

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

На правах рукопису

Федченко Олена Вікторівна

УДК 544.015; 537.622; 54-165

**СТРУКТУРНО-ФАЗОВИЙ СТАН І МАГНІТООПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ
ПЛІВКОВИХ СИСТЕМ НА ОСНОВІ Fe, Co, Cr ТА БЛАГОРОДНИХ
МЕТАЛІВ**

01.04.07 – фізика твердого тіла

ДИСЕРТАЦІЯ

на здобуття наукового ступеня
кандидата фізико-математичних наук

Науковий керівник

Проценко Сергій Іванович

доктор фізико-математичних наук,

доцент

СУМИ 2013

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ	4
ВСТУП	5
РОЗДІЛ 1 СТРУКТУРНО-ФАЗОВИЙ СТАН ТА МАГНІТООПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ПЛІВКОВИХ СИСТЕМ НА ОСНОВІ Fe, Co ТА Cr (ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД)	11
1.1. Структурно-фазовий стан плівок Fe, Co, Cr та систем на їх основі.....	11
1.2. Дифузійні процеси та фазоутворення у нанорозмірних плівкових структурах.....	17
1.2.1. Теоретичні моделі розрахунку коефіцієнтів дифузії.....	17
1.3. Магнітооптичні властивості плівкових систем на основі Fe, Co та Cr.....	20
Висновки до розділу 1.....	28
РОЗДІЛ 2 МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТУ	29
2.1. Обладнання для отримання плівкових систем на основі Fe, Co, Cr, Ag та Au.....	30
2.2. Методи дослідження структурно-фазового стану плівкових систем.....	34
2.2.1. Методи електронної просвічуючої мікроскопії та дифракції повільних електронів.....	35
2.2.2. Енергодисперсійна рентгенівська спектроскопія	37
2.2.3. Атомно-силова мікроскопія та еліпсометрія.....	40
2.3. Методи дослідження дифузійних процесів, електрофізичних, магніторезистивних і магнітооптичних властивостей плівкових систем.....	44
2.3.1. Методи оже-електронної спектроскопії та вторинно-іонної мас-спектрометрії.....	45
2.3.2. Розрахунок коефіцієнтів дифузії.....	48
2.3.3. Обладнання для дослідження магніторезистивних та магнітооптичних властивостей плівкових систем.....	53
2.3.4. Обладнання для дослідження електрофізичних властивостей плівкових систем основі Ag (Au), Co, Cr та Cu.....	57
Висновки до розділу 2.....	61

РОЗДІЛ 3 СТРУКТУРНО-ФАЗОВИЙ СТАН ПЛІВКОВИХ СИСТЕМ Fe/Co, Fe/Cr ТА Ag(Au)/Co(Cr,Cu)	62
3.1. Фазовий та елементний склад двошарових плівкових систем на основі Fe, Co, Cr, Ag та Cu.....	64
3.1.1. Двошарові системи Fe/Cr та Fe/Co.....	64
3.1.2. Плівки Ag з тонким покриттям (до 3 нм) із Cr, Cu та Co.....	71
3.1.3. Фазовий склад спін-вентильних структур на основі Fe, Co та Au.....	77
3.2. Морфологія поверхні систем на основі Fe та Co.....	87
3.3. Дифузійні процеси та електрофізичні властивості плівкових систем.....	91
3.3.1. Розрахунок коефіцієнтів дифузії для систем Fe/Co та Fe/Cr.....	91
3.3.2. Електрофізичні властивості плівок Ag (Au) з тонким покриттям Cr, Cu та Co.....	102
3.3.3. Еліпсометричні дослідження плівкових систем на основі Fe та Co..	105
Висновки до розділу 3.....	112
РОЗДІЛ 4 МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ І МАГНІТООПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ПЛІВКОВИХ СИСТЕМ Fe/Co ТА Fe/Cr	113
4.1. Магнітооптичні властивості плівкових систем на основі Fe, Co та Cr.....	114
4.2. Магніторезистивні властивості плівкових систем на основі Fe та Co.....	122
4.3. Вплив матеріалу підкладки на магніторезистивні та магнітооптичні властивості системи Au/Co(30)/Fe(30)/П.....	124
4.4. Магнітні характеристики спін-вентильних структур в умовах фазоутворення.....	128
4.4.1. Магнітооптичний ефект Керра для спін-вентилів на основі Fe, Co та Au.....	128
4.4.2. Магніторезистивні властивості спін-вентильних структур.....	133
Висновки до розділу 4.....	136
ВИСНОВКИ	138
ПРИМІТКИ	141
ДОДАТКИ	142
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	147

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

АСМ	– атомно-силова мікроскопія
ВІМС	– вторинно-іонна мас-спектрометрія
ГЦК	– кубічна гранецентрована решітка
ГЦП	– гексагональна решітка з щільним пакуванням
ІСД	– іонно-стимульована дифузія
КСД	– конденсаційно-стимульована дифузія
МЗ	– межа зерна
МО	– магнітоопір
МОКЕ	– магніто-оптичний ефект Керра
ОЕС	– оже-електронна спектроскопія
ОЦК	– кубічна об'ємноцентрована решітка
СДВП (λ_0)	– середня довжина вільного пробігу носіїв заряду
T_v	– температура відпалювання
ТД	– термічна дифузія
т.р.	– твердий розчин
T_n	– температура підкладки
B_C	– індукція розмагнічування
B_S	– індукція насичення
D	– коефіцієнт об'ємної дифузії
D_{B3}	– коефіцієнт взаємної дифузії
D_{M3}	– коефіцієнт дифузії по межах зерен
Δ	– різниця фаз поляризованого світла
γ_1	– коефіцієнт поздовжньої тензочутливості
L	– середній розмір зерен
n, k	– оптичні показники середовища
p	– коефіцієнт дзеркальності поверхні плівки
R	– коефіцієнт розсіювання носіїв заряду на МЗ
r	– коефіцієнт проходження МЗ
Ψ	– головний азимут поляризованого світла

ВСТУП

Актуальність теми. Сучасний розвиток електроніки і приладобудування тісно пов'язаний із спінтронікою – наукою, що вивчає властивості та ефекти у матеріалах із спін-залежним розсіюванням, зокрема мультишарах, гранульованих сплавах та спін-вентильних структурах, які мають високі значення магнітоопору (МО). Залежно від сфери практичного використання до магнітних характеристик цих структур ставляться певні вимоги. Так, наприклад, для магнітного запису потрібні системи з однією магнітною анізотропією, які б мали високі значення магнітної проникності, температури Кюрі та поля насичення. З точки зору практичного застосування плівки феромагнітних (Co, Fe, Ni) і парамагнітних (Cr) металів та їх сплавів є перспективними магнітними матеріалами. Вони, наприклад, використовуються у спін-вентильних структурах із немагнітними прошарками на основі Au, Ag та Cu. Стосовно магнітних властивостей цих структур на сьогодні накопичений значний теоретичний і експериментальний матеріал. Однак маловивченими залишаються питання щодо впливу на їхні властивості процесів фазоутворення, рекристалізації та дифузії, що виникають при термообробленні і можуть призвести до зміни обмінної взаємодії між магнітними шарами та порушити магнітне впорядкування. Тому актуальними на сьогодні є питання пошуку матеріалів, які б мали термостабільні структурні та магнітні характеристики.

Вищезазначене свідчить про актуальність розв'язання задач, пов'язаних із комплексним дослідженням процесів фазоутворення, електрофізичних та магнітних властивостей плівкових систем на основі Fe, Co, Cr та благородних металів.

Важливим питанням також є встановлення оптимальних умов отримання багат шарових плівкових систем, оскільки швидкість конденсації, матеріал та температура підкладки істотно впливають на структурно-фазовий стан, електрофізичні та магнітні характеристики систем у цілому.

Із вищенаведеного випливає доцільність комплексного вивчення властивостей спін-вентильних структур на основі Fe, Co та Au, оскільки вони поєднують у собі високі значення поля насичення шару Fe та анізотропію шару Co. Крім того, мають

магнітні шари з різними значеннями індукції розмагнічування (B_c) та суцільний немагнітний прошарок (на основі Au) вже при ефективній товщині $d_{Au} \cong 5 - 6$ нм.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дисертаційна робота виконана на кафедрі прикладної фізики Сумського державного університету в рамках держбюджетної теми № 0112U001381 «Електрофізичні і магніторезистивні властивості нанорозмірних плівкових матеріалів із спін-залежним розсіюванням електронів» (2012-2014 рр.) та міжнародного науково-технічного співробітництва між Сумським державним університетом та Інститутом фізики при Університеті ім. Й. Гутенберга (Німеччина) (2011 – 2012 рр.). Здобувач брала участь у проведенні зазначених НДР як виконавець наукових досліджень.

Мета і задачі досліджень. Мета дисертаційної роботи полягала у встановленні кореляції між структурно-фазовим станом та МО і магнітооптичним ефектом Керра (МОКЕ) двошарових плівкових систем та спін-вентильних структур на основі Fe, Co, Cr та Au в умовах протікання дифузійних процесів та фазоутворення. Крім того, задачею було визначити оптимальні умови конденсації та концентрації компонент у двошарових плівкових системах, які є фрагментами спін-вентильних структур, для забезпечення термічної стабільності їхніх магнітних характеристик.

Відповідно до поставленої мети були вирішені такі задачі:

- досліджені фазовий склад і процеси взаємної дифузії у двошарових плівкових системах, які є фрагментами спін-вентильних структур;
- визначені коефіцієнти конденсаційно-стимульованої (КСД) та термічної дифузії (ТД) у плівкових системах Fe/Cr та Fe/Co;
- визначене оптимальне співвідношення загальної концентрації компонент у двошарових плівкових системах на основі Fe, Co та Cr для досягнення найбільших за величиною і термостабільних значень магнітних характеристик;
- досліджений вплив матеріалу підкладки та умов конденсації на інтенсивність протікання дифузійних процесів, структурно-фазовий стан, МО та МОКЕ двошарових плівкових систем;

– досліджені магніторезистивні та магнітооптичні властивості плівкових систем на основі Fe, Co, Cr та Au і встановлені кореляції цих властивостей із структурно-фазовим станом.

Об’єкт досліджень – процеси взаємної дифузії та фазоутворення, магніторезистивні й магнітооптичні властивості двошарових плівкових систем і спін-вентильних структур на їх основі.

Предмет досліджень – фазовий склад, електрофізичні, магніторезистивні та магнітооптичні властивості двошарових плівкових систем та спін-вентильних структур на основі Cr, Fe, Co та благородних металів.

Методи дослідження: формування двошарових плівкових систем та спін-вентильних структур методом пошарової вакуумної конденсації металів; просвічувальна електронна (ПЕМ) та атомно-силова мікроскопія (АСМ); дифракція повільних електронів (ДПЕ); енергодисперсійний рентгенівський мікроаналіз (ЕДА) та рентгенографія; вторинно-іонна мас-спектрометрія (ВІМС) та оже-електронна спектроскопія (ОЕС); магніторезистивні вимірювання; магнітооптичний ефект Керра (МОКЕ) у поздовжній та перпендикулярній геометріях.

Наукова новизна отриманих результатів. Проведені в роботі комплексні дослідження дозволили встановити кореляцію між фазовим складом та магніторезистивними і магнітооптичними властивостями двошарових систем та спін-вентильних структур:

1. Знайшли подальшого розвитку дослідження методом ОЕС особливостей дифузійних процесів у нанорозмірних плівкових системах у широкому інтервалі температур. Установлена ефективність методу ОЕС при дослідженні в нанорозмірних шарах КСД, ТД та, у сукупності з результатами ВІМС, ролі іонно-стимульованої дифузії.

2. Уперше установлені оптимальні загальні концентрації компонент у двошарових плівкових системах на основі Fe, Co та Cr, що забезпечують максимальні за величиною і термостабільні магнітні характеристики. Також визначені зміни характеру та ізотропності залежностей магнітних характеристик плівкових систем при змінах загальної концентрації однієї з компонент.

3. Уперше проведений порівняльний аналіз відомих теоретичних моделей для розрахунку КСД та ТД двошарових плівкових систем Fe/Cr. Зроблено висновок про високу ефективність методу функцій помилок Гауса та уточненого методу Уїпла, які враховують середній розмір зерен та товщину шару, що дифундує.

4. Установлена кореляція між товщиною і порядком чергування магнітних шарів спін-вентильних структур на основі Fe, Co, Au та магніторезистивними і магнітооптичними властивостями.

5. Експериментально визначений вплив процесів фазоутворення при відпалюванні спін-вентилів на порушення обмінної взаємодії між магнітними шарами, яке впливає на зміну характеру залежності та знака МО у структурах з відносно товстим ($d \cong 20$ нм) шаром Co.

Практичне значення отриманих результатів. Результати проведених досліджень поглиблюють розуміння проблеми впливу фазоутворення на величину і стабільність магнітних характеристик спін-вентильних структур. Крім того результати вивчення магніторезистивних та магнітооптичних властивостей чотирьох типів спін-вентилів дали можливість визначити оптимальний порядок чергування та товщину магнітних шарів для різних сфер використання цих структур. Так, для щільного магнітного запису оптимальними є плівкові системи, що мають відносно товстий верхній шар Fe, оскільки вони проявляють максимальні за величиною і термостабільні значення поля насичення (B_s). Для створення датчиків магнітного поля підходять спін-вентильні структури з відносно товстим шаром Co, оскільки вони проявляють максимальні за величиною і найбільш термостабільні значення МО та мінімальні значення B_s . Крім того, отримані в роботі результати модельних досліджень електрофізичних властивостей немагнітних плівок Ag та Au із покриттями ($d \cong 3$ нм) можуть бути використані при виборі матеріалів для магнітних шарів спін-вентильних структур.

Особистий внесок здобувача полягає у самостійному пошуку та аналізі літературних джерел, виготовленні плівкових зразків та дослідженні їх структурно-фазового стану, електрофізичних, магніторезистивних і магнітооптичних властивостей, проведенні розрахунків коефіцієнтів дифузії за відомими

теоретичними моделями та обробці отриманих результатів. Постановку задач дослідження й узагальнення експериментальних результатів проведено спільно з науковим керівником д.ф.-м.н. Проценком С. І. Частина експериментальних досліджень методом ВІМС проведена спільно з доц. Салтиковою А. І. (Сумський державний педагогічний університет), асистентом Демиденком М. Г. та співробітниками Інституту фізики Університету ім. Й. Гутенберга – проф. Шонхензе А. Г. та проф. Непійком С. А. Особисто автором підготовлено статтю [120] і тези доповідей [139, 143, 151], окремі розділи статей [132, 137, 138, 189]. Матеріали робіт [121, 122, 133-135, 140–143, 152, 154, 155, 168] обговорювалися разом із співавторами. Основні наукові результати доповідались особисто автором на наукових конференціях і семінарах.

Апробація результатів дисертації. Основні наукові та практичні результати оприлюднені та обговорені на таких конференціях: I та II Міжнародних конференціях «Nanomaterials. Application and properties» (Алушта, 2011, 2012 pp.); 8-й і 7-й Міжнародних конференціях «Образовательные, научные и инженерные приложения в среде LabVIEW и технологии National Instruments» (Москва, 2009, 2010 pp.); 4-й Міжнародній конференції «Фізико-хімічні основи формування і модифікації мікро- та наноструктур» (Харків, 2010 p.); Міжнародній науковій конференції «Моделювання-2010» (Київ, 2010 p.); Міжнародній конференції «Radiation Interaction With Material And Its Use In Technologies» (Kaunas, 2010 p.); 22-й Міжнародній конференції «СВЧ-техніка та телекомунікаційні технології» (Севастополь, 2012 p.); 8-й та 9-й Міжнародній конференції «Ion implantation and other applications of ions and electrons» (Kazimierz Dolny, 2010, 2012 pp.); 24-й Міжнародній конференції «European Conference on Surface Science» (Edinburgh, 2012 p.); 7-й Міжнародній конференції «New Electrical and Electronic Technologies and Their Industrial Implementation» (Zakorane, 2011 p.); Науково-технічних конференціях факультету електроніки та інформаційних технологій (Суми, 2009-2012 pp.).

Публікації. Результати дисертаційної роботи відображені у 20 публікаціях: 5 статтях у фахових наукових виданнях, 4 статтях у матеріалах конференцій і 11 тезах доповідей на наукових конференціях.

Структура і зміст роботи. Дисертація складається зі вступу, чотирьох розділів, висновків, додатків та списку використаних джерел. Вона викладена на 166 сторінках, із них 102 сторінки основного тексту, 68 рисунків і 25 таблиць, у тому числі 44 рисунки і 9 таблиць на 39 окремих аркушах та 4 додатки на 5 окремих аркушах. Список використаних джерел складається із 198 найменувань на 20 сторінках.

РОЗДІЛ 1

СТРУКТУРНО-ФАЗОВИЙ СТАН ТА МАГНІТООПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ПЛІВКОВИХ СИСТЕМ НА ОСНОВІ Fe, Co ТА Cr

1.1. Структурно-фазовий стан плівок Fe, Co, Cr та систем на їх основі

У приладах збереження та обробки інформації широко використовуються багат шарові плівкові системи, плівки зі стовпчастим типом кристалічної структури та гранульованими розчинами [1]. Їхні магнітні властивості залежать від мікроструктури та способу отримання. Зокрема, розмір зерен та кристалографічна текстура магнітних шарів суттєво впливають на властивості системи в цілому. Тому, багато робіт присвячено вивченню структурно-фазового стану та морфології магнітних шарів у багат шарових системах, які отримані при різних умовах конденсації, з використанням різних матеріалів підкладки та режимів термообробки. Найчастіше в таких структурах використовуються феромагнітні та парамагнітні метали, такі як Fe, Co та Cr.

Автори робіт [2,3] стверджують, що при осадженні на аморфній підкладці утворюється ГЦП Co, який приймає таку кристалографічну орієнтацію, що вісь «с» стає перпендикулярною до площині плівки. Оскільки, ця вісь являється віссю легкого намагнічування, то ГЦП Co – ідеальний матеріал для використання у перпендикулярному магнітному записі. При конденсації плівок Co на вуглецевій підкладці утворюється низькотемпературна гексагональна фаза (ГЦП). При температурі підкладки (T_n) більшій 620 K та ефективній товщині плівки меншій 10 нм спостерігається високотемпературна гранецентрована кубічна (ГЦК) фаза. У зразках, що отримані на монокристалічній підкладці, наприклад (001)NaCl, має місце двофазний склад (ГЦП+ГЦК), як в острівцевих так і в суцільних плівках. Склад визначається розміром кристалів Co. При досягненні ними критичного розміру ($L_{кр}$), що залежить від температури, частинки змінюють фазовий склад та переходять до ГЦП – фази [4]. Автори робіт [5,6] також підтверджують двофазний склад плівок Co, при їх конденсації на монокристалічну підкладку, та перехід до ГЦК-Co при $T_n \cong 620$ K. Подальше збільшення температури відпалювання сприяє переходу

від ГЦК(111) до ГЦК(001) фази, та призводить до зменшення шорсткості плівки. Крім того, автори стверджують, що може мати місце стабілізація ГЦК – фази навіть при кімнатній температурі, якщо товщина плівки або розмір зерен менший $L_{кр} \cong 20$ нм. Ці експериментальні результати підтверджуються теоретичними дослідженнями авторів роботи [7]. Вони провели розрахунки загальної вільної енергії для кристалітів Co різних фаз, а також пояснили розмірні залежності фазового складу частинок та фазові перетворення при відпалюванні зразків. Їх експериментальні дані та теоретичні розрахунки показали, що при середньому розмірі частинок $L \cong 20$ нм має місце лише ГЦК - Co (β - фаза), при $L \cong 30$ нм – суміш ГЦП - Co (α - фаза) та β - Co, при $L \cong 40$ нм – α - Co з невеликою кількістю β - Co (рис. 1.1). Мікроскопічні дослідження показали, що β - частинки мають форму подвоєних ікосаедрів, α - частинки – ідеальних одиничних кристалів.

Велика увага дослідників приділяється також вивченню фазового складу, електронної будови та магнітних властивостей надтонких плівок Co, які вирощені на кремнієвому субстраті. Оскільки, у цьому випадку утворюються силіциди, що мають широке розповсюдження в інтегральних технологіях. Виготовлення плівок $CoSi_2$ без дефектів з добре визначеними структурою та інтерфейсами привертає інтерес дослідників через їх низький опір, високу температурну стабільність і велике значення середньої довжини вільного пробігу (СДВП) електронів [8, 9]. Автори робіт [8, 10] дослідили зміну фазового складу плівок у залежності від їх товщини при вирощуванні на підкладках Si(111)(7x7) та Si(100)(2x1). Конденсація Co на кремнієву підкладку при кімнатній температурі спочатку призводить до утворення інтерфейсного силіциду $CoSi_2$ (з товщиною до 5 моношарів кобальту), який із збільшенням товщини переходить в острівцеву плівку твердого розчину в наслідок інтердифузії атомів Si та Co. Ріст металевої плівки Co починається при досягненні значення ефективної товщини $d \cong 0,7$ нм. Автори роботи [11] провели дослідження динаміки росту плівок Co на підкладці Si(111)(7x7) за допомогою дифракції повільних електронів (ДПЕ). При осадженні 2 моношарів Co зникають рефлекси, що відповідають реконструйованій поверхні і дифракційна картина

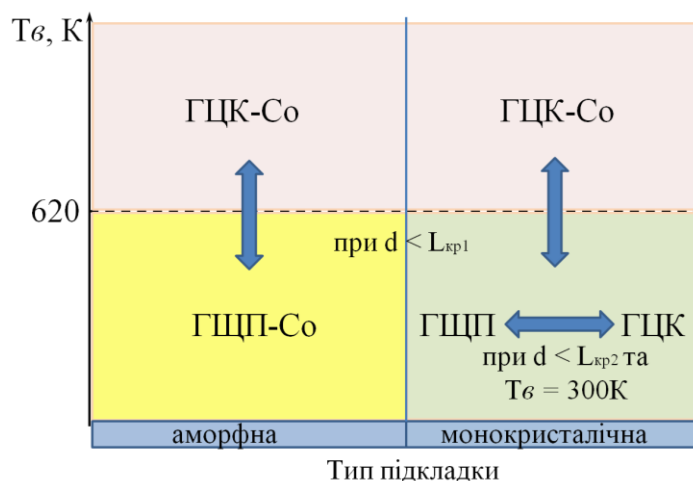


Рис. 1.1. Схематичне представлення переходів від ГЦП- до ГЦК-Со на основі узагальнених даних робіт [4-7], де $L_{кр1} = 10$ нм і $L_{кр2} = 20$ нм

відповідає Si(111)(1x1). При товщині 3 - 5 моношарів рефлекси на електронограмах стають дифузними, що свідчить про утворення сполуки $CoSi_2$. При подальшому осадженні, ДПЕ - картина повністю відповідає чистому Со. Силіциди перехідних металів утворюються також під час відпалювання плівок. Автори робіт [12,13] визначили, що при $T_e = 670$ К атоми Со починають реагувати з Si, а при 770 – 870 К утворюється шар силіциду $CoSi_2$, який має велику густину дефектів типу вакансій. Подальше відпалювання плівки покращує якість силіциду.

Цілий ряд робіт присвячено вивченню впливу методу отримання, розміру, форми нанокристалічних частинок Со та температури їх відпалювання на магнітні властивості [14-16]. Так, авторами роботи [17], вивчалися структурні та магнітні властивості плівок Со, що конденсувались на Si(100) у залежності від їх товщини. Було встановлено, що одновісна анізотропія (поверхнева й та, що викликана напруженнями) зменшується із збільшенням товщини плівки.

На структурні та магнітні властивості плівок Fe також здійснює вплив матеріал підкладки та товщина шару [18-21]. У роботі [22] показано, що при вирощуванні плівок Fe на підкладці Cu(001) можуть реалізовуватися різні фазові стани. При ефективній товщині $d < 4$ моношарів плівки містять гранецентровану тетрагональну сингонію з феромагнітним упорядкуванням, при $4 \leq d < 11$ моношарів – антиферомагнітну ГЦК-фазу, а при $d > 11$ – відбувається фазовий перехід до ОЦК-фази.

Дослідження багат шарових структур на основі Fe та Cr є актуальним через їх унікальні магнітні властивості. Ці структури мають перспективи використання як чутливих елементів у пристроях надщільного магнітного запису та датчиків магнітного поля [23]. Велика кількість робіт присвячена вивченню залежності магнітних властивостей багат шарових систем від їх фазового складу, розміру зерен, шорсткості інтерфейсів та дифузійних процесів. Так, ціла низка робіт висвітлює процеси фазоутворення у системі $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n/\text{П}$ [24,25], зокрема утворення твердого розчину (т. р.) безпосередньо при осадженні шарів та при відпалюванні системи [26-30]. Т. р. (Fe, Cr) має особливість: при $T_g = 770\text{-}820\text{ K}$ відбувається його розшарування на два розчини, що збагачені атомами Fe та Cr. Розшарування проявляється на дифузійних профілях у вигляді нечітких максимумів [31]. При збільшенні температури до 1085 K відбувається впорядкування та утворення метастабільної σ -фази (тетрагональна фаза з щільним пакуванням, що складається з 30 атомів), а при температурі більше 1085 K утворюється гомогенний α - розчин [32-33]. Структура масивного т. р. (Fe, Cr) залежить від складу та методу отримання [34]. Автори роботи [35] вказують на те, що σ - фаза має суттєвий вплив на структуру сплаву, його механічні, магнітні та термодинамічні властивості. Вона формується в інтервалі температури від 700 до 1100 K. σ - фаза парамагнітна при кімнатній температурі і переходить у феромагнітний стан лише при охолодженні до 50 K.

Ряд робіт присвячено вивченню зміни фаз у твердих розчинах з різною концентрацією Cr при ізотермічному старінні [36, 37]. Так, наприклад, при відпалюванні т. р. ($\text{Fe}_{1-x}\text{Cr}_x$, де $x = 40\text{ ат.}\%$) при $T_g = 770\text{ K}$ впродовж 50 годин спостерігаються області, де розчин збагачений атомами Cr. Вони мають округлу форму з середнім розміром $\cong 10\text{ нм}$, тобто відбувається розшарування розчину. Таке відпалювання не призводить до утворення σ -фази, яка виникає при температурі $> 700\text{ K}$. Автори роботи [37] також досліджували зміну фазового складу системи Fe/Cr у залежності від концентрації Cr, але при різних режимах конденсації матеріалів: пошаровому та одночасному. Було встановлено, що при пошаровій конденсації утворюється плівка, що містить ОЦК-фазу, яка після відпалювання змінює фазовий склад і містить тетрагональну фазу з щільним пакуванням. При

одночасній конденсації, у залежності від концентрації атомів Cr, отримувалися плівки з різним фазовим складом. Крім того, А. Левін та ін. [37] описує відпалювання α -розчину при температурі 770 К протягом 100 годин та утворення упорядкованих структур Fe_3Cr , FeCr і FeCr_3 .

У системі на основі Fe та Co розчинність компонент значно менша (рис. 1.2). Тому, лише при температурі відпалювання 1250 К відбувається фазовий перехід $\alpha\text{-Fe} \rightarrow \gamma\text{-Fe}$ та утворення т.р. з ГЦК-Co – т.р. (Fe, Co). При температурах відпалювання нижчих за 1000 К та концентраціях Co $c_{\text{Co}} = 30 - 70$ ат. % у цій системі відбувається упорядковування по типу CsCl (ОЦК – гратка) [38]. Магнітні властивості сплавів на основі Fe та Co суттєво залежать від концентрації компонент. Так, Co підвищує індукцію насичення Fe і при $c_{\text{Co}} = 35$ ат. % B_s має максимальне значення [39].

Оскільки, дослідження силіцидів перехідних металів є актуальним питанням через їх широке використання в інтегральних технологіях, цілий ряд робіт присвячено вивченню структурно-фазових та магнітних властивостей тонких плівок Fe та Co на монокристалі Si. Ці силіциди широко застосовуються як активний матеріал у світло-детекторах та інфрачервоних джерелах, та дозволяють скомпонувати оптоелектронні пристрої з інтегральними елементами на кремнієвій основі.

У роботі [40] зміна механізмів росту перехідних металів (зокрема Fe та Co) на Si при збільшенні товщини плівки, пояснюється наявністю граничних та квантових розмірних ефектів електронної структури. Так, при товщині $d \cong 0,23$ моношарів відбувається суттєве зниження граничної енергії системи через утворення хімічного зв'язку атомів першого та другого шарів металу з підкладкою, у результаті чого відбувається пошаровий ріст плівки. При подальшому збільшенні товщини, основну роль починає відігравати зниження питомої об'ємної енергії через формування міжатомних зв'язків у самій плівці. Це зниження призводить до агломерації та формування острівців. При товщині $d \cong 10$ моношарів (≈ 1 нм) Si починає розчинятися в плівці, що росте. Далі, зі збільшенням товщини шару, відбувається фазовий перехід плівки в об'ємний стан з більш високою атомною густиною.

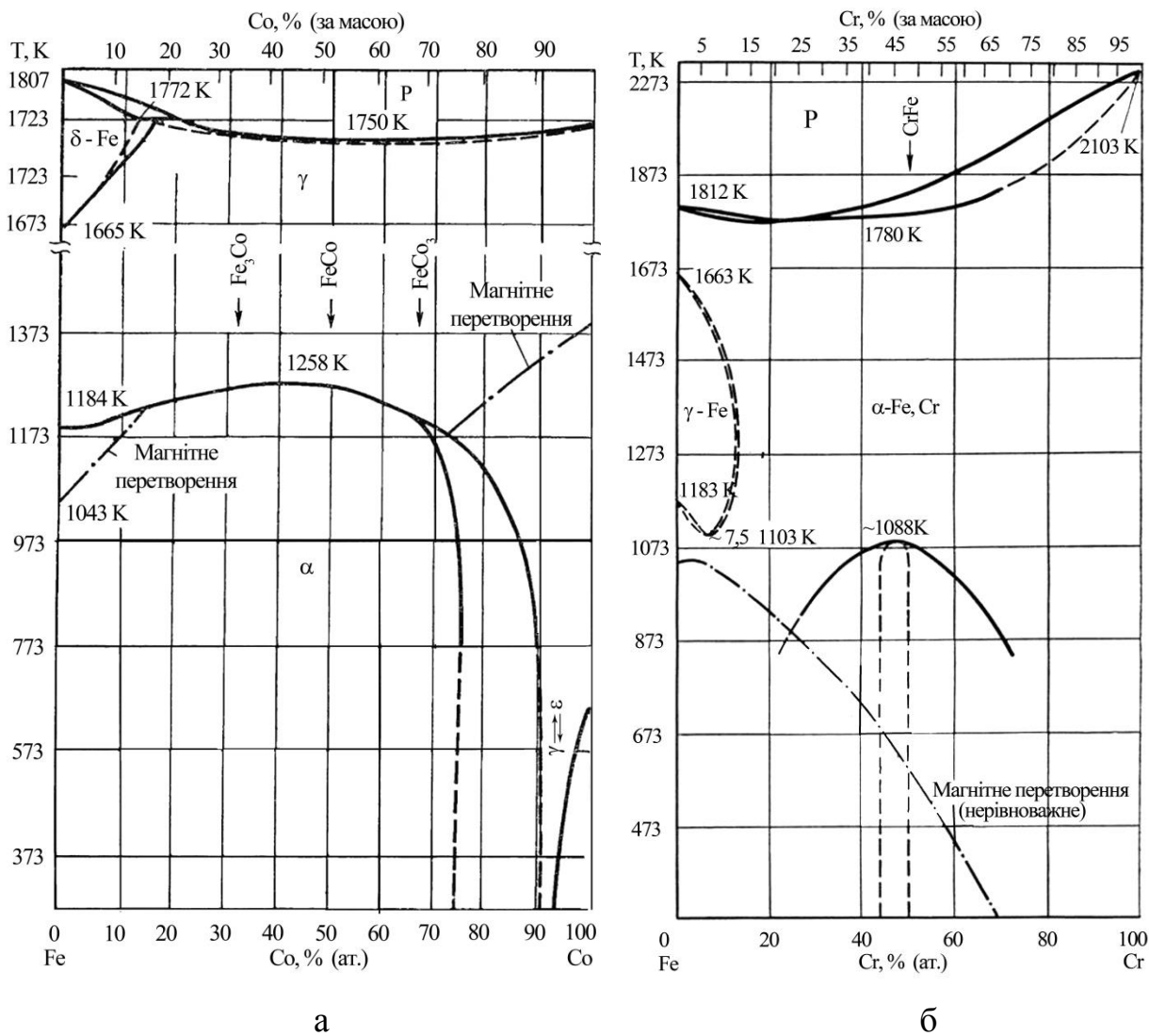


Рис. 1.2. Діаграми станів металевих систем Fe-Co (а) та Fe-Cr (б). Із роботи [38]

1.2. Дифузійні процеси та фазоутворення у нанорозмірних сенсорних плівкових структурах

Більшість приладів мікроелектроніки базуються на використанні багат шарових плівкових структур. Ефективність їх роботи залежить від стабільності фізичних властивостей. Тонкі плівки мають ряд особливостей, що роблять їх нерівноважними утвореннями, наприклад, велике відношення поверхні до об'єму, підвищена кількість структурних дефектів, мікронапруження, тощо. Велика густина меж зерен (МЗ) в полікристалічних тонких плівках призводить до того, що зерномежова дифузія стає основною причиною масоперенесення. Крім того, при температурах експлуатації приладів товщина плівкових систем сумірна з глибиною дифузії. Тому, часто зерномежова дифузія (ЗД) призводить до деградації приладів та їх відмови. Розуміння цих процесів важливе для забезпечення стабільності структури та експлуатаційних характеристик тонкоплівкових приладів [41].

