + \frac{K_i}{d} - 2\pi M_S^2. \quad (4.2)$$

Оскільки $K_V \ll 2\pi M_S^2$ та становить величину порядку 10^4 Дж/м³ [205, 206], а анізотропія форми $2\pi M_S^2 = 1,8 \cdot 10^6$ Дж/м³ при $M_S(\text{Fe}) = 1680 \pm 5$ кА/м, то складовою K_V можна знехтувати.

З іншого боку, K_{ef} може бути визначена зі співвідношення $B_{K_{ef}} = 2K_{ef} / M_S$ [236], де $B_{K_{ef}}$ та M_S одержуються експериментальним шляхом (рис.4.10 та 4.11) та не залежать від товщини Fe і наявності магнітомертвих шарів. Таким чином, враховуючи, що напруга зміщення U не впливає на

анізотропію форми, змінами $K_{\text{еф}}$ при прикладенні різної U відповідає зміні інтерфейсної анізотропії K_i . Відповідно до співвідношення (4.2), інтерфейсна анізотропія K_i визначатиметься як:

$$K_i = (K_{\text{еф}} + 2\pi M_S^2) \cdot d. \quad (4.3)$$

Використавши експериментальні значення поля анізотропії $B_{K_{\text{еф}}}$, намагніченості насиченням M_S та розрахункові $K_{\text{еф}}$, враховуючи ефективну товщину шару Fe ($d - d_{\text{dl}} = 0,4$ нм), було визначено K_i в інтервалі напруги зміщення від 100 до -300 мВ (рис. 4.13). На залежності спостерігаються два режими для різної полярності напруги (напряму проходження струму). При негативних значеннях U (тунелювання відбувається в напрямі верхнього електроду Fe/Co) енергія інтерфейсної анізотропії K_i залишається незмінною зі значенням близько 82 мкДж/м³. Отже, в цьому випадку K_i не залежить від напруги. При переключенні полярності напруги на протилежну, починаючи з 50 мВ, відбувається зменшення K_i , що свідчить про вплив спін-поляризованого тунельного струму на анізотропію шару Fe. Так як залежність $K_i(U)$ має тенденцію спадання, то логічно, що при збільшенні U до деякого значення вона перетне $K_i = 0$, тобто відбудеться переорієнтація легкої осі намагніченості шару Fe (0,7 нм) з положення перпендикулярно в положення паралельно площині зразка (домінуючою стане анізотропія форми), що узгоджується з експериментальними (рис. 4.10 та 4.11) та літературними [237] даними.

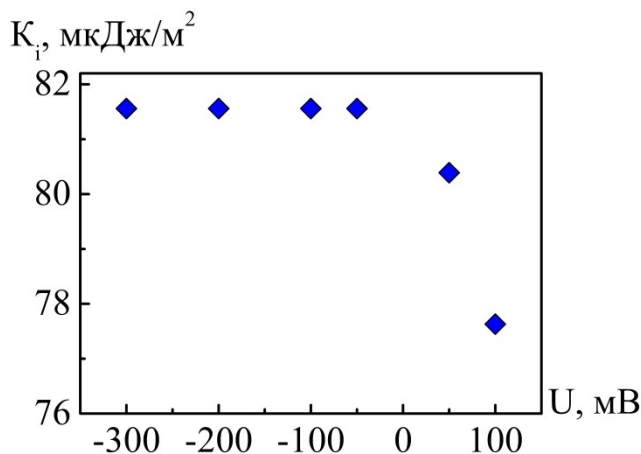


Рис. 4.13. Енергія інтерфейсної анізотропії K_i як функція напруги зміщення U , прикладеної до МТП V (5 нм) / Fe (0,7 нм) / MgO (1,2 нм)/

Fe (5 нм) / Co (5 нм)

Відповідно до рис. 4.11 е, суттєвий вплив на магнітні властивості нижнього електроду здійснює напруга не менше 200 мВ, тобто густина спінополяризованого тунельного струму вище $5 \cdot 10^5 \text{ А/м}^2$ ($U = 0,1 \text{ В}$) є достатньою для подолання ПМА шару Fe (0,7 нм). Фізичний механізм впливу електричного поля на магнітну анізотропію полягає в зміні відносної заселеності 3d-орбіталей атомів Fe на інтерфейсі Fe/MgO [100, 101, 232, 241].

Слід зауважити, що ефективна інтерфейсна анізотропія шару Fe (0,7 нм) має дві складові: від V/Fe та Fe/MgO інтерфейсів. Враховуючи значення K_i для інтерфейсу V/Fe, отримане в п. 4.1, яке становить $\pm 0,01 \text{ Дж/м}^2$, можна зробити висновок, що основний вклад належить інтерфейсу Fe/MgO. Одержані значення K_i для досліджених МТП V(5 нм)/Fe(0,7 нм)/MgO(1,2 нм)/Fe(5 нм)/Co(5 нм) є вищими, ніж для епітаксійних плівкових структур Au/Fe_xCo_{1-x}/MgO ($< 0,05 \text{ Дж/м}^2$) [1, 238, 239], але значно нижчими в порівнянні з анізотропією інтерфейсів CoFeB/MgO ($0,16 \text{ Дж/м}^2$) [240]. Окрім цього, теоретично розраховане в роботі [208] значення K_i ($0,3 \text{ Дж/м}^2$) для інтерфейсів Fe/MgO також перевищує отримане нами. Така розбіжність значень може пояснюватися відмінністю матеріалів буферного шару та діелектричного бар'єру, а також якістю інтерфейсів, як приклад, ступінь окислення поверхні шару Fe або рівень її шорсткості [100, 208].

4.3.3. Термозалежність електричних, магнітних та магніторезистивних властивостей тунельного переходу V/Fe/MgO/Fe/Co

Зниження температури вимірювання викликає зростання величини ТМО для магнітного тунельного переходу V(5 нм)/Fe(0,7 нм)/MgO(1,2 нм)/Fe(5 нм)/Co(5 нм), яке в інтервалі температур 10 - 300 К збільшується в 4 рази (рис. 4.14). Також на залежностях ТМО (рис. 4.14 а) спостерігається незначне зростання коерцитивності B_C та поля анізотропії B_S нижнього шару Fe (0,7 нм), що є типовим при зниженні температури (див. п. 4.2. цього розділу).

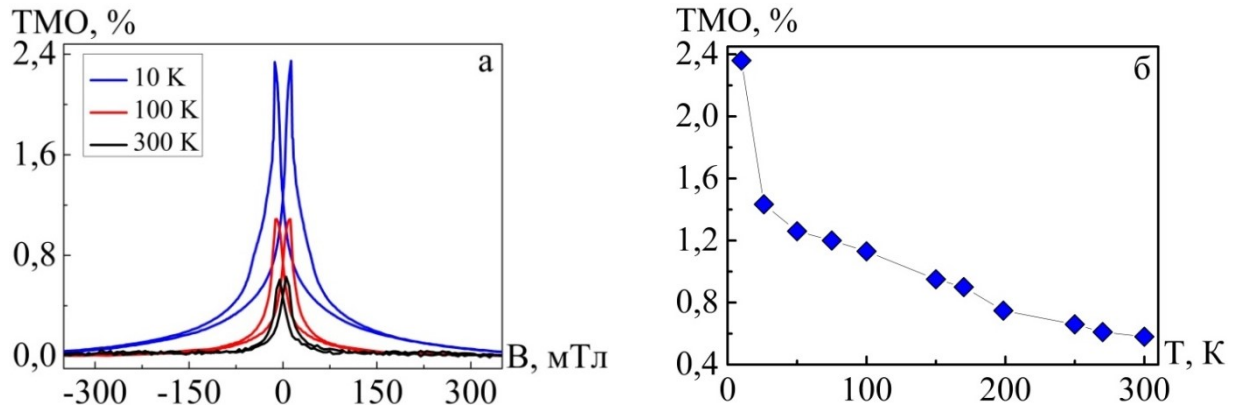


Рис. 4.14. ТМО при прикладенні магнітного поля паралельно площині зразка при температурі 300, 100 та 10 К (а) та термозалежність ТМО (б) для МТП V(5 нм)/Fe(0,7 нм)/MgO(1,2 нм)/Fe(5 нм)/Co(5 нм) при $U = 100$ мВ

Вимірювання ТМО при температурі 10 К для різних значень напруги зміщення ($U = \pm 50 \dots \pm 300$ мВ) (рис. 4.15) свідчать про відсутність впливу U на ефективну анізотропію шару Fe (0,7 нм) та значення ТМО ($\sim 2,4 - 2,6$ %), так як всі залежності ТМО (B) мають аналогічний характер з відсутністю змін B_C та B_S як при паралельно (рис. 4.15 а, б) так і при перпендикулярно (рис. 4.15 в, г) прикладеному магнітному полі.

Незначна різниця в значеннях ТМО при зміні орієнтації магнітного поля відносно площини зразка виникає внаслідок прояву анізотропного магнітоопору, але основний вклад у величину магнітоопору належить саме тунельному магніторезистивному ефекту.

Порівнявши нормовані залежності ТМО (B) (рис. 4.16) для обох орієнтацій магнітного поля, можна зробити висновок про перпендикулярне розташування важкої осі перемагнічування, оскільки значення поля насичення $B_{S\perp}$ (2,85 Тл) в 6 разів вище, ніж $B_{S\parallel}$ (0,48 Тл). Вище значення B_C також спостерігається при перпендикулярно прикладеному полі та становить 26 мТл, що у два рази перевищує коерцитивність при перемагнічуванні в напрямі легкої осі.

Аналіз вольт-амперних характеристик МТП (рис. 4.17 а), отриманих при температурі 300 та 10 К при відсутності або наявності магнітного поля в межах 0 – 2 Тл, свідчить про незалежність тунельного струму I від величини

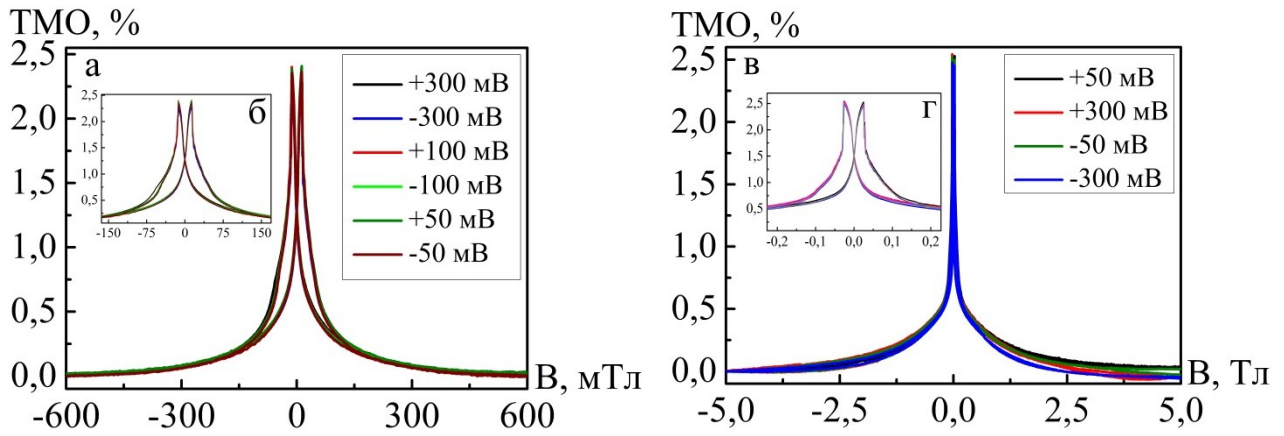


Рис. 4.15. Тунельний магнітоопір МТП V(5 нм)/Fe(0,7 нм)/MgO(1,2 нм)/Fe(5 нм)/Co(5 нм) при прикладенні магнітного поля паралельно (а, б) та перпендикулярно (в, г) площині зразка при $T = 10$ К в інтервалі напруги зміщення від ± 50 до ± 300 мВ

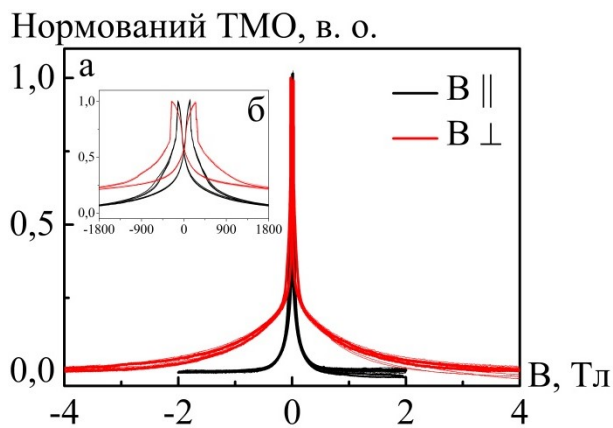


Рис. 4.16. Нормований ТМО при прикладенні магнітного поля паралельно (B_{\parallel}) та перпендикулярно (B_{\perp}) площині МТП при $T = 10$ К в інтервалі напруги зміщення від ± 50 до ± 300 мВ (а) та збільшена частина ТМО залежностей в області низького магнітного поля (б)