1.2.1. Теоретичні моделі розрахунку коефіцієнтів дифузії

Перші роботи з дослідження зерномежової дифузії з'явилися у 20-х роках 20 сторіччя, коли Клаузінг намагався пояснити процеси електроемісії на дротинках з вольфраму, що вкриті торієм. Через десять років Лангмюр провів перший кількісний аналіз дифузійних процесів. Він показав, що коефіцієнт ЗД у 10^3 разів більший ніж в об'ємі, а енергія активації Q – менша ($Q_{МЗ} / Q = 0,75$) [42]. Однак, перше пряме підтвердження дифузії по МЗ було отримано Барнсом на початку 50-х років 20 сторіччя за допомогою авторадіографії [43]. Він помітив на зразках олова додаткове потемніння в місцях, де знаходились МЗ. Було висунуте припущення, що має місце самодифузія радіоактивних атомів, які рухаються по межах зерен набагато швидше ніж в регулярній ґратці. Це стало поштовхом до створення класичної моделі ЗМД Фішера, яка дозволила проводити систематичний кількісний аналіз експериментальних результатів [44]. В її основі лежить уявлення, що МЗ являє

собою тонкий однорідний шар з товщиною δ ($\delta \cong$ декілька міжатомних відстаней), який знаходиться у напівнескінченному кристалі, причому коефіцієнт дифузії вздовж цього шару D_{M3} набагато більший, ніж за його межами D [45]. Фішер урахував відведення домішок з межі зерен в оточуючий об'єм, але знехтував прямою об'ємною дифузією з їх джерела на поверхні до кристалу (рис. 1.3) [46].

Математично дифузійні процеси описуються за допомогою двох рівнянь, що представляють дифузію в об'ємі та вздовж МЗ:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} \right), \text{ де } |x| > \delta/2, \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial c_{M3}}{\partial t} = D_{M3} \frac{\partial^2 c_{M3}}{\partial y^2} + \frac{2D}{\delta} \left(\frac{\partial c}{\partial x} \right)_{x=\delta/2}, \quad (1.2)$$

де $c(x, y, t)$ – об'ємна концентрація атомів, що дифундують;

$c_{M3}(y, t)$ – концентрація атомів, що дифундують в МЗ;

δ – ширина МЗ.

Рішення Фішера значно спростило аналіз процесів ЗМД, та дозволило кількісно визначати її параметри. Так, у роботі [47] за допомогою моделі Фішера були вивчені розмірні ефекти у таких процесах, як міграція МЗ та рекристалізація, що викликані дифузією; дифузія, що викликана рекристалізацією. У результаті, були оцінені швидкості міграції МЗ та визначений загальний дифузійний потік домішок. У тій же роботі обговорений прояв розмірного ефекту, у наведених вище процесах, при

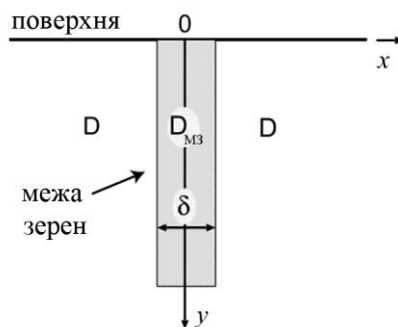


Рис. 1.3. Схематична геометрія моделі ЗМД Фішера. Із роботи [46]

товщині плівкових зразків нижчій від критичної величини. Однак, рішення Фішера базується на ряді математичних наближень. Точний розв'язок рівняння дифузії для моделі з однорідним шаром на МЗ був отриманий Уїплом (для дифузії з джерела з постійною концентрацією) та Судзуоки (для дифузії з нескінченно тонкого шару на поверхні). Приклади використання цих методик представлені у роботах [48-51]. Пізніше з'явилися моделі, що більш точно враховують умови тонких шарів так, наприклад, було введено поняття поверхневої дифузії [52], яка протікає швидше ніж об'ємна і навіть зерномежова дифузія. На основі перетворень Фур'є – Лапласа для неї було отримане точне аналітичне рішення [42]. Моделі, що описані раніше, дозволяли оцінити добуток δD_{M3} та є справедливими лише для самодифузії в чистих матеріалах. У 1966 р. було доведено, що для гетеродифузії та самодифузії у багатокомпонентних матеріалах необхідно враховувати вплив сегрегації домішок на МЗ та замінити δD_{M3} на добуток $s\delta D_{M3}$ (де s – коефіцієнт сегрегації) [53-56].

ЗМД – це комплексний процес, що включає декілька процесів таких, як пряма дифузія з поверхні, дифузія вздовж МЗ, часткове проникнення дифузанта з МЗ в об'єм та наступна об'ємна дифузія біля МЗ, дифузійний транспорт між окремими МЗ (для полікристалічних зразків). У залежності від співвідношення інтенсивності цих процесів, реалізуються різні дифузійні режими. Харрісоном була розроблена загальна класифікація типів кінетики дифузії, що включала 3 основні види: *A*, *B* та *C* [57-60]. Перший режим реалізується при великих значеннях D_{M3} та часу відпалювання зразків. У цьому випадку область об'ємної дифузії (ОД) набагато більша ніж відстань між МЗ, поля ОД від сусідніх МЗ сильно перекриваються між собою і дифузія не локалізований біля якої-небудь межі. Дифузійні процеси можна описати одним ефективним коефіцієнтом D , що лежить в інтервалі між D_{M3} та $D_{ОД}$ (коефіцієнт об'ємної дифузії). Режим *B* реалізується, коли ЗМД проходить одночасно з ОД домішки з МЗ в кристал, але їх можна вважати ізольованими, оскільки відстань між ними велика. Дифузія розподілений неоднорідно і максимальна його концентрація спостерігається на МЗ. Режим *C* реалізується при короткому часі відпалювання та малих значеннях $D_{ОД}$, тобто дифузійні процеси в

основному протікають по МЗ, а відводом домішки в об'єм кристалів можна знехтувати [61-62].

У роботах [63-66] представлені результати, що доповнюють дослідження дифузійних процесів у *C*-режимі, а саме, вивчається анізотропія ЗМД при різній разорієнтації меж зерен та при взаємно перпендикулярних напрямках визначення інтенсивності протікання дифузійних процесів для одних і тих самих МЗ. Це є підтвердженням дислокаційної моделі, згідно якої МЗ утворені набором паралельних дислокаційних трубок, у напрямі яких дифузійні процеси протікають швидше ніж перпендикулярно їм [42].

Оскільки, дислокації, межі субзерен та інші об'ємні дефекти можуть змінити кінетику ЗМД [43], рядом вчених були запропоновані розширення класифікації Харрісона, що включали режими дифузії по структурно неоднорідним МЗ та при неоднорідних зернах у плівці [67]. Крім того, Л. Клінгером та Є. Рябкіним було введено новий режим, при якому ефективна швидкість ЗМД контролюється дифузією всередині зерен [46].

1.3. Магнітооптичні властивості плівкових систем на основі Fe, Co та Cr

Магнітооптичні та магніторезистивні властивості плівок суттєво залежать від температури відпалювання та, відповідно, від їх фазового складу [68]. Так, наприклад, у роботах [5,69] встановлена немонотонна залежність поля анізотропії та індукції розмагнічування (B_c) від T_e для плівок Co. Крім того, наводяться пояснення процесів, які відбуваються при різних температурах. Зокрема, при відпалюванні до 670 К збільшується шорсткість плівки, що призводить до росту B_c [70, 71]. Зменшення B_c при температурах в інтервалі від 670 до 720 К може мати місце через швидку релаксацію внутрішніх напружень, що також підтверджується різким зниженням магнітної анізотропії. Наступне збільшення B_c при відпалюванні до температури більше ніж 820 К викликане переходом структури плівок від ГЦП - до ГЦК - фази або ростом зерен.

Автори роботи [72] також досліджували вплив фазового складу Co на його магнітні властивості. Плівки осаджувалися на підкладки з Cu та Fe. У першому

випадку шари Co представляли собою суміш ГЦК- та ГЦП - фаз, а у другому – утворювалась тільки ГЦП – фаза. Автори [72] визначили, що фаза ГЦК-Co має менші значення B_c та поле насичення, крім того, при відпалюванні B_c змінюється не так сильно, як для ГЦП - фази. Це відбувається через те, що константа магнітної анізотропії в кубічній структурі нижча, ніж у гексагональній.

Матеріал підкладки також має вплив на магнітні властивості плівок. Особливо це стосується осадження перехідних металів на Si, оскільки в цьому випадку часто утворюються силіциди, які, як зазначалось раніше, суттєво змінюють властивості плівок. Автори робіт [8,73-75] досліджували процеси утворення сполуки $CoSi_2$, так званого «мертвого шару» (немагнітного), з $d \cong 10$ моношарів при кімнатній температурі. Його товщина може змінюватися у залежності від матеріалу підкладки та її температури під час осадження. Так, наприклад, при охолодженні підкладки до 120 К товщина $CoSi_2 \cong 1-2$ моношари. Відпалювання стимулює інтердифузію атомів Co та Si й відповідно призводить до того, що при 570 К тонкі шари перехідного металу стають немагнітними. При товщині $d < 0,6$ нм у Co відсутній феромагнетизм, оскільки в даному випадку реалізується острівцевий механізм росту. На поверхні Si формуються кластери Co з середнім розміром $L < 5$ нм. Ансамблі таких частинок знаходяться у суперпарамагнітному стані (СПМ). У момент утворення т.р. у Co з'являються феромагнітні властивості, що проявляється на розмірній залежності амплітуди магнітної асиметрії у вигляді порогового переходу. Далі асиметрія зростає не так стрімко, оскільки плівка Co, яка заміщує плівку т.р., характеризується меншою залишковою намагніченістю [76]. Подібні процеси спостерігаються і для плівок Fe [77]. Автори цієї роботи визначили, що співвідношення суперпарамагнітної та феромагнітної компонент (ФМ) залежить від температури підкладки, оскільки реалізуються різні механізми росту. Максимальне значення цього відношення було отримане при рості плівки на підкладці при температурі 473 К. Цілий ряд робіт присвячено вивченню суперпарамагнетизму в тонких плівках, оскільки він являється проблемою для подальшого розвитку магнітного запису [78, 79]. Плівки Fe товщиною $d < 2$ нм містять суміш ФМ та СПМ компонент, тому для них характерні невеликі значення B_c та залишкової

намагніченості. Крім того, автори [77] показали, що для плівок з більшою концентрацією ФМ компоненти в інтервалі температур 50 - 150 К B_c майже не змінюється, а для плівок з більшою концентрацією СПМ – вона стрімко падає через термічну активацію, яка необхідна для перекриття енергетичного бар'єру кожного острівця.

Автори роботи [80] вивчали зміну B_c і B_s при відпалюванні для плівок Fe та мультишарів на основі Fe/Cr. Було встановлено, що відпалювання одношарових плівок Fe до 700 К не вносить суттєвих змін у величину B_c , але призводить до зниження B_s у два рази, через термостабілізаційні процеси в зернах та доменах. Подальше відпалювання до 900 К сприяє сильному росту обох величин через укрупнення зерен та доменів. Термовідпалювання зразків $[\text{Fe/Cr}]_n$ до 900 К призводить до несуттєвого збільшення значення магнітоопору в усіх геометріях вимірювання, а також до зникнення ознак гігантського магнітоопору (ГМО).

Плівкові системи на основі Fe, Co та Cr найчастіше використовуються як основа для створення елементної бази спінтроніки та мікроелектроніки через їх магнітні властивості [81, 82]. На останні, у свою чергу, сильно впливають не тільки структурно-фазовий стан, дифузійні процеси, товщина та шорсткість плівок, а й умови їх отримання (зокрема, швидкість конденсації, температура, матеріал та орієнтація підкладки), густина дислокацій, внутрішні напруження, наявність інтерфейсів (у тому числі і з немагнітними прошарками), відпалювання та ін. Тому, велика кількість робіт присвячена саме вивченню впливу цих факторів на магнітні властивості мультишарів на основі Fe, Co та Cr [83, 84]. Крім того, при створенні пристроїв запису інформації, до елементної бази висуваються певні вимоги: високе поле насичення, високі магнітна проникність та температура Кюрі, наявність одновісної магнітної анізотропії [85]. Цим вимогам відповідають мільтишари та сплави на основі Fe та Co [86, 87]. Вони поєднують високе поле насичення магнітом'якого шару Fe з великою анізотропією магнітожорсткого шару Co тому і проявляють необхідну одновісну анізотропію системи. Однак, мають велике значення загальної B_c . Тому, ведуться пошуки нових магнітних матеріалів на їх основі з покращеними властивостями, які б зробили ці системи перспективними для

створення щільного магнітного запису. Наприклад, автори робіт [88, 89] пропонують використовувати сплави на основі Fe, Co та Ni.

Автори робіт [90, 91] вивчали зміну магнітних властивостей шарів Co та Fe на підкладці Si(100), які нанесені у різній послідовності. Вони встановили, що система Co/Fe/Si має більше (приблизно у два рази) значення B_c порівняно з Fe/Co/Si – 7,6 мТл та 3,4 мТл відповідно (рис. 1.4).

Велику різницю в B_c автори пояснювали тим, що напрямок намагнічування верхнього шару в системі Fe/Co/Si визначається кобальтом, через сильну феромагнітну взаємодію, навіть без наявності прикладеного зовнішнього поля під час конденсації. Через це намагнічування для системи Fe/Co/Si має одновісну анізотропію. Крім того, автори наведених вище робіт вказують на велику різницю у розмірах магнітних доменів для систем Co/Fe/Si та Fe/Co/Si. Co має більш високу анізотропію енергії, через це товщина його доменних стінок (у системі Fe/Co/Si) набагато менша ніж для Fe [92]. М. Парк [92] з колегами підтвердили той факт, що система Co/Fe/Si має ізотропну та магнітожорстку поведінку, а Fe/Co/Si – анізотропну та магнітом'яку. Ізотропна поведінка пояснюється тим, що кристали Fe ростуть випадковим чином і не мають визначеного напрямку намагнічування. Після конденсації другого шару (Co) між феромагнетиками з'являється велика анізотропна дисперсія, що призводить до росту B_c . При осадженні на підкладку шару Co, напрям намагнічування в площині зразка утворюється вже під час конденсації. Для верхнього Fe він «вирівнюється» нижнім шаром Co. Ця система має низьку анізотропну дисперсію, що сприяє легкому руху стінок доменів. Така ж анізотропна дисперсія спостерігаються і для одношарових плівок Fe/П та Co/П. Крім того, автори роботи

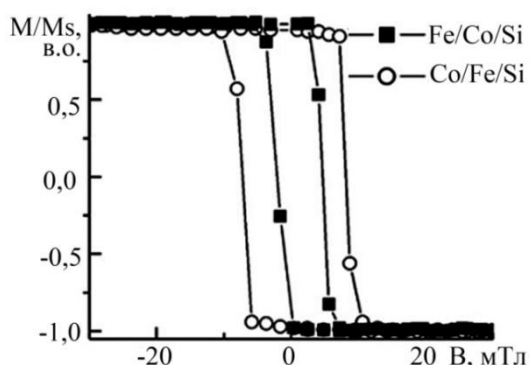


Рис. 1.4. Криві намагнічування для плівкової системи Fe/Co [91]

[92] показали, що навіть при конденсації плівок на аморфну підкладку (наприклад, скло) спостерігається різниця у коерцитивній силі систем на основі Fe та Co при різному порядку конденсації шарів та виникає одновісна анізотропія [93].

Не тільки плівки на основі феромагнітних матеріалів розглядаються як перспективні елементи для створення щільного магнітного запису, а ще й сплави, масиви нанодротів та наночастинки. Так, велика кількість робіт присвячена вивченню магнітних властивостей мілкодисперсних сплавів Fe/Co, які проявляють відмінні магнітні властивості, а саме високу проникність та низьку коерцитивність, що вивкликана однодоменною конфігурацією [94]. Однак, поле коерцитивності сильно залежить від розміру зерен, внутрішніх напружень та густини дислокацій [95]. Цілий ряд робіт присвячено вивченню зміни магнітних властивостей сплавів на основі Fe та Co при зміні температури. Наприклад, автори робіт [96, 97] розрахували фазову діаграму сплаву (Fe, Co) та пояснили утворення метастабільної ОЦК-фази з антиферомагнітним упорядкуванням при його охолодженні.

У роботах [98 – 102] також представлено результати досліджень залежності магнітооптичних та магніторезистивних властивостей багат шарових плівкових структур на основі Fe та Co від температур відпалювання. Автори робіт [98 – 102] вказують на те, що ці залежності мають немонотонний характер і пояснюються змінами значень шорсткості інтерфейсів, кількості дефектів, збільшенням розмірів кристалітів, порушенням індивідуальності шарів та утворенням нових фаз. Узагальнення результатів з літературних джерел вказують на те, що МО та рівень МОКЕ – сигналу зменшуються при збільшенні температури відпалювання, а індукція розмагнічування – навпаки збільшується (рис. 1.5).

Однак, значення МО та магнітооптичні характеристики багат шарових плівкових структур суттєво залежать ще й від товщини і матеріалу немагнітних прошарків [103]. Надто тонкі прошарки призводять до прямої обмінної взаємодії між магнітними шатами, що виключає можливість їх окремого перемагнічування та значно знижує значення МО. Товсті немагнітні прошарки (ефективна товщина > 10 нм) шунтують всю структуру. Крім того, зміна їх товщини призводить до осциляцій непрямого обмінного взаємозв'язку між МШ та переходу його типу від феромагніт-

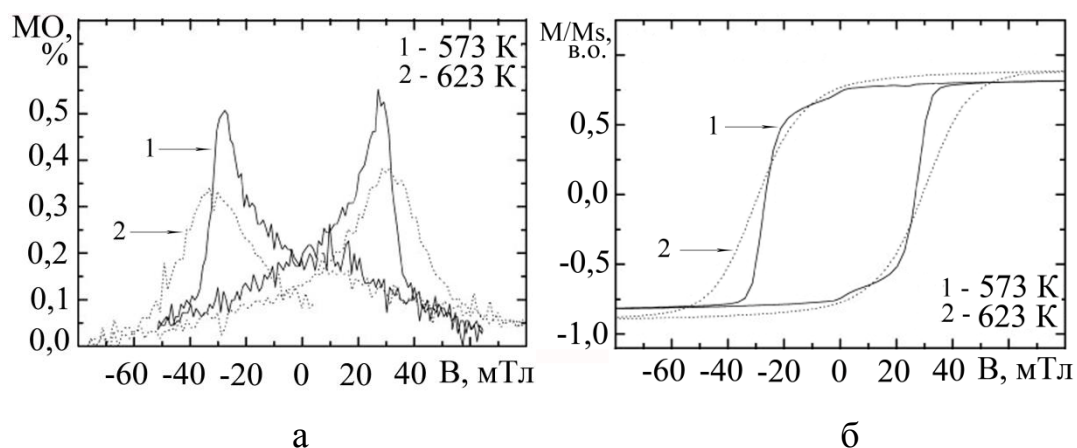


Рис. 1.5. Залежності МО та петлі намагнічування від температури відпалювання для багатошарової системи Fe(3 нм)/Cu(3 нм)/Co(5 нм)/П [100]

ного до антиферомагнітного (рис. 1.6). Це у свою чергу суттєво впливає на величину МО та його ізотропність.

Ефект зміни електричного опору феромагнітних плівок у залежності від їх орієнтації відносно магнітного поля (аномальний магнітоопір – АМО) знайшов використання в датчиках напрямку магнітного поля (векторних магнітрометрах), для навігації, біомедичних та геологічних досліджень [104]. Багато робіт присвячено вивченню явища АМО у тонких плівках перехідних металів. Так, наприклад, у роботі [105] досліджується залежність АМО Fe (001) від напрямку та величини зовнішнього магнітного поля. Авторами були виявлені 3 області величини магнітного поля, в яких спостерігаються якісно різні види залежності АМО від кута повороту зразка, а також якісно різна поведінка вектору намагнічування. У залежності від величини поля, МО може мати яскраво виражений гістерезис, слабкий гістерезис, або різку стрибкоподібну зміну АМО.

АМО може спостерігатися не тільки в об'ємних ФМ, багатошарових системах з магнітними і немагнітними суцільними шарами, що передуються, а й у багатошарових системах магнітних острівців. Так, авторами роботи [106] були запропоновані нові магнітні структури – шари наноострівців різних магнетиків (Fe, Co, Ni, Cr). Вони мають високу чутливість до надслабких магнітних полів. Такі квазінульвимірні багатошарові системи можуть використовуватися як основа для створення магнітної оперативної пам'яті, датчиків магнітного поля, елементів спін-

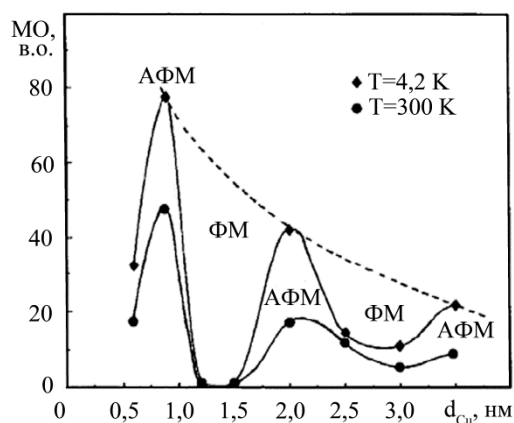


Рис. 1.6. Осциляції обмінної взаємодії між магнітними шарами багатошарової структури $(\text{Co}(2 \text{ нм})/\text{Cu})_{30}$ [103]

троніки. Для доказу того, що МО описаної вище системи обумовлений анізотропним ефектом, будувалася залежність МО від кута повороту зразка (кут між напрямом ліній магнітного поля та протікання струму). Вона мала кутову залежність ($\cos^2 \alpha$), що є доказом наявності АМО.

У багатошарових системах з ФМ шарами може мати місце не тільки АМО, а й гігантський магнітоопір (ГМО). Між цими двома типами МО існують відмінності, які наведені в таблиці 1.1 [107].

Автори роботи [108] вивчали зміну АМО систем Co/Fe/П з прошарками Ag та Cu при відпалюванні та при зміні товщині немагнітних шарів. Було встановлено, що

Таблиця 1.1

Основні відмінності між АМО та ГМО [107]

АМО	ГМО
Спостерігається в об'ємному ФМ	Спостерігається в структурах типу ФМ/НМ/ФМ та гранульованих сплавах. Де НМ – немагнітний шар.
Виникає через спіно-орбітальну взаємодію	Виникає через диференційне sd -розсіювання, спіно-залежне розсіювання електронів. або суперпарамагнітні компоненти
Залежить від геометрії вимірювання	Не залежить від геометрії вимірювання
Максимальне значення МО $\cong 3,5 \%$	Максимальне значення ГМО $\cong 170 \%$
Опір може зменшуватись або зростати у зовнішньому магнітному полі	Опір завжди зменшується у зовнішньому магнітному полі

при температурі 400 К МО зменшується в результаті зниження рівня структурних макронапружень. При подальшому підвищенні температури до 700 К МО зростає, що пояснюється збільшенням розмірів кристалітів, взаємною дифузією, а також збільшенням дзеркального відбиття носіїв заряду від зовнішніх меж плівок. При товщині прошарку більшій 6 нм спостерігається зниження МО через шунтування струму у високопровідному немагнітному шарі.

Однак, ефект ГМО спостерігається не лише у шаруватих структурах, а також у гранульованих твердих розчинах. Вони утворюються через обмежену розчинність компонентів і являють собою немагнітну матрицю з впровадженими феромагнітними частинками. ГМО у таких випадках має місце завдяки розсіюванню електронів на магнітних моментах гранул. Найбільш дослідженими є системи на основі Co та Cu [109 - 111], Co та Ag [107, 112, 113], Fe та Ag [114], Fe та Cr [115]. У залежності від концентрації ФМ складової, розміру її гранул та рівномірності розподілу у немагнітній матриці, величина ГМО може приймати різні значення. Так, наприклад, у роботі [115] визначалися структурні властивості системи при варіюванні концентрації Fe та їх вплив на величину МО. Було встановлено, що максимальне значення ГМО спостерігається при концентрації $c_{Fe} \cong 32$ ат. %. Іноді композити ФМ-немагнітний матеріал (з ознаками ГМО) мають лабиринтоподібну доменну структуру, яка являє собою ланцюг гранул, що формуються у кластери. Коли їх розмір сягає значення СДВП електронів, розсіювання на кластерах вже не дає внеску у величину МО і ознаки ГМО в цьому випадку зникають (наприклад після термовідпалювання) [116].

Ефекти АМО та ГМО мають широке застосування. Так, наприклад, перший використовується у датчиках напряму магнітного поля (векторні магнетометри), для навігації, геологічного картування, біомедичних досліджень тощо [117]. Ефект ГМО використовується у сфері створення магнітної пам'яті, високочутливих магнітних сенсорів (головки зчитування для жорстких дисків) [118]. Але існує проблема у використанні багат шарових плівок, у яких проявляється ГМО: вони мають високі поля насичення, тобто низькі значення чутливості. Тому, дослідниками активно ведуться розробки таких систем, які б мали високі значення чутливості та МО.

Висновки до розділу 1

1. У залежності від області використання, до магніторезистивних і магнітооптичних властивостей матеріалів із спин-залежним розсіюванням електронів висуваються певні вимоги. Так, для магнітного запису потрібні системи, які б мали високі значення магнітної проникливості, температури Кюрі, поля насичення та наявність одновісної магнітної анізотропії. Для створення датчиків магнітного поля підходять структури, які проявляють максимальні за величиною і найбільш термостабільні значення M_0 та мінімальні значення B_s .

2. Для встановлення оптимальної структури плівкових систем на основі Fe, Co, Cr та благородних металів, при якій вони мають високостабільні магнітні характеристики в області підвищених температур, необхідно провести комплексні дослідження їх структурно-фазового стану, магніторезистивних та магнітооптичних властивостей після відпалювання до різних температур і при різних товщині та порядку чергування шарів.

3. Для двошарових систем Fe/Co та Fe/Cr, які являються елементами спин-вентильних структур, необхідно визначити концентрації компонент, що забезпечують найбільші за величиною та термостабільні значення магнітних характеристик. Крім того, дослідити інтенсивність протікання дифузійних процесів, вплив матеріалу підкладки та швидкості конденсації шарів на магнітооптичні та магніторезистивні властивості цих плівкових систем.

РОЗДІЛ 2

МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Проаналізувавши літературні данні стосовно сучасних методів дослідження структурно-фазового стану плівкових систем та його впливу на магнітооптичні та магніторезистивні властивості, нами були визначені наступні етапи роботи:

1. Вивчення структурно-фазового стану та елементного складу плівок, які отримані при різних умовах конденсації; змін їх фазового складу при відпалюванні; вивчення морфології поверхонь та оптичних параметрів плівкових систем; оцінювання інтенсивності протікання дифузійних процесів при конденсації та відпалюванні.

2. Дослідження магніторезистивних, магнітооптичних властивостей двошарових плівкових систем та псевдоспін-вентилів на основі Fe, Co, Cr; установлення кореляції між зміною їх магнітних характеристик та фазовими перетвореннями і дифузійними процесами, що в них протікають.

Для вирішення поставлених задач використовувалися наступні методики:

- конденсація та термообробка у вакуумі двошарових плівок та псевдоспін-вентильних структур на їх основі з метою дослідження структурно-фазового стану та інтенсивності протікання дифузійних процесів;

- енергодисперсійний рентгенівський аналіз для контролю елементного складу плівок (ЕДА);

- дифракція повільних електронів (ДПЕ) з метою контролю епітаксialного росту та чистоти поверхні зразків, що вирощувалися орієнтовано на монокристалі (100)MgO;

- електронна мікроскопія для дослідження фазового складу плівкових систем;

- атомно-силова мікроскопія (АСМ) для дослідження морфології поверхні;

- еліпсометрія для визначення оптичних параметрів плівкових систем та з'ясування умов, при яких утворюються проміжні шари;

- оже-електронна спектроскопія (ОЕС) для побудови концентраційних профілів та оцінки коефіцієнтів КСД та ТД;

- вторинно-іонна мас-спектрометрія (ВІМС) для оцінки інтенсивності протікання дифузійних процесів;

- дослідження МОКЕ з метою побудови петель намагнічування й аналізу впливу фазових перетворень та дифузійних процесів на магнітні характеристики плівок; використання МОКЕ-мікроскопії для візуалізації перемагнічування доменів та підтвердження даних МОКЕ-вимірювань;

- вимірювання МО для оцінки магнітних характеристик двошарових плівкових систем та спін-вентильних структур на їх основі;

- вимірювання тензорезистивних властивостей в області пружної деформації з метою оцінки параметрів електроперенесення в тонких плівках Ag (Au) з покриттям (ефективна товщина до 3 нм) Co, Cu та Cr.

Нижче описані методики формування та дослідження плівкових систем на основі Fe, Co, Cr і благородних металів та спін-вентильних структур на їх основі.

2.1. Обладнання для отримання плівкових структур на основі Fe, Co, Cr, Ag та Au [119-121]

Формування зразків відбувалося у вакуумній камері ВУП-5М («Selmi») при тиску залишкових газів 10^{-4} Па. Плівки Cu(Cr)/Ag/П і Co/Fe/П конденсувалися на аморфний ситал термічним та електропробним методом. Fe випаровувався з вольфрамової дротинки (діаметр 1 мм), Ag, Au та Cu – з вольфрамового випарника типу «човник», Cr – з вольфрамового випарника закритого типу з отворами. Плівки Co осаджувалися електропробним методом [122]. Наважка металу розташовувалася безпосередньо на аноді, який бомбардувався електронами, що емітували з катода під дією напруги 1 кВ. Швидкість конденсації складала $\cong 1$ нм/с. Контроль товщини зразків (з точністю $\cong 10\%$) проводився за допомогою кварцового резонатору.

Плівки Co/Fe/П на підкладках (100)MgO, SiO₂/Si та спін-вентильні структури Au/Fe/Au/Co/SiO₂/Si отримувалися при тиску залишкових газів 10^{-8} Па у високовакуумній камері Saburn MDC Europe, яка знаходиться в Інституті фізики університету ім. Й. Гутенберга у м. Майнц (рис.2.1. а). Камера складалася з двох частин: перша – слугувала для завантаження підкладок, відпалювання зразків та покриття їх шаром Au для запобігання окислення на атмосфері. Друга частина камери

використовувалася саме для конденсації зразків, контролю чистоти та структури їх поверхні за допомогою методу ДПЕ. Перша частина камери відкачувалася форвакуумним та турбомолекулярним насосами, а друга – форвакуумним, турбомолекулярним та гетеро-іонним насосами компанії Pfeiffer Vacuum.

До завантаження у вакуумну камеру підкладки очищалися ультразвуком в ацетоні та ізопропанолі, а потім відпалювалися у вакуумі 10^{-7} Па при температурі 840 К протягом 60 хв. Відсутність домішок на поверхні монокристалу (100)MgO перевірялася *in situ* за допомогою методу ДПЕ. Плівки Fe конденсувалися на підігріті до температури $T_{\text{п}} = 450$ К підкладки. При цій температурі острівці мають найменшу шорсткість [123].

Конденсація відбувалася термічним методом з тиглів. Конструкція сконструйованого випарника представлена на рис. 2.1 б. Швидкість осадження атомів Fe та Co варіювалася за допомогою зміни струму емісії (з катоду) та дорівнювала відповідно 0,15 нм/хв та 0,12 нм/хв. Такі швидкості дозволяють реалізувати умову епітаксіального росту плівок, а саме осадження одного моношару матеріалу за хвилину. Відсікання пучка проводилося за допомогою пластини з отвором. Струм з лічильника іонів використовувався для аналізу інтенсивності потоку заряджених частинок. Спочатку було проведено калібрування випарника. При певних значеннях струмів емісії (порядку десятків мА) та лічильника іонів (порядку сотень нА) та при напрузі на аноді $U = 1$ кВ визначалась швидкість конденсації за допомогою кварцового резонатора та контролера компанії Testra. Після цього, при тих же параметрах струму, напруги та координатах положення зразка відбувалася конденсація матеріалу на підкладку протягом необхідного часу. Випарники Fe, Co та система отримання дифракційних картин повільних електронів знаходилися в одній площині. Тому, при повороті тримача зразка на фіксований кут, можна було підвести зразок під випарники або під ДПЕ-систему. Це дало змогу отримати знімки ДПЕ від монокристалу (100)MgO та від плівки Fe(30 нм)/ (100)MgO при повністю однакових координатах зразка, що виключило можливість спотворення дифракційної картини та полегшило процес порівняння знімків [119].

У високовакуумній камері отримувалися зразки двох типів:

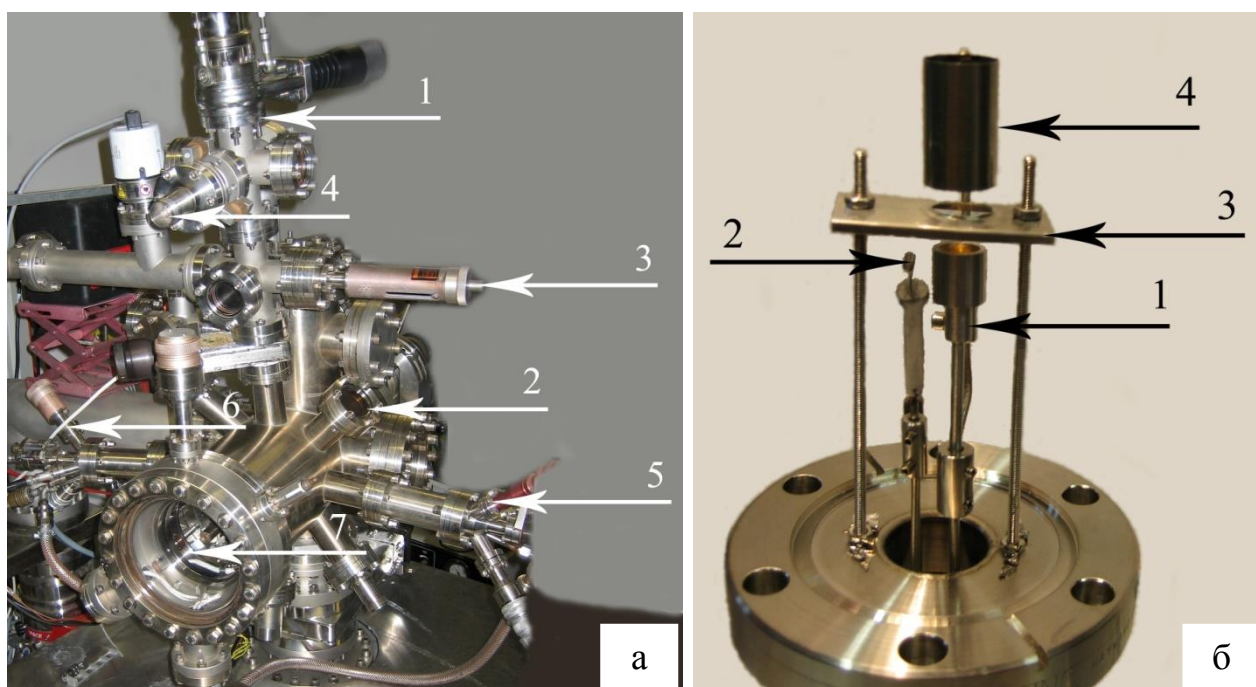


Рис. 2.1. Зовнішній вигляд високовакуумної камери для отримання зразків (а): 1 – частина камери для завантаження підкладок та відпалювання зразків; 2 – частина камери для конденсації зразків та дослідження дифракції повільних електронів; 3 – контейнер для алюмінієвих тримачів підкладок; 4 – випарник Au; 5 – випарник Fe; 6 – випарник Co; 7 – система ДПЕ. Конструкція випарника (б): 1 – тигель з матеріалом; 2 – катод; 3 – пластина для фокусування; 4 – циліндр, що використовується як лічильник іонів.

1) системи Au(3 нм)/Co(30 нм)/Fe(30 нм)/П (П – підкладка (100)MgO та SiO₂/Si) – з метою перевірки впливу матеріалу підкладки на магніторезистивні та магнітооптичні властивості систем;

2) чотири типи псевдоспін-вентильних структур (далі по тексту спін-вентильних) на основі Fe і Co для визначення їх структурно-фазового стану та магніторезистивних і магнітооптичних властивостей при різних температурах відпалювання (рис. 2.2).

Структури названі псевдоспін-вентильними, оскільки різниця в коерцитивних силах феромагнітних шарів забезпечувалася їх різними товщинами та матеріалом. У той час, як у звичайних спін-вентильних це досягається за рахунок «закріплення» нижнього магнітного шару за рахунок конденсації у прикладеному зовнішньому магнітному полі. Таким чином, було досліджено чотири варіанти структур, у яких варіювалися порядок чергування та матеріал магнітних шарів. Вибір товщини магнітних шарів відбувався з урахуванням того, що товщина магніто'якого шару повинна складати $\approx 16\%$ від товщини магнітожорсткого [124]. У нашому випадку вона складала 3 та 20 нм відповідно. Вибір товщини немагнітного прошарку Au проводився таким чином, щоб виключити появу поля зміщення, яке є мірою зв'язку феромагнітних шарів. Така взаємодія може виникати через наявність мікроотворів у прошарку, а також через магнітостатичний зв'язок, який обумовлений нерівністю поверхонь шарів. Оптимальна товщина прошарку складає (5 – 6) нм. У такому

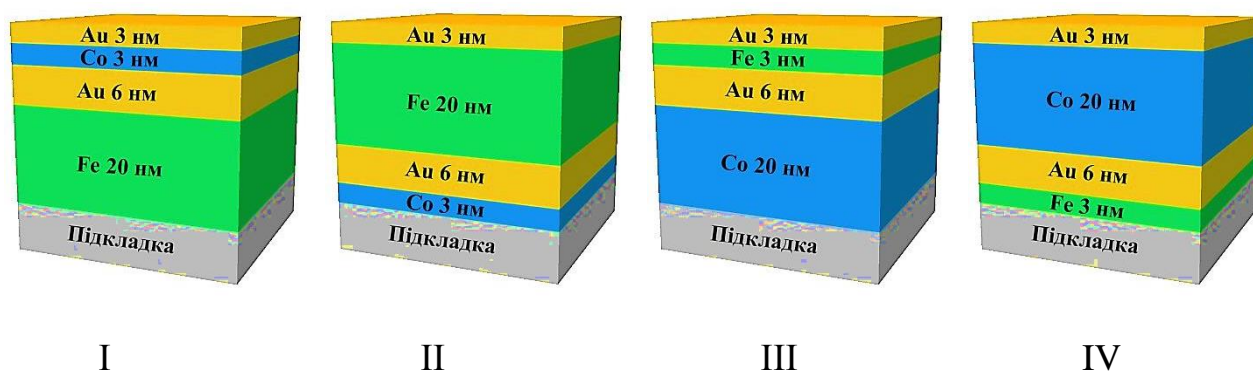


Рис. 2.2. Чотири типи псевдоспін-вентилів, які досліджувалися:

I – Au(3)/Co(3)/Au(6)/Fe(20)/П, II – Au(3)/Fe(20)/Au(6)/Co(3)/П,
 III – Au(3)/Fe(3)/Au(6)/Co(20)/П, IV – Au(3)/Co(20)/Au(6)/Fe(3)/П

випадку спостерігається окреме перемагнічування шарів тобто антиферомагнітне впорядкування [125]. Спін-вентилі також конденсувалися на аморфні підкладки SiO_2/Si при тиску залишкових газів $1 \cdot 10^{-7}$ Па. Швидкість осадження плівок підбиралася таким чином, щоб виключити перемішування шарів: $\omega_{\text{Co}} = 0,3$ нм/хв, $\omega_{\text{Fe}} = 0,3$ нм/хв та $\omega_{\text{Au}} = 0,9$ нм/хв [120, 121].

Зразки, що отримувалися в камері ВУП-5М, конденсувалися на аморфний ситал та на полістирол з товщиною $d \cong 0,4$ мм. Підкладки останнього типу використовувалися для дослідження тензорезистивних властивостей плівок $\text{Ag}(\text{Au})$ з покриттям $\text{Cr}(\text{Co}$ або $\text{Cu})$. Полістирол як матеріал підкладки був вибраний тому, що він має гладку поверхню та хороші еластичні властивості. На ньому методом термічного випаровування формувалися срібні контакти. Після цього, на одну підкладку конденсувалися одразу три різні зразки, що дало змогу в однакових умовах дослідити зміну тензорезистивних властивостей, наприклад, при різній товщині шарів. Методики осадження зразків на полістиролову підкладку та дослідження тензорезистивних властивостей за допомогою автоматичного комплексу, який розроблений співробітниками кафедри прикладної фізики, описані у роботі [30].

2.2. Методи дослідження структурно-фазового стану плівкових систем

Електрофізичні, магнітні властивості та процеси, що протікають у багат шарових плівкових системах сильно залежать від їх фазового та структурного стану, у тому числі від розміру зерен, кристалографічної орієнтації, шорсткості інтерфейсів, наявності домішок та проміжних фаз на межі поділу шарів. Для коректного аналізу та розуміння електрофізичних та магнітних властивостей плівок необхідно враховувати вплив цих факторів. Крім того, надійність приладів, що мають чутливий елемент на основі плівкових систем, повною мірою залежить від параметрів всіх шарів та процесів, що в них протікають.

Вплив факторів, що були описані вище, досліджувався в даній роботі з використанням різних методик. Так, наприклад, фазовий склад визначався за

допомогою ПЕМ, кристалографічна орієнтація (для зразків, що вирощені епітаксіально) та наявність домішок на поверхні – за допомогою ДПЕ. Метод ЕДА дозволив проаналізувати наявність домішок та визначити концентрацію елементів в об'ємі зразка. Дослідження морфології наноструктурованих поверхонь реалізовувалося за допомогою АСМ. Дифузійні процеси та ступінь збереження індивідуальності окремих шарів плівкових систем досліджувалися методами ВІМС, ОЕС та еліпсометрії. Далі будуть описані ці методики дослідження плівкових зразків.

2.2.1. Методи електронної просвічуючої мікроскопії та дифракції повільних електронів [126]

Для дослідження структурно-фазового стану зразків використовувався просвічуючий електронний мікроскоп ПЕМ-125К компанії «Selmi». Дифракційні та мікроструктурні дослідження проводилися в темнопольному та світлопольному режимах. Приклади знімків мікроструктури та дифракції наведені на рис.2.3. За допомогою електроннограмми від еталону (плівки Al) визначалися індекси Міллера та розраховувалися параметри ґраток a_{hkl} для всіх кілець досліджуваної плівки.

Оскільки, при розшифруванні дифракційних картин, важливу роль відіграють інтенсивності ліній, то за допомогою програмного забезпечення [126] була оцінена яскравість ліній відносно максимального значення, яке приймалося за одиницю.

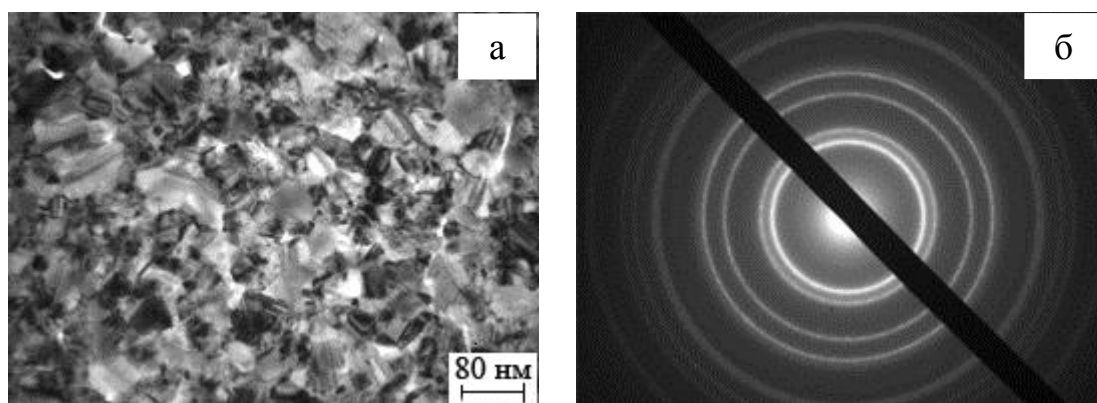


Рис. 2.3. Мікроструктура та дифракційна картина від плівки Ag(27 нм)/П

Крім того, у роботі використовувалася просвічуюча електронна мікроскопія високої роздільної здатності з елементним аналізом по відміченій прямій, точці або площині. Реалізовувалося це за допомогою мікроскопу JEOL JEM-4000EX HREM, який працює при напрузі 400 кВ та має точкову роздільну здатність (0,16 - 0,18) нм.

Для визначення кристалографічної орієнтації та контролю чистоти поверхні використовувався метод ДПЕ (рис.2.4. а,б). Даний метод дослідження застосовується для визначення структури поверхні матеріалів шляхом їх бомбардування пучком повільних електронів з енергією $E \cong (20-500)$ еВ та аналізу дифракційних рефлексів на флюорисцентному екрані. На рис. 2.4 схематично представлена будова установки для досліджень методом ДПЕ.

Установка складається з електронної гармати (катод, циліндр Венельта та лінзи для фокусування) для створення паралельного та моноенергетичного пучка електронів і системи детектування пружньорозсіяних електронів. При дослідженнях використовується перпендикулярне падіння пучка на зразок. Відбиті електрони проходять крізь систему сіток. Перша з них знаходиться під тим же потенціалом, що і зразок, тому електрони не відхиляються. Друга сітка – під від'ємним потенціалом меншим ніж енергія первинного пучка. Вона відбиває недружньо розсіяні електрони.

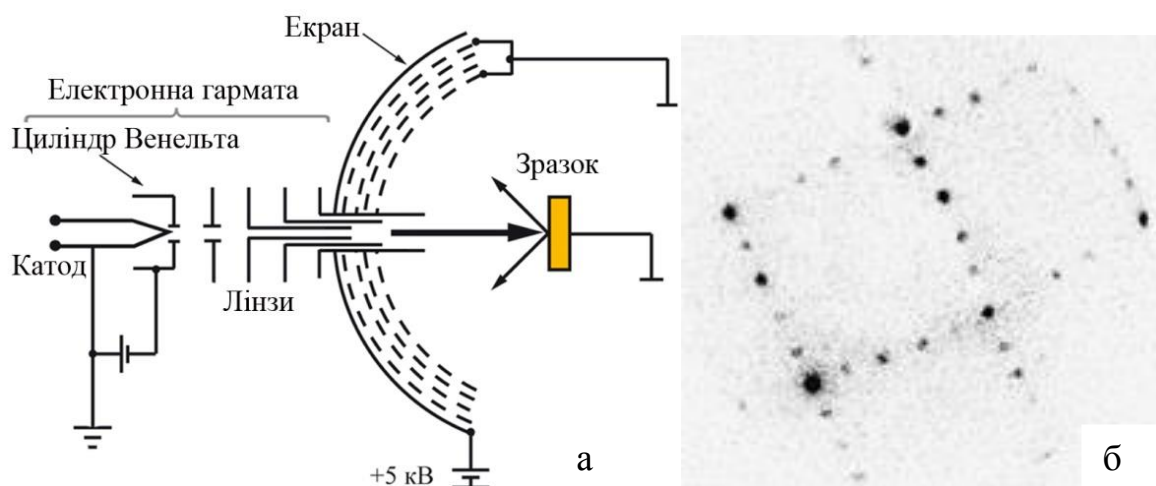


Рис. 2.4. Схематична будова установки для досліджень методом ДПЕ (а) та приклад дифракційної картини (б)

Третя та четверта сітки використовуються для підвищення роздільної здатності. Флюористцентний екран, на якому спостерігаються рефлекси, знаходиться під додатнім потенціалом у декілька кВ. Для розшифрування дифракційної картини використовуються співвідношення, що описують обернену ґратку та побудова Евальта [127, 128].

2.2.2. Енергодисперсійна рентгенівська спектроскопія [119, 129]

Для контролю наявності домішок та визначення концентрації компонент у зразках використовувався метод рентгенівського мікроаналізу. Суть цього методу полягає в тому, що у растровому електронному мікроскопі сфокусований високоенергетичний пучок електронів збуджує атоми речовини, що призводить до виникнення рентгенівського випромінювання. Методика ЕДА базується саме на аналізі енергії емісії рентгенівського випромінювання.

Енергодисперсійні спектри отримувалися на растровому мікроскопі JSM-6400, який знаходиться в Інституті фізики університету ім. Й. Гуттенберга у м. Майнц (Німеччина), за допомогою приставки WINEDS High Performance X-ray Microanalysis при вакуумі 10^{-5} Па. Детектор рентгенівського випромінювання охолоджувався рідким азотом та керувався за допомогою DX3000 Detector Power Supply. На основі отриманих спектрів були визначені концентрації елементів з урахуванням k -факторів (коефіцієнтів Кліфа-Лорімера). Крім того, для деяких зразків виконувалася процедура «картографування», тобто візуалізація положення атомів певного типу. На рис.2.5. представлений зовнішній вигляд растрового мікроскопу. На рис.2.6. наведений приклад спектру ЕДА, що був знятий від плівки Au/Co(30 нм)/Fe(30 нм)/(100)MgO. Для всіх елементів фіксувались лінії $K(\alpha)$, $K(\beta)$, $L(\alpha)$ та $L(\beta)$ [119].

Фактори Кліфа-Лорімера враховують чутливість детектору до елементів у залежності від їх атомного номеру. Для отримання більш точних результатів, значення концентрацій матеріалів визначаються з урахуванням цих k -факторів. Для



Рис. 2.5. Зовнішній вигляд скануючого мікроскопу JSM-6400

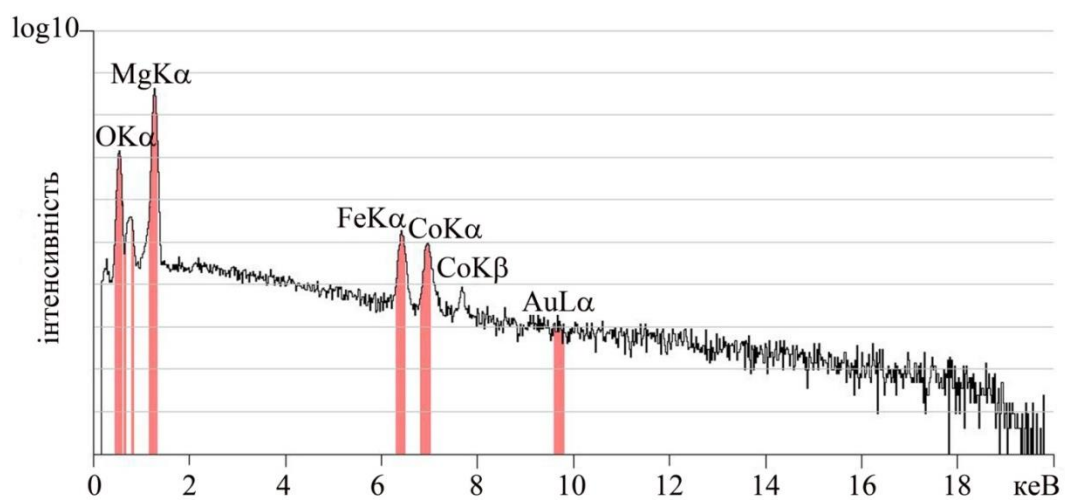


Рис. 2.6. Типовий вигляд енергодисперсійного спектру, який був знятий для системи Au/Co/Fe/(100)MgO

цього розв'язується система з наступних рівнянь:

$$C_A + C_B + C_C = 100\%,$$

$$C_B / C_C = k_{BC} (I_B / I_C),$$

$$k_{AB} = k_{AC} / k_{BC},$$

де C_i – концентрація певного елементу;

I_i – інтенсивність рентгенівського випромінювання для певного елементу;

k_{ij} – фактор Кліфа-Лорімера.

Похибка визначення концентрацій компонент на основі спектрів ЕДА становить $\cong 5\%$. Енергодисперсійний аналіз проводився для систем, в яких утворюються тверді розчини (плівки на сонові Fe та Cr), або в яких верхній шар двошарової плівки має товщину $d \cong 1 - 4$ нм (плівки Ag з покриттям Co, Cu та Cr) і повністю дифундує по межах зерен у нижній шар [129]. Значення концентрацій компонент, що були отримані експериментально, порівнювалися з розрахунковими даними (таблиця.2.1).

З таблиці видно, що значення цих концентрацій співпадають у межах похибки експерименту. Це дозволяє використовувати формулу (2.1) для оцінки вмісту компонент плівкових систем на основі Fe, Co, Cr, Ag, Au.

Розрахункові дані визначалися за формулою для трьохкомпонентної системи:

$$c_i = \rho_i d_i / (M_i \sum_{i=1}^3 \rho_i d_i / M_i), \quad (2.1)$$

де ρ_i – густина матеріалу;

d_i – ефективна товщина шару;

M_i – молярна маса елементу.

Дана формула може бути застосована для розрахунку концентрацій і у випадку дво- та багатокомпонентних плівкових систем.

Порівняння значень загальних концентрацій компонент у плівках

Система	Експериментальні дані			Розрахункові дані		
	c_{Fe} ат.%	c_{Cr} ат.%	c_{Au} ат.%	c_{Fe} ат.%	c_{Cr} ат.%	c_{Au} ат.%
Au(3)/Cr(3)/Fe(25)/П	77,8	10,3	11,9	79,6	9,4	11
Au(3)/Cr(11)/Fe(12)/П	50,4	40,3	9,3	51,9	40,8	7,2
Au(3)/Cr(2)/Fe(30)/П	87,3	2,2	10,5	85,5	5,2	9,3
	c_{Fe} ат.%	c_{Co} ат.%	c_{Au} ат.%	c_{Fe} ат.%	c_{Co} ат.%	c_{Au} ат.%
Au(3)/Co(30)/Fe(30)/MgO	44,4	47,9	7,6	46,1	49,3	4,6
	c_{Ag} ат.%	c_{Cr} ат.%	c_{Au} ат.%	c_{Ag} ат.%	c_{Cr} ат.%	c_{Au} ат.%
Au(2)/Cr(2)/Ag(35)/П	92,2	3,6	4,2	91,1	3,7	5,2
Au(1)/Cr(1)/Ag(35)/П	93,3	2,7	4,0	93,5	3,7	2,7

2.2.3. Атомно-силова мікроскопія та еліпсометрія [119, 130-134]

Для дослідження морфології поверхні, у тому числі визначення розмірів її нерівностей, використовувався метод АСМ, який дозволив отримати знімки поверхні у топографічному та профільному режимах (тривимірне зображення), а також розрахувати статистичні параметри нерівностей та побудувати профіль поверхні вздовж виділеної прямої. Даний метод дозволив проаналізувати зміну розмірів кристалітів при відпалюванні зразків. Для досліджень використовувалися атомно-силові мікроскопи Dimension Edge компанії Bruker та Feica microscope (рис.2.7), який керується за допомогою контролеру SCANcontrolC та програмного забезпечення Ultra Objective SIScanPanel, що знаходиться в Інституті фізики університету ім. Й. Гуттенберга у м. Майнц (Німеччина). Сканування проводилося у безконтактному режимі зі швидкістю 1 лінія/сек. Область сканування варіюватися від 40x40 мкм до 5x5 мкм для АСМ Feica microscope та до 2x2 мкм для АСМ Dimension Edge [119, 133].

За допомогою АСМ були отримані знімки у режимі топології, тривимірні знімки поверхні та профілі, які дозволили оцінити середній розмір кристалітів.

Метод еліпсометрії також дозволяє оцінити шорсткість поверхні плівок. Крім того, він дає змогу визначити оптичні параметри та густину тонких шарів, наявність проміжного шару у багатошарових структурах, що виникає внаслідок дифузійних процесів. Усі ці параметри для кожного шару можна знайти розв'язуючи обернену задачу еліпсометрії.

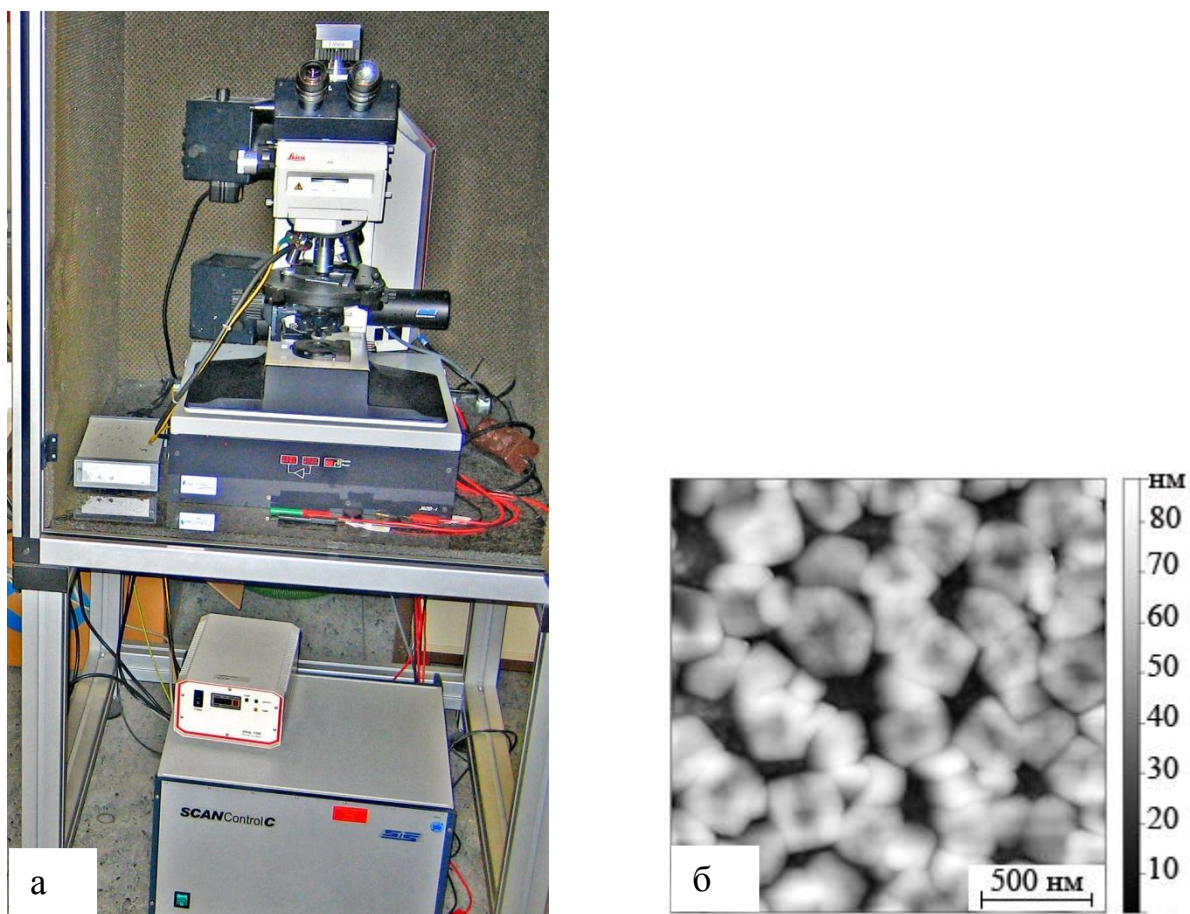


Рис. 2.7. Атомно-силовий мікроскоп (а) та знімок, який був отриманий в режимі топографії для системи на основі Fe та Co після відпалювання до 750 К (б)

Параметри еліптично-поляризованого світла та оптичні постійні шару пов'язані між собою співвідношеннями Френеля. Таким чином, у ході експерименту вимірюються такі величини, як головний азимут (ψ) та різниця фаз (Δ) при відомому куті падіння (θ) поляризованого світла. Основне рівняння еліпсометрії дозволяє за відомими експериментальними значеннями ψ та Δ знайти параметри системи, яка досліджується [135]. Блок-схема еліпсометричної установки та хід променів наведені на рис. 2.8. Монохроматичне неполяризоване світло від He-Ne лазера зі змінною довжиною хвилі проходить крізь поляризатор та стає плоскополяризованим. Після відбиття від зразка між електромагнітними коливаннями, які перпендикулярні до площини пучка (s – коливання) та паралельні їй (p – коливання) виникає різниця фаз Δ . Світло набуває еліптичної поляризації. При певному повороті аналізатору світло, що проходить крізь нього повністю гаситься. Це фіксує детектор. Значення кутів повороту аналізатора та поляризатора пов'язані зі значеннями ψ та Δ .

Дослідження проводились на еліпсометрі компанії THORLABS в Інституті фізики Словацької академії наук (м. Братислава, Словаччина). Кут падіння променя на поверхню зразка для цього приладу складав 70° або 90° . Довжина хвилі лазера варіювалася в інтервалі (380 – 900) нм, а параметри ψ та Δ відповідно в інтервалах $0^\circ - 90^\circ$ та $0^\circ - 360^\circ$ [131, 134].

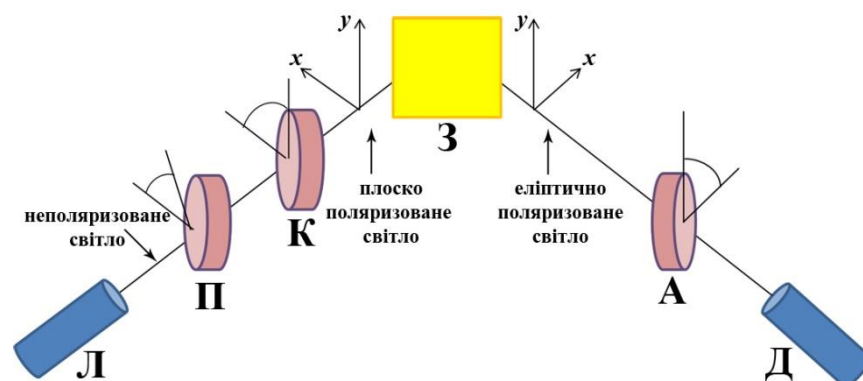


Рис. 2.8. Схематичне представлення еліпсометричної установки: Л – лазер, П – поляризатор, К – компенсатор, З – зразок, А – аналізатор, Д – детектор (фотоелектронний помножувач).

Як зазначалося вище, залежність між оптичними постійними шару та параметрами еліптично-поляризованого світла встановлюється на основі співвідношень Френеля:

$$\Psi = \left(\operatorname{Re} \left(\frac{r_P}{r_S} \right) \right) \cdot \frac{180}{\pi}, \quad (2.2)$$

$$\Delta = \left(\operatorname{Im} \left(\frac{r_P}{r_S} \right) \right) \cdot \frac{180}{\pi}, \quad (2.3)$$

де r_P та r_S – це загальні коефіцієнти відбиття для хвиль з s - та p -поляризацією, які визначаються з урахуванням комплексної складової коефіцієнту розсіювання хвилі φ у товщині (d) шару:

$$r_P = \frac{r_{ij}^P + r_{P+1} \cdot \varphi^2}{1 + r_{P+1} \cdot r_{ij}^P \cdot \varphi^2}, \quad (2.4)$$

$$r_S = \frac{r_{ij}^S + r_{S+1} \cdot \varphi^2}{1 + r_{S+1} \cdot r_{ij}^S \cdot \varphi^2}, \quad (2.5)$$

$$\varphi = \exp(ik_j d_j),$$

де i – уявна одиниця;

k_j – компонента хвильового вектору в шарі j ;

r_{ij} – коефіцієнти для s - та p -поляризації, які визначаються наступним чином:

$$r_{ij}^S = \frac{n_i \cos \theta_i - n_j \cos \theta_j}{n_i \cos \theta_i + n_j \cos \theta_j} \exp \left[-2 \left(\frac{4\pi^2}{\lambda^2} n_j n_i \cos \theta_j \cos \theta_i \right)^{1/2} \sigma_j \right], \quad (2.6)$$

$$r_{ij}^P = \frac{n_i \cos \theta_j - n_j \cos \theta_i}{n_i \cos \theta_j + n_j \cos \theta_i} \exp \left[-2 \left(\frac{4\pi^2}{\lambda^2} n_j n_i \cos \theta_j \cos \theta_i \right)^{1/2} \sigma_j \right], \quad (2.7)$$

де n – комплексний коефіцієнт відбиття;

θ_i – кут падіння хвилі на i -й шар;

σ_i – середньоквадратичне значення шорсткості i -го шару.

Розв'язок оберненої задачі еліпсометрії полягає у знаходженні таких параметрів кожного шару плівкової системи, при яких відхилення розрахункових значень ψ та Δ від експериментальних є мінімальним [130, 132]. Цей метод дозволяє визначити не тільки оптичні параметри кожного шару, а й товщину, шорсткість та густину. Тому, є ефективним при аналізі структурно-фазового стану багат шарових плівкових структур.

2.3. Методи дослідження дифузійних процесів, електрофізичних, магніторезистивних і магнітооптичних властивостей плівкових систем

У роботі досліджувалися магніторезистивні, магнітооптичні та електрофізичні властивості плівкових систем, що можуть використовуватися як елементна база електроніки. Як зазначалося раніше, дифузійні процеси впливають на надійність пристроїв на основі плівкових систем. Тому їх необхідно враховувати при аналізі властивостей багат шарових структур, особливо після термообробки.

Визначення наявності та інтенсивності дифузійних процесів у плівкових системах на основі Fe, Co та Cr проводилося за допомогою методів ОЕС та ВІМС. Ці методики дозволили побудувати дифузійні профілі та проаналізувати інтенсивність протікання КСД, ТД та іонно-стимульованої дифузії (ІСД). За допомогою декількох відомих теоретичних моделей на основі отриманих профілів були розраховані коефіцієнти різних типів дифузії та оцінені значення середнього розміру зерен.