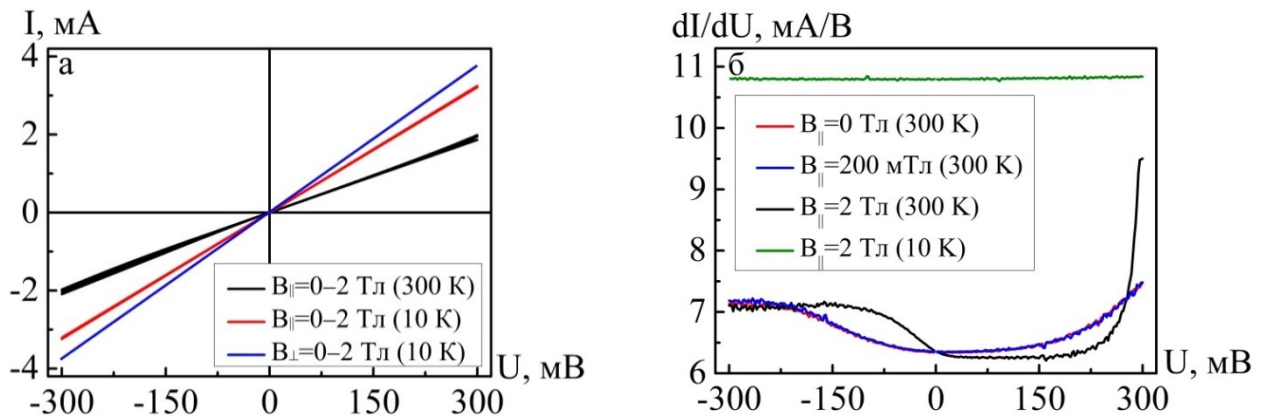


Рис. 4.17. ВАХ-характеристики (а) та диференціальна провідність dI/dU (б) МТП V(5 нм)/Fe(0,7 нм)/MgO(1,2 нм)/ Fe(5 нм)/Co(5 нм) при температурі 300 і 10 К та паралельно (\parallel) або перпендикулярно (\perp) прикладеному магнітному полі B

прикладеного магнітного поля B . Проте, при температурі вимірювання 10 К спостерігається зростання струму при зміні орієнтації магнітного поля з паралельної на перпендикулярну до площини зразка.

На відміну від ВАХ, вплив магнітного поля відображається на диференціальній провідності dI/dU при температурі вимірювання 300 К (рис. 4.17 б). Несиметричність залежностей $dI/dU(U)$ свідчить про різницю в густині станів (DOS) незаповнених енергетичних рівнів в електродах магнітного тунельного переходу при зміні полярності напруги зміщення [222], що є характерним для електродів МТП різного складу.

При 10 К зберігається незмінність DOS у всьому інтервалі напруги зміщення, що може бути пов'язано зі зростанням на порядок густини тунельного струму J в порівнянні з його початковим значенням ($1,3-8,1 \cdot 10^5$ А/м²) при 300 К. Найімовірніше, саме підвищення провідності бар'єру зі зниженням температури, а як наслідок – зростання густини струму, спричиняє подолання прояву перпендикулярної магнітної анізотропії в нижньому електроді Fe (0,7 нм) – орієнтацію його легкої осі намагнічування паралельно площині зразка.

4.3.4. Часова залежність опору тунельного магнітного переходу з перпендикулярною магнітною анізотропією під дією напруги зміщення [242-244]

Як було зазначено в п.4.3.1. при прикладенні напруги до МТП спостерігалась нестабільність опору: тривале монотонне його зниження або зростання. У залежності від значення напруги зміщення стабілізація опору R відбувалась протягом часу t , який складав від декількох хвилин до декількох годин. На рис. 4.18 наведено залежність $R(t)$ для інтервалу напруги зміщення $\pm 50 \dots \pm 300$ мВ при прикладенні магнітного поля величиною 400 мТл для одержання паралельної конфігурації намагнічування електродів тунельного переходу $V(5 \text{ нм})/Fe(0,7 \text{ нм})/MgO(1,2 \text{ нм})/ Fe(5 \text{ нм})/Co(5 \text{ нм})$ при температурі вимірювання 300 К.

Опір магнітного тунельного переходу коливався в межах 70,5 – 90 Ом, причому залежність $R(t)$ мала різний характер при збільшенні значення напруги зміщення U . Порівнявши залежності $R(t)$ для окремо взятих позитивних або негативних значень напруги (рис. 4.19 а, б), зміну опору можна поділити на дві стадії: миттєвий стрибок при переключенні полярності та подальша повільна стабілізація. Позитивна напруга зміщення відповідає позитивно зарядженому нижньому електроду МТП, тобто коли тунелювання відбувається в нижній шар Fe (0,7 нм).

Початковий стрибок опору має пряму залежність від величини та полярності напруги зміщення, причому при переході з $-U$ на $+U$ зберігає своє значення для інтервалу напруги 50 – 300 мВ, а при протилежній полярності U має змінний характер (зростає зі зростанням U), що пов'язано з різними верхнім і нижнім інтерфейсами електрод/бар'єр. Однак, тривала зміна опору після зміни полярності напруги не є характерною для епітаксійних тунельних переходів з кристалічним бар'єром.

Час стабілізації опору для досліджуваних нами МТП $V(5 \text{ нм})/Fe(0,7 \text{ нм})/MgO(1,2 \text{ нм})/Fe(5 \text{ нм})/Co(5 \text{ нм})$ в основному складав

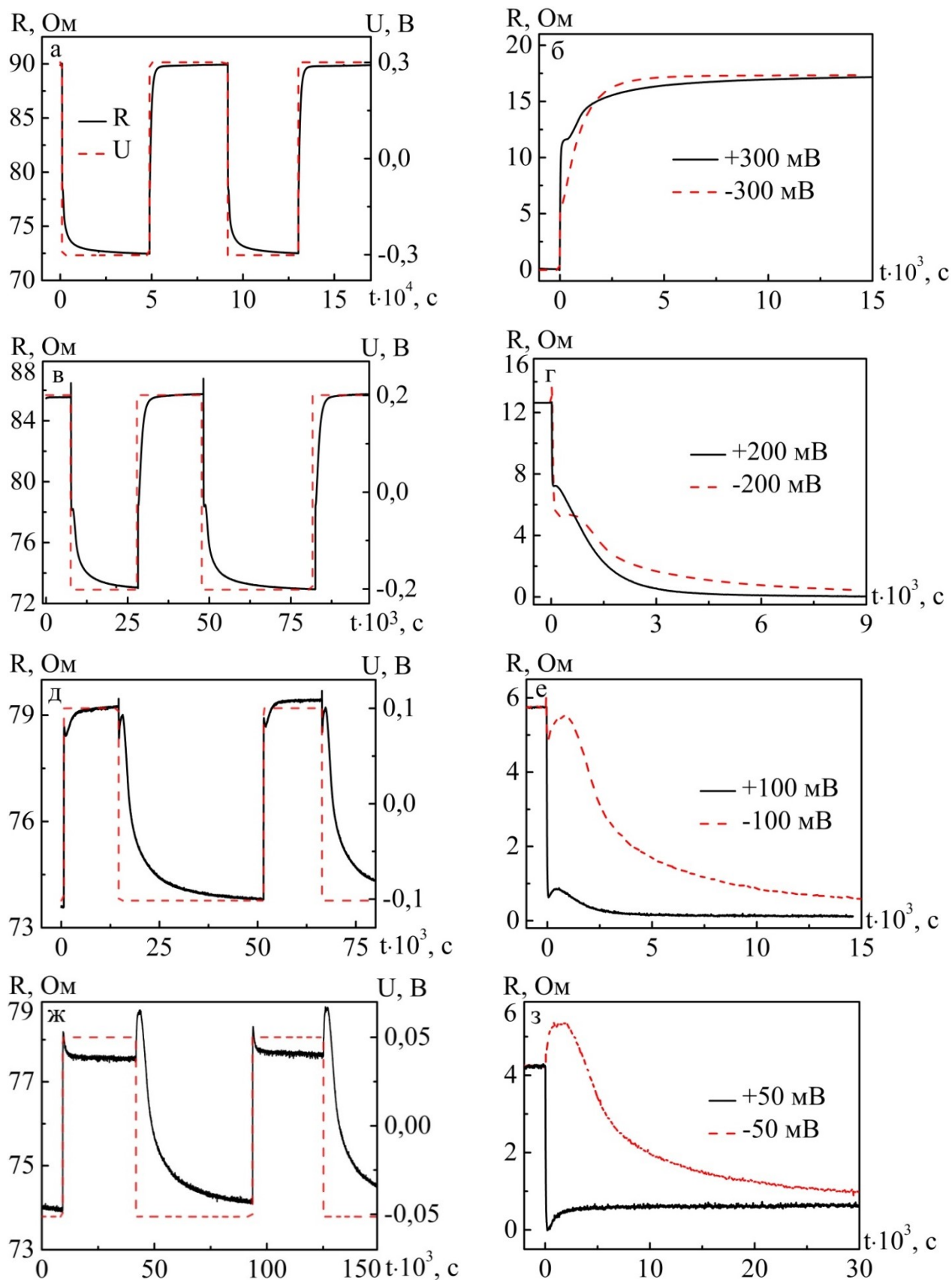


Рис. 4.18. Часова залежність опору $R(t)$ для напруги зміщення $U = \pm 300$ (а); ± 200 (в); ± 100 (д); ± 50 мВ (ж) та порівняння $R(t)$ при зміні полярності U з «+» на «-» та навпаки для відповідних її значень (б, г, е, з)

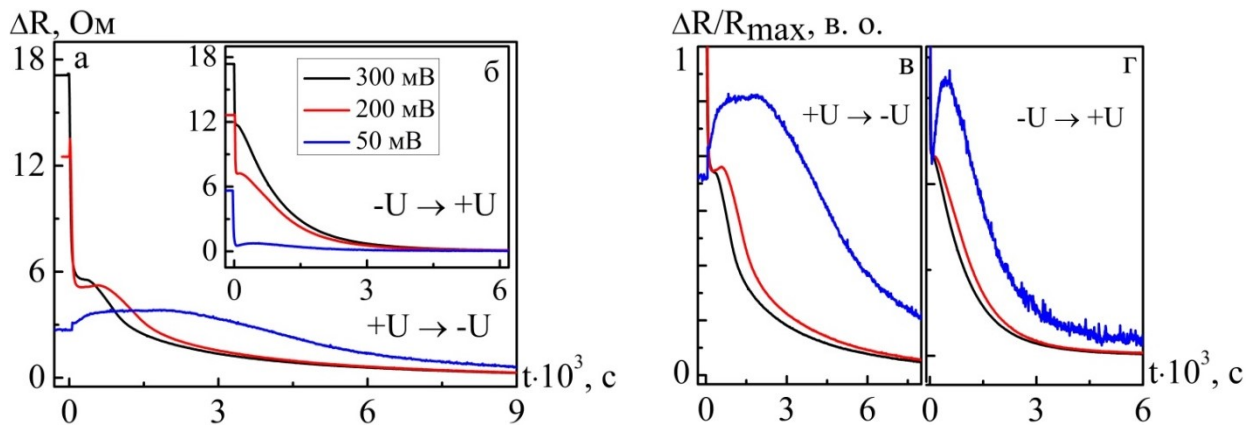


Рис. 4.19. Залежності $\Delta R(t)$ при зміні полярності напруги зміщення з позитивної на негативну ($+U \rightarrow -U$) (а) і навпаки ($-U \rightarrow +U$) (б) та відповідні їм нормовані залежності $\Delta R/R_{\max}$ (в, г)

декілька годин, що значно перевищує час заряджання (розрядки) τ ($\tau = RC$) ідеального конденсатора співрозмірного з МТП, який становить близько 10^{-7} с [242]. Так як, $R(t)$ залежить від значення напруги, ми нормували залежності ΔR для обох напрямів зміни полярності: $+U \rightarrow -U$ (рис. 4.19 в) і $-U \rightarrow +U$ (рис. 4.19 г). При нормуванні ми одержали однакову поведінку опору незалежно від полярності: при зростанні U від 50 мВ до 300 мВ час, який необхідний для стабілізації R зменшується.

Для подальшого дослідження причин нестабільності опору тунельного переходу було проведено вимірювання часу стабілізації при магнітному полі 400 мТл для шести температур в інтервалі 300 – 350 К. Із підвищенням температури T час стабілізації t зменшується (рис. 4.20 а). Таким чином, досліджуваний процес є термозалежним. Тривала зміна опору з часом добре описується експоненціальною залежністю $\Delta R(1 - \exp(-t/\tau))$. Розрахована постійна часу τ в залежності від температури вимірювання наведена на рис. 4.20 б та має форму $\exp(-U/kT)$ зі значенням $U = 0,22$ еВ. Отже, механізм, який відповідає за тривалу зміну опору магнітного тунельного переходу є термозалежним і описується простим потенціальним бар'єром висотою 0,22 еВ.