Для двошарових плівкових систем на основі Fe/Co, Fe/Cr з різною товщиною і температурою відпалювання та спін-вентильних структур на їх основі проводилися дослідження магніторезистивних властивостей та магнітооптичного ефекту Керра. При аналізі отриманих результатів враховувалися структурно-фазовий стан систем та інтенсивність протікання в них дифузійних процесів.

Для плівок Ag та Au з тонким покриттям ($d \cong 3$ нм) з Cr, Co та Cu досліджувалися електрофізичні властивості (при деформації до 1%) та розраховувалися параметри електроперенесення.

2.3.1. Методи оже-електронної спектроскопії та вторинно-іонної мас-спектрометрії [119, 136-142]

Для дослідження елементного складу та інтенсивності протікання дифузійних процесів у двошарових плівках на основі Fe та Cr використовувалась неруйнівна ОЕС. Вона дозволила оцінити коефіцієнти конденсаційно-стимульованої та термічної дифузії. Вимірювання проводились *in situ* у високовакуумній камері при тиску залишкових газів 10^{-8} Па за допомогою OCI Vacuum Microengineering Auger-spectrometer. Під час термовідпалювання тиск у камері зростає до 10^{-6} Па. Зразки осаджувалися на скляних підкладках таким чином, щоб можна було оцінити коефіцієнти дифузії для обох матеріалів, тобто досліджувалися системи Fe/Cr/П, Cr/Fe/П. Оскільки, глибина аналізу ОЕС складає ≤ 3 нм, то при дослідженні КСД у двошарових зразках, оже-профілі фіксувались під час осадження при кожному збільшенні товщини верхнього шару на (0,5 – 1) нм (рис.2.9). Це дозволило побудувати залежності відносної концентрації елементів від товщини. При дослідженні термічної дифузії оже-профілі фіксувались при збільшенні температури відпалювання від 300 до 683 К протягом п'яти годин.

Для генерації оже-сигналу використовувався пучок первинних електронів з енергією 3 кеВ, струмом 2 мА та діаметром 0,3 мм. Такі параметри виключають

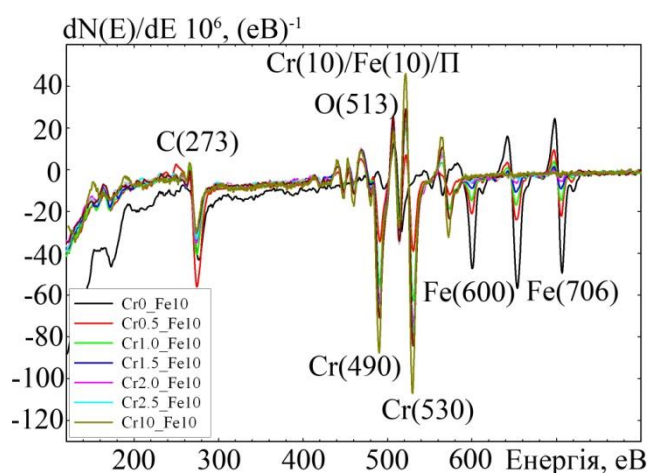


Рис. 2.9. Оже-спектр системи Cr(10)/Fe(10)/П знятий при конденсації верхнього шару Cr

вплив електронно-стимульованої дифузії [136] на результати досліджень. Товщина шарів визначалася за допомогою трьох кварцових резонаторів. Два з них використовувалися для вимірювання товщини матеріалу, а третій замінював підкладку при калібруванні. Швидкість конденсації для системи Fe/Cr становила: $\omega_{Cr} = (0,01 - 0,02)$ нм/с, $\omega_{Fe} = (0,01)$ нм/с.

Профілі перебудовувались у диференційованих координатах, для того щоб виділити піки саме від оже-електронів та зменшити сигнал від вторинних та розсіяних електронів. Інтенсивність сигналу для певного матеріалу при різних товщині чи температурі відпалювання визначалася за одним найбільш характеристичним піком. Далі, з урахуванням факторів елементної чутливості розраховувалися значення атомних концентрацій кожного елемента у системі, що складається з N компонент:

$$c_a = \frac{I_a / S_a}{\sum_{i=1}^N I_i / S_i} \cdot 100\%,$$

де c_a – атомна концентрація певного елемента;

I_a – інтенсивність характеристичного піку;

S_a – відносний фактор елементної чутливості (табличні данні). Він показує у скільки разів величина оже-сигналу від зразка, що виключно складається з атомів певного сорту, відрізняється від тієї ж величини для стандарту (зазвичай чисте срібло). Наприклад, для елементів Fe та Cr ця величина відповідно дорівнює 0,2 та 0,32 од.

Метод ОЕС не сприяє виникненню електронно- чи іонно- стимульованої дифузії та «ефекту кратера» через відсутність травлення іонами та правильно підібраними параметрами електронного пучка. Тому, дифузійні профілі, що були отримані за допомогою цього методу можна використовувати для розрахунку коефіцієнтів КСД та ТД [136-139].

При дослідженні впливу матеріалу підкладки на магніторезистивні і магнітооптичні властивості та дифузійні процеси у системі Au(3 нм)/Co(30 нм)/Fe(30 нм)/П, дифузійні профілі визначалися за допомогою

вторинно-іонної мас-спектрометрії. Вимірювання проводились на спектрометрі MS 7201M з первинними іонами Ar^+ . Швидкість травлення була досить низькою (0,5 нм/хв), для того щоб максимально знизити вплив іонно-стимульованої дифузії (ІСД) та «ефекту кратера» на вигляд профілів. На рис. 2.10 як приклад наведений вигляд дифузійного профілю для системи Au(3 нм)/Co(30 нм)/Fe(30 нм)/(100)MgO. Результати дослідження впливу КСД представлені у координатах $I/I_0(d)$, де d – це товщина верхнього шару I/I_0 – відносне значення інтенсивності піків для певного елемента. Аналіз дифузійних профілів для системи Co(30 нм)/Fe(30 нм)/П при різних матеріалах підкладки показав, що інтенсивність їх протікання нижча у системі, яка вирощена орієнтовано на підкладці (100)MgO. Крім того, у всіх випадках має місце ефект Кіркендалла [119].

Оцінка впливу КСД та ІСД на вигляд дифузійних профілів проводилася за допомогою співвідношення:

$$D_k = l_k^2 / \tau_k, \quad (2.8)$$

де l_k – довжина дифузійного пробігу;

τ_k – час конденсації [143,144].

Оцінка ефективних коефіцієнтів термічної дифузії проводилася наступним чином:

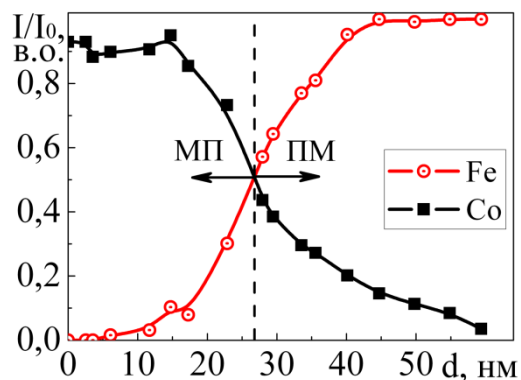


Рис. 2.10. Дифузійний профіль, що побудований на основі експериментальних даних ВІМС для системи Au(3 нм)/Co(30 нм)/Fe(30 нм)/(100)MgO. МП – межа поділу, ПМ – площина Матано.

$$D_{m0} = (l_m - l_k)^2 / \tau_m, \quad (2.9)$$

де l_T – довжина дифузійного пробігу атомів у випадку ТД;

τ_T – час відпалювання системи.

Результати розрахунків за формулами (2.8 та 2.9), які були проведені на основі експериментальних даних ВІМС, можуть слугувати лише для оцінки інтенсивності протікання дифузійних процесів, оскільки має місце похибка через наявність ІСД та «ефекту кратера». На основі даних оже-спектроскопії можна досить точно визначити коефіцієнти КСД та ТД. У пункті 2.3.2 представлені теоретичні моделі за якими велися розрахунки коефіцієнтів дифузії на основі ОЕС та їх порівняльна характеристика.

Обробка експериментальних даних ОЕС, побудова дифузійних профілів та розрахунок коефіцієнтів дифузії різними математичними методами проводилися за допомогою програмного забезпечення (ПЗ), що було розроблене в середовищі LabVIEW 2010. Інтерфейс додатку наведений на рис. 2.11 [140-142]. Програмне забезпечення дозволяє точно визначати положення необхідного характеристичного піку, не зважаючи на наявність «хімічних зсувів», які можуть бути викликані фазоутворенням [145]. Крім того, ПЗ автоматично визначає інтенсивності необхідних піків та будує дифузійні профілі.

2.3.2. Розрахунок коефіцієнтів дифузії

Під час конденсації верхнього шару двошарової плівки має місце ЗД, а при відпалюванні системи переважає об'ємна, що пояснюється насиченням МЗ атомами нижнього шару вже при конденсації верхнього [31]. Тобто необхідно враховувати обидва механізми протікання дифузії. У розробленому програмному забезпеченні для розрахунку КСД використовувалося шість відомих математичних моделей, а для розрахунку ТД – чотири. Кожен з цих алгоритмів має певні обмеження і недоліки, тому були визначені методи, які найбільше підходять для оцінки інтенсивності

дифузійних процесів саме в системах, що досліджувалися. Похибки розрахунків визначались за допомогою співвідношення Бесселя.

Найбільш поширеним алгоритмом визначення коефіцієнтів КСД є графічний метод Матано [146]. Координата x , на якій у кожний момент часу визначається концентрація певного елемента, відраховується не від межі поділу шарів, а від площини Матано (x_m). Цей метод дозволяє розрахувати коефіцієнт взаємної дифузії компонент D_{B3} , за допомогою якого визначають коефіцієнти дифузії кожного елемента. Розрахункова формула має наступний вигляд:

$$D_{B3} = \frac{1}{2\tau} \frac{dx}{dc} \int_{c_1}^{c_0} (x_m - x) dc' \quad \text{де} \quad x_m = \frac{1}{c_2 - c_1} \int_{c_1}^{c_2} x dc', \quad (2.10)$$

де x_m – координата площини Матано, через яку потоки атомів в обидві сторони рівні (зазвичай вона не співпадає з межею поділу шарів);

τ – час дифузії;

$c' = c/c_0$ – відносна концентрація певного елемента, яка визначається з концентраційного профілю.

Метод Матано використовується для плівок як із необмеженою так і з обмеженою розчинністю. В останньому випадку на дифузійній кривій є ділянка, яка не дає внеску в інтеграл і її необхідно виключати [42]. Загалом, цей алгоритм може використовуватися для монокристалів, полікристалів та інтерметалідів [147].

Крайова задача методу Матано включає одновимірне рівняння Фіка з початковими умовами: $c(x < x_0, \tau = 0) = c_1$ та $c(x > x_0, \tau = 0) = c_2$, але експериментально реалізувати цю умову (концентраційний профіль у вигляді сходинки) важко. Тому, при розрахунку коефіцієнтів дифузії методом Матано вноситься похибка, величину якої складно урахувати. Похибка збільшується на кінцях концентраційної кривої.

Для підвищення точності визначення коефіцієнту дифузії необхідно, щоб крайова задача більше відповідала умовам проведення експерименту, а саме був відсутній дифузійний потік через межі зразка. Розв'язок такої крайової задачі можна

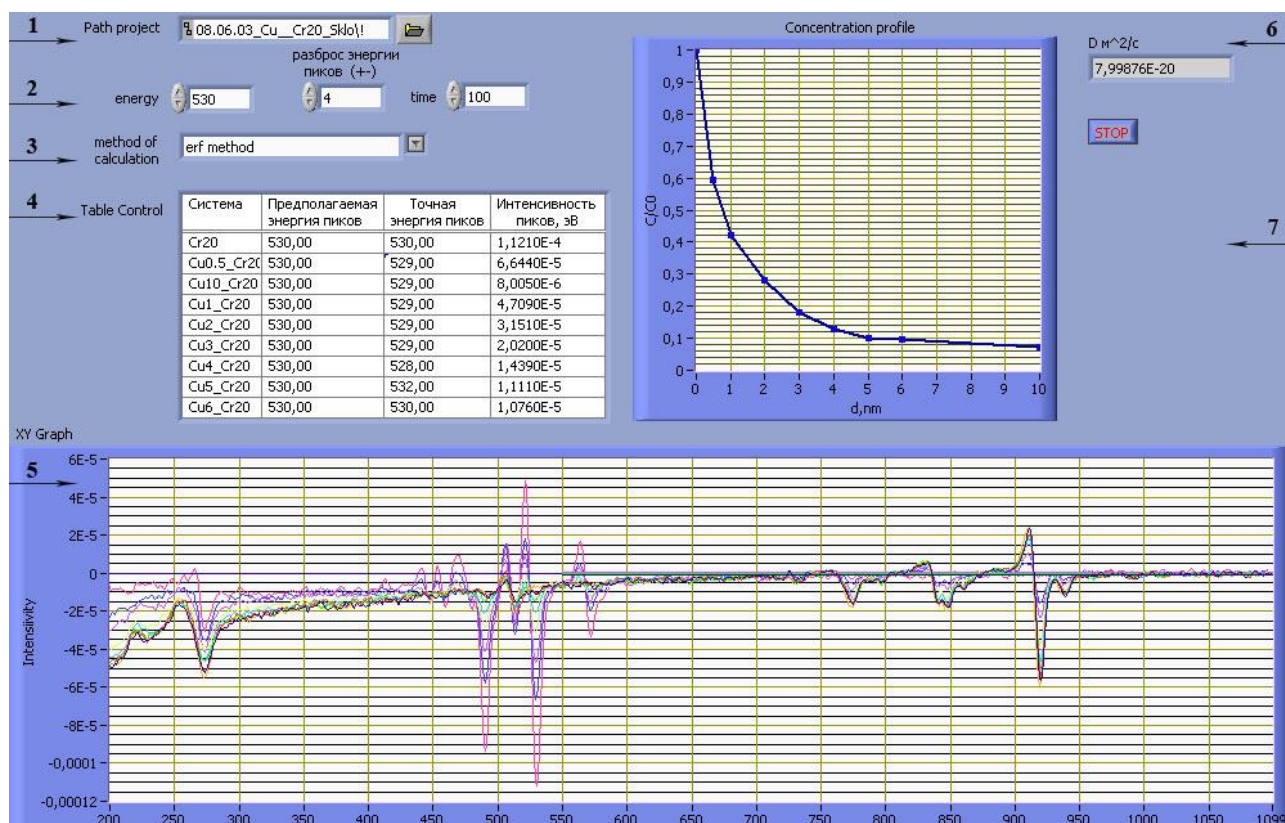


Рис. 2.11. Интерфейс розробленого програмного забезпечення для обробки експериментальних даних ОЕС: 1 – поле для завантаження експериментальних даних; 2 – область для введення необхідних для розрахунку параметрів (часу дифузії та енергії характеристичного піку, на якому буде вимірюватися інтенсивність); 3 – область для вибору моделі розрахунку; 4 – таблиця для виведення проміжних даних; 5 – оже-спектри, які зафіксовані при збільшенні товщини верхнього шару системи, або при її відпалюванні; 6 – область для виведення розрахованого значення коефіцієнту дифузії; 7 – концентраційних профіль для певного елемента.

отримати, якщо концентраційний профіль для двошарової плівкової системи дзеркально відобразити в обидві сторони. Отримаємо парну періодичну функцію з періодом $2l$, яку можна розкласти в ряд Фур'є [148] (2.11).

Якщо підставити рівняння (2.10) у друге рівняння Фіка, прирівняти коефіцієнти біля косинусів та проінтегрувати до k -ї гармоніки, то отримаємо закон зміни амплітуди у часі, з якого можна виразити D (2.12).

$$c(x, \tau) = c_0 + \sum_{i=1}^{\infty} c_n(\tau) \cos\left(\frac{\pi n x}{l}\right), \quad (2.11)$$

де $c_n(\tau)$ – амплітуда гармоніки з номером n , яка змінюється у часі;

c_0 – концентрація елементу в системі при товщині верхнього шару, що дорівнює нулю;

l – товщина двошарової плівкової системи.

$$\ln \frac{c_k(0)}{c_k(\tau)} = D \left(\frac{\pi k}{l}\right)^2 \tau, \quad (2.12)$$

Цей метод визначення коефіцієнтів дифузії може бути узагальнений і для багатошарової системи. Його перевагою є те, що він може бути використаний, коли початковий розподіл концентрації не має вигляд вертикальної сходинки.

Більшу частину дифузійних задач не можливо розв'язати в аналітичному вигляді, тому часто використовується метод функції помилок Гауса (erf , $erfc$) [149]:

$$c'(x, \tau) = \frac{1}{2} erfc(\eta) = \frac{1}{2} (1 - erf(\eta)) \quad \text{де} \quad \eta = \frac{x + h/2}{2\sqrt{D\tau_1}} - \frac{x - h/2}{2\sqrt{D\tau_2}}, \quad (2.13)$$

де h – товщина матеріалу, що дифундує.

З концентраційного профілю визначається $c(x, \tau)$ та за допомогою першого співвідношення (2.13) розраховується значення $erf(\eta)$. Далі використовуються

таблиці значень функції помилок, які дозволяють визначити параметр η . За відомими часом дифузії τ та координатою x розраховується коефіцієнт дифузії (2.12). Недоліком цього методу є те, що не враховується дифузія по межах зерен.

У більшості випадків, на основі експериментально визначеного концентраційного профілю, коефіцієнти дифузії розраховуються за методом Уїпла. Ця модель враховує два основні типи дифузії: по межах зерен (швидку) та в об'ємі (повільну). Концентраційний профіль можна представити як суму $c' = c'_1 + c'_2$, де c'_1 – коефіцієнт, який обумовлений дифузією на межі поділу шарів, а c'_2 описує дифузію з меж зерен в об'ємі кристалітів:

$$c'_1 = c_0 \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{D\tau}}\right), \quad c'_2 = c_0 \operatorname{erfc}\left[\frac{y-d}{2\sqrt{D\tau}}\right] \operatorname{erfc}\left[\frac{x}{2\sqrt{D\tau}}\right],$$

де c_0 – концентрація на межі поділу шарів ($y = 0$), яка не залежить від часу;

d – відстань між паралельними межами зерен;

y, x – точки, в яких визначено значення концентрації.

Якщо межі зерен заповнені матеріалом, що дифундує, то, враховуючи припущення про рівність усіх розмірів зерен ($L \times L$), відносну концентрацію, яка визначається за профілем, можна розрахувати наступним чином:

$$c' = \frac{8\sqrt{D\tau}}{L\sqrt{\pi}} + \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{D\tau}}\right) \left\{ 1 - \frac{8\sqrt{D\tau}}{L\sqrt{\pi}} \right\}, \quad (2.14)$$

Перший доданок у співвідношенні (2.13) описує плато на дифузійному профілі на значній відстані від межі поділу плівок. Другий доданок – тільки біля межі поділу. Цей вираз дозволяє визначити коефіцієнт об'ємної дифузії D , який у свою чергу може бути використаний для розрахунку добутку $D_b s \delta$ (2.15).

Недоліком цієї моделі є те, що вона базується на припущеннях про дифузію у двох напівнескінчених середовищах та дає похибку при розрахунках коефіцієнтів дифузії для тонких плівок.

$$D_{M3}\delta s = 0,66 \left(\frac{\partial \ln c'}{\partial y^{6/5}} \right)^{-5/3} \left(\frac{4D}{\tau} \right)^{1/2}, \quad (2.15)$$

де D_{M3} – коефіцієнт зерномежевої дифузії.

Для оцінки інтенсивності протікання дифузійних процесів у двокомпонентних матеріалах також використовувався метод Лефакіса [143]. Цей алгоритм вважається спрощеним, оскільки при розрахунках не враховуються розміри зерен:

$$D = \frac{d^2}{\pi^2 \tau} \ln \frac{2 \sin \frac{\pi d_1}{d}}{\pi [d_1 / d - c(d_1 \tau) / c_0]},$$

де d – товщина двошарової системи;

d_1 – товщина шару, з якого дифундує елемент;

$c(d_1 \tau)$ – концентрація елемента, що дифундує у певний момент часу τ .

У багатьох роботах для аналізу дифузійних процесів використовується оціночна формула, у якій дифузійна довжина прирівнюється до товщини плівки. Оціночне значення коефіцієнту зерномежевої дифузії розраховується наступним чином: $D = l^2 / \tau$, де l – глибина дифузії.

Деякі з описаних вище методик використовувалися для аналізу термічної дифузії. Розрахунки показали, що коефіцієнти КСД на порядок більші за коефіцієнти ТД.

2.3.3. Обладнання для дослідження магніторезистивних та магнітооптичних властивостей плівкових систем [120, 150, 151]

Важливою характеристикою плівкових систем, які використовуються в пристроях запису-зчитування інформації, сенсорах та датчиках є величина, що характеризує зміну опору зразка при внесенні його у зовнішнє магнітне поле. Вимірювання МО плівкової системи може виконуватися у двох геометріях, які

відрізняються напрямом протікання струму (рис. 2.12). У тому випадку, коли напрям протікання струму паралельний до інтерфейсів між шарами структури, то вимірювання проводяться у паралельній геометрії (CIP – конфігурація тобто current-in-plane). Коли напрям протікання струму ортогональний до площини плівки – це перпендикулярна геометрія (CPP – конфігурація тобто current-perpendicular-to-plane). Вимірювання в CPP-геометрії дещо ускладнені через те, що довжина провідника мала і відповідно опір плівки має невеликі значення, а його зміни при внесенні у магнітне поле складно зафіксувати. При виконанні роботи усі вимірювання магнітоопору проводилися у CIP-геометрії.

Магніторезистивні властивості плівок досліджувалися за допомогою автоматизованої установки, яка була розроблена співробітниками кафедри прикладної фізики [152]. Вимірювання проводилися за чотири-точковою лінійною схемою у трьох геометріях: поздовжній, поперечній та перпендикулярній. При поздовжній геометрії лінії магнітного поля паралельні напрямку протікання струму та площині поверхні плівки, при перпендикулярній – перпендикулярні напрямку протікання струму та площині поверхні плівки, при поперечній – перпендикулярні напрямку протікання струму та паралельні площині поверхні плівки. Керування процесом вимірювання відбувалося за допомогою програмного забезпечення, що було розроблене в середовищі LabVIEW. МО визначався при різних кутах повороту

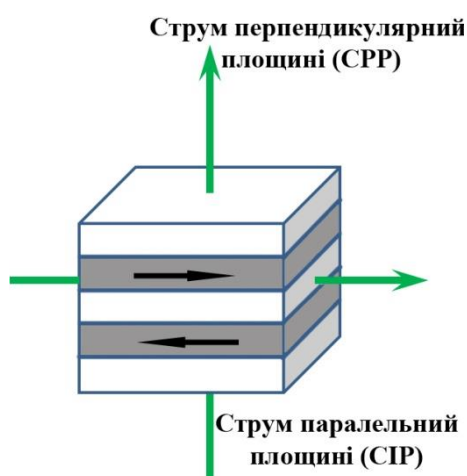


Рис. 2.12. Геометрії вимірювання магнітоопору плівкових систем

зразка відносно напрямку ліній магнітного поля з кроком у 10° . Вимірювання проводились при переході від перпендикулярної до поперечної та від перпендикулярної до поздовжньої геометрії, тобто при повороті від 0 до 90° при різному під'єднанні точкових контактів [150].

Максимальне значення МО для спін-вентильних систем спостерігалось при невеликих кутах повороту зразків ($\approx 10^\circ$), тобто при куті $\approx 80^\circ$ між напрямками ліній магнітного поля та протікання струму [120].

Дослідження магнітооптичного ефекту Керра (МОКЕ) для плівкових систем проводилося на установці в інституті фізики університету ім. Й. Гуттенберга (м. Майнц, Німеччина). Криві намагнічування вимірювалися для двох геометрій: поздовжньої та перпендикулярної (рис. 2.13). Установка для дослідження МОКЕ схематично представлена на рис. 2.14.

При вимірюванні МОКЕ використовуються два магнітооптичні ефекти – це ефект Керра та Фарадея. Перший проявляється у тому, що після відбиття лінійно поляризованого світла від зразка, він стає еліптично поляризованим та площина поляризації повертається. Ефект Фарадея проявляється у зміні поляризації світла при проходженні крізь середовище.

Принцип вимірювання МОКЕ базується на тому, що будується залежність кута повороту Керра (визначається за допомогою модулятора Фарадея) від індукції магнітного поля – петля намагнічування, яка дозволяє визначити індукцію розмагнічування, поле насичення та залишкову намагніченість плівки. При вимірюваннях, світло з довжиною хвилі $\lambda = 670$ нм генерувалося напівпровідниковим лазером Volkraft Labornetzgerat TNG 30. Поляризатор створював лінійну р – поляризацію цього світла. Далі воно проходило крізь збиральну лінзу та

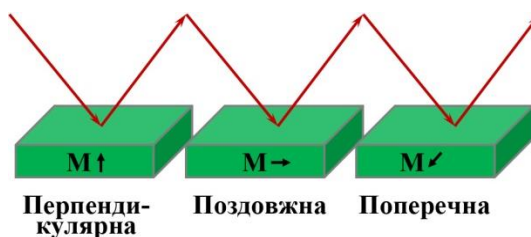


Рис. 2.13. Геометрії вимірювання МОКЕ

відбивалося від поверхні зразка і набувало еліптичної поляризації. Еліптично поляризоване світло проходило через фокусуючу лінзу та модулятор Фарадея, який представляв собою осердя з оптичного скла, що розміщене у соленоїді. Поле, яке було створене соленоїдом повертало площину поляризації. Кут повороту (θ_K – поворот Керра) пропорційний до струму, який протікає через компенсатор, тобто модулятор Фарадея. Система з поляризатору та аналізатору перетворила θ_K у контраст яскравості, який фіксувався фотодетектором. Останній був з'єднаний з синхронізуючим підсилювачем компанії EG&G Princeton Applied Research, який контролював струм модулятора. Таким чином, поворот кута Керра може бути визначений шляхом вимірювання струму компенсації на модуляторі Фарадея.

Бокові грані зразка знаходилися на відстані 2 мм від котушок, які створювали магнітне поле ($B_{\max} = 150$ мТл). Контролер для магнітів GAF 971107 давав максимальне значення струму $I_{\max} = 5,5$ А. При заміні компенсатора на камеру досліджувався процес перемагнічування доменів за допомогою МОКЕ – мікроскопії. Для цього, при високому негативному магнітному полі, коли зразок повністю намагнічений, знімалося фото, яке слугувало фоном. Далі, від усіх зображень, які були зняті при збільшенні поля, віднімався цей фон. Такий метод дозволив зменшити вплив топографічних факторів, таких як подряпини чи оптична дисторсія. Таким чином, були отримані знімки, темні і світлі області яких відповідали магнітним доменам з різними напрямками намагнічування [151].

При вимірюванні МОКЕ у перпендикулярній геометрії, зразок розташовувався таким чином, щоб його поверхня була ортогональна до ліній магнітного поля. Пучок світла проходив крізь отвір в одній із котушок під малим кутом (декілька градусів), відбивався від поверхні та виходив через той самий отвір. Після цього, світло віддзеркалювалося під кутом 90° та потрапляло на модулятор Фарадея (рис.2.14 б). При вимірюванні в обох геометріях кут між аналізатором та поляризатором повинен складати 90° . Ця умова контролювалася за допомогою осцилографу. Для того, щоб визначити еліптичність світла, яке було відбите від поверхні зразка, перед модулятором ставилася чверть-хвильова лінза.

За відомими значеннями Θ_K та еліптичності можна розрахувати оптичні параметри плівок за формулами, які аналогічні до формул Френеля при розрахунку оберненої задачі еліпсометрії (2.2-2.7).

Для визначення таких параметрів, як індукція розмагнічування, залишкове поле намагніченості та поле насичення на основі петель намагнічування було розроблене програмне забезпечення в середовищі LabVIEW. Зображення його інтерфейсу представлено на рис. 2.15.

При дослідженні магнітоопору та МОКЕ використовувалися різні геометрії вимірювання. Крім того, здійснювався поворот зразків на кути α та φ у залежності від методу дослідження (рис.2.16).

Дана методика дала змогу побудувати в полярних координатах залежності B_c від кута повороту зразка (МОКЕ) та оцінити зміни МО при різних кутах між напрямом протікання струму в плівці та силовими лініями прикладеного зовнішнього магнітного поля.

2.3.4. Обладнання для дослідження електрофізичних властивостей плівкових систем на основі Ag (Au), Co, Cr та Cu [153, 154]

Для дослідження тензорезистивних властивостей плівок Ag (Au) з тонким покриттям з Cr, Co та Cu використовувався автоматизований комплекс, що був розроблений співробітниками кафедри прикладної фізики [155]. Зразки отримувалися методом термічного випаровування у вакуумній камері ВУП – 5М. Оскільки, опір отриманих зразків складав десятки Ом, то провідні контакти створювалися низькоомними, щоб зменшити їх вплив на тензорезистивні властивості. Як підкладки використовувалися плівки полістеролу з товщиною $\cong 0,4$ нм. Вони мають гладку відполіровану поверхню та високі еластичні властивості. Недоліком цих підкладок є низька температурна стійкість, але в даному випадку термовідпалювання не проводилося. На полістиролі методом вакуумного осадження формувалися срібні контакти з $d \cong 70$ нм. Для виключення їх впливу на тензорезистивні властивості, підкладки кріпилися до алюмінієвих пластинок таким

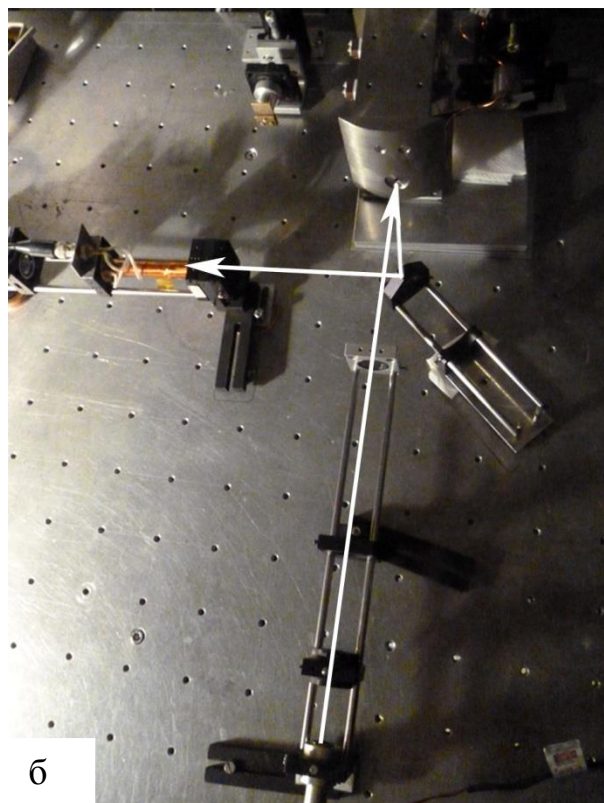
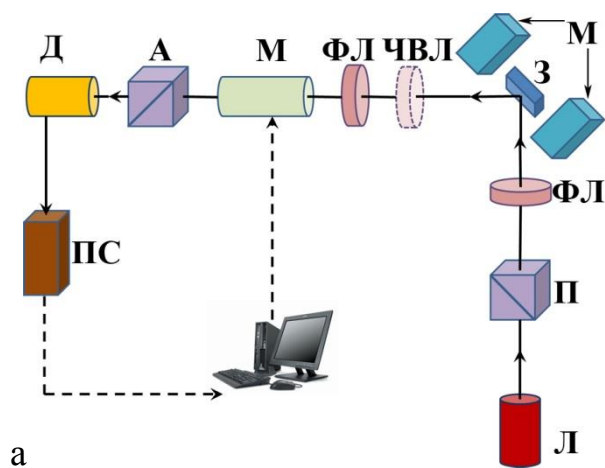


Рис. 2.14. Установка для вимірювання магнітооптичного ефекту Керра у поздовжній (а) та перпендикулярній геометріях (б)

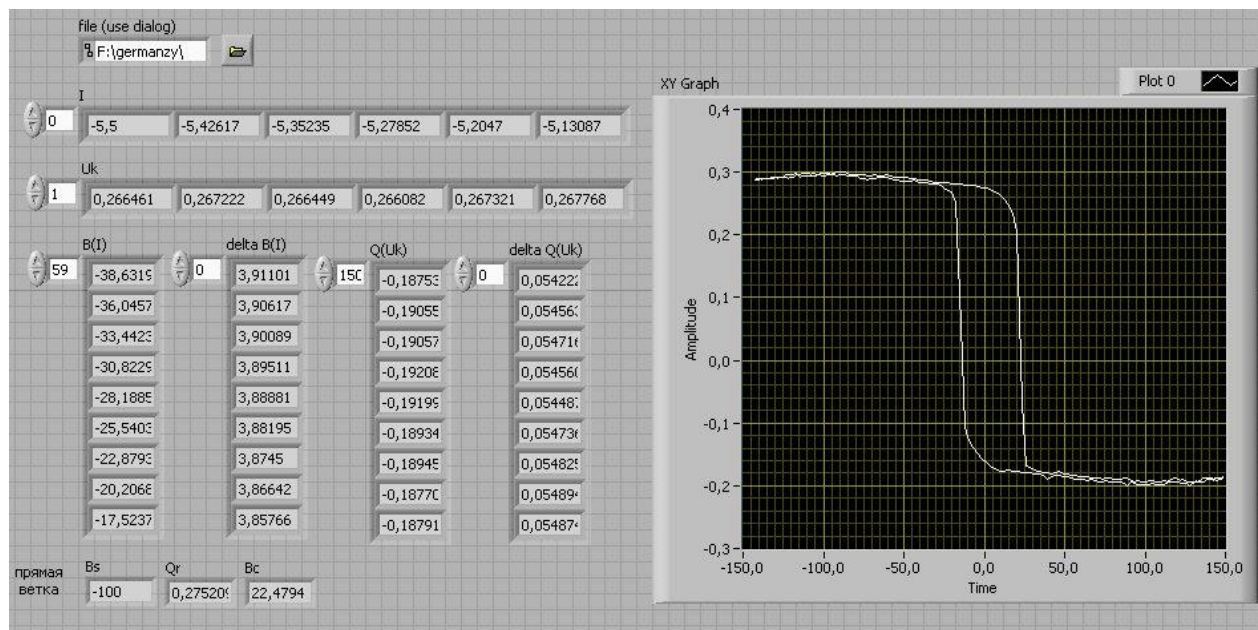


Рис. 2.15. Інтерфейс розробленого ПЗ для визначення магнітних характеристик за експериментальними даними МОКЕ

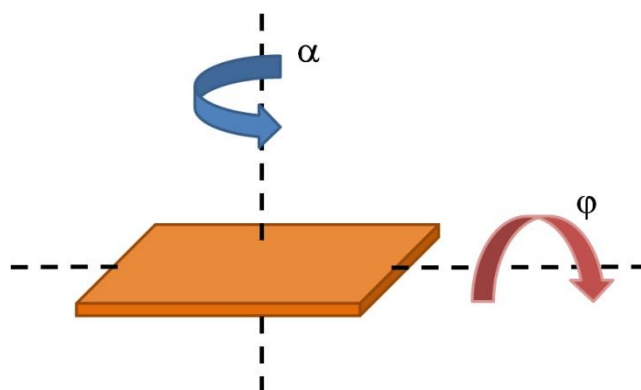


Рис. 2.16. Схематичне зображення кутів повороту зразка при вимірюванні МОКЕ (кут α) та МО (кут φ)

чином, щоб деформуванню підлягала лише плівка та невелика приконтактна область. Товщина зразків у процесі конденсації контролювалася методом кварцового резонатору. Після отримання, плівки видержувалися у вакуумі близько 3 годин для стабілізації електрофізичних характеристик. Після цього, у динамічному режимі знімалися деформаційні криві. Вимірювання тензорезистивних властивостей проводилося на автоматизованій установці, яка була розроблена на кафедрі прикладної фізики [156].

При дослідженні електрофізичних властивостей плівок Ag, Au з тонким покриттям з Cu, Cr та Co з кожним циклом «навантаження – зняття навантаження» процент деформації не збільшувався і дорівнював $\varepsilon_1 = 1\%$ [153, 154].

На основі отриманих експериментальних даних проводилися розрахунки параметрів електроперенесення з використанням лінеаризованого співвідношення К.Тельє, А.Тоссе і К.Пішар [122] (2.16).

Для розрахунку була побудована залежність питомого опору від d^1 . Графік, що представлений в таких спрямляючих координатах, дозволяє визначити питомий опір плівки, що обумовлений розсіюванням носіїв струму на фононах та МЗ (ρ_g). Це дає можливість розрахувати функцію розсіювання на межах кристалітів $f(a)$ (з використанням значення питомого опору монокристалічної плівки Ag). Далі, розраховується параметр зерномежового розсіювання електронів (α) з використанням співвідношення (2.17).

$$\gamma_l d = (\eta_l + 1) \cdot f(\alpha) d - \lambda_0 (1 - p) [(\eta_l + 1) \cdot f(\alpha) H(\alpha) - (1 - \mu') U(\alpha)], \quad (2.16)$$

де γ_l – коефіцієнт поздовжньої тензочутливості;

η_l – деформаційний коефіцієнт λ_0 ;

$f(\alpha)$ – функція розсіювання;

λ_0 – середня довжина вільного пробігу електронів провідності (СДВП);

p – коефіцієнт дзеркальності поверхні плівки;

$H(\alpha)$ та $U(\alpha)$ – протабульовані функції;

μ' – зведений коефіцієнт Пуасона;

α – параметр зерномежового розсіювання електронів.

$$f(\alpha) = 1 - \frac{3}{2}\alpha + 3\alpha^2 - 3\alpha^3 \ln(1 + \alpha^{-1}), \quad (2.17)$$

де $\alpha = \lambda_0 \cdot L^{-1} \cdot R(1-R)^{-1}$, L – середній розмір зерен (визначався з гістограм на рис.3.9);

R – коефіцієнт розсіювання носіїв на МЗ [122].

Для того, щоб визначити коефіцієнт R , будувалась залежність $\gamma_l d(d)$, за допомогою якої розраховувалось значення добутку $\lambda_0(1-p)$. Після підстановки $p \cong 0,15$ (для більшості полікристалічних плівок значення p знаходиться в межах 0 – 0,2 од.), визначалась СДВП, яка у свою чергу використовувалася для розрахунку R за формулою: $R/(1-R) = \alpha \cdot L/\lambda_0$. Така послідовність дій проводилася для кожної пари: чиста плівка Ag чи Au та плівка з покриттям.

Висновки до розділу 2

1. Для проведення комплексних досліджень структурно-фазового стану, морфології та дифузійних процесів у нанорозмірних плівкових системах та спін-вентильних структурах на основі Fe, Co, Cr та Ag, Au використовувались наступні експериментальні методики:

- просвічуюча електронна мікроскопія;
- енерго-дисперсійна рентгенівська спектроскопія;
- оже-електронна спектроскопія;
- атомно-силова мікроскопія.

2. Визначення кореляції між структурно-фазовим станом та магнітними й електрофізичними властивостями плівкових систем та спін-вентильних структур на основі Fe, Co, Cr та Ag, Au здійснювалось за допомогою методів дослідження магнітооптичного ефекту Керра, магніторезистивних та тензорезистивних властивостей. Вимірювання магнітооптичних та магніторезистивних властивостей проводилося в різних геометріях та при різних кутах повороту зразків, що дало можливість відслідкувати наявність магнітної анізотропії та вплив змін структурно-фазового стану плівкових систем.

3. Термообробка двошарових плівкових систем Fe/Co, Fe/Cr та спін-вентильних структур в інтервалі температур від 300 до 750 К дозволила дослідити протікання процесів дифузії, фазоутворення, збільшення розміру кристалітів та їх вплив на магніторезистивні й магнітооптичні властивості зразків, що досліджувалися.

4. Для визначення інтенсивності протікання дифузійних процесів у плівкових системах використовувалися відомі теоретичні моделі розрахунку коефіцієнтів дифузії на основі концентраційних профілів. Для підвищення точності було розроблено програмне забезпечення, яке дозволило вибирати алгоритми розрахунків у залежності від плівкової системи, що досліджується.

РОЗДІЛ 3

СТРУКТУРНО-ФАЗОВИЙ СТАН ПЛІВКОВИХ СИСТЕМ Fe/Co, Fe/Cr та Ag(Au)/Co(Cr, Cu)

Сучасним напрямом розвитку електроніки є спінтроніка – наука, що вивчає властивості матеріалів із спін-залежним розсіюванням електронів, зокрема мультишари, гранульовані сплави та спін-вентильні системи, які мають високі значення МО [114]. У залежності від області використання, до магнітних характеристик цих структур висуваються різні вимоги. Так, наприклад, для магнітного запису потрібні системи, які б мали високі магнітну проникність, температуру Кюрі, поле насичення та наявність одновісної магнітної анізотропії [5,86]. З цієї точки зору феромагнітні (Co, Fe, Ni), парамагнітні (Cr) метали та їх сплави являються важливими магнітними матеріалами. Вони використовуються в спін-класанних структурах з немагнітними прошарками на основі Au, Ag та Cu [31,81,94]. Магнітні властивості систем, що описані вище, вивчені вже досить детально: Fe/Cr [157, 31], Co/Au [158], Co/Ag [158-160]. Однак, залишаються питання стосовно впливу температури на їх магнітні характеристики, оскільки фазоутворення, рекристалізаційні та дифузійні процеси, які виникають при відпалюванні, можуть привести до зміни обмінної взаємодії між магнітними шарами та порушити антиферомагнітне чи феромагнітне впорядкування [31,161].

Предметом досліджень були магнітооптичні та магніторезистивні властивості спін-вентильних структур в умовах фазоутворення. Вибір матеріалів для дослідження проводився з наступних міркувань. Магнітні властивості плівкових систем на основі Fe та Cr вивчені вже детально [27,129,162], тому нами були дослідженні лише фазоутворення та інтенсивність протікання дифузійних процесів в них. Досить поширеними є спін-вентилі на основі Co та Au, оскільки вони мають високі значення магнітоопору, крім того шари Co забезпечують одновісну магнітну анізотропію [91]. Однак, при відпалюванні таких структур, утворюється твердий розчин ГЦК-(Au,Co), зникає цілісність немагнітного прошарку і відповідно порушується спін-залежне розсіювання електронів. Для

досягнення більшої термічної стабільності системи було вирішено замінити один шар Co на Fe. Структури на основі Fe, Co та Au поєднують високе поле насичення шару Fe та велику анізотропію шару Co [24,90,93,163]. Крім того, використання двох ФМ дозволяє отримати МШ з різними значеннями індукції розмагнічування (B_C). Вибір Au, а не Ag як матеріалу немагнітного прошарку пов'язаний з тим, що величина ефективного коефіцієнту дифузії для пари (Co→Ag) більша ніж для (Co→Au) і становить відповідно $2,8 \cdot 10^{18} \text{ м}^2/\text{с}$ та $0,9 \cdot 10^{18} \text{ м}^2/\text{с}$ при кімнатній температурі [164]. Крім того, середній розмір зерен плівок Ag при відпалюванні збільшується до 5 разів і може досягти $\approx 200 \text{ нм}$, що спричиняє появу прямого зв'язку між ФМ-шарами (по межах зерен Ag) і порушення магнітного впорядкування. Необхідно також враховувати, що через великі розміри зерен, плівки срібла стають суцільними при більшій товщині ніж Au. Умова суцільності прошарку є найважливішою для реалізації роздільного перемагнічування МШ. Але товщина немагнітного матеріалу не повинна перевищувати 10 нм, щоб запобігти шунтуванню всієї системи, зростанню об'ємного розсіювання електронів та ослабленню обмінного зв'язку між магнітними шарами [165].

Ag та Co утворюють гранульований твердий розчин, в якому теж може реалізовуватись спін-залежне розсіювання електронів на магнітних гранулах Co, але останні термічно нестабільні, оскільки зростаються при відпалюванні, що призводить до зниження МО [166]. Тому, у ході експериментальних досліджень вивчалися спін-вентильні системи на основі Fe та Co з немагнітним прошарком (Au). Для кращого розуміння процесів, що протікають у плівкових структурах, проводився аналіз структурно-фазового стану та магнітних властивостей двошарових плівок на основі Fe, Co та Cr, а також вивчався вплив зерномежової дифузії покриттів (Cr, Co, Cu) на параметри електроперенесення у немагнітних плівках Ag та Au. Крім того, були проведені дослідження впливу матеріалу підкладки на інтенсивність протікання дифузійних процесів, магніторезистивні та магнітооптичні властивості системи Co/Fe/П.

3.1. Фазовий та елементний склад двошарових плівкових систем на основі Fe, Co, Cr, Ag (Au) та Cu

3.1.1. Двошарові системи Fe/Cr та Fe/Co [119, 140, 142, 167]

У ході експериментальних досліджень були встановлені оптимальні умови отримання плівок Fe та Co, при яких зразки були суцільними та мали найменшу густину дефектів. Так, наприклад, мікроскопічні дослідження показали, що при конденсації плівки Fe на підігріту до $T_{\text{п}} \cong 450$ К підкладку (температура Дебая для заліза), вона стає суцільною та дає кращу дифракційну картину порівняно з плівкою, що сконденсована на підкладку при кімнатній температурі (рис.3.1) [167]. Автори робіт [168,169] пояснюють покращення кристалічної структури плівки тим, що підігрів підкладки підвищує рухливість адатомів, що абсорбуються. Це сприяє збільшенню поверхневої та об'ємної дифузії, які викликають згладжування невідповідностей у орієнтації, що виникають при рості сусідніх зародків. Таким чином, зменшується площа меж зерен, що призводить до зниження повної енергії плівки. Відповідно, зменшуються і внутрішні напруження, які призводять до втрати зчеплення плівки з підкладкою та її розтріскування.

Таким чином, плівки Fe, які сконденсовані на підігріту підкладку не розтріскуються і дають більш чітку електроннограму. У подальших експериментальних дослідженнях всі зразки, які мали нижній шар Fe, конденсувалися при $T_{\text{п}} \cong 450$ К. При осадженні плівок Fe на шари інших матеріалів, підігрів не здійснювався, оскільки це призвело би до активації термічної дифузії в системі і перемішування шарів.

Дослідження фазового складу двошарових плівок на основі Fe та Cr показало наявність т.р. (Fe,Cr), що утворився на основі α -Fe, у свіжесконденсованих зразках, як і в роботі [170]. На рис. 3.2 представлена мікроструктура та електроннограма від системи Au(3)/Cr(2)/Fe(30)/П. На ній присутні лінії від ГЦК-Au, α -Fe та сліди т.р. (Fe,Cr) (таблиця 3.1). Енергодисперсійний рентгенівський аналіз дозволив визначити відсутність домішок у зразках (рис. 3.3). Додаткові піки, які фіксувалися на спектрах

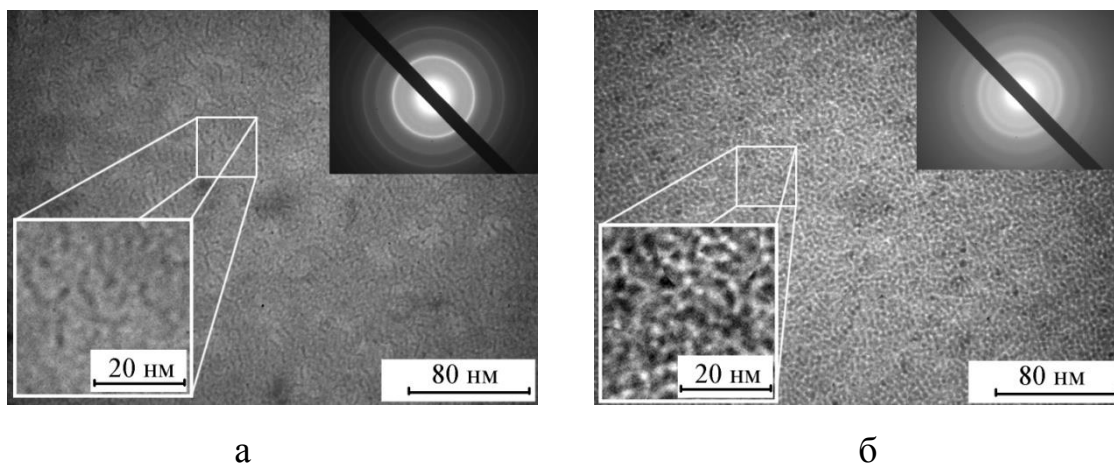


Рис. 3.1. Мікроструктура та електронограма плівки Fe(30)/П, що конденсувалась на підігріту до $T_n \cong 450$ К (а) та на холодну ($T_n \cong 300$ К) підкладку (б)

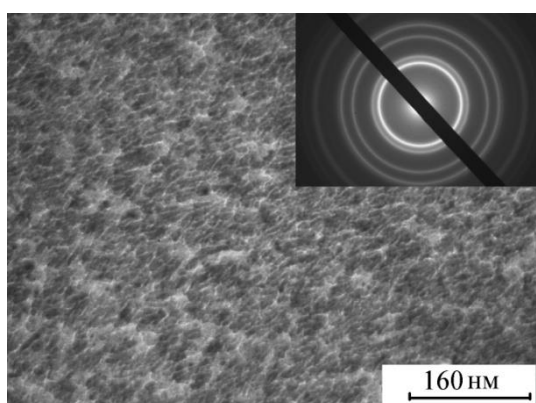


Рис. 3.2. Мікроструктура та електронограма від плівкової системи Au/Cr(2)/Fe(30)/П

Таблиця 3.1

Розшифрування електронограми від системи Au(3)/Cr(2)/Fe(30)/П

№	d_{hkl} , нм	hkl	Фаза	a , нм
1	0,234	111	Au	0,406
2	0,204	110 200	α -Fe Au	0,289 0,408
3	0,202	110	т.р.(Fe,Cr)	0,286
4	0,144	220	Au	0,406
5	0,118	211	α -Fe	0,289
6	0,117	211	т.р. (Fe,Cr)	0,288
\bar{a} (Au) = 0,407 \pm 0,001 нм a_0 (Au) = 0,407 нм $\Delta a = \pm 0,001$ нм			\bar{a} (т.р.(Fe,Cr)) = 0,287 \pm 0,001 нм \bar{a} (α -Fe) = 0,289 \pm 0,001 нм a_0 (α -Fe) = 0,289 нм $\Delta a = \pm 0,001$ нм	

Табличні данні параметрів ґраток (a_0) взяті з [171].

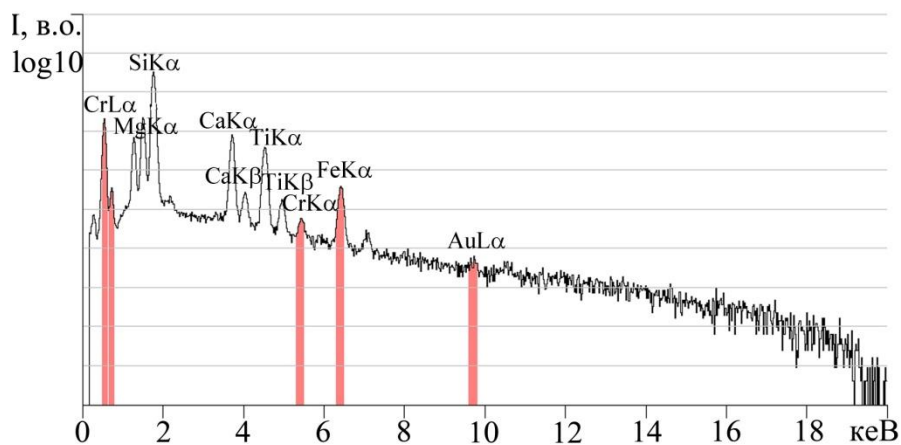
від систем Cr/Fe, відповідають пікам від підкладки (ситалу) (рис.3.3. б) [140, 142].

Проведені також мікроскопічні дослідження двошарових плівок на основі Fe та Co (таблиця 3.2). Встановлено, що до $T_g = 570$ К фіксуються лінії від Au, ОЦК - Fe та ГЦП-Co. Після відпалювання до 770 К з'являються сліди ГЦК-Co та т.р.(Au,Co).

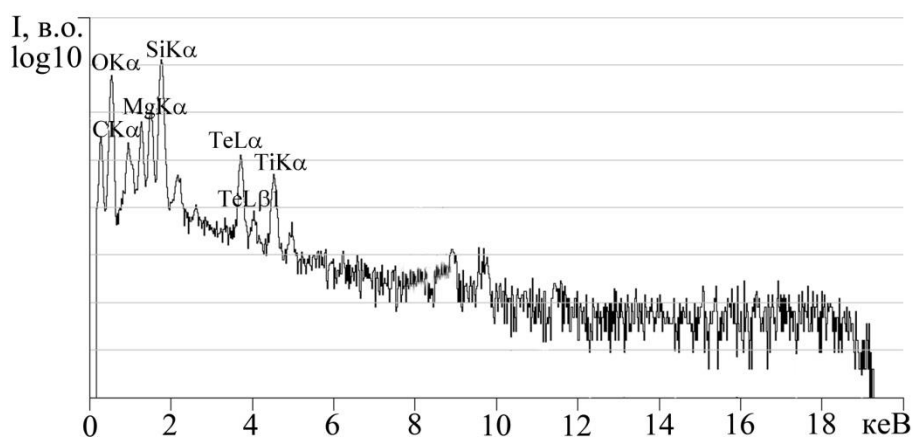
Наявність домішок в плівках перевірялась за допомогою просвічуючого мікроскопу високої роздільної здатності. На рис. 3.4 представлений мікрознімок системи Au(3)/Co(20)/Fe(70)/П після відпалювання до $T_g = 570$ К. Елементний аналіз, що проведений вздовж відміченої прямої (рис.3.5.а) дозволив визначити, що темні області на знімку відповідають острівцевому Au.

Матеріал підкладки та швидкість конденсації суттєво впливають на структурний стан плівок, що конденсуються, їх магнітні характеристики та інтенсивність протікання в них дифузійних процесів. Для дослідження впливу цих параметрів конденсації на зразки, були отримані двошарові плівки Co(30)/Fe(30)/П на аморфній підкладці SiO₂/Si та на монокристалі (100)MgO. Конденсація відбувалась при температурі підкладки $T_{\text{п}} \cong 450$ К. За таких умов острівці Fe мають найменшу шорсткість [122]. Після осадження шару Fe, плівки відпалювалися при 720 К протягом 20 хвилин. У цьому випадку навіть у найтонших шарах (товщина до 1 нм) утворюється не тетрагональна, як було показано в роботі [172], а ОЦК-гратка Fe. Перед конденсацією шару Co, плівки охолоджувалися до кімнатної температури, щоб виключити вплив термічної дифузії. Швидкості осадження Co та Fe мали величину $\omega = 0,15$ і $0,12$ нм/хв відповідно, що забезпечувало епітаксціальний ріст плівки заліза на підкладках MgO.

Кристал оксиду магнію (гратка типу NaCl) [172] як підкладка був вибраний тому, що він дозволяє реалізувати епітаксціальний ріст плівки Fe. Параметри ґраток для ОЦК-Fe та ГЦК-MgO мають величини відповідно 0,287 та 0,422 нм. Епітаксціальний ріст для орієнтації (100)Fe||(100)MgO можливий, оскільки міжатомна відстань вздовж напрямку [110] $d_{\text{MgO}[110]} = 0,295$ нм, і різниця між a_{Fe} та $d_{\text{MgO}[110]}$ становить $\approx 2,8$ %. У цьому випадку реалізується бездефектна епітаксія шару з пружною компенсацією невідповідності [117]. Крім того, система Fe/Co на MgO при певних умовах осадження може мати унікальні магнітні властивості та використовуватися для магнітного запису [173,174] та бути основою для створення спін-фільтру електронів [175].



а



б

Рис. 3.3. ЕДА-спектри від плівки Au(3)/Cr(3)/Fe(25)/П (а) та від підкладки – ситалу (б)

Таблиця 3.2

Фазовий склад плівкової системи Au(3)/Co(20)/Fe(70)/П

T_e, K	300	570	770	800
Склад	ГЦК-Au ГЦП-Co ОЦК-Fe	ГЦК-Au ГЦП-Co ОЦК-Fe	т.р.(Au,Co) ГЦП-Co ГЦК-Co (сліди) ОЦК-Fe	т.р.(Au,Co) ГЦП-Co ГЦК-Co ОЦК-Fe+ГЦК-Fe ₃ O ₄ (сліди)

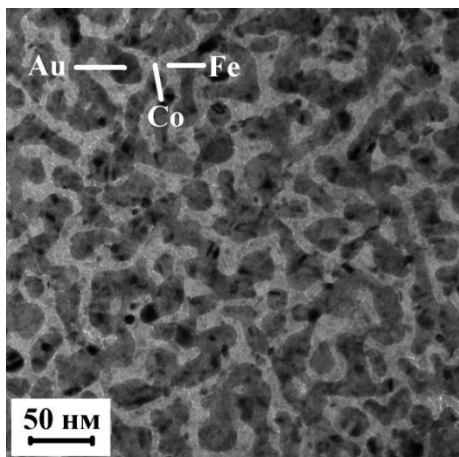
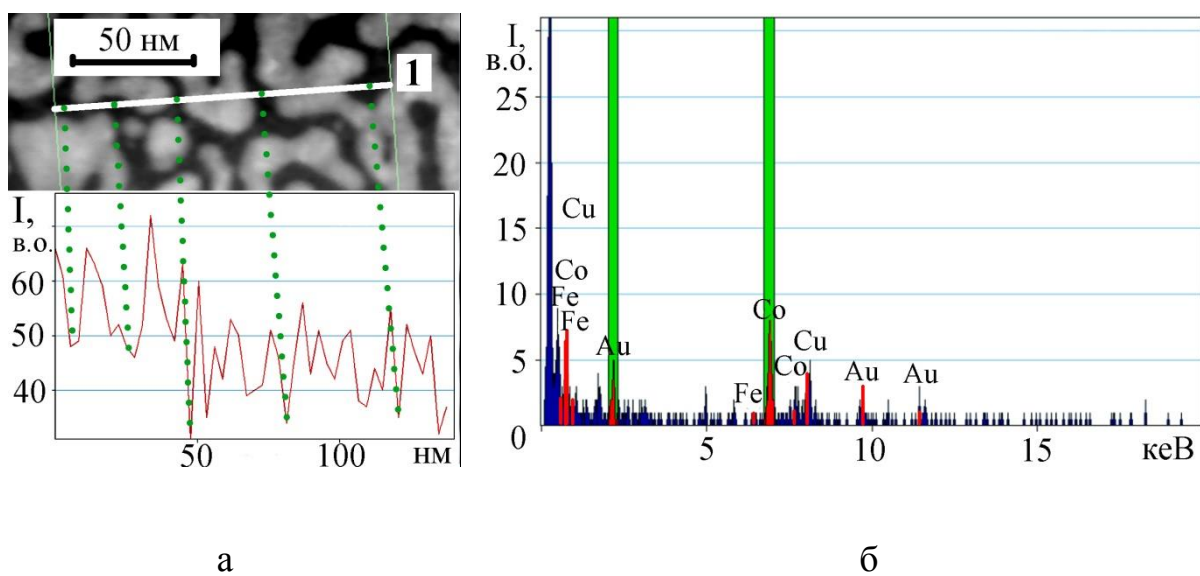


Рис. 3.4. Мікроснімок плівкової системи Au(3)/Co(20)/Fe(70)/Π після відпалю-вання до 570 К



а

б

Рис. 3.5. Мікроснімок плівкової системи Au(3)/Co(20)/Fe(70)/Π, де відмічена лінія (1), вздовж якої проводився елементний аналіз та визначалася концентрація атомів Co (а); ЕДА-спектр для системи Au(3)/Co(20)/Fe(70)/Π (б)

Контроль якості очищення монокристалу та епітаксiального росту плівки Fe проводився *in situ* за допомогою ДПЕ (рис. 3.6). Положення та симетрія рефлексів на рис. 3.6 а вказує на атомарно чисту поверхню [127]. Крім того, цей рисунок підтверджує те, що MgO має ґратку типу NaCl. На рис.3.6 б представлена ДПЕ-картина шару α -Fe, який вирощений орієнтовано на монокристалі. Експериментальні дослідження методом ДПЕ показали розходження з табличними даними: різниця між $a_{0\text{Fe}}$ та $d_{\text{MgO}[110]}$ становить $\approx 6,5\%$. Ця розбіжність пояснюється різними режимами роботи циліндра Венельта та лінз ДПЕ-системи під час отримання знімків від поверхні MgO та Fe. [127]. Крім того, картини дифракції повільних електронів для плівок Fe фіксувалися при товщині плівки $d \cong 30$ нм, а в такому разі виникають дислокації невідповідності, і шар Fe може бути вже не псевдоморфним [117].

Спектри енерго-дисперсійного рентгенівського аналізу, які були отримані для систем Au(3)/Co(30)/Fe(30)/(100)MgO та Au(3)/Co(30)/Fe(30)/SiO₂/Si (рис. 3.7), свідчать про відсутність домішок в досліджуваних зразках, оскільки вони не мають додаткових піків, окрім Fe, Co, Au, Si, Mg та O.

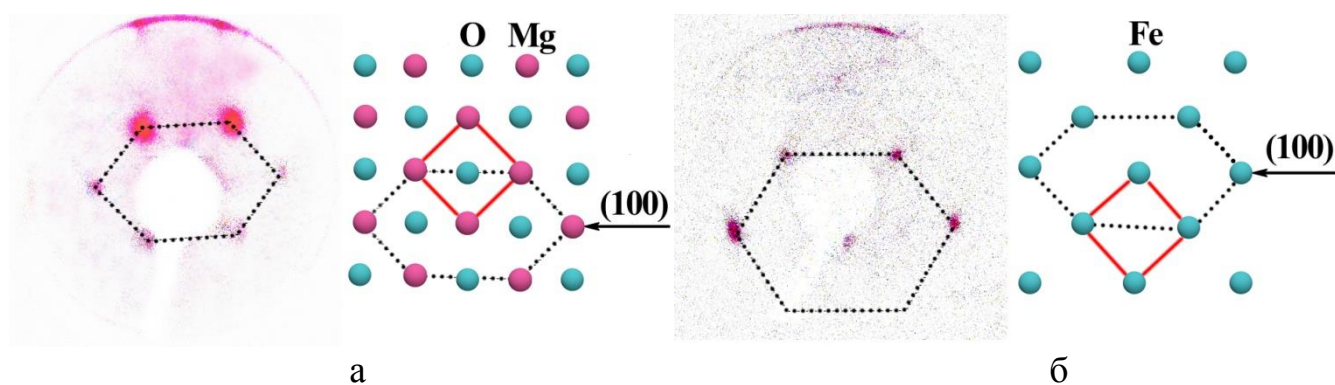
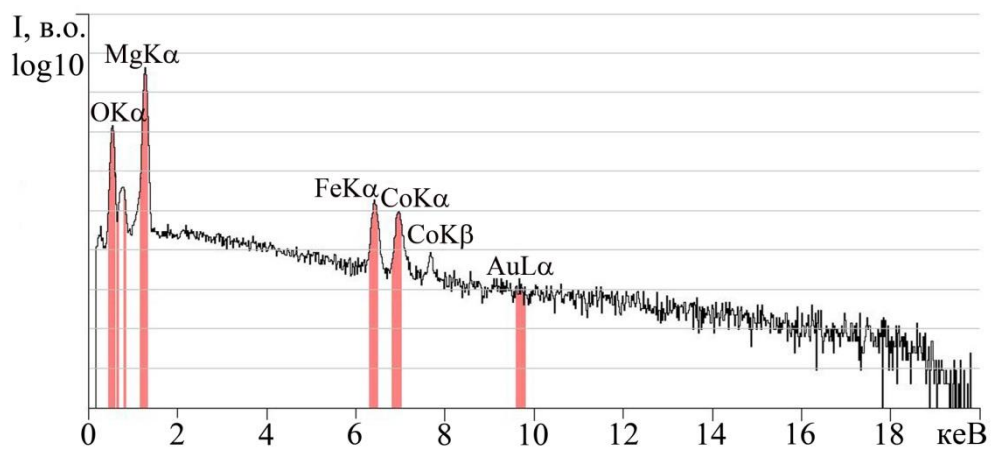
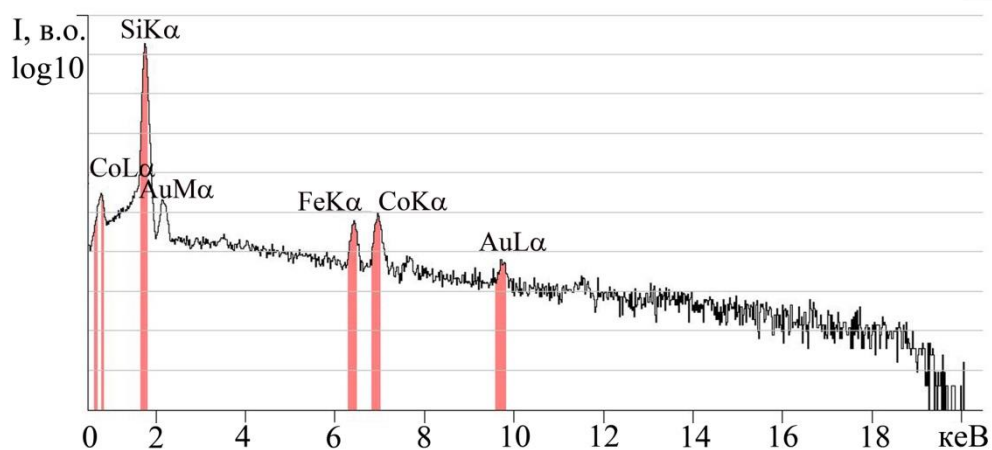


Рис. 3.6. ДПЕ-картина від підкладки (100)MgO при енергії пучка електронів 165 еВ та схематичне зображення структури кристалу MgO (ґратка типу NaCl) у площині з орієнтацією (100) (а); ДПЕ-картина від плівки Fe(30 нм)/(100)MgO при енергії 106 еВ та схематичне зображення структури кристалу ОЦК-Fe в площині з орієнтацією (100) (б). Позначення: атоми Fe, Mg та O



а



б

Рис. 3.7. ЕДА-спектри від систем Au(3)/Co(30)/Fe(30)/(100)MgO (а) та Au(3)/Co(30)/Fe(30)/SiO₂/Si (б)

3.1.2. Плівки Ag з тонким покриттям (до 3 нм) із Cr, Cu та Co [153, 154]

Дифузійні процеси між шарами плівкових структур призводять до зміни їх електрофізичних, магнітооптичних та магніторезистивних властивостей. У тому числі, дифузія у спін-вентильних структурах може викликати порушення цілісності немагнітного прошарку, змінити механізми розсіювання електронів провідності та призвести до порушення обмінного зв'язку між магнітними шарами. Тому, важливим питанням є дослідження впливу дифузійних процесів, зокрема КСД, на параметри електроперенесення немагнітного прошарку. Дослідження проводилися для плівок Ag та Au, що використовуються як прошарки у спін-вентильних структурах [165] чи системах з гранульованими т.р.(Ag,Co) та (Au, Co) [166, 176], які виступають як чутливі елементи датчиків магнітного поля та головок зчитування. На плівки Ag та Au наносилися тонкі покриття (плівки з ефективною товщиною $d \leq 3$ нм) з матеріалів, які мають різні ступені розчинності з благородними металами. Так, наприклад, Cr та Ag(Au) – не змішуються, Cu та Ag(Au) – мають обмежену розчинність та утворюють евтектичну суміш, а Co та Ag(Au) – можуть утворювати т.р. на основі ГЦК-гратки Ag(Au) при відпалюванні. Після конденсації, проводилися вимірювання коефіцієнту тензочутливості плівки без та з наявністю покриття (Cr, Cu та Co). Далі проводилися розрахунки параметрів електроперенесення, зокрема коефіцієнту розсіювання носіїв на межі кристалітів (R) та добутку коефіцієнта дзеркальності поверхні плівки (p) та довжини вільного пробігу електронів (λ_0) – $\lambda_0(1-p)$ [153, 154].