Одним із можливих пояснень повільної зміни опору є не ідеальність діелектричного бар'єру в результаті утворення в шарі MgO кристалічних

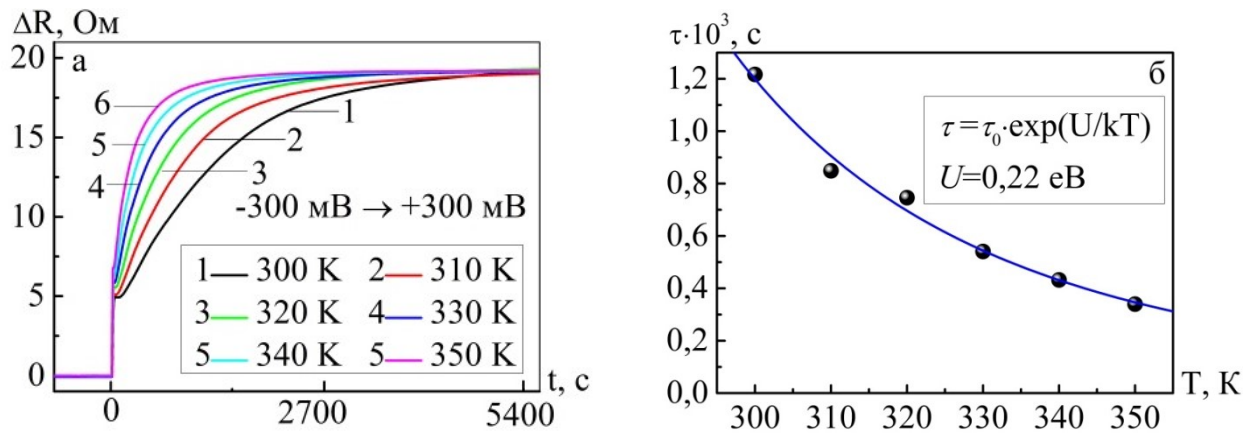


Рис. 4.20. Опір як функція часу після зміни полярності напруги з -300 мВ на +300 мВ при прикладенні паралельного магнітного поля величиною 400 мТл в інтервалі температури 300 – 350 К (а) та розрахована постійна часу τ (б)

дефектів, таких як вакансії та дислокації [245]. Таким чином, дані дефекти можуть утримувати заряд і в наслідок електроміграційних процесів переміщатися на інтерфейси Fe/MgO [233]. Наявність некомпенсованого заряду в бар'єрі, який може змінюватись при переключенні полярності напруги зміщення на МТП, також впливатиме на процес тунелювання через бар'єр, що матиме відображення на $R(t)$ -залежності. Отже, електрична поляризація P зростає з часом t до деякого максимального значення P_{max} , послаблюючи прикладене електричне поле і тим самим зменшуючи провідність (збільшуючи енергетичний бар'єр). Цей процес може частково пояснювати тривалу стабілізацію опору при зміні полярності електричного поля. Окрім цього, наявність оксигенових вакансій в MgO приводить до значного зниження висоти тунельного бар'єру та відкривають додатковий канал для когерентного тунелювання електронів.

Іншою причиною даного явища може бути міграція іонів всередині діелектричного бар'єру, що вже було показано для Fe/MgO [246, 247], Co/GdO_x [248, 249] та інших систем [250, 251]. Автори роботи [247] встановили, що дуже мала зміна (0,01 нм) ефективної товщини бар'єру викликає зміну опору тунельного бар'єру в декілька відсотків. Наявність досить сильної міграції атомів кисню на інтерфейсі феромагнітний електрод/бар'єр здійснюватиме

значний вплив на інтерфейсну ПМА [247, 249].

З метою встановлення впливу процесу повільної стабілізації опору магнітного переходу на інтерфейсну ПМА було проведено 15 циклів вимірювання R безпосередньо після зміни полярності напруги (рис. 4.21).

На даному рисунку спостерігається однозначна зміна опору МТП з часом. Використавши коригування залежностей $R(B)$ шляхом зміни лише їх нахилу (рис.4.21 а, б), ми порівняли 1-й, 5-й, 11-й та 15-й цикли вимірювання (рис.4.21 в, г). Рис.4.21 в свідчить про орієнтацію легкої осі намагнічування (анізотропії) в площині нижнього електроду МТП, тоді як рис. 4.21 г – про її перпендикулярну орієнтацію. Оскільки порівнювані залежності $R(B)$ майже ідентичні, то можна зробити висновок про незмінність анізотропії електроду, тобто незмінність інтерфейсної анізотропії Fe/MgO, впродовж повільної зміни опору після переключення полярності напруги зміщення.

Так як, інтерфейсна ПМА виникає завдяки взаємодії Fe-O та інтерфейсі Fe/MgO [161] очевидно, що зміна зв'язків Fe-O на нижньому інтерфейсі електрод/бар'єр не є причиною повільної зміни опору після зміни полярності напруги. Таким чином, зміна опору виникає внаслідок процесів, які відбуваються або на верхньому інтерфейсі MgO/Fe, або всередині об'єму діелектричного бар'єру тунельного переходу, на чому наголошувалося в роботі [233].

Різний вплив верхнього і нижнього інтерфейсів пов'язаний із їх структурними відмінностями, що виникають внаслідок різних умов осадження шарів, що також підтверджується авторами [252-255]. Зокрема, дослідження інтерфейсів в епітаксійних біпластинах Fe/MgO та MgO/Fe методом конверсійної електронної Мессбауерівської спектроскопії було проведено авторами роботи [253]. Результати спектроскопії свідчили про відсутність оксидів заліза Fe_3O_4 та Fe_2O_3 на нижньому інтерфейсі, проте оксидна фаза утворена на цьому інтерфейсі не відповідала і FeO, що було пояснено розташуванням атомів кисню на інтерфейсах. Опираючись на це, автори запропонували модель, згідно якої більш ймовірним є окислення інтерфейсу

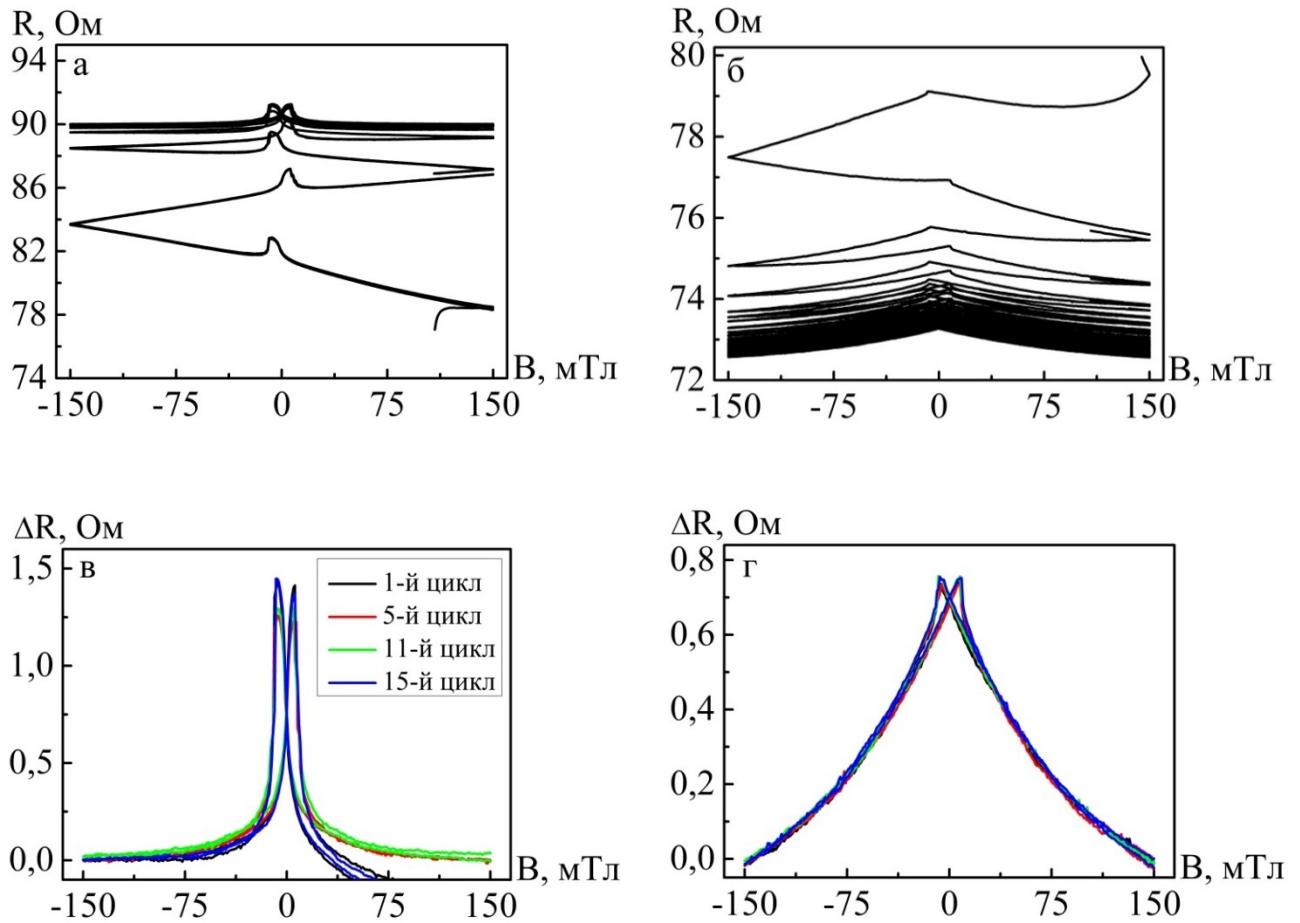


Рис. 4.21. Стабілізація опору при напрузі зміщення 300 (а) і -300 (б) мВ впродовж 15 циклів вимірювання, а також порівняння 1-го, 5-го, 11-го та 15-го циклів вимірювання $R(B)$ при 300 (в) і -300 (г) мВ після коригування їх нахилу

при осадженні шару Fe на MgO-бар'єр, що частково підтверджує теорію щодо причин коливання опору МТП.

Висновки до розділу 4

1. При дослідженні магнітної анізотропії монокристалічних плівок Fe в системі V/Fe(*d*)/V, одержаних методом молекулярно-променевої епітаксії на кристалічній MgO-підкладці, було встановлено, що в плівковій структурі присутній неферомагнітний шар товщиною 0,3 нм, який відноситься саме до нижнього інтерфейсу V/Fe. Крім цього, в досліджених структурах домінуючою є магнітокристалічна анізотропія, а інтерфейсна анізотропія складатиме величину $\pm 0,01$ Дж/м².

2. Встановлено, що виникнення перпендикулярної анізотропії в епітаксійній плівковій системі V/Fe(*d*)/MgO відбувається при $d_{\text{Fe}} = 0,7$ нм. Основа механізму утворення ПМА в досліджуваній системі пов'язана з сильною гібридизацією інтерфейсних орбіталей Fe-3*d* та O-2*p* в поєднанні зі спин-орбітальним моментом на інтерфейсі метал/оксид.

3. Встановлено, що при зміні товщини нижнього електроду в тунельному переході V(5 нм)/Fe(*d* нм)/MgO(1,2 нм)/Fe(5 нм)/Co(5 нм) не спостерігається чітка розмірна залежність величини ТМО, що найімовірніше пов'язано з виникненням ефекту квантової ями на інтерфейсі V/Fe внаслідок значної енергетичної різниці в зонній структурі ОЦК-Fe та ОЦК-V. Крім того, при товщині нижнього електроду (Fe) 2-4 нм спостерігається поворот вектора намагніченості з ростом магнітного поля, що пояснюється недосконалою доменною структурою.

4. У ході комплексного дослідження МТП з ортогональною орієнтацією вісей легкого намагнічування електродів продемонстровано можливість керування магнітною анізотропією ультратонкого шару Fe в плівковій

структурі V/Fe(0,7 нм)/MgO/Fe/Co шляхом зміни значення та знаку напруги зміщення, прикладеної до тунельного переходу.

5. При дослідженні часової залежності опору плівкових структур V/Fe(0,7 нм)/MgO/Fe/Co зі спін-залежним тунелюванням та ортогональною орієнтацією вісей легкого намагнічування електродів при зміні полярності електричного поля, прикладеного до тунельного переходу, встановлено, що основну роль у цьому процесі відіграє діелектричний бар'єр MgO та верхній інтерфейс MgO/Fe.

ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі на основі проведених комплексних досліджень фізичних властивостей приладових тонкоплівкових систем у вигляді епітаксійних мультишарів $[\text{Co/Ni}]_n$ з ПМА та спін-вентилів і магнітних тунельних переходів на їх основі, а також монокристалічних МТП типу Fe/MgO/Fe з паралельною та ортогональною орієнтацією осей легкого намагнічування їх електродів, встановлена можливість використання їх у якості функціональних елементів магнітних датчиків положення або енергозберігаючих пристроїв запису та збереження інформації.

Аналіз результатів, одержаних у ході виконання роботи, дозволяє зробити наступні узагальнюючі висновки:

1. Дослідження структурно-фазового стану епітаксійних мультишарів $[\text{Co/Ni}]_n$ методом рентгенівської дифрактометрії дозволили визначити параметри кристалічної ґратки в площині зразка $[\text{Co/Ni}]_n$ та перпендикулярно до неї, які становили $a_{\parallel}^{\text{Co/Ni}} = 0,354$ нм та $a_{\perp}^{\text{Ni}} = 0,351$ нм і $a_{\perp}^{\text{Co}} = 0,356$ нм, відповідно, а також встановити, що параметри ґратки зазнають змін при орієнтованому епітаксійному рості ультратонких шарів Co та Ni.

2. На основі результатів досліджень магнітних і магніторезистивних властивостей спін-вентилію $\text{P}/[\text{Ni}(3 \text{ МШ})/\text{Co}(1 \text{ МШ})]_5/\text{Au}(4 \text{ нм})/[\text{Ni}(3 \text{ МШ})/\text{Co}(2,5 \text{ МШ})]_3$ встановлено, що:

- спін-вентильна структура з товщиною шарів Co 1 - 2,5 МШ та Ni 3 МШ характеризується ПМА та почерговим перемагнічуванням верхнього і нижнього електродів при 13 і 31 мТл, відповідно, що свідчить про реалізацію механізму спін-залежного розсіювання електронів;

- в інтервалі температур вимірювання 10 - 300 К значення ГМО зростає з 0,39 до 0,81 % при зниженні температури. Окрім цього, зниження температури приводить до зростання поля насичення, відносна зміна якого в інтервалі 10 - 300 К складає 115 %, що може бути умовою їх використання як елементів

чутливих елементів сенсорів температури.

3. На основі результатів дослідження магнітних та магніторезистивних властивостей вперше одержаних тунельних переходів на основі мультишарів $[\text{Co}/\text{Ni}]_n$ та аморфного бар'єру Al_2O_3 з одним або двома ПМА-електродами показана можливість їх використання як елементів високочутливих сенсорів магнітного поля та елементарні комірки пам'яті, і встановлено наступне:

- при перпендикулярно прикладеному магнітному полі на гістерезисі для системи $\text{P}/\text{Pt}(10)/\text{Co}(0,6)/[\text{Ni}(0,6)/\text{Co}(0,3)]_3/\text{Al}_2\text{O}_3(2,5)/[\text{Co}(0,2)/\text{Ni}(0,6)]_3/\text{Pt}(2)/[\text{Co}(0,6)/\text{Pt}(1)]_3$ спостерігається петля з повною залишковою намагніченістю та двома її стрибками при значеннях поля 13 і 27 мТл відповідно. Зменшення товщини проміжного шару Pt з 2 до 1 нм у верхньому електроді призводить до зникнення антипаралельного намагнічування електродів внаслідок їх дипольної взаємодії, що свідчить про можливість контролювати магнітні властивості плівкової системи шляхом зміни шару Pt;

- відсутність асиметричності залежності ТМО (U) для МТП з різними за складом електродами свідчить про ідентичність їх магнітних властивостей внаслідок впливу, дифузійних процесів, шорсткості інтерфейсів та структурних дефектів у шарах, що знижує ПМА;

- тунельний магнітоопір при ортогональній конфігурації МТП $\text{P}/\text{Pt}(10)/\text{Co}(0,6)/[\text{Ni}(0,6)/\text{Co}(0,3)]_3/\text{Al}_2\text{O}_3(2,5)/\text{Co}(15)$ має, незалежно від орієнтації магнітного поля, майже однакове значення $\sim 8\%$, що відповідає 16% ТМО між паралельним та гіпотетичним антипаралельним станами намагніченості електродів. Ці результати опосередковано свідчать про зниження спін-поляризації внаслідок недосконалості кристалічної структури саме верхніх мультишарів МТП з двома ПМА-електродами.

4. При дослідженні розмірної залежності магнітних властивостей плівок Fe у тришаровій монокристалічній структурі $\text{MgO}(\text{P})/\text{V}/\text{Fe}(d)/\text{V}$ встановлено, що на нижньому інтерфейсі V/Fe формується неферомагнітний шар Fe товщиною 0,3 нм. В інтервалі досліджених товщин 0,7 – 5 нм спостерігається домінування магнітокристалічної анізотропії та анізотропії форми, що орієнтує

спонтанну намагніченість Fe паралельно площині, в той час як значення інтерфейсної анізотропії близьке до нуля.

5. Встановлено, що для магнітного тунельного переходу V(5 нм)/Fe(d нм)/MgO(1,2 нм)/Fe(5 нм)/Co(5 нм) зі змінною товщиною d нижнього електроду 2 - 10 нм не спостерігається чітка розмірна залежність величини ТМО, яка коливається в межах 100 - 150 %, що пов'язано з проявом ефекту квантової ями на інтерфейсі V/Fe як наслідок значної енергетичної різниці в зонній структурі ОЦК-Fe та ОЦК-V.

6. При зміні полярності напруги, прикладеної до МТП V(5 нм)/Fe(0,7 нм)/MgO(1,2 нм)/Fe(5 нм)/Co(5 нм) з нижнім ПМА-електродом, з позитивної на негативну та навпаки, спостерігається двоступенева зміна опору: різкий стрибок та повільна його стабілізація. Даний процес зміни опору з тривалістю дії напруги залежить від її величини і температури, причому підвищення обох прискорює процес стабілізації, що свідчить про наявність енергетичного бар'єру висотою 0,2 еВ. Незмінна магнітна поведінка тунельного переходу вказує на незалежність зміни опору від магнітної анізотропії ПМА-електроду, яка виникає внаслідок формування зв'язків Fe-O на нижньому інтерфейсі, а отже основну роль відіграють взаємодія іонів Fe⁺ та O⁻ на верхньому інтерфейсі MgO/Fe та дефекти в діелектричному бар'єрі.

7. Дослідження епітаксійних магнітних тунельних переходів V(5 нм)/Fe(0,7 нм)/MgO(1,2 нм)/Fe(5 нм)/Co(5 нм) дозволили встановити, що зміна полярності та значення напруги зміщення дає можливість впливати на перпендикулярну магнітну анізотропію нижнього електроду з Fe (0,7 нм), яка знижується при зростанні позитивної прикладеної напруги та залишається незмінною при негативній. Зміна магнітних властивостей під дією спін-поляризованого струму (перенесення спінового моменту) відкриває нові шляхи контролю процесу запису в пристроях збереження інформації, що в свою чергу дозволить скоротити енергетичні затрати та час запису.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Johnson M.T. Magnetic anisotropy in metallic multilayers / M.T. Johnson, P.J.H. Bloemen, F.J.A. den Broeder, J.J. de Vries // Rep. Prog. Phys. – 1996. – V. 59. – P. 1409-1458.
2. Herzer G. Grain size dependence of coercivity and permeability in nanocrystalline ferromagnets / G. Herzer // IEEE Trans. Magn. – 1990. - V. 26. - № 5. – P. 1397-1402.
3. Volmer M. Electrical and micromagnetic characterization of rotation sensors made from permalloy multilayered thin films // M. Volmer, J. Neamtu // J. Magn. Magn. Mater. – 2010. – V. 322. - № 9-12. – P. 1631-1634.
4. Structural, magnetic and transport properties of $\text{NiFe}_\chi\text{Ag}_{(1-\chi)}$ heterogeneous alloys / B. Dieny, S.R. Teixeira, B. Rodmacq, C. Cowache [et al.] // J. Magn. Magn. Mater. – 1994. – V. 130. - № 1-3. – P. 197-215.
5. Magnetically Engineered Spintronic Sensors and Memory / S. Parkin, X. Jiang, C. Kaiser, A. Panchula [et al.] // Proceeding of the IEEE. – 2003. – V. 91. - № 5. – P. 661-680.
6. Srinivasan K. Thermal effects on the magnetization reversal process and its interpretation in perpendicular magnetic recording media / K. Srinivasan, B.R. Acharya, G. Bertero // J. Appl. Phys. –2010. – V. 107. – P. 113912 (1-7).
7. Distinguishing the ultrafast dynamics of spin and orbital moments in solids / C. Boeglin, E. Beaurepaire, V. Halte [et al.] // Nature. – 2010. – V. 465. – P. 458 – 462.
8. Miyazaki T. The physics of ferromagnetism / T. Miyazaki, H. Jin. – Verlag-Berlin-Heidelberg: Springer, 2012. – 482 p.
9. O’handley R.C. Modern Magnetic Materials: Principles and Applications / R.C. O’handley - New York: Wiley, 2000. – 768 p.
10. Neel L. Anisotropie magnetique superficielle et surstructures d’orientation / L. Neel // J. Phys. Radium. - 1954. - V. 15. - P. 225–239.

11. Gradmann U. Flat Ferromagnetic, Epitaxial 48Ni/52Fe(111) Films of few Atomic Layers / U. Gradmann, J. Muller // *Physica Status Solidi*. – 1968. - V. 27. - № 1. – P. 313-324.
12. Carcia P.F. Perpendicular magnetic anisotropy in Pd/Co layered structures / P.F. Carcia, A.D. Meinhold, A. Suna // *Appl. Phys. Lett.* – 1985. – V. 47. – P. 178-180.
13. Carcia P.F. Perpendicular magnetic anisotropy in Pd/Co and Pt/Co layered structures / P.F. Carcia // *J. Appl. Phys.* – 1988. – V. 63. – P. 5066-5073.
14. den Broeder F.J.A. Perpendicular magnetic anisotropy of Co-Au multilayers induced by interface sharpening / F.J.A. den Broeder, D. Kuiper, A.P. van de Mosselaar, W. Hoving // *Phys. Rev. Lett.* – 1988. – V. 60. - № 26. – P. 2767-2772.
15. Sakurai M. Magnetic and magneto-optical properties of Co/Ru multilayers / M. Sakurai, T. Takahata, I. Moritani // *J. Magn. Soc. Japan*. – 1991. – V. 15. – P. 411-414.
16. den Broeder F.J.A. Magnetic anisotropy of multilayers / F.J.A. den Broeder, W. Hoving, P.J.H. Bloemen // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1991. – V. 93. – P. 562-570.
17. Kohlhepp J. Magnetic interface anisotropies of Co/Cu(111) and Co/Au(111) interfaces from ultrathin Co films on Cu(111) / J. Kohlhepp, H.J. Elmers, U. Gradmann // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1993. – V. 121. - № 1-3. - P. 487-489.
18. Structural and magnetic properties of Ti-Co Multilayers / R.A. van Leeuwen, C.D. England, J.R. Dutcher, C.M. Falco [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 1990. - V. 67. - P. 4910-4912.
19. Bruno P. Dipolar magnetic surface anisotropy in ferromagnetic thin films with interfacial roughness / P. Bruno // *Journal of Applied Physics*. - 1988. – V. 64. - № 6. – P. 3153-3156.
20. Draaisma H.J.G. Surface and volume anisotropy from dipole-dipole interactions in ultrathin ferromagnetic films / H.J.G. Draaisma, W.J.M. de Jonge // *J. Appl. Phys.* – 1988. – V. 64. – P. 3610–3613.
21. Daalderop G.H.O. Prediction and confirmation of perpendicular magnetic

anisotropy in Co/Ni multilayers / G.H.O. Daalderop, P.J. Kelly, F.J.A. den Broeder // *Phys. Rev. Lett.* - 1992. – V. 68. – P. 682-685.

22. Perpendicular Magnetic Anisotropy of Metallic Multilayers Composed of Magnetic Layers Only: Ni/Co and Ni/Fe Multilayers / K. Kyuno, J.G. Ha, R. Yamamoto, S. Asano // *Jpn. J. Appl. Phys.* – 1996. – V. 35. – P. 2774-2778.

23. Orientational dependence of the interface magnetic anisotropy in epitaxial Ni/Co/Ni sandwiches / M.T. Johnson, J.J. de Vries, N.W.E. McGee [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – V. 69. – P. 3575 – 3578.

24. Perpendicular anisotropy of epitaxial “wedge-shaped” Co/Ni sandwiches grown on single crystal Cu substrates / M.T. Johnson, F.J.A. den Broeder, J.J. de Vries [et al.] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1993. – V. 121. - № 1-3. – P. 494 – 497.

25. Anisotropy and magneto-optical properties of sputtered Co/Ni multilayer thin films / Y.B. Zhang, J.A. Woollam, Z.S. Shan [et al.] // *IEEE Trans. Magn.* – 1994. – V. 30. - № 6. – P. 4440 – 4442.