Для того, щоб визначити можливість використання апроксимаційного співвідношення Тельє, Тоссе, Пішар [122] для розрахунку параметрів електроперенесення були дослідженні модельні плівки Ag з різною товщиною (рис.3.8). Розшифрування електронограм показало відсутність домішок у плівках та збіг параметра гратки матеріалу з табличними даними (таблиця 3.3). На рис.3.8.б представлена залежність параметра гратки Ag від товщини плівки. Було встановлено, що плівки Ag мають однаковий найбільш ймовірний розмір кристалітів при різній товщині (дослідження проводилися в інтервалі ефективних

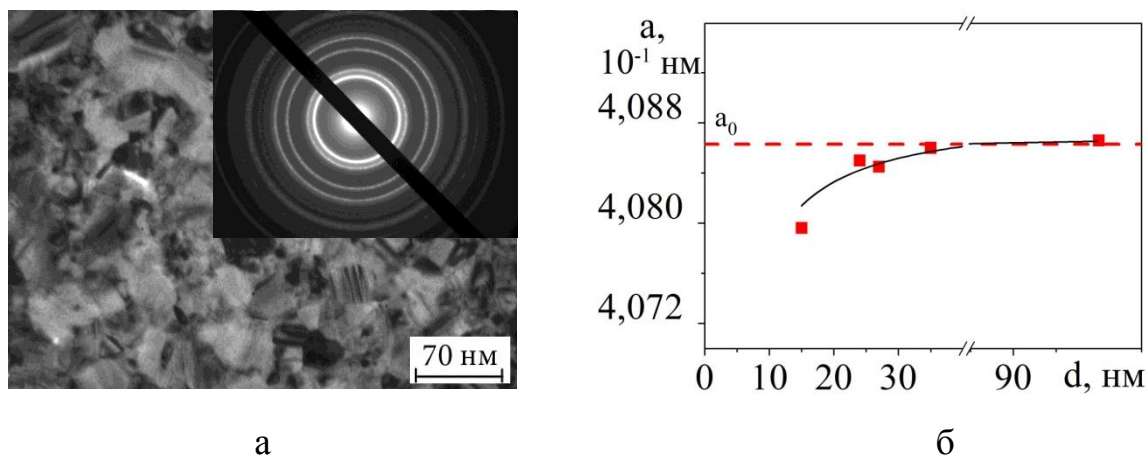


Рис. 3.8. Мікроструктура та електронограма від плівки Ag(80)/П (а) та залежність параметру ґратки Ag від товщини плівки (б)

товщин $d_{Ag} = (15 - 100)$ нм) (рис. 3.9). Узагальнена залежність середнього розміру кристалітів (L), представлена на рис. 3.10. Така залежність показує, що можна використовувати співвідношення Тельє, Тоссе, Пішар (ТПП) (2.16). Оскільки, середній розмір зерен $L \cong 40$ нм не залежить від товщини плівки, то значення L можуть бути більші або менші ніж d_{Ag} . Тому, використання лінеаризованого співвідношення ТПП для визначення параметрів електроперенесення буде вносити певну похибку, але цей внесок буде однаковим і для чистих плівок Ag і для плівок з покриттям (Co, Cr, Cu). За такої умови, лінеаризоване співвідношення Тельє, Тоссе, Пішар може бути використане для порівняльної характеристики електрофізичних властивостей плівок Ag(Au)/П та Ag(Au)/Cr(Co,Cr)/П.

Мікроскопічні дослідження плівок Cr/Ag/П (рис. 3.11 а) показали наявність на

Таблиця 3.3

Розшифрування електронограми від плівки Ag(80)/П

I , в.о.	d_{hkl} , нм	hkl	Фаза	a , нм
Д.с. 1,0	0,236	111	Ag	0,409
Сер. 0,5	0,205	200	-//-	0,410
Сл. 0,4	0,145	220	-//-	0,409
Сл. 0,4	0,123	311	-//-	0,409
Д.сл. 0,2	0,118	222	-//-	0,408
Д.Сл. 0,2	0,094	331	-//-	0,408
a (Ag) = 0,409 ± 0,001 нм; a_0 (Ag) = 0,409 нм [171]; $\Delta a = \pm 0,001$ нм				

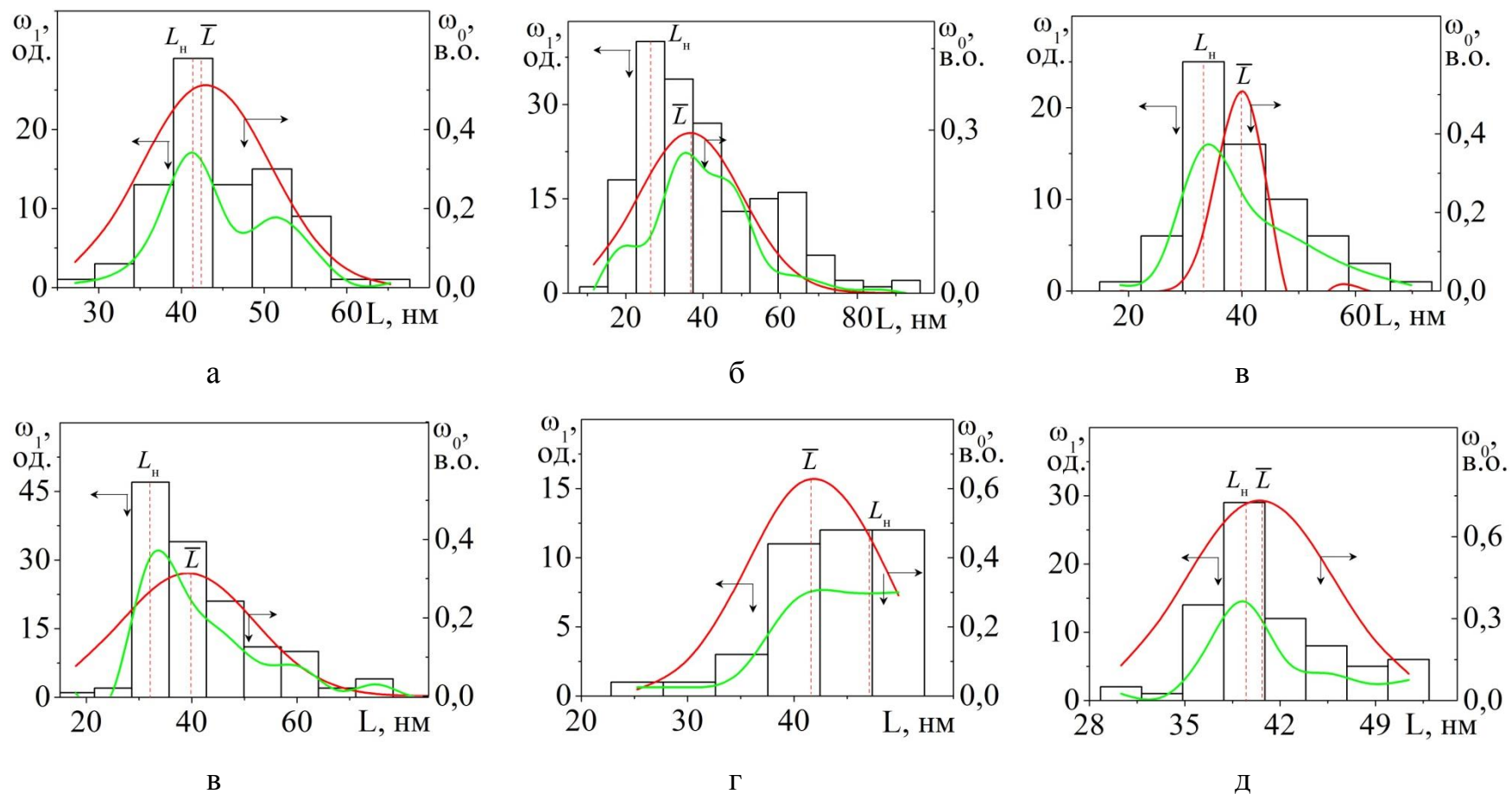


Рис. 3.9. Частотний розподіл за розмірами кристалітів плівок $\text{Ag}(d)/\text{PI}$, де d – 15, 18, 21, 27, 35, 80 нм. ω_1 – емпірична частота повторювань значень L (зелена лінія), ω_0 – теоретичний (нормальний) розподіл (червона лінія): L_H – найбільш ймовірне значення, \bar{L} – середнє значення

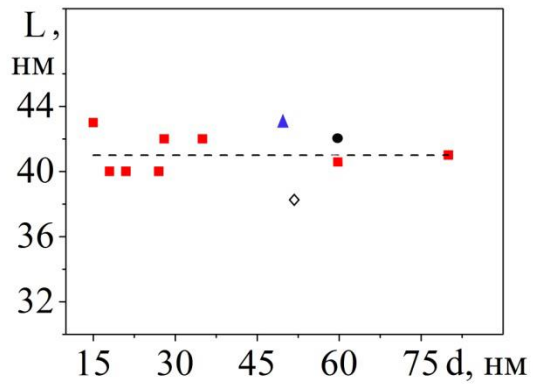
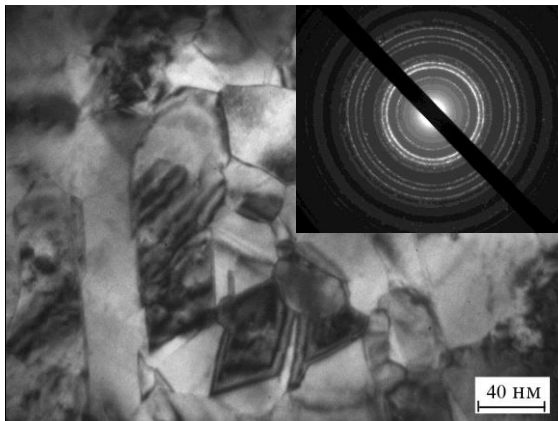
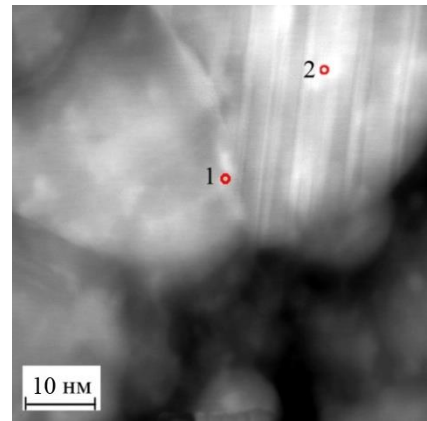


Рис. 3.10. Залежність середнього розміру кристалітів Ag від товщини плівки. Позначення: ■ – експериментальні данні, ▲ – дані [177], ● – дані [178], – дані [179]



а



б

Рис. 3.11. Мікроструктура, електроннограма (а) та мікроснімок кристалітів плівки Cr(2)/Ag(30)/П (б). Цифрами 1 та 2 відмічені місця проведення точкового елементного аналізу

електронограмі кілець від Ag, Cr та Au, що використовувалося для прикриття зразків і Cr_2O_3 (лінії 102 та 113). На рис.3. 11.б представлений мікроснімок плівки $\text{Cr}(2)/\text{Ag}(30)/\text{П}$, який був отриманий у просвічуючому електронному мікроскопі високої роздільної здатності. Цифрами 1 і 2 на цьому рисунку відмічені місця, в яких проводився точковий елементний аналіз (енергодисперсійна рентгенівська спектроскопія), тобто досліджувалася область кристаліту та область МЗ. Розрахунок концентрацій елементів, з урахуванням факторів Кліфа-Лорімера, вказує на те, що у т.1, тобто на межі кристалітів, концентрація атомів Cr більша на 67 %, ніж у т.2.

Концентрації елементів у т.1 та т.2 відповідно мають значення: $c_{\text{Ag}} = 96$ ат.%, $c_{\text{Cr}} = 3$ ат.%, $c_{\text{Au}} = 1$ ат.% та $c_{\text{Ag}} = 94,2$ ат.%, $c_{\text{Cr}} = 5$ ат.%, $c_{\text{Au}} = 0,8$ ат.%. Це говорить про те, що по МЗ проходять інтенсивні дифузійні процеси. Крім того, енергодисперсійний рентгенівський аналіз дозволив визначити розподіл елементів по площині плівки (вставка на рис. 3.12), та встановити відсутність домішок у зразках. Додаткові піки на спектрі – піки від підкладки (ситалу) (рис. 3.7.б).

Для плівкової системи $\text{Cu}(2)/\text{Ag}(30)/\text{П}$ також були проведені мікроскопічні дослідження та елементний аналіз (рис. 3.13, 3.14, таблиця 3.4). Встановлено, що двошарові плівки не містять домішок та інтерметалідів. Концентрація елементів становить: $c_{\text{Ag}} = 94,6$ ат.%, $c_{\text{Cu}} = 3,2$ ат.%, $c_{\text{Au}} = 2,2$ ат.%. Елементний аналіз,

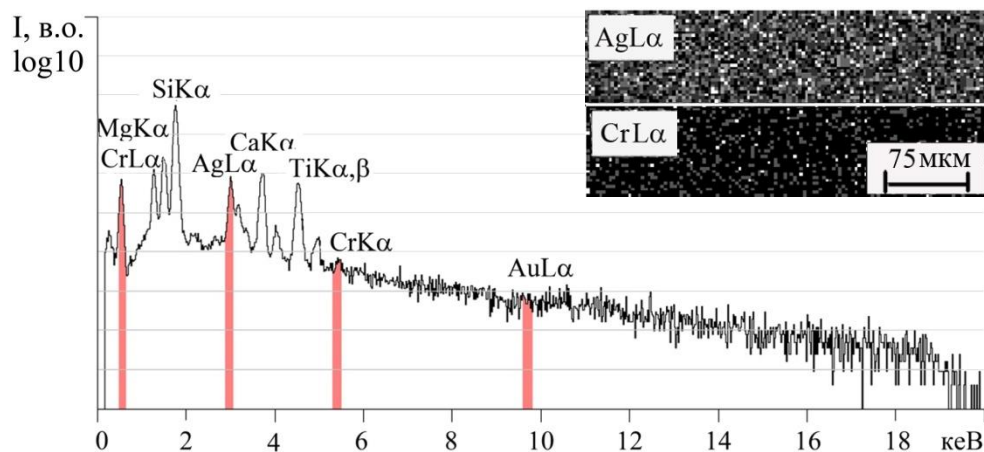


Рис. 3.12. ЕДА - спектр для системи $\text{Cr}(2)/\text{Ag}(30)/\text{П}$ та розподіл атомів Cr та Ag по площині зразка (на вставці)

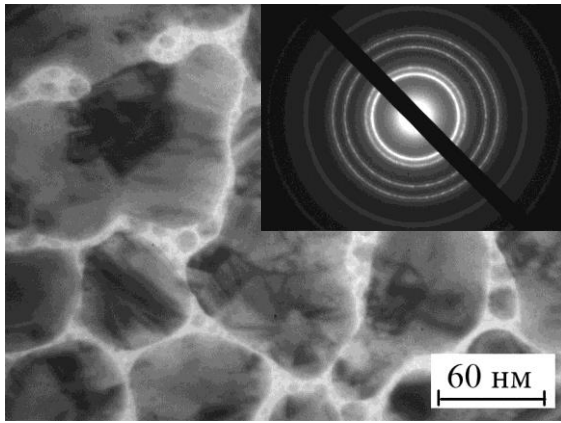


Рис. 3.13. Мікроснімок та електронограма від плівки Au(2)/Cu(2)/Ag(30)/П

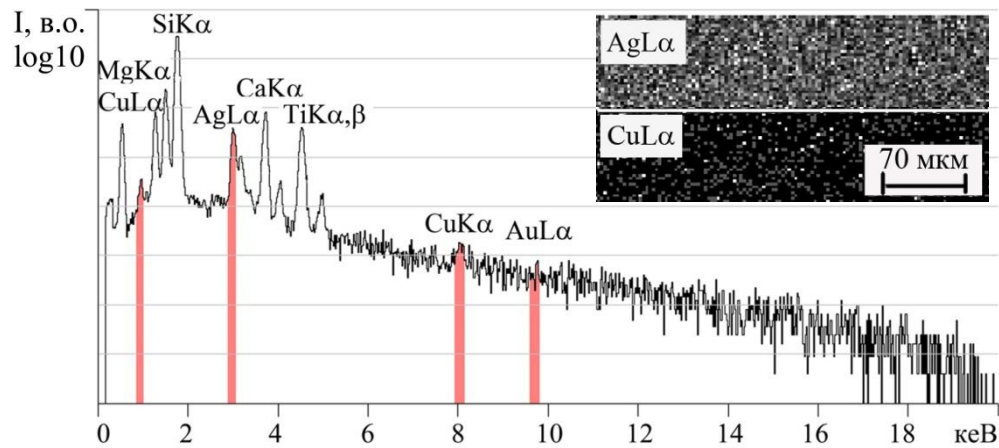


Рис. 3.14. ЕДА - спектр для системи Au(2)/Cu(2)/Ag(30)/П та розподіл атомів Cu та Ag по площині зразка (на вставці)

Таблиця 3.4

Розшифрування електронограми від плівкової системи Au(2)/Cu(2)/Ag(30)/П

I , в.о.	d_{hkl} , нм	hkl	Фаза	a , нм
Д.с. 0,9	0,236	111	Ag, Au	0,408
Сер. 0,5	0,207	111	Cu	0,359
Сл. 0,3	0,144	220	Ag, Au	0,408
Сл. 0,4	0,123	311	Ag, Au	0,409
Д.сл. 0,01	0,104	222	Cu	0,359
Д.Сл. 0,1	0,094	331	Ag, Au	0,409
Д.Сл. 0,2	0,092	420	-//-	0,409
Д.сл. 0,03	0,083	331	Cu	0,361
Д.сл. 0,03	0,078	511	Ag,Au	0,407

a (Au) = 0,408 ± 0,001 нм; a_0 (Au) = 0,408 нм; Δa = ± 0,001 нм.

a (Ag) = 0,408 ± 0,001 нм; a_0 (Ag) = 0,409 нм; Δa = 0,001 нм.

a (Cu) = 0,360 ± 0,001 нм; a_0 (Cu) = 0,361 нм; Δa = ± 0,001 нм [171].

проведений вздовж прямої вказує, що темні ділянки на мікроснімках відповідають Ag. Це підтверджує мікродифракція (фіксуються тільки лінії від Ag та Au). При дослідженні мікродифракції від темної та світлої ділянок знімку одночасно, з'являються додаткові лінії, що відповідають Cu. Проведені дослідження підтверджують те, що у крупнодисперсних плівках Ag з покриттям, протікають інтенсивні дифузійні процеси по МЗ.

3.1.3. Фазовий склад спін-вентильних структур на основі Fe, Co та Au [120, 121]

Мікроскопічні дослідження спін-вентильних структур вказують на те, що у всіх свіжосконденсованих плівках шари зберігають свою індивідуальність. Для них фіксуються лінії від ОЦК-Fe, ГЦК-Au та ГЦП-Co. При відпалюванні систем до $T_e = 600$ К, параметр ґратки Au зменшується на $\Delta a \cong 0,0007$ нм. Зменшення параметру ґратки може свідчити про утворення неупорядкованого твердого розчину заміщення. У даному випадку ми прийшли до висновку, що після термовідпалювання до 600 К утворюються т.р. (Au, Co) та (Au, Fe) на основі ГЦК - ґратки Au. Оскільки, електронграфічним методом дослідження важко відстежити за рахунок яких саме атомів Co чи Fe, утворюється т.р. у кожному конкретному випадку, то далі по тексту використовується позначення т.р. (Au, Co(Fe)). Кількісну оцінку наявності одного чи іншого т.р. можна зробити по значенню середньоквадратичного відхилення Δa від табличного значення параметру ґратки (a_0 (ГЦК-Au)= 0,4078 нм, a_0 (γ -Fe)= 0,3637 нм та a_0 (ГЦК-Co)= 0,3554 нм), оскільки більше значення Δa буде для т.р. на основі Co ніж Fe. У таблиці 3.5 представлені узагальнення, щодо фазового складу спін-вентильних структур після відпалювання до різних температур, де II – це структура Au(3)/Co(3)/Au(6)/Fe(20)/II, III – Au(3)/Fe(3)/Au(6)/Co(20)/II, IV – Au(3)/Co(20)/Au(6)/Fe(3)/II.

Проведені розрахунки параметрів ґраток для різних фаз у спін-вентильних структурах вказують на те, що т.р., який утворюється за рахунок атомів Co, пере-

Фазовий склад спін-вентильних структур

T_e, K	300	450	600	750
Система				
II	ГЦП-Со ГЦК-Аu ОЦК-Fe	ГЦП-Со ГЦК-Аu ОЦК-Fe	ГЦП-Со (сліди) т.р. (Au,Fe(Co)) ОЦК-Fe	т.р. (Au,Fe(Co)) ОЦК-Fe
III	ОЦК-Fe ГЦК-Аu ГЦП-Со	ОЦК-Fe ГЦК-Аu ГЦП-Со	ОЦК-Fe т.р. (Au,Co(Fe)) ГЦП-Со	ОЦК-Fe (сліди) т.р. (Au,Co(Fe)) ГЦП-Со ГЦК- Со
IV	ГЦП-Со ГЦК-Аu ОЦК-Fe	ГЦП-Со ГЦК-Аu ОЦК-Fe (сліди)	ГЦП-Со т.р. (Au,Co(Fe)) ГЦК-Аu	ГЦП-Со ГЦК- Со т.р. (Au,Co(Fe))

важно спостерігається у структурах III - го та IV - го типів, тобто у тих зразках, які мають відносно товстий шар Со. Параметр Δa має найменші значення у структурі II типу. Можна стверджувати, що у цьому випадку т.р. утворився за рахунок впровадження атомів Fe.

Розрахунок електронограм показав, що у всіх свіжосконденсованих зразках спостерігається ГЦП-Со (таблиці 3.6 – 3.8). При відпалюванні до 600 К протікає значна термічна дифузія атомів Со у шар Au, що спричиняє порушення дальнього порядку в об'ємі Au та утворення т.р. [180]. Надлишок атомів Со іде на утворення гранул ГЦП-Со. Вони орієнтовані однаково, тому спричиняють появу рефлексів, а не ліній на електронограмах (рис.3.15 III) [120, 121].

У таблицях 3.6 – 3.8 представлені результати розшифрування дифракційних картин від спін-вентилів II, III та IV типів.

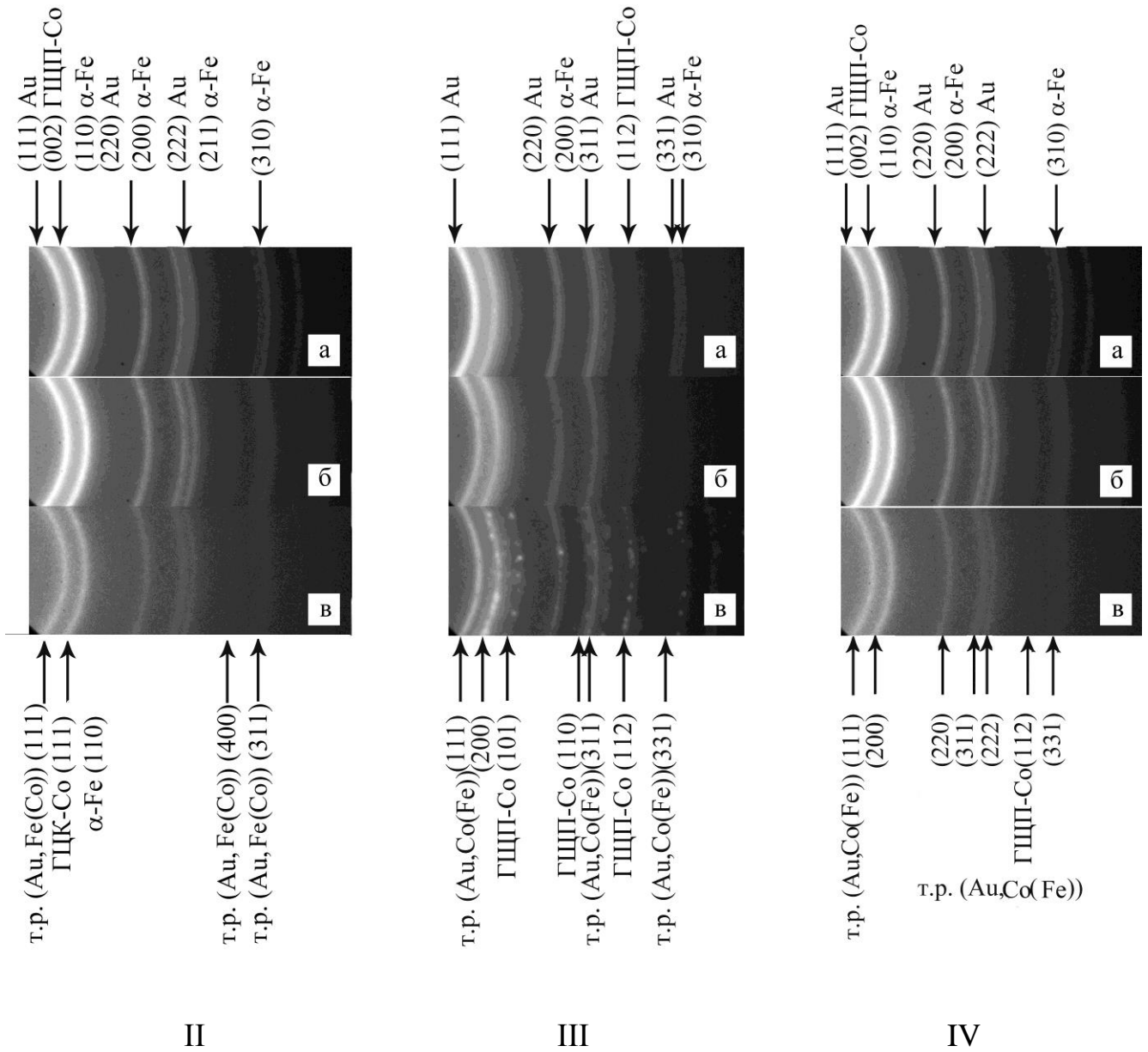


Рис. 3.15. Дифракційні картини від спін-вентильних структур II, III та IV типів при різних температурах відпалювання: 300 К (а), 600 К (б), 750 К (в)

Розшифрування електронограми від спін-вентильної структури II типу

Au(3)/Fe(20)/Au(6)/Co(3)/II

$T_g=300\text{ K}$					$T_g=450\text{ K}$				
$I, \text{ в.о.}$	$d_{hkl}, \text{ нм}$	hkl	фаза	$a, \text{ нм}$	$I, \text{ в.о.}$	$d_{hkl}, \text{ нм}$	hkl	фаза	$a, \text{ нм}$
Д.с. 0,86	0,235	111	Au	0,407	Д.с. 0,97	0,235	111	Au	0,407
Д.с. 0,94	0,203	002 110	ГЦП-Co ОЦК-Fe	$c=0,407$ 0,287	С. 0,68	0,203	002 110	ГЦП-Co ОЦК-Fe	$c=0,407$ 0,287
Сл. 0,26	0,144	220 200	Au ОЦК-Fe	0,408 0,288	Сл. 0,24	0,144	220 200	Au ОЦК-Fe	0,408 0,288
Сл. 0,25	0,123	311	Au	0,409	Сл. 0,32	0,123	311	Au	0,408
Сл. 0,21	0,118	222 211	Au ОЦК-Fe	0,407 0,288					
Д.сл. 0,09	0,093	331	Au	0,407					
Д.сл. 0,08	0,091	310	ОЦК-Fe	0,288					
$\bar{a}(\text{Au}) = 0,408 \pm 0,001 \text{ нм}$ $a_0(\text{Au}) = 0,408 \text{ нм}$ $\Delta a = \pm 0,001 \text{ нм}$ $\bar{a}(\alpha\text{-Fe}) = 0,288 \pm 0,001 \text{ нм}$ $a_0(\alpha\text{-Fe}) = 0,289 \text{ нм}$ $\Delta a = \pm 0,001 \text{ нм}$ $a_0(\text{ГЦП-Co}) = 0,251 \text{ нм}$ $c(\text{ГЦП-Co}) = 0,407 \text{ нм}$ $c_0(\text{ГЦП-Co}) = 0,410 \text{ нм} [171]$					$\bar{a}(\text{Au}) = 0,408 \pm 0,001 \text{ нм}$ $a_0(\text{Au}) = 0,408 \text{ нм}$ $\Delta a = \pm 0,001 \text{ нм}$ $a_0(\text{ГЦП-Co}) = 0,251 \text{ нм}$ $c(\text{ГЦП-Co}) = 0,407 \text{ нм}$ $c_0(\text{ГЦП-Co}) = 0,410 \text{ нм}$ $\bar{a}(\text{ОЦК-Fe}) = 0,288 \pm 0,001 \text{ нм}$ $a_0(\text{ОЦК-Fe}) = 0,289 \text{ нм}$ $\Delta a = \pm 0,001 \text{ нм} [171]$				

$T_e = 600 \text{ K}$					$T_e = 750 \text{ K}$				
$I, \text{ в.о.}$	$d_{hkl}, \text{ нм}$	hkl	фаза	$a, \text{ нм}$	$I, \text{ в.о.}$	$d_{hkl}, \text{ нм}$	hkl	фаза	$a, \text{ нм}$
Д.с. 1,00	0,234	111	Т.р.(Au,Fe(Co))	0,406	Д.с. 0,99	0,234	111	Т.р.(Au,Fe(Co))	0,406
Сл. 0,35	0,203	002 110	ГЦП-Co ОЦК-Fe	$c=0,407$ 0,287	Д.с. 0,95	0,204	111 110	ГЦК-Co ОЦК-Fe	0,353 0,289
Сл. 0,25	0,144	220 200	Т.р.(Au,Fe(Co)) ОЦК-Fe	0,407 0,288	Сер. 0,52	0,144	220	Т.р.(Au,Fe(Co))	0,4067
Сл. 0,23	0,123	311	Au	0,408	Сл. 0,34	0,123	311	ГЦК-Au	0,408
Д.сл. 0,13	0,118	222 211	Au ОЦК-Fe	0,407 0,288	Сл. 0,24	0,117	222 211	Т.р.(Au,Fe(Co))	0,406
Д.сл. 0,09	0,093	331	Т.р.(Au,Fe(Co))	0,407	Д.сл. 0,03	0,102	400	Т.р.(Au,Fe(Co))	0,4076
Д.сл. 0,08	0,091	310	ОЦК-Fe	0,288	Д.сл. 0,14	0,093	331	Т.р.(Au,Fe(Co))	0,406
					Д.сл. 0,13	0,091	310	ОЦК-Fe	0,288
$\bar{a}(\text{Au}) = 0,408 \pm 0,001 \text{ нм}$ $a_0(\text{Au}) = 0,408 \text{ нм}$ $\Delta a = \pm 0,001 \text{ нм}$ $\bar{a}(\text{ОЦК-Fe}) = 0,288 \pm 0,001 \text{ нм}$ $a_0(\text{ОЦК-Fe}) = 0,289 \text{ нм}$ $\Delta a = \pm 0,001 \text{ нм}$ $a_0(\text{ГЦП-Co}) = 0,251 \text{ нм}$ $c(\text{ГЦП-Co}) = 0,407 \text{ нм}$ $c_0(\text{ГЦП-Co}) = 0,410 \text{ нм [171]}$ $\bar{a}(\text{Т.р.}(\text{Au,Fe(Co)})) = 0,4064 \pm 0,0004 \text{ нм}$					$\bar{a}(\text{Au}) = 0,408$ $a_0(\text{Au}) = 0,408 \text{ нм}$ $\bar{a}(\text{ОЦК-Fe}) = 0,289 \pm 0,001 \text{ нм}$ $a_0(\text{ОЦК-Fe}) = 0,289 \text{ нм}$ $\Delta a = \pm 0,001 \text{ нм}$ $\bar{a}(\text{ГЦК-Co}) = 0,353 \text{ нм}$ $a_0(\text{ГЦК-Co}) = 0,354 \text{ нм [171]}$ $\bar{a}(\text{Т.р.}(\text{Au,Fe(Co)})) = 0,4065 \pm 0,0014 \text{ нм}$				

Розшифрування електронограми від спін-вентильної структури III типу

Au(3)/Fe(3)/Au(6)/Co(20)/П

$T_g=300\text{ К}$					$T_g=450\text{ К}$				
$I, \text{ в.о.}$	$d_{hkl}, \text{ нм}$	hkl	фаза	$a, \text{ нм}$	$I, \text{ в.о.}$	$d_{hkl}, \text{ нм}$	hkl	фаза	$a, \text{ нм}$
Д.С. 1,00	0,235	111	Au	0,407	Д.С. 1,00	0,235	111	Au	0,407
С. 0,52	0,204	111	ГЦК-Co ОЦК-Fe	0,354 0,288	Сер 0,49	0,203	002 110	ГЦП-Co ОЦК-Fe	$c=0,407$ 0,287
Сл. 0,27	0,192	101	ГЦП-Co	–					
Сл. 0,30	0,144	220 200	Au ОЦК-Fe	0,408 0,288	Сл. 0,29	0,144	220 200	Au ОЦК-Fe	0,408 0,289
Сл. 0,25	0,123	311	ГЦК-Au	0,409	Сл. 0,36	0,123	311	Au	0,409
Д.сл. 0,09	0,118	211 222	ОЦК-Fe Au	0,288 0,407	Д.сл. 0,15	0,118	211 222	ОЦК-Fe Au	0,288 0,407
Д.сл. 0,05	0,108	112	ГЦП-Co	–					
Д.сл. 0,09	0,093	331	Au	0,407					
Д.сл. 0,08	0,091	310	ОЦК-Fe	0,288	Д.сл. 0,11	0,091	310	ОЦК-Fe	0,289
$\bar{a}(\text{Au}) = 0,408 \pm 0,001 \text{ нм}$ $a_0(\text{Au}) = 0,408 \text{ нм}$ $\Delta a = \pm 0,001 \text{ нм}$ $\bar{a}(\text{ОЦК-Fe}) = 0,288 \pm 0,001 \text{ нм}$ $a_0(\text{ОЦК-Fe}) = 0,289 \text{ нм}$ $\Delta a = \pm 0,001 \text{ нм}$ $a_0(\text{ГЦП-Co}) = 0,251 \text{ нм}$ $c_0(\text{ГЦП-Co}) = 0,410 \text{ нм}$ $\bar{a}(\text{ГЦК-Co}) = 0,354 \text{ нм}$ $a_0(\text{ГЦК-Co}) = 0,354 \text{ нм [171]}$					$\bar{a}(\text{Au}) = 0,408 \pm 0,001 \text{ нм}$ $a_0(\text{Au}) = 0,409 \text{ нм}$ $\Delta a = \pm 0,001 \text{ нм}$ $\bar{a}(\text{ОЦК-Fe}) = 0,288 \pm 0,001 \text{ нм}$ $a_0(\text{ОЦК-Fe}) = 0,289 \text{ нм}$ $\Delta a = \pm 0,001 \text{ нм}$ $a_0(\text{ГЦП-Co}) = 0,251 \text{ нм}$ $c(\text{ГЦП-Co}) = 0,407 \text{ нм}$ $c_0(\text{ГЦП-Co}) = 0,410 \text{ нм [171]}$				

$T_e = 600 \text{ K}$					$T_e = 750 \text{ K}$				
$I, \text{ в.о.}$	$d_{hkl}, \text{ нм}$	hkl	фаза	$a, \text{ нм}$	$I, \text{ в.о.}$	$d_{hkl}, \text{ нм}$	hkl	фаза	$a, \text{ нм}$
Д.С. 1,00	0,234	111	Т.р.(Au,Co(Fe))	0,406	Д.С. 0,99	0,234	111	Т.р.(Au,Co(Fe))	0,406
					0,44	0,217	100	ГЦП-Co	0,251
Сер. 0,54	0,203	200 110	Т.р.(Au,Co(Fe)) ОЦК-Fe	0,407 0,288	С. 0,79	0,203 110	Т.р.(Au,Co(Fe)) ОЦК-Fe	0,407 0,287	
					Сер. 0,43	0,192	101	ГЦП-Co	—
Сл. 0,25	0,144	200 220	ОЦК-Fe Au	0,288 0,408	Сл. 0,27	0,144 220	ОЦК-Fe Au	0,288 0,408	
					Д.сл. 0,16	0,126	110	ГЦП-Co	0,252
Сл. 0,28	0,123	311	Т.р.(Au,Co(Fe))	0,407	Сл. 0,28	0,123	311	Т.р.(Au,Co(Fe))	0,407
Д.сл. 0,13	0,118	211 222	ОЦК-Fe Au	0,288 0,407	Д.сл. 0,14	0,117 222	Т.р.(Au,Co(Fe))	0,406	
					Д.сл. 0,08	0,108	112	ГЦП-Co	—
Д.сл. 0,07	0,093	331	Т.р.(Au,Co(Fe))	0,4045	Д.сл. 0,094	0,093	331	Т.р.(Au,Co(Fe))	0,405
Д.сл. 0,06	0,091	310	ОЦК-Fe	0,288	Д.сл. 0,1	0,091	310	ОЦК-Fe	0,288
$\bar{a}(\text{Au}) = 0,408 \pm 0,001 \text{ нм}$ $a_0(\text{Au}) = 0,408 \text{ нм}$ $\Delta a = \pm 0,001 \text{ нм}$ $\bar{a}(\text{ОЦК-Fe}) = 0,288 \pm 0,001 \text{ нм}$ $a_0(\text{ОЦК-Fe}) = 0,289 \text{ нм [171]}$ $\Delta a = \pm 0,001 \text{ нм}$ $\bar{a}(\text{ГЦП-Co}) = 0,2515 \text{ нм}$ $a_0(\text{ГЦП-Co}) = 0,251 \text{ нм}$ $c_0(\text{ГЦП-Co}) = 0,410 \text{ нм [171]}$ $\bar{a}(\text{т.р. (Au,Co(Fe))}) = 0,4063 \pm 0,0011 \text{ нм}$					$\bar{a}(\text{Au}) = 0,408 \pm 0,001 \text{ нм}$ $a_0(\text{Au}) = 0,408 \text{ нм}$ $\Delta a = \pm 0,001 \text{ нм}$ $\bar{a}(\text{ОЦК-Fe}) = 0,288 \pm 0,001 \text{ нм}$ $a_0(\text{ОЦК-Fe}) = 0,289 \text{ нм}$ $\Delta a = \pm 0,001 \text{ нм}$ $\bar{a}(\text{ГЦП-Co}) = 0,2515 \text{ нм}$ $a_0(\text{ГЦП-Co}) = 0,251 \text{ нм}$ $c_0(\text{ГЦП-Co}) = 0,410 \text{ нм [171]}$ $\bar{a}(\text{т.р. (Au,Co(Fe))}) = 0,4063 \pm 0,0007 \text{ нм}$				

Розшифрування електронограми від спін-вентильної структури IV типу

Au(3)/Co(20)/Au(6)/Fe(3)/П

$T_{\theta}=300 \text{ К}$					$T_{\theta}=450 \text{ К}$				
$I, \text{ в.о.}$	$d_{hkl}, \text{ нм}$	hkl	фаза	$a, \text{ нм}$	$I, \text{ в.о.}$	$d_{hkl}, \text{ нм}$	hkl	фаза	$a, \text{ нм}$
Д.с. 0,99	0,236	111	Au	0,408	Д.с. 0,97	0,235	111	Au	0,408
Сер. 0,56	0,2035	002 110	ГЦП-Co ОЦК-Fe	$c=0,407$ 0,288	Сер. 0,62	0,204	200	Au	0,408
Сл. 0,29	0,144	220 200	Au ОЦК-Fe	0,407 0,288	Сл. 0,25	0,144 200	220 200	Au ОЦК-Fe	0,407 0,288
Сл. 0,28	0,123	311	Au	0,408	Сл. 0,25	0,123	311	Au	0,408
Д.сл. 0,10	0,118	222	Au	0,4078					
Д.сл. 0,04	0,107	112	ГЦП-Co	–					
Д.сл. 0,09	0,093	331	Au	0,407					
Д.сл. 0,06	0,091	310	ОЦК-Fe	0,288					
$\bar{a}(\text{Au}) = 0,408 \pm 0,001 \text{ нм}$ $a_0(\text{Au}) = 0,408 \text{ нм}$ $\Delta a = \pm 0,001 \text{ нм}$ $\bar{a}(\text{ОЦК-Fe}) = 0,288 \pm 0,001 \text{ нм}$ $a_0(\text{ОЦК-Fe}) = 0,289 \text{ нм}$ $\Delta a = \pm 0,001 \text{ нм}$ $a_0(\text{ГЦП-Co}) = 0,251 \text{ нм}$ $c(\text{ГЦП-Co}) = 0,407 \text{ нм}$ $c_0(\text{ГЦП-Co}) = 0,410 \text{ нм [171]}$					$\bar{a}(\text{Au}) = 0,408 \pm 0,001 \text{ нм}$ $a_0(\text{Au}) = 0,408 \text{ нм}$ $\Delta a = \pm 0,001 \text{ нм}$ $\bar{a}(\text{ОЦК-Fe}) = 0,288 \text{ нм}$ $a_0(\text{ОЦК-Fe}) = 0,289 \text{ нм [171]}$				

$T_g=600\text{ K}$					$T_g=750\text{ K}$				
$I, \text{ в.о.}$	$d_{hkl}, \text{ нм}$	hkl	фаза	$a, \text{ нм}$	$I, \text{ в.о.}$	$d_{hkl}, \text{ нм}$	hkl	фаза	$a, \text{ нм}$
Д.с. 0,94	0,235	111	Т.р.(Au,Co(Fe))	0,406	Д.с. 0,99	0,235	111	Т.р.(Au,Co(Fe))	0,407
					Сер. 0,44	0,217	100	ГЦП-Co	0,251
С. 0,73	0,204	200	Au	0,408	С. 0,79	0,204	200	Т.р.(Au,Co(Fe))	0,407 4
					Д.сл. 0,13	0,177	200	ГЦК-Co	0,354
Сл. 0,24	0,144	220 200	Т.р.(Au,Co(Fe)) ОЦК-Fe	0,408 0,288	Сл. 0,32	0,144 200	220 200	Т.р.(Au,Co(Fe)) ОЦК-Fe	0,407 0,288
					Сл. 0,24	0,126	110	ГЦП-Co	0,252
Сл. 0,27	0,123	311	Т.р.(Au,Co(Fe))	0,407	Сл. 0,34	0,123	311	Т.р.(Au,Co(Fe))	0,407
Д.сл. 0,1	0,118	222	Au	0,408	Д.сл. 0,12	0,117	222	Т.р.(Au,Co(Fe))	0,406
Д.сл. 0,08	0,107	112	ГЦП-Co	–	Д.сл. 0,13	0,107	112	ГЦП-Co	–
Д.сл. 0,06	0,093	331	Т.р.(Au,Co(Fe))	0,406	Д.сл. 0,10	0,093	331	Т.р.(Au,Co(Fe))	0,406
Д.сл. 0,06	0,091	310	ОЦК-Fe	0,288	Д.сл. 0,086	0,091	310	ОЦК-Fe	0,288
$\bar{a}(\text{Au}) = 0,408 \pm 0,001 \text{ нм}$ $a_0(\text{ГЦК-Au}) = 0,408 \text{ нм}$ $\Delta a = \pm 0,001 \text{ нм}$ $\bar{a}(\text{ОЦК-Fe}) = 0,288 \pm 0,001 \text{ нм}$ $a_0(\text{ОЦК-Fe}) = 0,289 \text{ нм}$ $\Delta a = \pm 0,001 \text{ нм}$ $a_0(\text{ГЦП-Co}) = 0,251 [171]$ $\bar{a}(\text{т.р. (Au,Co(Fe))}) = 0,4069 \pm 0,0007 \text{ нм}$					$\bar{a}(\text{ОЦК-Fe}) = 0,288 \pm 0,001 \text{ нм}$ $a_0(\text{ОЦК-Fe}) = 0,289 \text{ нм}$ $\Delta a = \pm 0,001 \text{ нм}$ $\bar{a}(\text{ГЦП-Co}) = 0,2515 \text{ нм}$ $a_0(\text{ГЦП-Co}) = 0,251 \text{ нм}$ $c_0(\text{ГЦП-Co}) = 0,410 \text{ нм}$ $\bar{a}(\text{ГЦК-Co}) = 0,354 \text{ нм}$ $a_0(\text{ГЦК-Co}) = 0,354 \text{ нм} [171]$ $\bar{a}(\text{т.р. (Au,Co(Fe))}) = 0,4066 \pm 0,0005 \text{ нм}$				

З таблиці 3.7 видно, що на електронограмі від зразка Au(3)/Fe(3)/Au(6)/Co(20)/П, що не був відпалений, фіксуються лінії не тільки від ГЦП-Co, а й від високотемпературної фази ГЦК-Co. Це пояснюється тим, що дефекти пакування можуть спричиняти появу додаткової лінії $d_{111} = 0,204$ нм, що відповідає ГЦК-Co.

При відпалюванні до 600 К відбувається процес поліморфного переходу ГЦП-Co \rightarrow ГЦК-Co, атоми Co дифундують у немагнітні шари Au та утворюється т.р. (Au,Co). При подальшому термовідпалюванні відбувається збільшення розмірів кристалітів (L) у зразку. Дослідження за допомогою АСМ вказують на те, що різке збільшення L має місце лише після поліморфного переходу Co (п.3.3). На рис.3.16 представлені мікроснімки спіно-вентильного IV типу (Au(3)/Co(20)/Au(6)/Fe(3)/П), які демонструють різницю між структурою свіжосконденсованої (рис.3.16. а) плівки та після відпалювання до 720 К. Стрілками на рис.3.16. б відмічені додаткові рефлекси від кристалітів ГЦП-Co.

Слід пам'ятати, що відпалювання може призвести до утворення т.р., інтерметалідів, оксидів та до взаємодії плівки з підкладкою. Спіно-вентилі, що досліджувалися, конденсувалися на аморфну підкладку SiO₂/Si, яка при високих T_s може вступати у взаємодію з плівками та сприяти утворенню силіцидів Co та Fe. Оскільки, ці утворення є немагнітними, то їх поява може впливати на магнітні

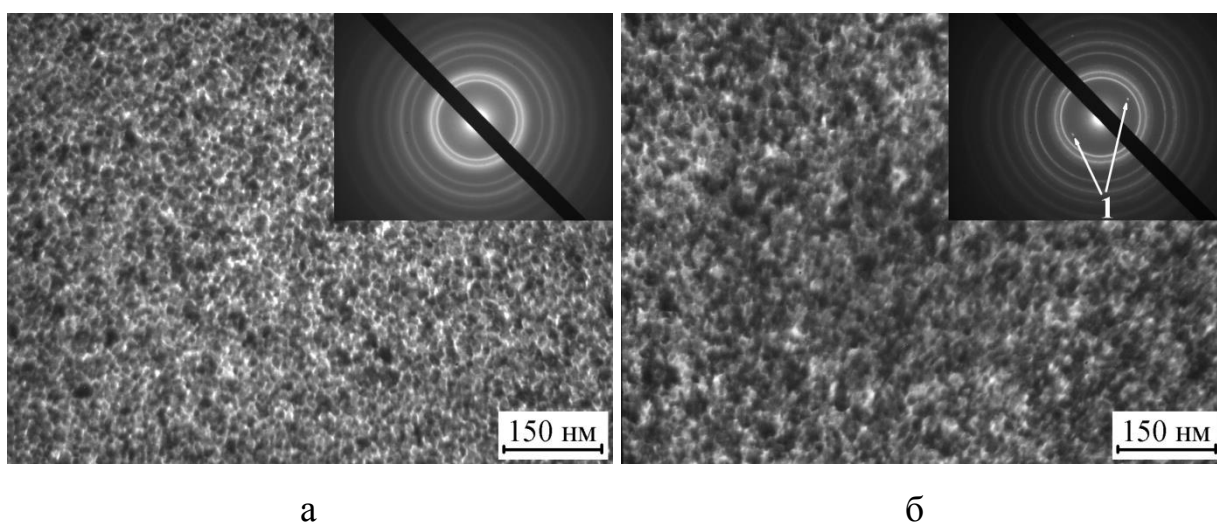


Рис. 3.16. Мікроснімки та дифракційні картини від спіно-вентильної плівкової структури IV типу до відпалювання (а) та після відпалювання до $T_s = 720$ К (б). 1 – вказано додаткові рефлекси від кристалітів ГЦП - Co

характеристики системи в цілому. Тому, були проведені дослідження спіні-вентилів за допомогою рентгенівської дифракції на приладі ДРОН-4 (рис.3.17), що дало змогу уточнити наявність цих фаз.

Дослідження за допомогою методу рентгенографії підтвердили утворення т. р. на основі ГЦК - ґратки: (Au, Co) та (Au, Fe), а також показали відсутність силіцидів та інтерметалідів у системах після відпалювання до 720 К.

Таким чином, до відпалювання у спіні-вентиліях всі шари зберігають свою індивідуальність. При досягненні $T_g = 600$ К, у системах утворюються т.р. (Au, Co) та (Au,Fe) (рис.3.18).

3.2. Морфологія поверхні систем на основі Fe та Co [119]

Матеріал підкладки та умови конденсації суттєво впливають на структуру плівок, що отримуються, а саме на їх шорсткість та орієнтацію росту. Дослідження плівок Au(3)/Co(30)/Fe(30)/П, що були проведені за допомогою АСМ, при використанні різного матеріалу підкладки, показали ці відмінності.

На рис.3.19 а,б представлені знімки АСМ в режимі топографії поверхні зразків, що вирощені на монокристалі (100)MgO (епітаксіально) та на аморфній підкладці SiO₂/Si. Як видно з рис.3.19, шорсткість для системи, що вирощена орієнтовано, менша приблизно у чотири рази. Це підтверджують розрахунки середньоквадратичного відхилення нерівностей σ_{rms} . Для Au(3)/Co(30)/Fe(30)/(100)MgO $\sigma_{rms} \cong 1,4$ нм, а для Au(3)/Co(30)/Fe(30)/SiO₂/Si – 4,6 нм. Середній розмір кристалітів складає 140 нм при використанні підкладки-монокристалу та ≈ 210 нм для аморфної підкладки [119].

При відпалюванні системи Au(3)/Co(30)/Fe(30)/SiO₂/Si до 570 К шорсткість поверхні значно знижується ($\sigma_{rms} \cong 1,2$ нм), що можна пояснити поверхневою дифузією атомів. При подальшому підвищенні температури до $T_g = 770$ К та 1070 К середній розмір кристалітів збільшується (рис. 3.20). За розрахунками на основі наведених профілів при 570 К він складає 70 нм, при 1070 К – 200 нм.

Дослідження поверхні спіні-вентилів за допомогою АСМ дозволило встановити, що

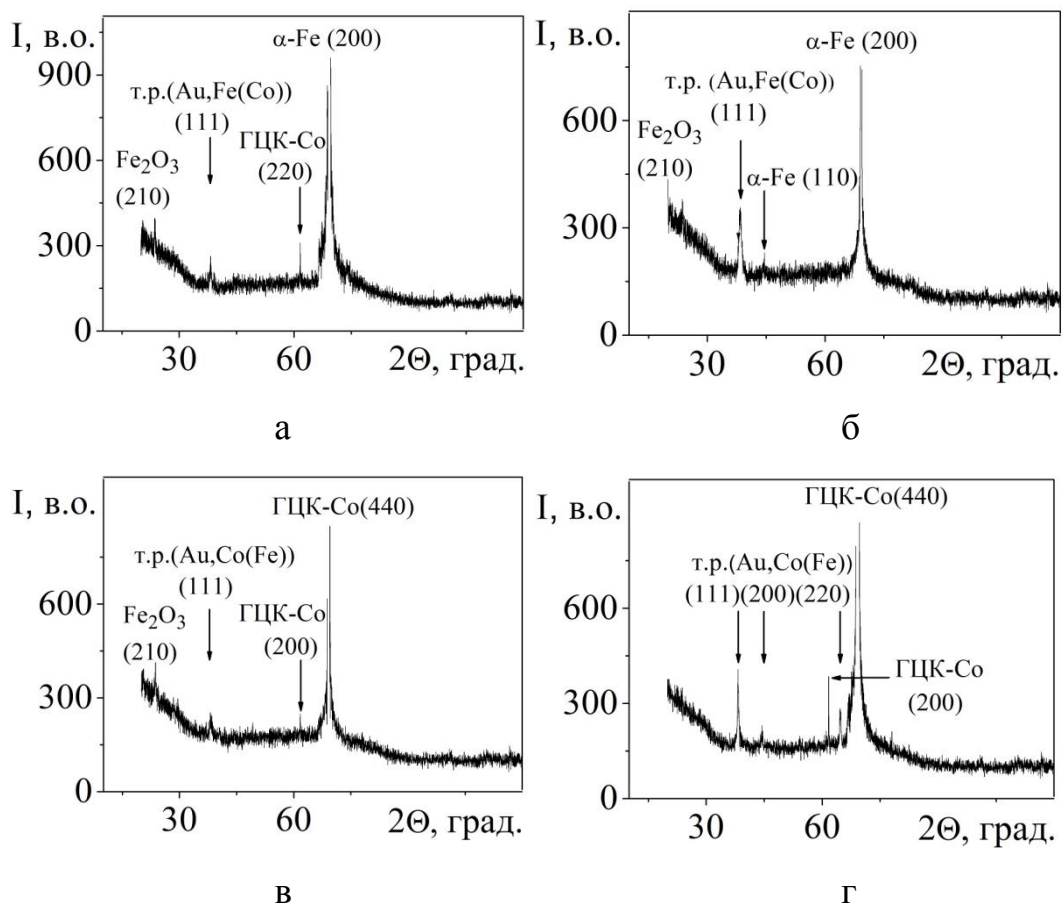


Рис. 3.17. Рентгенограми від пліткових спін-вентильних структур: I – Au(3)/Co(3)/Au(6)/Fe(20)/П (а), II – Au(3)/Fe(20)/Au(6)/Co(3)/П (б), III – Au(3)/Fe(3)/Au(6)/Co(20)/П (в), IV – Au(3)/Co(20)/Au(6)/Fe(3)/П (г) після відпалювання до $T_g = 750$ К

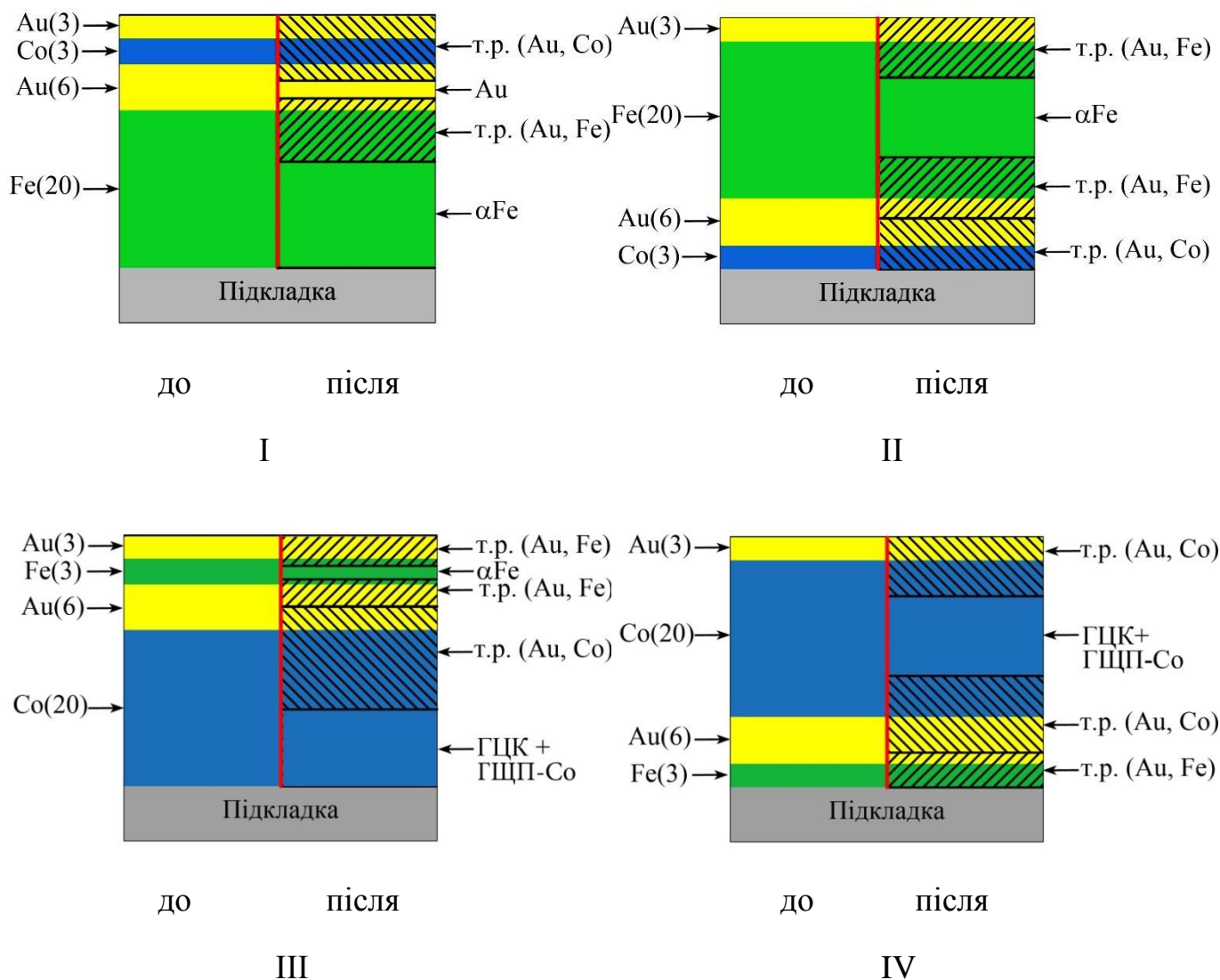


Рис. 3.18. Схематичне представлення фазового складу спін-вентильних структур (на основі мікроскопічних досліджень) до та після відпалювання ($T_g = 750$ K)

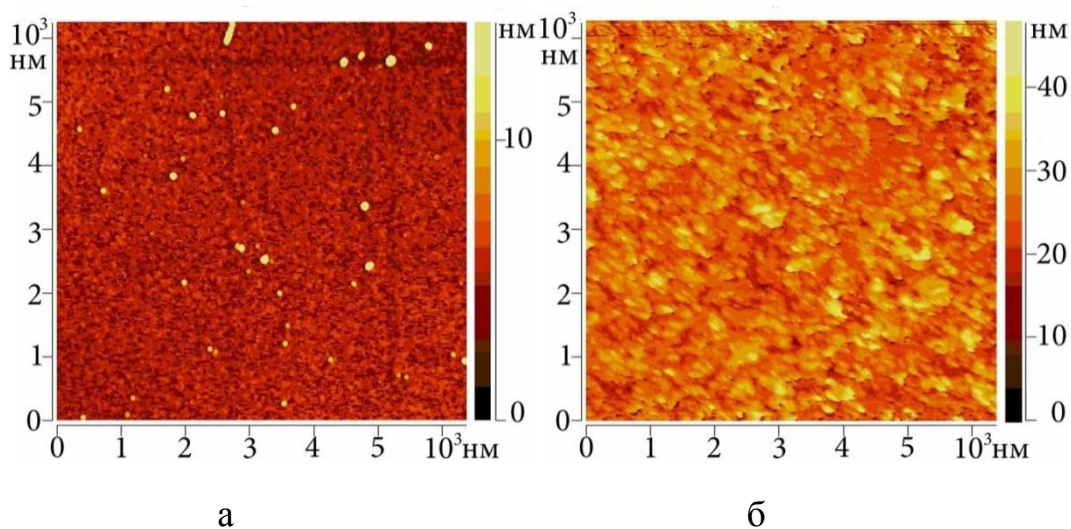


Рис. 3.19. АСМ - зображення в режимі топографії для систем: Au(3)/Co(30)/Fe(30)/(100)MgO (а) та Au(3)/Co(30)/Fe(30)/SiO₂/Si (б) без відпалювання

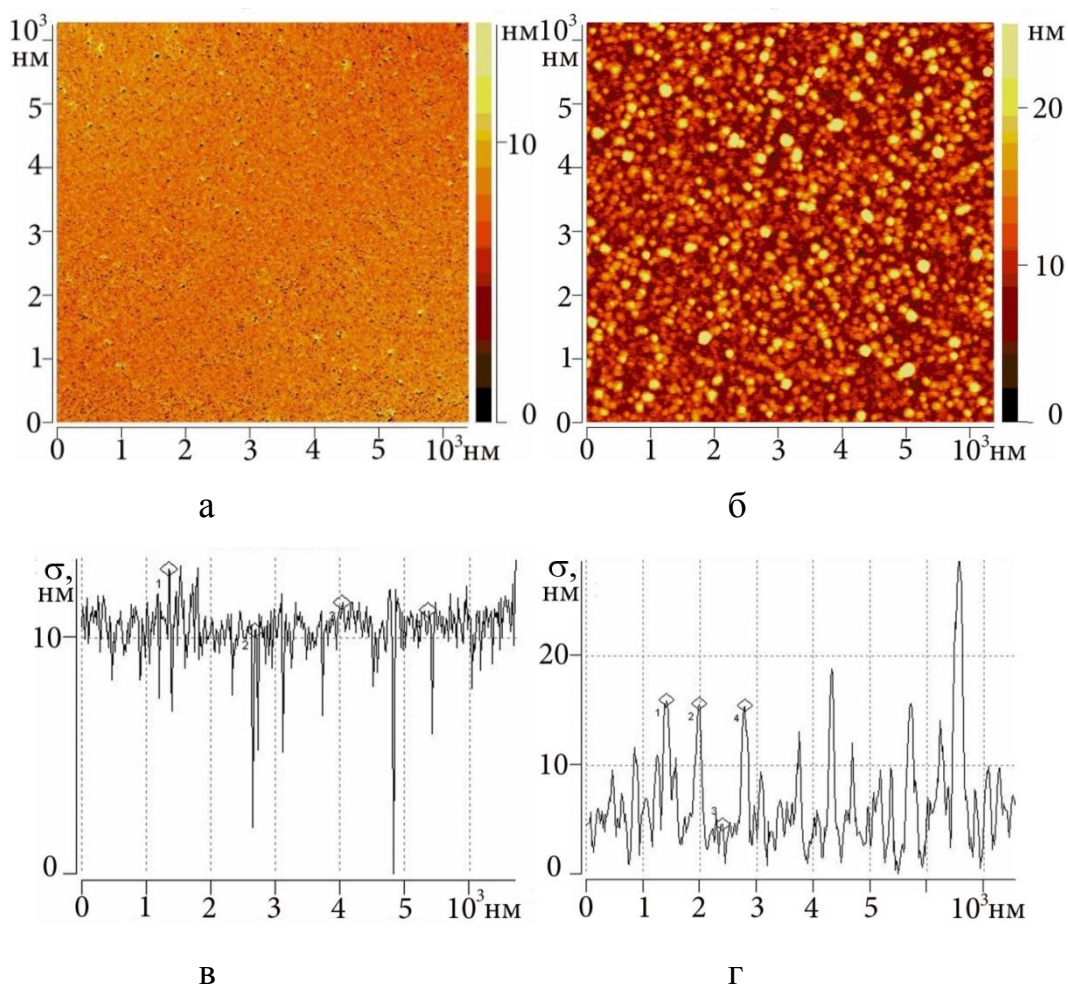


Рис. 3.20. АСМ - зображення в режимі топографії та профілі поверхні системи Au(2)/Co(30)/Fe(30)/SiO₂/Si при відпалюванні до 570 К (а, в) та 1070 К (б, г)

що розмір кристалітів в їх верхніх шарах після відпалювання також суттєво змінюється (рис. 3.21). Було визначено, які значення приймають σ та «шорсткість» (β) верхніх шарів систем при різних температурах відпалювання (таблиця 3.9). З рис. 3.21 видно, що стрімке збільшення розмірів кристалітів відбувається лише при $T_e = 770$ К. Подібна ситуація спостерігається і для інших спін-вентильних структур (Додаток А).