26. Ferromagnetic resonance study of sputtered Co|Ni multilayers / J.-M.L. Beaujour, W. Chen, K. Krycka // *The European Physical Journal B.* – 2007. – V. 59. – P. 475 – 483.

27. Strong perpendicular magnetic anisotropy in Ni/Co(111) single crystal superlattices / S. Girod, M. Gottwald, S. Andrieu [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2009. – V. 94. – P. 262504 (1-3).

28. Tuneable perpendicular magnetic anisotropy in single crystal [Co/Ni](111) superlattices / [M. Gottwald, S. Girod, S. Andrieu, S. Mangin] // *IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng.* – 2010. – V. 12. – P. 012018 (1-4).

29. Large magnetoresistance with low saturation fields in magnetic/magnetic superlattices / J.M. Gallego, D. Lederman, T.J. Moran, I.K. Schuller // *Appl. Phys. Lett.* - 1994. – V. 64. – P. 2590 – 2592.

30. Extraordinary anisotropic magnetoresistance effect under 35 Oe field at room temperature in Co/Ni multilayers / C. Prados, D. Garcia, F. Lesmes [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 1995. – V. 67. – P. 718 – 720.

31. Han D.-H. Steep magnetoresistance change with low saturation fields in Co/Ni

- multilayer thin films / D.-H. Han // *Appl. Phys. Lett.* – 1996. – V. 68. – P. 2153 – 2154.
32. Han D.H. Structural, magnetic properties and steep magnetoresistance change with low saturation magnetic fields in Co/Ni multilayer thin films / D.H. Han // *IEEE Trans. Magn.* – 1996. – V. 32. - № 5. – P. 4585 – 4587.
33. Pollard R.J. Magnetoresistive measurements of sputtered Ni/Co multilayers / R.J. Pollard, S. E. McCartney, R. Atkinson // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1997. – V. 176. – P. 134 -138.
34. Influence of the interfaces on the anisotropic magnetoresistance of Ni/Co multilayers / F. Lesmes, A. Salcedo, J.J. Freijo, D. Garcia [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 1996. – V. 69. – P. 2596 – 2598.
35. Oscillatory Behavior of the Transport Properties in Ni/Co Multilayers: A Superlattice Effect / J.M. Gallego, D. Lederman, S. Kim, I.K. Schuller // *Phys. Rev. Lett.* – 1995. - V. 74. - P. 4515 – 4518.
36. Electron localization in Co/Ni superlattices / S. Kim, D. Lederman, J.M. Gallego, I.K. Schuller // *Phys. Rev. B.* - 1996. – V. 54. – P. 5291 – 5294.
37. Oscillations of the transport properties in Ni/Co superlattices / J.M. Gallego, S. Kim, D. Lederman, I.K. Schuller // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1996. – V. 156. – P. 397 – 398.
38. Berger L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current / L. Berger // *Phys. Rev. B.* – 1996. – V. 54. – P. 9353 – 9358.
39. Slonczewski J.C. Current-driven excitation of magnetic multilayers / J.C. Slonczewski // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1996. – V. 159. – P. L1 – L7.
40. Excitation of a Magnetic Multilayer by an Electric Current / M. Tsoi, A.G.M. Jansen, J. Bass [et at.] // *Phys. Rev. Lett.* – 1998. – V. 80. – P. 4281 – 4284.
41. Current-Driven Magnetization Reversal and Spin-Wave Excitations in Co /Cu /Co Pillars / J.A. Katine, F.J. Albert, R.A. Buhrman [et at.] // *Phys.Rev.Lett.* – 2000. – V. 84. – P. 3149 – 3152.
42. Ferromagnetic resonance study of sputtered Co|Ni multilayers / J.-M.L. Beaujour, W. Chen, K. Krycka [et al.] // *The European Physical Journal B.* –

2007. – V. 59. - № 4. – P. 475 – 483.

43. Shaw J.M. Damping phenomena in $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Ni}$ multilayers and alloys / J.M. Shaw, H.T. Nembach, T.J. Silva // *Appl. Phys. Lett.* – 2011. – V. 99. – P. 012503.

44. Temperature dependence of carrier spin polarization determined from current-induced domain wall motion in a Co/Ni nanowire / K. Ueda, T. Koyama, R. Hiramatsu, D. Chiba [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2012. – V. 100. – P. 202407.

45. Co/Ni(111) superlattices studied by microscopy, x-ray absorption, and ab initio calculations / M. Gottwald, S. Andrieu, F. Gimbert [et al.] // *Phys. Rev. Lett. B.* – 2012. – V. 86. – P. 014425 (1-15).

46. Domain Wall Creation in Nanostructures Driven by a Spin-Polarized Current / D. Ravelosona, S. Mangin, Y. Lemaho [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* - 2006. – V. 96. – P. 186604.

47. Perpendicular magnetic anisotropy in ultrathin Co/Ni multilayer films studied with ferromagnetic resonance and magnetic x-ray microspectroscopy / F. Macia, P. Warnicke, D. Bedau [et al.] // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* – 2012. – V. 324. – P. 3629–3632.

48. Thermally activated domain wall motion in [Co/Ni] (111) superlattices with perpendicular magnetic anisotropy / S.L. Gall, N. Vernier, F. Montaigne [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2015. – V. 106. – P. 062406 (1-5).

49. Effect of Different Seed Layers on Magnetic and Transport Properties of Perpendicular Anisotropic Spin Valves / T. Tahmasebi, S.N. Piramanayagam, R. Sbiaa [et al.] // *IEEE Transactions on magnetics.* – 2010. – V. 46. - № 6. – P. 1933 – 1936.

50. Co/Pt multilayer-based pseudo spin valves with perpendicular magnetic anisotropy / S. Liu, G.-H. Yu, M.-Y. Yang [et al.] // *Rare metals.* – 2014. – V. 33. - № 6. – P. 646 – 651.

51. Spin-transfer induced switching in nanomagnetoresistive devices composed of Co/Pt multilayers with perpendicular magnetic anisotropy / J.-H. Park, M.T. Moneck, C. Park, J.-G. Zhu // *J. Appl. Phys.* – 2009. – V. 105. – P. 07D129.

52. High giant magnetoresistance and thermal annealing effects in perpendicular magnetic -based spin valves / Z. Li, Z. Zhang, H. Zhao / [et al.] // J. Appl. Phys. – 2009. – V. 106. – P. 013907 (1-4).
53. The Influence of the Capping Layer on the Perpendicular Magnetic Anisotropy in Permalloy Thin Films / [M.S. Gabor, C. Tiusan, T. Petrisor, T. Petrisor] // IEEE Transactions on magnetics. – 2014. – V. 50. - № 11. – P. 2007404 (1-4).
54. Thermally robust Mo/CoFeB/MgO trilayers with strong perpendicular magnetic anisotropy / T. Liu, Y. Zhang, J.W. Cai, H.Y. Pan // Scientific reports. – 2014. – V. 4. – 1-6.
55. Voltage-Induced Magnetic Anisotropy Changes in an Ultrathin FeB Layer Sandwiched between Two MgO Layers / T. Nozaki, K. Yakushiji, S. Tamaru, M. Sekine [et al.] // Appl.Phys. Express. - 2013.– V. 6. – P. 073005 (1-3).
56. Effect of annealing and barrier thickness on MgO-based magnetic tunnel junctions with perpendicular anisotropy / L.-X. Ye, C.-M. Lee, Y.-J. Chang, T. Wu // Appl. Phys. Lett. – 2008. - V. 103. – P. 07F521 (1-4).
57. Julliere M. Tunneling between ferromagnetic films / M. Julliere // Phys. Lett. A. – 1975. – V. 54. - № 3. – P. 225 – 226
58. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange / G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach [et al.] // Phys. Rev. B. – 1989. - № 39. - P. 4828–4830.
59. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices / M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1988. - № 61. – P. 2472 – 2475.
60. Miyazaki T. Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al₂O₃/Fe junction / T. Miyazaki, N. Tezuka // J. Magn. Magn. Mater. – 1995. - № 139. – P. L231 – L234.
61. Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions / J.S. Moodera, L.R. Kinder, T.M. Wong [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1995. - № 74. – P. 3273 -3276.
62. Yuasa S. Giant tunnel magnetoresistance in magnetic tunnel junctions with a crystalline MgO (001) barrier / S. Yuasa, D.D. Djayaprawira // J. Phys. D: Appl.

Phys. – 2007. - № 40. – P. R337–R354.

63. Slonczewski J.C. Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier / J.C. Slonczewski // Phys. Rev. B. – 1989. – V. 39. - № 10. – P. 6995 – 7002.

64. Meservey R. Spin-polarized electron tunneling / R. Meservey, P.M. Tedrow // Phys. Rep. – 1994. –V. 238. - № 5. – P. 173 – 243.

65. Magnetically engineered spintronic sensors and memory / S.S.P. Parkin, J. Xin, C. Kaiser [et al.] // Proc. IEEE. – 2003. – V. 91. - № 5. – P. 661 – 680.

66. Yuasa S. Spin-polarized resonant tunneling in magnetic tunnel junctions / S. Yuasa, T. Nagahama, Y. Suzuki // Science. – 2002. - V. 297. – № 5579. - P. 234 – 237.

67. Spin-Dependent Tunneling in Magnetic Tunnel Junctions with a Layered Antiferromagnetic Cr(001) Spacer: Role of Band Structure and Interface Scattering / T. Nagahama, S. Yuasa, E. Tamura [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2005. – № 95. – P. 086602 (1-4).

68. Spin-dependent tunneling conductance of Fe|MgO|Fe sandwiches / W.H. Butler, X.-G. Zhang, T.C. Schulthess [et al.] // Phys. Rev. B. – 2001. - № 63. – P. 054416 (1-4).

69. Mathon . Theory of tunneling magnetoresistance of an epitaxial Fe/MgO/Fe(001) junction / J. Mathon, A. Umerski // Phys. Rev. B. – 2001. - № 63. – P. 220403(R).

70. Spin tunnelling phenomena in single-crystal magnetic tunnel junction systems / C. Tiusan, F. Greullet, M. Hehn, F. Montaigne [et al.] // J. Phys.: Condens. Matter. – 2007. – V. 19. – P. 165201 (1 – 35).

71. Zhang X.-G. Large magnetoresistance in bcc Co/MgO/Co and FeCo/MgO/FeCo tunnel junctions // X.-G. Zhang, W. H. Butler // Phys. Rev. B. - 2004. - № 70. – P. 172407 (1 - 6).

72. Mavropoulos Ph. Complex band structure and tunneling through ferromagnet/insulator/ferromagnet junctions / Ph. Mavropoulos, N. Papanikolaou, P.H. Dederichs // Phys. Rev. Lett. – 2000. - № 85. – P. 1088 – 1092.

73. Negative Spin Polarization and Large Tunneling Magnetoresistance in epitaxial

- Co/SrTiO₃/Co Magnetic Tunnel Junctions / J.P. Velev, K.D. Belashchenko, D.A. Stewart [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. - № 95. – P. 216601 (1 - 4).
74. Single-crystal magnetotunnel junctions / W. Wulfhekel, M. Klaua, D. Ullmann [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2001. - № 78. – P. 509 – 512.
75. Large magnetoresistance in Fe/MgO/FeCo(001) epitaxial tunnel junctions on GaAs(001) / M. Bowen, V. Cros, F. Petroff [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2001. - № 79. – P. 1655 – 1658.
76. High tunnel magnetoresistance in epitaxial Fe/MgO/Fe tunnel junctions / J. Faure-Vincent, C. Tiusan, E. Jouguelet [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2003. - № 82. – P. 4507 – 4510.
77. 70% TMR at room temperature for SDT sandwich junctions with CoFeB as free and reference Layers / D. Wang, C. Nordman, J. Daughton [et al.] // *IEEE Trans. Magn.* – 2004.– V. 40. - № 4. – P. 2269 – 2271.
78. Geometrical and Compositional Structure at Metal-Oxide Interfaces: MgO on Fe(001) / H.L. Meyerheim, R. Popescu, J. Kirschner [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. - № 87. – P. 07102 (1-4).
79. Zhang X.-G. Effects of the iron-oxide layer in Fe-FeO-MgO-Fe tunneling junctions / X.-G. Zhang, W.H. Butler, A. Bandyopadhyay // *Phys. Rev. B.* – 2003. - № 68. – P. 092402 (1-4).
80. Influence of Oxygen Monolayer at Fe/MgO Interface on Transport Properties in Fe/MgO/Fe(001) Magnetic Tunnel Junctions / P.-J. Zermatten, F. Bonell, S. Andrieu // *Applied Physics Express.* – 2012. – V. 5. – P. 023001 (1-3).
81. Itoh H. Theory of tunnel magnetoresistance and spin filter effect in magnetic tunnel junctions / H. Itoh // *J. Phys. D.* – 2007. – V. 40. – P. 1228 – 1233.
82. Zhang X.G. Theory of nonspecular tunneling through magnetic tunnel junctions / X.G. Zhang, Y. Wang, X.F. Han // *Phys. Rev. B.* – 2008. – V. 77. – P. 144431(1-8).
83. Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions / S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima [et al.] // *Nature Mater.* – 2004. - № 3. – P. 868 – 871.
84. Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel

- barriers / S.S.P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula [et al.] // *Nature Materials*. – 2004. - № 3. – P. 862 – 867.
85. Tunnel magnetoresistance in MgO-barrier magnetic tunnel junctions with bcc-CoFe(B) and fcc-CoFe free layers / S. Ikeda, J. Hayakawa, Y.M. Lee [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 2006. – V. 99. – P. 08A907 (1-4).
86. Yildirim M. Effect of bias voltage on tunneling mechanism in Co₄₀Fe₄₀B₂₀/MgO/Co₄₀Fe₄₀B₂₀ pseudo-spin valve / M. Yildirim, R.M. Oksuzoglu // *J. Magn. Magn. Mat.* – 2015. - V. 379. – P. 280 – 287.
87. Tunnel magnetoresistance of 604 % at 300K by suppression of Ta diffusion in CoFeB/MgO/CoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature / S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. Ashizawa [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2008. – V. 93. – P. 082508 (1-5).
88. Oxygen-Induced Symmetrization and Structural Coherency in Fe/MgO/Fe(001) Magnetic Tunnel Junctions / C. Tusche, H.L. Meyerheim, N. Jedrecy [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. - V. 95. – P. 176101 (1-4).
89. Electrical switching in Fe/Cr/MgO/Fe magnetic tunnel junctions / D. Halley, H. Majjad, M. Bowen [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2008. – V. 92. – P. 212115(1-3).
90. Effect of boron in Fe/MgO interface on structural stability and state coupling / F. Guo, Z. Wu, T. Chen [et al.] // *Computational Material Science*. – 2015. – V. 101. – P. 138 – 142.
91. Interface and transport properties of Fe/V/MgO/Fe and Fe/V/Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions / X. Feng, O. Bengone, A. Alouani [et al.] // *Phys. Rev. B*. – 2009. – V. 79. – P. 214432 (1-11).
92. Effect of Mg interlayer on perpendicular magnetic anisotropy of CoFeB films in MgO/Mg/CoFeB/Ta structure / Q.L. Ma, S. Iihama, T. Kubota [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* - 2012. – V. 101. – P. 122414.
93. Oscillation of giant tunneling magnetoresistance with respect to tunneling barrier thickness in fully epitaxial Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions / R. Matsumoto, A. Fukushima, T. Nagahama [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – V. 90. – P. 252506 (1-3).

94. Interlayer Magnetic Coupling Interactions of Two Ferromagnetic Layers by Spin Polarized Tunneling / J. Faure-Vincent, C. Tiusan, C. Bellouard [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2002. - № 89. – P. 107206 (1-4).
95. Interlayer exchange coupling in Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions / T. Katayama, S. Yuasa, J. Velez [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. - № 89. – P. 112503 (1-3).
96. Large Tunnel Magnetoresistance of 1056% at Room Temperature in MgO Based Double Barrier Magnetic Tunnel Junction / [L. Jiang, H. Naganuma, M. Oogane, Y. Ando] // *Applied Physics Express.* – 2009. – V. 2. - № 8. – P. 083002 (1-3).
97. Detailed analysis of spin-dependent quantum interference effects in magnetic tunnel junctions with Fe quantum wells / P. Sheng, F. Bonell, S. Miwa [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2013. – V. 102. – P. 032406 (1-4).
98. Quantum size effect in magnetic tunnel junctions with ultrathin Fe (001) electrodes / T. Nagahama, S. Yuasa, Y. Suzuki, E. Tamura // *J. Appl. Phys.* – 2002. – V. 91. – P. 7035 – 7037.
99. CoFe alloy as middle layer for strong spin dependent quantum well resonant tunneling in MgO double barrier magnetic tunnel junctions / R.S. Liu, S.-H. Yang, X. Jiang [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2013. – V. 87. – P. 024411 (1-5).
100. Quantitative Evaluation of Voltage-Induced Magnetic Anisotropy Change by Magnetoresistance Measurement / Y. Shiota, S. Murakami, F. Bonell [et al.] // *Appl. Phys. Express.* – 2011. – V. 4. – P. 043005 (1-3).
101. Electric field effect on magnetization at the Fe/MgO(001) interface / M.K. Niranjan, C.-G. Duan, S.S. Jaswal, E.Y. Tsybal // *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – V. 96. – P. 222504 (1 – 5).
102. Surface Magnetoelectric Effect in Ferromagnetic Metal Films / C.-G. Duan, J.P. Velez, R.F. Sabirianov [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2008. – V. 101. – P. 137201 (1 - 4).
103. Voltage-induced perpendicular magnetic anisotropy change in magnetic tunnel junctions / T. Nozaki, Y. Shiota, M. Shiraishi [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – V. 96. – P. 022506 (1 - 6).

104. Bonell F. Large change in perpendicular magnetic anisotropy induced by an electric field in FePd ultrathin films / F. Bonell, S. Murakami, Y. Shiota // *Appl. Phys. Lett.* – 2011. – V. 98. – P. 232510 (1 - 4).
105. He K.H. First principles study of the electric field effect on magnetization and magnetic anisotropy of FeCo/MgO(001) thin film / K.H. He, J.S. Chen, Y.P. Feng // *Appl. Phys. Lett.* - 2011. – V. 99. – P. 072503 (1 - 5).
106. Кузмичев А.И. Магнетронные распылительные системы. Кн.1. Введение в физику и технику магнетронного распыления. – К.: Аверс, 2008. – 244 с.
107. Kelly P.J. Magnetron sputtering: a review of recent developments and applications / P.J. Kelly, R.D. Arnell // *Vacuum.* – 2000. – V. 56. – P. 159 – 172.
108. <http://www.alliance-concept.com/-Thin-films-products->
109. The effect of annealing on magnetic properties of Co/Gd multilayers / S. Vorobiov, Ia. Lytvynenko, T. Hauet [et al.] // *Vacuum.* – 2015. – V. 120. – P. 9 – 12.
110. Daalderop G.H.O. Prediction and confirmation of perpendicular magnetic anisotropy in Co/Ni multilayers / G.H.O. Daalderop, P.J. Kelly, F.J.A. den Broeder // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – V. 68, № 3. – P. 682 – 685.
111. <http://www.riber.com/en/products/mbe-systems/r-d-systems/compact-21-series1.html>
112. Girod S. Croissance par epitaxie par jets moléculaires de multicouches Co/Ni a anisotropie perpendiculaire: these ... docteur en physique / S. Girod. - Nancy, 2008. – 176 p.
113. Dobrovinskaya E.R. Sapphire: material, manufacturing, applications / E.R. Dobrovinskaya, L.A. Lytvynov, V. Pishchik. - Springer Science + Business Media, 2009 – 481 с.
114. Gallego J.M. Growth and structural characterization of Ni/Co superlattices / J.M. Gallego, S. Kim, T.J. Moran, D. Lederman, I.K. Schuller // *Phys. Rev. B.* – 1995. – V. 51. – P. 2550-2555.
115. Molecular beam epitaxy: from research to mass production 1st edition / Ed. M Henini. - Elsevier Science, 2012 - 744 p.

116. Turban P. In-plane lattice spacing oscillatory behavior during the two-dimensional hetero- and homoepitaxy of metals / P. Turban, L. Hennet, S. Andrieu // *Surface Science*. – 2000. – V. 446. – P. 241 – 253.
117. Dulot F. (001) V surface structure analysed by RHEED and STM / F. Dulot, P. Turban, B. Kierren, J. Eugene, M. Alnot, S. Andrieu // *Surface Science*. – 2001. – V. 473. – P. 172 – 182.
118. Kierren B. Oxygen adsorption observed during the epitaxy of V(110) on the 1120 α -Al₂O₃ surface / B. Kierren, T. Gourieux, F. Bertran, G. Krill // *Appl. Surf. Sci.* – 1993. – V. 68. – P. 341–345.
119. Homma H. Role of lattice matching in epitaxy: Novel Ce phase and new fcc-bcc epitaxial relationship / H.Homma, K.-Y. Yang, and I. K. Schuller // *Phys. Rev. B*. – 1987. - V. 36. – P. 9435-9438.
120. Nishiyama Z. Mechanism of transformation from face-centred to body-centred cubic lattice / Z. Nishiyama // *Sci. Rep. Tohoku Imp. Univ.* – 1934. – V. 23. – P. 637–664.
121. Wassermann G. *Arch. Eisenhüttenwes.* – 1933. – V. 16. – P. 647-658.
122. Bauer E. Structure and growth of crystalline superlattices: From monolayer to superlattice / E. Bauer, Jan H. van der Merwe // *Phys. Rev. B*. – 1985. – V. 33. – P. 3657-3671.
123. Gallego J.M. Growth and structural characterization of Ni/Co superlattices / J.M. Gallego, S. Kim, T.J. Moran, D. Lederman, I.K. Schuller // *Phys. Rev. B*. – 1995. – V. 51. – P. 2550-2555.
124. Miyazaki T. *The physics of ferromagnetism* / T. Miyazaki, H. Jin. – Verlag-Berlin-Heidelberg: Springer, 2012. – 482 p.
125. <http://www.suss.com/en/products-solutions/products/mask-aligner/mjb4/details.html>
126. <http://microchem.com/pdf/PMGI-Resists-data-sheetV-rhcredit-102206.pdf>
127. Ichimiya A. *Reflection high-energy electron diffraction* / A. Ichimiya, P. Cohen. - Cambridge University Press, 2004. – 366 p.

128. Ohring M. The Material science of thin films / M. Ohring. - San Diego: Academic Press, 1992. – 742 p.
129. Демиденко М.Г. Разработка автоматизированного комплекса для исследования магниторезистивных свойств наноструктурированных пленочных систем / М.Г. Демиденко, С.И. Проценко // Образовательные, научные и инженерные приложения в среде LabVIEW и технологии National Instruments : сб. тр. 9-ой Междунар. науч.-практ. конф., 3-4 дек. 2010 г., Москва / РУДН. – М., 2010. – С. 379-381.
130. <http://www.panalytical.com/Xray-diffractometers.htm>
131. <https://www.qdusa.com/products/ppms.html>
132. Hunt C. MOKE Magnifies magnetic moments / C. Hunt, S. Sahu // IRM Quarterly. – 1992. - V. 2. – P. 1-7.
133. Graham C.D. High-sensitivity magnetization measurements / C.G. Graham // J. Mater. Sci. Technol. – 2000. – V. 16. – P. 97-101.
134. Magneto-optical properties of film systems based on ferromagnetic materials / [Т.М. Grychanovska, L.A. Sheshenia, Ia.M. Lytvynenko, V.V. Bibyk] // Proc. of 3rd Int. Conf. [“Nanomaterials: Applications and Properties”], (Lviv, 21–27 September 2014) / Sumy, 2014. – V. 3, № 1. – P. 01NTF06 (1-3).
135. <http://www.microsense.net/products-vsm-torque-magnetometer.htm>
136. The SQUID handbook. V.II: SQUID design, fabrication, and application / Ed. J. Clarke, A. Braginski. – Weinheim: WILEY-VCH, 2006. – 634 p.
137. Эффект Джозефсона: Учебно-методическое пособие / Сост. Я.В. Фоминов, Н.М. Щелкачев. - М.: МФТИ, 2010. – 32 с.
138. <https://www.qdusa.com/products/mpms3.html>
139. Magnetic tunnel junction device with perpendicular magnetization films for high-density magnetic random access memory / N. Nishimura, T. Hirai, A. Koganei [et al.] // J. Appl. Phys. – 2002. – V. 91. – P. 5246 – 5249.
140. Current-induced magnetization reversal in nanopillars with perpendicular anisotropy / S. Mangin, D. Ravelosona, J.A. Katine [et al.] // Nat. Mater.- 2006. – V. 5. – P. 210 – 215.

141. Influence of annealing temperature on the phase state of thin films alloy based on $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ and Co / Ia.M. Lytvynenko, I.M. Pazukha, H. Shirzadfar, V.V. Bibyk // Materials of the 14th International Young Scientists Conference [“Optics and High Technology Material Science - SPO 2013”], (Kyiv, 24-27 October 2013) – P. 83 – 84.
142. Lytvynenko Ya.M. The structure and magnetoresistive properties of polycrystalline film alloy based on FeNi and Co / Ya.M. Lytvynenko, V.V. Bibyk // Abstract book of Summer school and International research and practice conference [«Nanotechnology and nanomaterials (NANO-2013)»], (Bukovel, 29 August – 1 September 2013) – P. 139.
143. Литвиненко Я.М. Структурні, магнітні та магніторезистивні властивості трикомпонентного плівкового сплаву Ni-Fe-Co / Я.М. Литвиненко, І.М. Пазуха, В.В. Бібик // Ж. нано-електрон. физ. – 2014. – Т. 6. - № 2. – С. 02014-1– 02014-7.
144. Литвиненко Я.М. Вплив термообробки на магніторезистивні властивості трикомпонентних плівок $(\text{FeNi})_x\text{Ag}_{1-x}$ / Я.М. Литвиненко, І.О. Шпетний // Материалы XVI Междунар. Молодежного форума [“Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке”], (Харьков, 17 - 19 апреля 2012 г.). – Т.1. - С.73 – 74
145. Lytvynenko Ia. The effect of Co or Ag addition on magnetotransport and magnetic properties of $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ thin films / Ia.M. Lytvynenko, I.M. Pazukha, V.V. Bibyk // Vacuum. – 2015. – V. 116. – P 31 – 35.
146. Тищенко К.В. Нелінійні ефекти в тензорезистивних властивостях плівкових стопін на основі Fe та Ni / К.В. Тищенко, І.Ю. Проценко // Металлофиз. новейшие технол. – 2012. – Т. 34. - № 7. – С. 907 – 917.
147. Gasior W. Heat of formation of FeNi_{70} , $\text{FeNi}_{73.5}$ and FeNi_{80} ordered alloys from the homogenous region of the FeNi_3 phase / W. Gasior, Z. Moser, A. Debski // J. Alloy Compd. – 2009. – V. 487. – P. 132 – 137.
148. McGuire T.R. Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys / T.R. McGuire, R.I. Potter // IEEE T. Magn. – 1975. – V. 11. - № 4. –P. 1018 – 1038.
149. Rossiter P.L. The Electrical Resistivity of Metals and Alloys / P.L. Rossiter. - Melbourne: Cambridge University Press, 1991. – 434 .

150. Morrows C.H. Spin-polarised currents and magnetic domain walls / C.H. Morrows // *Adv. Phys.* – 2005. – V. 54. - P. 585-591.
151. Кандаурова Г.С. Природа магнитного гистерезиса / Г.С. Кандаурова // *Соросовский образовательный журнал.* – 1997. - № 1. – С. 100 – 106.
152. Morphology-Induced Oscillations of the Magnetic Anisotropy in Ultrathin Co Films / W. Weber, C.H. Back, A. Bischof [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 1996. – V. 76. – P. 1940 - 1944.
153. Oscillatory magnetic anisotropy and quantum well states in Cu/Co/Cu(100) / W. Weber, A. Bischof, R. Allenspach [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 1996. – V. 76. – P. 3424-3428.
154. Киренский Л.В. Магнетизм, 2 изд., перераб. и доп. / Л.В. Киренский. – М.: Изд. АН СССР, 1967. – 196 с.
155. Вонсовский С.В. Магнетизм. Магнитные свойства диа-, пара, ферро-, антиферро-, и ферримагнетиков / С.В. Вонсовский. - М.: Наука, 1971. - 1032 с.
156. Lide D.R. CRC Handbook of Chemistry and Physics / D.R. Lide. - CRC Press LLC, 2004. – 2661 p.
157. Epitaxial growth and characterization of (100) and (110) permalloy films / J.C.A. Huang, T.E. Wang, C.C. Yu [et al.] // *Journal of Crystal growth.* - 1997. – V. 171. – P.442 – 446.
158. Theoretical strength and charge redistribution of fcc Ni in tension and shear / Y.-L. Liu, Y. Zhang, H.-B. Zhou [et al.] // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2008. – V. 20. – P. 335216(1–8).
159. Elastic constants of face-centered-cubic cobalt / J. Gump, Hua Xia, M. Chirita [et al.] // *Jour. Appl. Phys.* – 1999. – V. 86. - № 11. – P. 6005–6009.
160. Orientational Dependence of the Interface Magnetic Anisotropy in Epitaxial Ni/Co/Ni Sandwiches / M.T. Johnson, J.J. de Vries, N.W.E. McGee [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – V. 69. - № 24. – P. 3575–3578.
161. First-principles investigation of the very large perpendicular magnetic anisotropy at Fe|MgO and Co|MgO interfaces / H.X. Yang, M. Chshiev, B. Dieny [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2011. - V. 84. – P. 054401.

162. Gerhard L. Magnetoelectric coupling at metal surfaces / L. Gerhard. - KIT Scientific Publishing, 2013. – 144 p.
163. Perpendicular anisotropy $L1_0$ -FePt based pseudo spin valve with Ag spacer layer / P. Ho, G.C. Han, R.F.L. Evans [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* - 2001. – V. 98. – P. 132501 (1-5).
164. Semiclassical calculations of the anisotropic magnetoresistance of NiFe-based thin films, wires, and multilayers / Th.G.S.M. Rijks, R. Coehoorn, M.J.M. de Jong, W.J.M. de Jonge // *Phys. Rev. B.* – 1995. – V. 51. – P. 283-287.
165. Kruger P. Magnetism of 3d transition-metal monolayers on Cu(111) and Ag(111) / P. Kruger, M. Taguchi, S. Meza-Aguilar // *Phys. Rev. B.* – 2000. – V. 61. – P. 15277–15283.
166. Magnetotransport properties of magnetically soft spin-valve structures / B. Dieny, V.S. Speriosu, S. Metin [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 1991. – V. 69. – P. 4774–4779.
167. Temperature dependence of the magnetoresistance of sputtered Fe/Cr superlattices / J.E. Mattson, M.E. Brubaker, C.H. Sowers [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 1991. – V. 44. – P. 9378–9384.
168. Hasegawa H. Theory of the temperature-dependent giant magnetoresistance in magnetic multilayers / H. Hasegawa // *Phys. Rev. B.* - 1993. – V. 47. - № 22. – P. 15080–15085.
169. Origin of the temperature dependence of the giant magnetoresistance in magnetic multilayers / T. Fujimoto, M. Patel, E. Gu [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 1995. – V. 51. – P. 6719–6722.
170. Patel R.S. Temperature dependence of the giant magnetoresistance in Fe–Cr multilayers-Intralayer and interlayer exchange energies / R.S. Patel, A.K. Majumdar // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2011. – V. 323. – P. 646.
171. Suzuki M. Role of interfacial roughness in the giant magnetoresistance in Co/Cu superlattices / M. Suzuki, Y. Taga // *Phys. Rev. B.* – 1995. – V. 52. – P. 361.
172. Camley R.E. Theory of giant magnetoresistance effects in magnetic layered structures with antiferromagnetic coupling / R.E. Camley, J. Barnas // *Phys. Rev.*

Lett. – 1989. – V. 63. – P. 664.

173. Спін-вентильні структури на основі мультишарів Co/Ni з перпендикулярною магнітною анізотропією як елементи спінтронних приладів / Я.М. Литвиненко, В.В. Бібик, Т. Хаует // Матеріали І Всеукраїнської науково-технічної конференції [“Актуальні проблеми автоматики та приладобудування”], (Харків, 11-12 грудня 2014 р.). – С.97-98.

174. Magnetic tunnel junctions with perpendicular anisotropy Co/Ni multilayer electrodes / [Ia. Lytvynenko, C. Deranlot, S. Andrieu, T. Hauet] // J. Appl. Phys. – 2015. – V. 117. – P. 053906 (1-4).

175. Kim J.-H. Interface roughness effects on the surface anisotropy in Co/Pt multilayer films / J.-H. Kim, S.-C. Shin // J. Appl. Phys. – 1996. – V. 80. - № 5. - P. 3121-3123.

176. MacLaren J.M. Perpendicular magnetic anisotropies of (Pt/Co/Pt)/X superlattices / J.M. MacLaren, R.H. Victora // Appl. Phys. Lett. – 1995. – V. 66. – P. 3377.

177. Co/Ni multilayers with perpendicular anisotropy for spintronic device applications / L. You, R.C. Sousa, S. Bandiera [et al.] // Appl. Phys. Let. – 2012. – V. 100. – P. 172411 (1-4).

178. Tunnel magnetoresistance and spin torque switching in MgO-based magnetic tunnel junctions with a Co/Ni multilayer electrode / T. Moriyama, T.J. Gudmundsen, P.Y. Huang [et al.] // Appl. Phys. Let. – 2010. – V. 97. – P. 072513 (1-3).

179. Zhu J.-G. Magnetic tunnel junctions / J.-G. Zhu, C. Park // Material today. – 2006. - V. 9. - № 11. - P. 36-45.

180. Coercivity tuning in Co/Pd multilayer based bit patterned media / O. Hellwig, T. Hauet, T. Thomson [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 2009. – V. 95. – P. 232505(1-3).

181. Perpendicular Magnetic Anisotropy in CoFeB/Pd Bilayers / C. Fowley, N. Decorde, K. Oguz [et al.] // IEEE Trans. Magn. – 2010. – V. 46. – P. 2116 – 2118.

182. Orientational dependence of the interface magnetic anisotropy in epitaxial Ni/Co/Ni sandwiches / M.T. Johnson, J.J. de Vries, N.W.E. McGee [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1992. – V. 69. – P. 3575.

183. Domain structure and magnetization reversal of antiferromagnetically coupled perpendicular anisotropy films / [O. Hellwig, A. Berger, J.B. Kortright, E.E. Fullerton] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2007. – V. 319. – P. 13-20.
184. Hauet T. Influence of magnetic domain size on dipolar interactions and hysteresis field asymmetry in layered high/low coercivity perpendicular anisotropy systems / T. Hauet, O. Hellwig // *J. Appl. Phys.* – 2014. – V. 115. – P. 123911.
185. Temperature-dependent interlayer coupling in Ni/Co perpendicular pseudo-spin-valve structures / S.M. Mohseni, R.K. Dumas, Y. Fang [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2011. – V. 84. – P. 174432.
186. 80% tunneling magnetoresistance at room temperature for thin Al–O barrier magnetic tunnel junction with CoFeB as free and reference layers / H.X. Wei, Q.H. Qin, M. Ma [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 2007. – V. 101. – P. 09B501.
187. Sizable room-temperature magnetoresistance in cobalt based magnetic tunnel junctions with out-of-plane anisotropy / B. Carvello, C. Ducruet, B. Rodmacq [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2008. – V. 92. – P. 102508.
188. Effect of annealing on the magnetic tunnel junction with Co/Pt perpendicular anisotropy ferromagnetic multilayers / Yi. Wang, W.X. Wang, H.X. Wei [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 2010. – V. 107. – P. 09C711.
189. Tsymbal E.Y. Spin-dependent tunnelling in magnetic tunnel junctions / E.Y. Tsymbal, O.N. Mryasov, P.R. LeClair // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2003. – V. 15. – № 4. – P. R109.
190. Brinkman W.F. Tunneling Conductance of Asymmetrical Barriers / W.F. Brinkman, R.C. Dynes, J.M. Rowell // *J. Appl. Phys.* – 1970. – V. 41. – P. 1915.
191. Bias-voltage dependence of magnetoresistance in magnetic tunnel junctions grown on Al₂O₃ (0001) substrates / S.-J. Ahn, T. Kato, H. Kubota [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2005. – V. 86. – P. 102506.
192. Magnetic tunnel junction sensor with Co/Pt perpendicular anisotropy ferromagnetic layer / H.X. Wei, Q.H. Qin, Z.C. Wen [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2009. – V. 94. – P. 172902.

193. Interlayer magnetostatic coupling and linear magnetoresistance in [Pd/Co]/MgO/Co junction sensor / C. Song, Y.Y. Wang, X.J. Li [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2012. – V. 101. – P. 62404.
194. Ultrafast switching in magnetic tunnel junction based orthogonal spin transfer devices / H. Liu, D. Bedau, D. Backes [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – V. 97. – P. 242510.
195. Spin-torque oscillator using a perpendicular polarizer and a planar free layer / D. Houssameddine, U. Ebels, B. Delaët [et al.] // *Nature Materials.* – 2007. – V. 6. – P. 447–453.
196. Ultralow-current-density and bias-field-free spin-transfer nano-oscillator / Z. Zeng, G. Finocchio, B. Zhang [et al.] // *Scientific Reports.* – 2013. – V. 3. – P. 1426 (1-5).
197. Choy T.-S. Correlation between spin polarization and magnetic moment in ferromagnetic alloys / T.-S. Choy, J. Chen, S. Hershfield // *J. Appl. Phys.* – 1999. – V. 86. – P. 562.
198. Origin of dead magnetic Fe overlayers on V(110) / J. Izquierdo, R. Robles, A. Vega [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2001. – V. 64. – P. 060404(R).
199. Magnetic anisotropy and exchange coupling in Fe_nV_m (001) superlattices on MgO (001) / P. Pouloupoulos, P. Isberg, W. Platow [et al.] // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* – 1997. – V. 170. – № 1-2. – P. 57-66.
200. Orbital magnetism and magnetic anisotropy probed with ferromagnetic resonance / A.N. Anisimov, M. Farle, P. Pouloupoulos [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – V. 82. – P. 2390.
201. Interfaces anisotropy in single crystal V/Fe/V trilayer / D. Louis, Ia. Lytvynenko, T. Hauet [et al.] // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* – 2014. – V. 372. – P. 233-235.
202. Polarization of Fe (001) covered by MgO analyzed by spin-resolved x-ray photoemission spectroscopy / M. Sicot, S. Andrieu, P. Turban [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2003. – V. 68. – P. 184406.
203. Quantifying perpendicular magnetic anisotropy at the Fe-MgO(001) interface /

- C.-H. Lambert, A. Rajanikanth, T. Hauet [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2013. – V. 102. – P. 122410.
204. Electronic properties of Fe, Co, and Mn ultrathin films at the interface with MgO(001) / M. Sicot, S. Andrieu, F. Bertran, F. Fortuna // *Phys. Rev. B.* -2005. – V. 72. – P. 144414.
205. Graham C.D. Magnetocrystalline Anisotropy Constants of Iron at Room Temperature and Below / C.D. Graham // *Phys. Rev.* – 1958. – V. 112. – P. 1117.
206. Sander D. The magnetic anisotropy and spin reorientation of nanostructures and nanoscale films / D. Sander // *Journal of Physics: Condensed Matter.* – 2004. – V. 6. - № 20. – P. R603 - R636.
207. In-plane magnetic anisotropy of Fe/V (001) superlattices / A. Broddefalk, P. Nordblad, P. Blomquist [et al.] // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* – 2002. – V. 241. - № 2-3. – P. 260 – 270.
208. First-principles investigation of the very large perpendicular magnetic anisotropy at Fe|MgO and Co|MgO interfaces / H.X. Yang, M. Chshiev, B. Dieny [et al.] // *Phys. Rev. B.* - 2011. – V. 84. – P. 054401(1-5).
209. Analysis of oxygen induced anisotropy crossover in Pt/Co/MO_x trilayers / A. Manchon, C. Ducruet, L. Lombard [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 2008. – V. 104. – P. 043914.
210. A perpendicular-anisotropy CoFeB–MgO magnetic tunnel junction / S. Ikeda, K. Miura, H. Yamamoto [et al.] // *Nature Materials.* – 2010. – V. 9. – P. 721–724.
211. X-ray analysis of oxygen-induced perpendicular magnetic anisotropy in Pt/Co/AlO_x trilayers / A. Manchon, S. Pizzini, J. Vogel [et al.] // *J. Magn. Magn. Mat.* – 2008. – V. 320. - № 13. – P. 1889 – 1892.
212. Anatomy of perpendicular magnetic anisotropy in Fe/MgO magnetic tunnel junctions: First-principles insight / A. Hallal, H.X. Yang, B. Dieny, M. Chshiev // *Phys. Rev. B.* – 2013. – V. 88 – P. 184423(1-5).
213. Temperature dependence of magnetoresistance and surface magnetization in ferromagnetic tunnel junctions / C.H. Shang, J. Nowak, R. Jansen, J.S. Moodera //

Phys. Rev. B. – 1998. – V. 58. – P. R2917(R).

214. MacDonald A.H. Temperature Dependence of Itinerant Electron Junction Magnetoresistance / A.H. MacDonald, T. Jungwirth, M. Kasner // Phys. Rev. Lett. – 1998. – V. 81. – P. 705.

215. Temperature dependent coercivity and magnetization of nickel ferrite nanoparticles / K. Maaz, A. Mumtaz, S.K. Hasanain, M.F. Bertino // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2010. – V. 322. - P. 2199 – 2202.

216. He L. Effect of temperature-dependent shape anisotropy on coercivity for aligned Stoner-Wohlfarth soft ferromagnets / L. He, C. Chen // Phys. Rev. B. – 2007. – V. 75. – P. 184424.

217. Tannous C. The Stoner–Wohlfarth model of ferromagnetism // C. Tannous, J. Gieraltowski // European Journal of Physics. – 2008. – V. 29. – P. 475 – 487.

218. Quenching of Magnetoresistance by Hot Electrons in Magnetic Tunnel Junctions / S. Zhang, P.M. Levy, A.C. Marley, S.S.P. Parkin // Phys. Rev. Lett. – 1997. – V. 79. – P. 3744.

219. Sharma M. Inversion of Spin Polarization and Tunneling Magnetoresistance in Spin-Dependent Tunneling Junctions / M. Sharma, S.X. Wang, J.H. Nickel // Phys. Rev. Lett. – 1999. – V. 82. – P. 616.

220. Inverse Tunnel Magnetoresistance in Co/SrTiO₃/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃: New Ideas on Spin-Polarized Tunneling / J.M. De Teresa, A. Barthélémy, A. Fert [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1999. – V. 82. – P. 4288.

221. Band Structure and Density of States Effects in Co-Based Magnetic Tunnel Junctions / P. LeClair, J.T. Kohlhepp, C.H. van de Vin [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2002. – V. 88. – P. 107201.

222. Wiesendanger R. Scanning Probe Microscopy and Spectroscopy: Methods and Applications / Wiesendanger R. - New York: Cambridge University Press, 1994. – 637 p.

223. Wolf E.L. Principle of Electron Tunneling Spectroscopy / Wolf E.L. – London: Oxford University Press, 1985. – 576 p.

224. Spin-dependent quantum well effect in fully epitaxial Cr/ultrathin Fe/MgO/Fe

magnetic tunnel junctions / P. Sheng, D. Bang, T. Nozakia [et al.] // *Solid State Communications*. – 2012. – V. 152. – P. 273–277.

225. Bang D. Strong quantum interference effect in fully epitaxial Cr/Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions with ultrathin-Fe electrodes at room temperature / D. Bang, T. Nozaki, Y. Suzuki // *J. Appl. Phys.* – 2011. – V. 109. – P. 07C719 (1-6).

226. Spin Diode Based on Fe/MgO Double Tunnel Junction // A. Iovan, S. Andersson, Yu.G. Naidyuk [et al.] // *Nano Lett.* – 2008. – V. 8. - № 3. – P. 805–809.

227. Evidence of a Symmetry-Dependent Metallic Barrier in Fully Epitaxial MgO Based Magnetic Tunnel Junctions / F. Greullet, C. Tiusan, F. Montaigne [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2007. – V. 99. – P. 187-202.

228. Lu Z.-Y. Spin-Dependent Resonant Tunneling through Quantum-Well States in Magnetic Metallic Thin Films / Z.-Y. Lu, X.-G. Zhang, S.T. Pantelides // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. – V. 94. – P. 207-210.

229. Niizeki T. Correlation between symmetry-selective transport and spin-dependent resonant tunneling in fully epitaxial Cr/ultrathin-Fe/MgO/Fe(001) magnetic tunnel junctions / T. Niizeki, H. Sukegawa, S. Mitani [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* -2011. – V. 99. – P. 182508.

230. Theodonis I. Enhancing spin-transfer torque through the proximity of quantum well states / I. Theodonis, A. Kalitsov, N. Kioussis // *Phys. Rev. B*. – 2007. – V. 76. – P. 224406.

231. Electric Field-Induced Modification of Magnetism in Thin-Film Ferromagnets / M. Weisheit, S. Fähler, A. Marty [et al.] // *Science*. – 2007. - V. 315. – P. 349-351.

232. Large voltage-induced magnetic anisotropy change in a few atomic layers of iron / T. Maruyama, Y. Shiota, T. Nozaki [et al.] // *Nature Nanotechnology* – 2009. – V. 4. – P. 158 – 161.

233. Magnetoelectric Charge Trap Memory / U. Bauer, M. Przybylski, J. Kirschner [et al.] // *Nano Lett.* – 2012. – V. 12. – № 3. – P. 1437–1442.

234. Electric-field effects on thickness dependent magnetic anisotropy of sputtered MgO/Co₄₀Fe₄₀B₂₀/Ta structures / M. Endo, S. Kanai, S. Ikeda [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – V. 96. – P. 212503.
235. Electric-field-assisted switching in magnetic tunnel junctions / W.-G. Wang, M. Li, S. Hageman, C.L. Chien // *Nature Materials.* – 2012. – V. 11. – P. 64–68.
236. Kittel C. On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption / C. Kittel // *Phys. Rev.* – 1948. – V. 73. – P. 155 - 163.
237. Magnetic anisotropy modified by electric field in V/Fe/MgO(001)/Fe epitaxial magnetic tunnel junction / A. Rajanikanth, T. Hauet, F. Montaigne [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2013. - V. 103. – P. 062402 (1-4).
238. Dependence of magnetic anisotropy on MgO thickness and buffer layer in Co₂₀Fe₆₀B₂₀-MgO structure / M. Yamanouchi, R. Koizumi, S. Ikeda [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 2011. – V. 109. – P. 07C712 (1-4).
239. Voltage-induced perpendicular magnetic anisotropy change in magnetic tunnel junctions / T. Nozaki, Y. Shiota, M. Shiraishi [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – V. 96. – P. 022506 (1-5).
240. Effect of Mg interlayer on perpendicular magnetic anisotropy of CoFeB films in MgO/Mg/CoFeB/Ta structure / Q.L. Ma, S. Iihama, T. Kubota [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2012 – V. 101. – P. 122414.
241. Giant Modification of the Magnetocrystalline Anisotropy in Transition-Metal Monolayers by an External Electric Field / K. Nakamura, R. Shimabukuro, Y. Fujiwara [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2009. – V. 102. - P. 187201.
242. Time dependence of resistance of single-crystal magnetic tunnel junctions with MgO barrier / Ia.M. Lytvynenko, T. Hauet, A. Rajanikanth [et al.] // Abstract book of Summer school and International research and practice conference [«Nanotechnology and nanomaterials (NANO-2014)»], (Yaremche - Lviv, 23-30 August, 2014) / Kyiv, 2014. – P. 220.
243. Time scales of bias voltage effects in Fe/MgO-based magnetic tunnel junctions with voltage-dependent perpendicular anisotropy / Ia.M. Lytvynenko, T. Hauet, F. Montaigne [et al.] // *J. Magn. Magn. Mat.* – 2015. – V. 396 C. – P. 333-337.

244. Electric field effect on magnetic anisotropy of V/Fe/MgO/Fe/Co epitaxial tunnel junction / Ia.M. Lytvynenko, T. Hauet, A. Rajanikanth [et al.] // Materials of International Conference of Students and Young Scientists in Theoretical and Experimental Physics [“HEUREKA-2014”], (Lviv, 15-17 May, 2014) / Lviv, 2014. – P. 139.
245. Influence of misfit dislocations on the magnetoresistance of MgO-based epitaxial magnetic tunnel junctions / F. Bonell, S. Andrieu, C. Tiusan [et al.] // Phys. Rev. B. – 2010. – V. 82. – P. 092405.
246. Reversible change in the oxidation state and magnetic circular dichroism of Fe driven by an electric field at the FeCo/MgO interface / F. Bonell, Y.T. Takahashi, D.D. Lam [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 2013. – V. 102. – P. 152401.
247. Current induced resistance change of magnetic tunnel junctions with ultra-thin MgO tunnel barriers / P. Krzysteczko, X. Kou, K. Rott [et al.] // J. Magn. Magn. Mat. – V. 321. - № 3. – P. 144-147.
248. Reversible Control of Co Magnetism by Voltage-Induced Oxidation / C. Bi, Y. Liu, T. Newhouse-Illige // Phys. Rev. Lett. – 2014. – V. 113. – P. 267202.
249. Magneto-ionic control of interfacial magnetism / U. Bauer, L. Yao, A.J. Tan // Nature Materials. – 2015. – V. 14. – P. 174-181.
250. Redox-Based Resistive Switching Memories – Nanoionic Mechanisms, Prospects, and Challenges / R. Waser, R. Dittmann, G. Staikov, K. Szot // Advanced Materials. – 2009. – V. 21. – P. 2632-2663.
251. Yang J.-R. A class e power amplifier with coupling coils for a wireless power transfer system / J.-R. Yang, H.-C. Son, Y.-J. Park // Progress In Electromagnetics Research C. – 2013. - V. 35. – P. 13-22.
252. Spin tunnelling phenomena in single-crystal magnetic tunnel junction systems / C. Tiusan, F. Greullet, M. Hehn [et al.] // J. Phys.: Condens. Matter. – 2007. – V. 19. – P. 165201.
253. Epitaxial MgO/Fe(001) and Fe/MgO(001): Structures of the interfaces / E. Młyńczak, K. Freindl, N. Spiridis, J. Korecki // J. Appl. Phys. – 2013. – V. 113. – P. 024320 (1-9).

254. Structural characterization of interfaces in epitaxial Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions by transmission electron microscopy / C. Wang, A. Kohn, S.G. Wang [et al.] // Phys. Rev. B. – 2010. – V. 82. – P. 024428 (1-5).

255. TEM and EELS measurements of interface roughness in epitaxial Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions / V. Serin, S. Andrieu, R. Serra [et al.] // Phys. Rev. B. – 2009. – V. 79. – P. 144413 (1-7).