З таблиці 3.9 видно, що після відпалювання до 450 К, значення середньоквадратичного відхилення нерівностей зменшується для спін-вентилів I та IV типів, тобто тих структур, які мають верхній магнітний шар Co. Це пояснюється тим, що свіжосконденсовані плівки Co мають розголуджену структуру, а після відпалювання відбувається заліковування дефектів, рекристалізаційні процеси, що призводить до зменшення σ . При подальшому збільшенні T_e , середньоквадратичне відхилення нерівностей знову зростає через збільшення середнього розміру кристалітів. Плівки Fe після конденсації мають менш розголуджену структуру і тому, при відпалюванні, значення σ монотонно зростає. Необхідно також відмітити, що спін-вентилі II і III та I і IV типів мають приблизно однакові значення σ . 2,4 та 3,0 нм відповідно. Це говорить про те, що відносно товсті ($d \cong 20$ нм) та тонкі ($d \cong 3$ нм) плівки Fe та Co мають приблизно однакове значення шорсткості у тому випадку, коли вони є верхніми шарами у спін-вентильних. «Шорсткість» поверхні збільшується для всіх систем до $T_e = 600$ К, а при відпалюванні до 750 К β – стрімко знижується, що ми пояснюємо утворенням стабільного розчину та інтенсивним протіканням поверхневої дифузії.

3.3. Дифузійні процеси та електрофізичні властивості плівкових систем [130, 136, 137, 140-142]

3.3.1. Розрахунок коефіцієнтів дифузії для систем Fe/Co та Fe/Cr

Проведені дослідження впливу матеріалу підкладки на інтенсивність протікання дифузійних процесів у двошарових системах Fe/Co/П. На основі вимірювань методом ВІМС були отримані дифузійні профілі (рис. 3.22), які дозволи

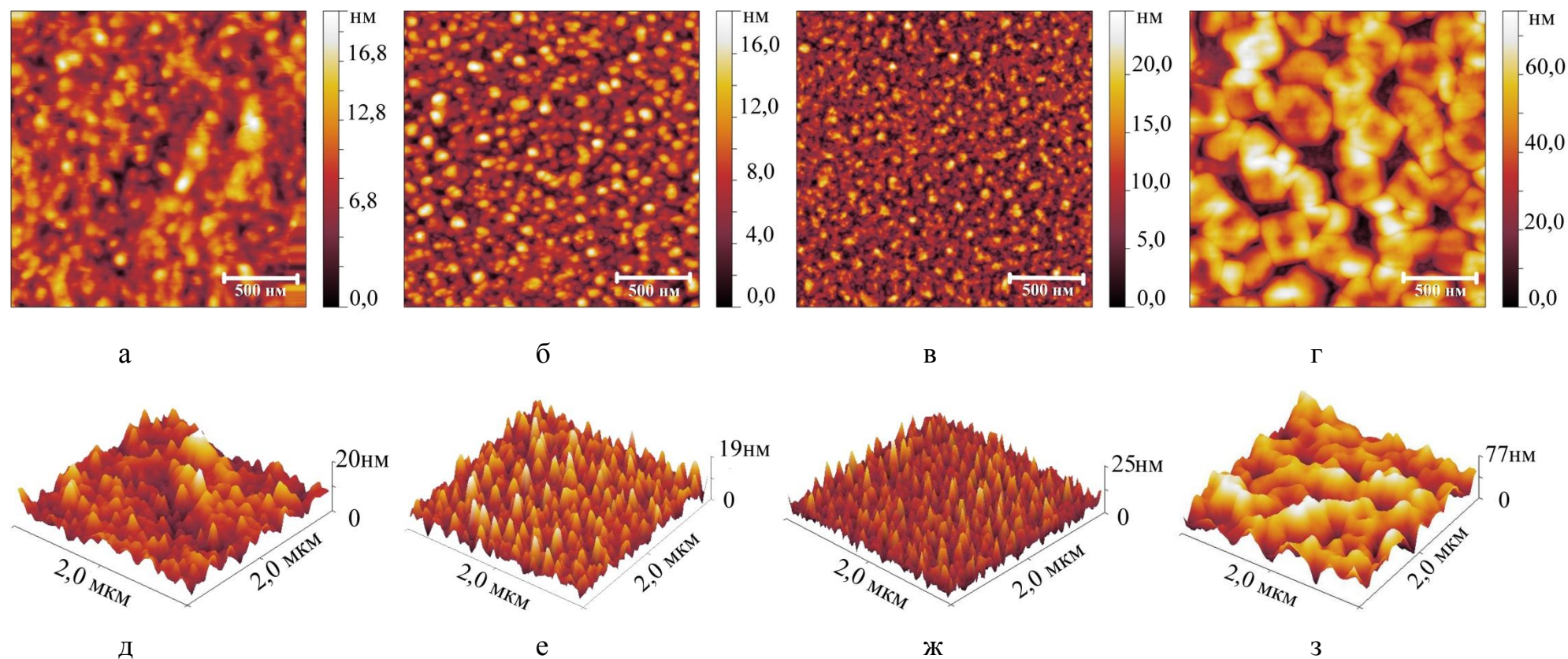


Рис. 3.21. АСМ-знімки в режимі топографії (а-г) та профілю (д-з) для спін-вентилля ІІІ типу (Au(3)/Fe(3)/Au(6)/Co(20)/Пі) при різних температурах відпалювання: $T_e = 300$ К (а,д), 450 К (б,е), 600 К (в,ж) та 750 К (г,з)

Розраховані значення σ (нм) та β (нм) для спін-вентильних структур

T_g, K	300		450		600		750	
	σ	β	σ	β	σ	β	σ	β
I	2,7	0,9	1,2	0,6	1,9	1,3	3,5	1,0
II	2,4	1,3	4,7	2,4	4,8	2,5	4,0	0,3
III	2,4	0,8	2,7	1,4	3,1	2,0	13,8	2,0
IV	3,0	0,5	1,4	0,6	1,6	1,0	1,8	0,3

ли здійснити оцінку ефективних коефіцієнтів дифузії атомів у плівкових системах. Залежності, що представлені (рис.3.22. а-д), свідчать про різну інтенсивність протікання дифузійних процесів для систем на підкладках (100)MgO та SiO₂/Si та про вплив ефекту Кіркендалла на зміщення межі поділу [181] в обох випадках.

Оцінка впливу КСД та ІСД на дифузійні процеси проводилася за допомогою співвідношення (2.8) [130,136].

Розрахунок ефективних коефіцієнтів ТД виконувався за допомогою співвідношення (2.9).

З рис. 3.22. а,б видно, що в обох системах, під час конденсації, дифузія атомів верхнього шару (Co) в нижній протікає більш інтенсивно ніж у зворотному напрямку. Крім того, інтенсивність дифузійних процесів (в обох напрямках) для системи, що вирощена орієнтовано на підкладці (100)MgO дещо нижча порівняно із системою Au(3)/Co(30)/Fe(30)/SiO₂/Si (табл. 3.10). При відпалюванні до 570 К ефективний коефіцієнт дифузії падає майже на два порядки, що свідчить про початок дифузії в об'ємі зерен. При $T_g = 1070 K$, в системі Au(3)/Co(30)/Fe(30)/SiO₂/Si спостерігається майже повне змішування атомів, що призводить до зникнення МО в обох геометріях.

Таким чином, матеріал підкладки суттєво впливає на дифузійні процеси, що протікають в системі і відповідно на її магнітні властивості. Однак, отримані значення ефективних коефіцієнтів дифузії дещо завищені через наявність впливу ІСД і тому використовуються лише для порівняння інтенсивності дифузійних процесів у різних системах.

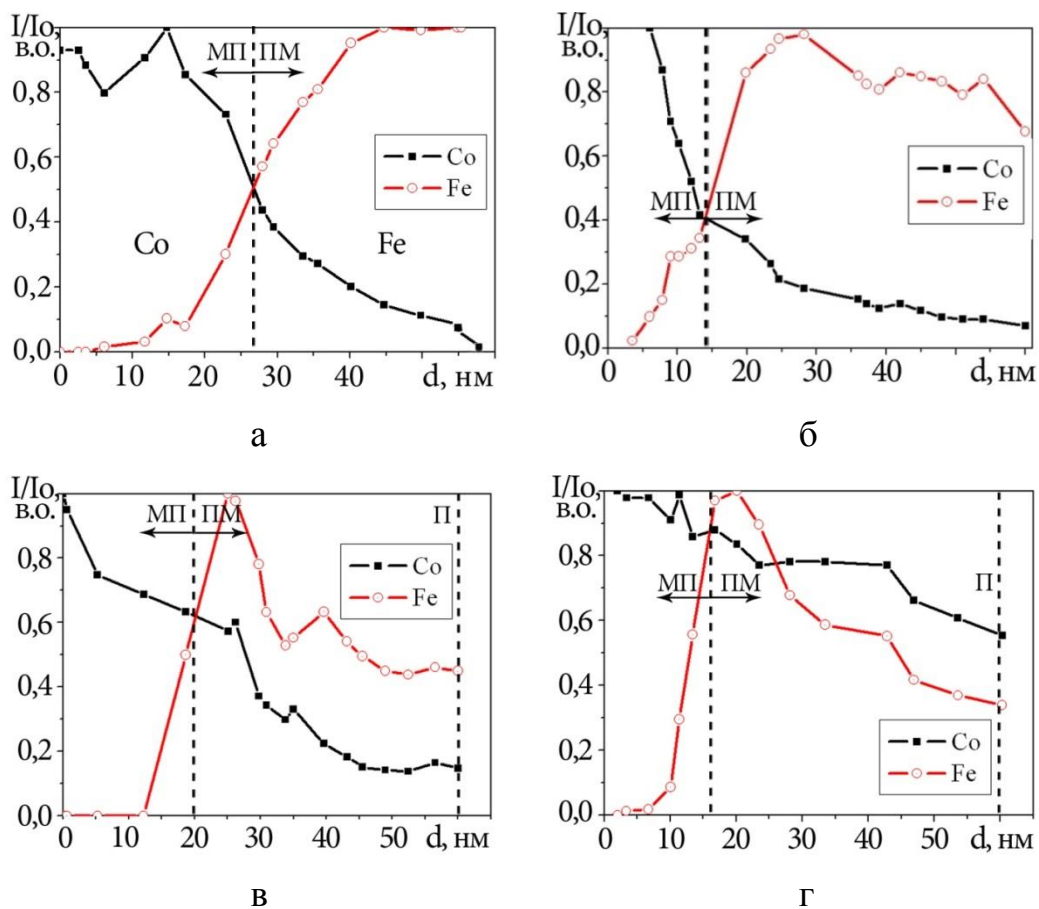


Рис. 3.22. Дифузійні профілі для плівкових систем Au(3)/Co(30)/Fe(30)/MgO (а, в) та Au(3)/Co(30)/Fe(30)/SiO₂/Si (б, г, д) у невідпаленому (а,б) та відпаленому до 570 К (в,г) станах; МП – межа поділу, ПМ – площина Матано, П – підкладка

**Ефективні коефіцієнти дифузії атомів у плівкових системах
Au(3)/Co(30)/Fe(30)/(100)MgO та Au(3)/Co(30)/Fe(30)/SiO₂/Si**

Підкл.	Дифуз. пара	КСД, КСД+ІСД		ТД					
				$T_g = 570$ К		$T_g = 770$ К		$T_g = 1070$ К	
		l , нм	$D_k \cdot 10^{19}$, м ² /с	l , нм	$(D_m \cdot 10^{19})$ м ² /с	l , нм	$D_m \cdot 10^{19}$, м ² /с	l , нм	$D_m \cdot 10^{19}$, м ² /с
(100)MgO	Fe→Co	24	21,3	17	0,27	–	–	–	–
	Co→Fe	27	33,8	30	0,05	–	–	–	–
SiO ₂ /Si	Fe→Co	27	27,0	24	0,05	30	5,0	30	5,0
	Co→Fe	30	41,7	30	5,00	30	5,0	30	5,0

Внеску ІСД позбавлені коефіцієнти дифузії, які розраховані на основі експериментальних даних оже-спектроскопії. Дана методика використовувалася при дослідженні двошарових систем на основі Fe та Cr. Особливості протікання дифузійних процесів у системах Fe/Cr/П та Cr/Fe/П вивчалися при конденсації верхнього шару, а також при відпалюванні систем в інтервалі температур $T_g = (300 - 683)$ К [137, 140-142]. Плівкові системи конденсувалися на скляні підкладки в умовах високого вакууму ($3 \cdot 10^{-8}$ Па). Контроль товщини виконувався методом кварцового резонатора по трьом кварцам, два з яких були опорними, а центральний замінював підкладку під час калібрування.

Оскільки, глибина аналізу оже-спектрометра складає < 3 нм, то для дослідження КСД здійснювалася поетапна конденсація верхнього шару. При кожному збільшенні товщини на 0,5 нм фіксувався оже-спектр (рис. 3.23. а,б). При дослідженні термічної дифузії, спектр знімався у процесі відпалювання протягом п'яти годин (рис. 3.23 д). Швидкість конденсації плівок підбиралася таким чином, щоб виключити утворення острівцевої структури: $\omega_{Cr} \cong (0,01 - 0,02)$ нм/с та $\omega_{Fe} \cong (0,01)$ нм/с.

З наведених на рис.3.23 оже-спектрів видно, що основними характеристичними піками на спектрах є такі: 600, 654, 706 еВ (Fe) та 490, 530, 572 еВ (Cr). Спектри, які фіксувалися при відпалюванні систем свідчать, що інтенсивність піків верхнього шару зменшується, а нижнього – збільшується, відносно інтенсивностей піків при $T_g = 300$ К. Це говорить про те, що атоми нижнього шару дифундують на поверхню системи. Крім того, з рис. 3.23(в, г) видно, що при різних значеннях температури

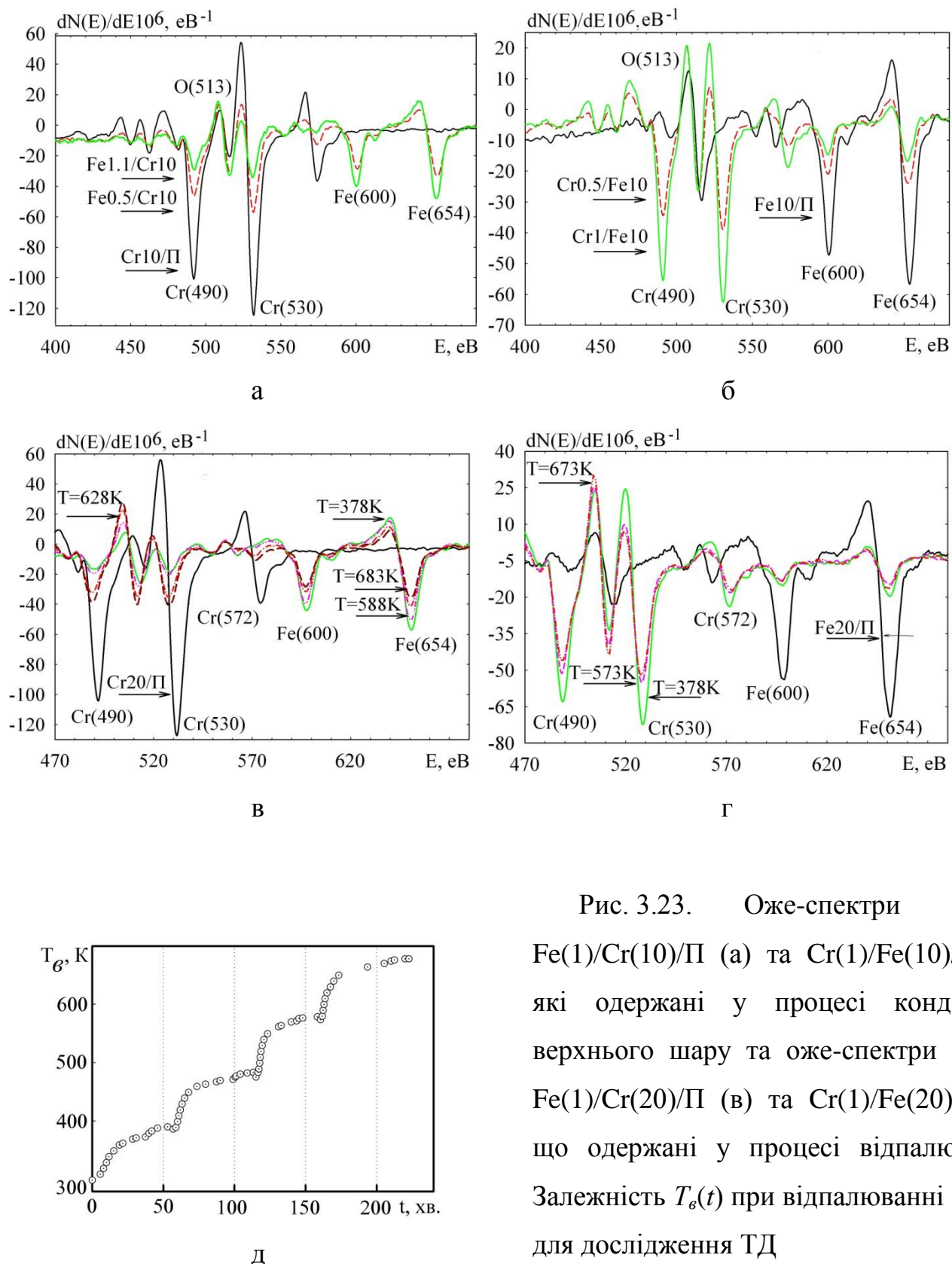


Рис. 3.23. Оже-спектри систем $\text{Fe}(1)/\text{Cr}(10)/\text{Pi}$ (а) та $\text{Cr}(1)/\text{Fe}(10)/\text{Pi}$ (б), які одержані у процесі конденсації верхнього шару та оже-спектри систем $\text{Fe}(1)/\text{Cr}(20)/\text{Pi}$ (в) та $\text{Cr}(1)/\text{Fe}(20)/\text{Pi}$ (г), що одержані у процесі відпалювання; Залежність $T_e(t)$ при відпалюванні систем для дослідження ТД

відпалювання, піки зміщуються вліво, що свідчить про фазоутворення в системах на основі Fe та Cr [182].

Побудовані оже-спектри дозволяють визначити відносні атомні концентрації елементів при певних значеннях температури відпалювання та глибини. Для цього використовуються фактори елементної чутливості, які наведені в таблицях [183]. Відносна атомна концентрація (у частках одиниці) для атомів довільного сорту визначається за формулою:

$$c = \frac{I}{S} / \sum_{i=1}^n \frac{I_i}{S_i},$$

де c – відносна атомна концентрація;

I – інтенсивність Оже-піків для кожного елементу;

S – фактор елементної чутливості; n – кількість елементів у системі [184].

Розраховані значення відносних концентрацій використані для побудови концентраційних профілів (рис. 3.24).

Оскільки, всі теоретичні моделі для розрахунку коефіцієнтів дифузії використовують відношення c/c_0 , то концентраційні профілі були перераховані (рис. 3.25). Величина c відповідає відносній концентрації елементу нижнього шару при товщині верхнього шару $d_2 \neq 0$, а c_0 – при товщині $d_2 = 0$. Відмітки на пунктирних лініях (рис. 3.25 а) відповідають значенням концентрації елементу нижнього шару при різних температурах відпалювання системи. Відмітки на суцільних лініях відповідають концентраціям елементів плівки до відпалювання. Концентраційні профілі, що представлені на рис. 3.25 а, використовувалися для розрахунку коефіцієнтів ТД, на рис. 3.25 б – коефіцієнтів КСД.

Концентраційний профіль на рис. 3.25 б розраховувався на основі експериментальних даних для двох систем, де верхній та нижній шари мінялися місцями. Наприклад, права частина графіка будувалася для плівки Cr/Fe/П, а ліва – для Fe/Cr/П. Залежності представлялися у такому вигляді для графічного методу Матано, за яким проводилися розрахунки коефіцієнтів КСД. Рис. 3.25 б підтверджує

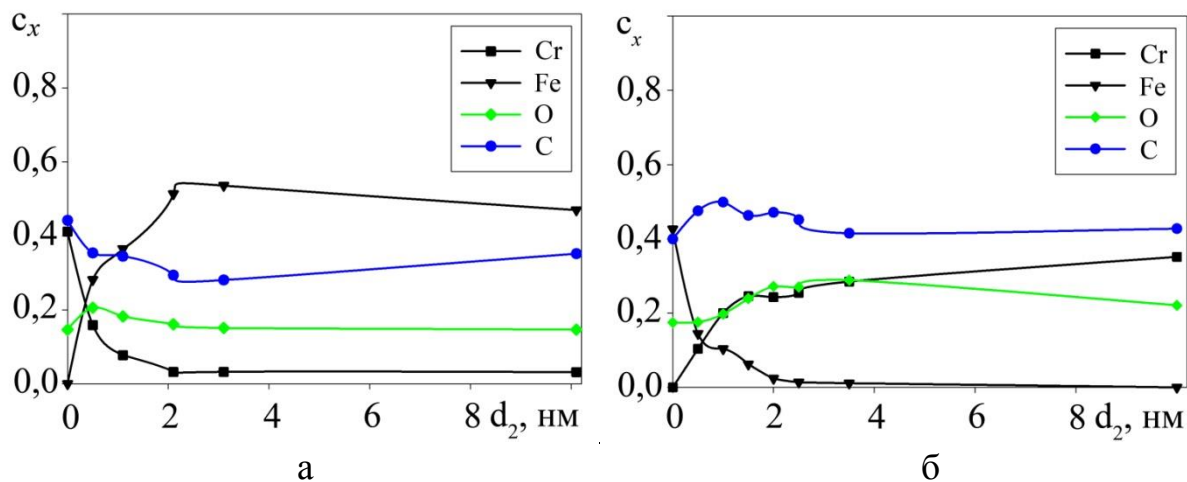


Рис. 3.24. Залежності відносних атомних концентрацій елементів для систем Fe(10)/Cr(10)/П (а) та Cr(10)/Fe(10)/П (а) від товщини верхнього шару під час конденсації при $T_c = 300$ К. Позначення: d_2 – товщина верхнього шару

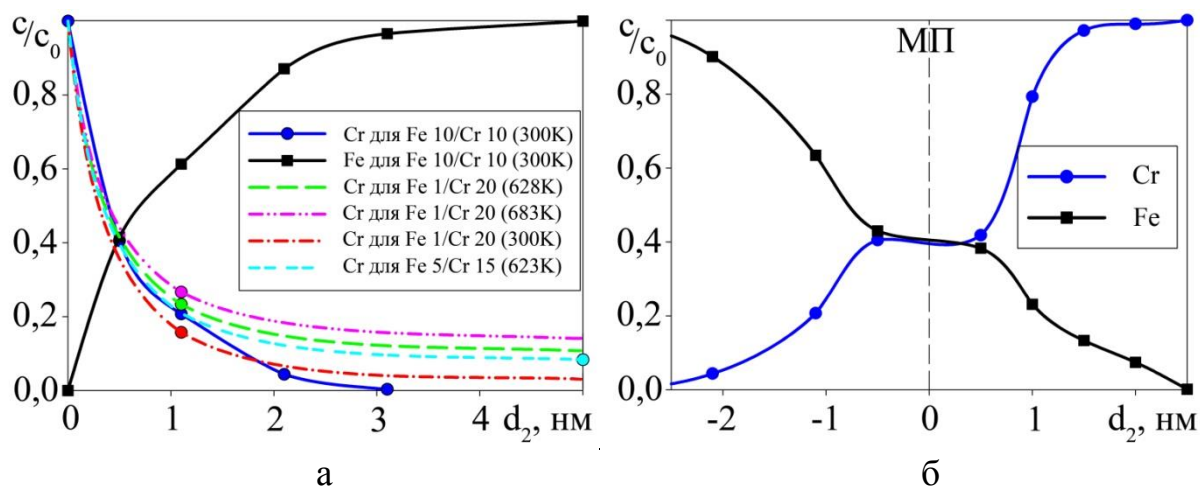


Рис. 3.25. Концентраційні профілі для системи Fe/Cr/П при ТД (а) та при КСД (б). Позначення: МП – межа поділу шарів системи

те, що в системі на основі Fe та Cr відбувається суттєве взаємне проникнення атомів шарів біля інтерфейсу вже на стадії конденсації.

Для розрахунку коефіцієнтів дифузії використовувалося розроблене програмне забезпечення на основі теоретичних моделей, що описані у п.2.3.2. Графічний метод Матано дозволяє розрахувати коефіцієнт взаємної дифузії атомів D_{Bz} (2.10), який визначає розподіл атомів одного типу на деякій глибині (x), що відраховується від площини Матано (x_m) в матриці, яка являє собою суміш двох типів атомів (A та B) з відношенням концентрацій $c_A(x)/c_B(x)$. Знаючи величину D_{Bz} можна визначити окремо коефіцієнти дифузії обох компонент (D_A та D_B):

$$D_{Bz}(x) = D_A c_B(x) + D_B c_A(x).$$

Результати розрахунків коефіцієнтів КСД, за допомогою різних теоретичних моделей, представлені в таблиці 3.11. Похибки визначалися за формулою Бесселя. Деякі з описаних у п.2.3.2 методик підходять для розрахунку коефіцієнтів термічної дифузії (таблиця 3.12).

Таблиця 3.11

Коефіцієнти КСД ($D \cdot 10^{19}$, м²/с), що розраховані різними методами для систем на основі Fe та Cr

Метод Система	Гауса	Матано	Фур'є аналіз	Лефакіса	Уїпла	Ф-ла (2.13)	Оцін. (2.8)
Cr10/Fe10/П	0,64±0,02	0,52±0,03	0,61±0,03	0,74±0,04	0,61±0,01	0,95±0,02	≤ 0,9
Fe10/Cr10/П	0,22±0,01	0,14±0,01	0,24±0,01	0,25±0,01	0,45±0,01	0,18±0,01	≤ 0,5

З таблиць видно, що коефіцієнт ТД на два порядки менший ніж, коефіцієнт КСД, що пояснюється насиченням меж зерен атомами нижнього шару вже на стадії конденсації верхнього. Оскільки, відпалювання стимулює дифузію атомів з меж в об'єм зерен (термічна дифузія), то D в цьому випадку буде значно нижче [146].

Отримані результати добре узгоджуються з літературними даними [144,31].

Метод Уїпла (2.14) дозволяє визначити коефіцієнт об'ємної дифузії (D), який може бути використаний для розрахунку добутку $D_{Mz} \delta s$ за співвідношенням (2.15)

Коефіцієнти ТД ($D_m \cdot 10^{22}$, м²/с), що розраховані різними методами для систем на основі Fe та Cr

Система	Fe(5)/Cr(15)/П		Fe(1)/Cr(20)/П	
T_6 , К Метод	623	673	628	683
Лефакіса	3,18 ± 0,16	3,12 ± 0,16	3,62 ± 0,19	1,61 ± 0,08
Гауса	7,61 ± 0,13	7,23 ± 0,12	7,70 ± 0,13	1,52 ± 0,03
Фур'є	11,57 ± 0,51	8,14 ± 0,36	6,93 ± 0,30	4,98 ± 0,22
Уїпла	3,19 ± 0,06	3,22 ± 0,06	2,22 ± 0,04	1,62 ± 0,03

(таблиця 3.13) [48]. При відпалюванні переважає зерномежова дифузія, яка має три кінетичні режими: *A*, *B* та *C* [185]. Кожен з них характеризується дифузійним пробігом атому за час τ в об'ємі зерна з середнім розміром L та шириною межі зерна δ . Режим *A* реалізуються при довготривалому відпалюванні в матеріалах з невеликим розміром зерен. Дифузія протікає в даному режимі при виконанні співвідношення $(D\tau)^{0,5} \geq 3L$. Режим *B* характеризується сумісним протіканням дифузії в об'ємі зерен та по межах зерен. Однак, дифузійні потоки ізольовані по межах зерен при умові $(D\tau)^{0,5} \geq L/3$. Режим *C* реалізується при домінуючому дифузному переміщенні по МЗ, коли дифузією в об'ємі кристалітів можна знехтувати (при відсутності відпалювання). У цьому випадку необхідне виконання умови $(D\tau)^{0,5} < \delta/2$. Температурний інтервал режиму *B* обмежений зверху умовою, що окремі потоки дифундуючого матеріалу, з різних меж нанокристалітів в об'єм зерен, не накладаються. З підвищенням температури дана умова перестає виконуватись та спостерігається перехід від кінетики типу *B* до типу *A*. Реалізується режим *AB*, для якого характерно: $L/4 < (D\tau)^{0,5} < 3L$.

Таблиця 3.13

Оціночні значення добутку $D_{МЗ}\delta$ (за методом Уїпла)

Система	Fe(5)/Cr(15)		Fe(1)/Cr(20)	
T_6 , К	623	673	628	683
$D_{МЗ}\delta \cdot 10^{29}$, м ³ /с	3,10 ± 0,03	2,80 ± 0,03	2,30 ± 0,02	1,80 ± 0,01

При температурі 300 К дифузія у системах, які досліджуються протікає в режимі C , при $T_g = 623, 628, 673$ та 683 К – в режимі AB , оскільки $L_{Fe} \cong 10$ нм. Таким чином, кінетичні режими дифузії у системах, що досліджуються змінюються так: $C \rightarrow B \rightarrow AB$. У цьому випадку можуть бути визначені наступні параметри ТД: добуток $D_{M3}\delta s$ з рівняння (2.15) в режимі B та добуток $D_{M3}s$ в режимі AB :

$$D_{M3}s = 16,48 \frac{D^{0,1}}{\delta^{0,2}\tau^{0,9}} \cdot q^{-4/3},$$

де D – коефіцієнт об'ємної дифузії;

q – нахил відповідної частини концентраційного профілю.

Далі, за відомими добутками $D_{M3}\delta s$ та $D_{M3}s$ оцінюється ширина меж зерен (таблиця 3.14).

Таблиця 3.14

Розраховані параметри системи Fe/Cr

Система	Fe(5)/Cr(15)		Fe(1)/Cr(20)	
	T_g, K			
	623	673	628	683
$sD_{M3} \cdot 10^{19}, m^2/c$	$7,63 \pm 0,01$	$6,76 \pm 0,01$	$6,42 \pm 0,01$	$5,14 \pm 0,01$

Ширина межі зерен для системи Fe/Cr становить $\delta \cong 3,5$ нм. Велика поверхня меж зерен та малі розміри кристалітів в цій системі приводять до протікання інтенсивних дифузійних процесів, що сприяє утворенню т.р.

Кожний наведений метод розрахунку коефіцієнтів дифузії має певні переваги та недоліки. Однак, найбільш точними є алгоритми, які враховують товщину шару дифузанта, тобто уточнений метод Уїпла та метод з використанням функції помилок Гауса. Для випадку термодифузії необхідно враховувати кінетику дифузійних процесів, оскільки від її типу залежить, яким чином буде розраховуватись коефіцієнт ТД.

У системі Fe/Co коефіцієнт КСД $Co \rightarrow Fe$ у два рази більший ніж $Fe \rightarrow Co$, а у системі Fe/Cr більший коефіцієнт $Fe \rightarrow Cr$.

3.3.2. Електрофізичні властивості плівок Ag (Au) з тонким покриттям Cr, Cu та Co [153, 154]

При конденсації багат шарових плівкових структур суттєву роль відіграє інтенсивність протікання КСД, оскільки вона сприяє виникненню проміжних шарів. Зокрема, у спін-вентильних структурах вона викликає порушення цілісності немагнітного прошарку та призводить до зміни обмінної взаємодії між магнітними шарами. Тому, було вирішено дослідити вплив КСД на параметри електроперенесення плівок Ag (Au), які використовуються, як немагнітні прошарки спін-вентилів і встановити кореляцію між розчинністю компонент та змінами цих параметрів. Для цього на плівки Ag(Au) конденсувались тонкі покриття Cr, Co, Cu та проводились дослідження тензорезистивного ефекту (рис. 3.26). Використання дуже тонких покриттів сприяло їх повній дифузії у шари Ag(Au), що дало можливість розглядати системи як одношарові плівки та застосовувати лінеаризоване співвідношення (2.16) для розрахунку параметрів електроперенесення шарів Ag та Au.

Встановлено, що при нанесенні тонких плівок (з ефективною товщиною ≤ 3 нм) зростає коефіцієнт тензочутливості (γ_l) та знижується опір системи. Найбільших змін властивостей зазнає плівка Ag при нанесенні тонкого шару Cr. Наприклад, при $d_{Ag} = 16$ нм коефіцієнт тензочутливості змінюється на 0,8 од. при нанесенні Cr, у той час як при нанесенні Co – на 0,3 од. Із збільшенням товщини плівки Ag, коефіцієнт γ_l монотонно знижується (рис. 3.27, а) і сягає значень < 1 . Такі низькі значення коефіцієнту тензочутливості пояснюються тим, що можливо плівки зазнають пластичної деформації [186, 187]. У цьому випадку тензоефект визначається лише зміною геометрії провідника і коефіцієнт Пуассона (μ) сягає значень більших за 0,5 од., що призводить до його від'ємного внеску у величину γ_l , оскільки коефіцієнт пропорційності між приростом опору плівки та деформацією визначається за формулою: $\gamma_l = 1 + 2\mu + t$, де $t = 2 \gamma_l^p (1 - 2\mu)$. При значеннях $\mu > 0,5$ од. γ_l зменшується [186].

Для розрахунку параметрів електроперенесення використовувалося лінеаризоване співвідношення К.Тельє, А.Тоссе і К.Пішар (2.16) (рис. 3.27, б). Для цього визначався параметр зерномежового розсіювання електронів (α) за спів-

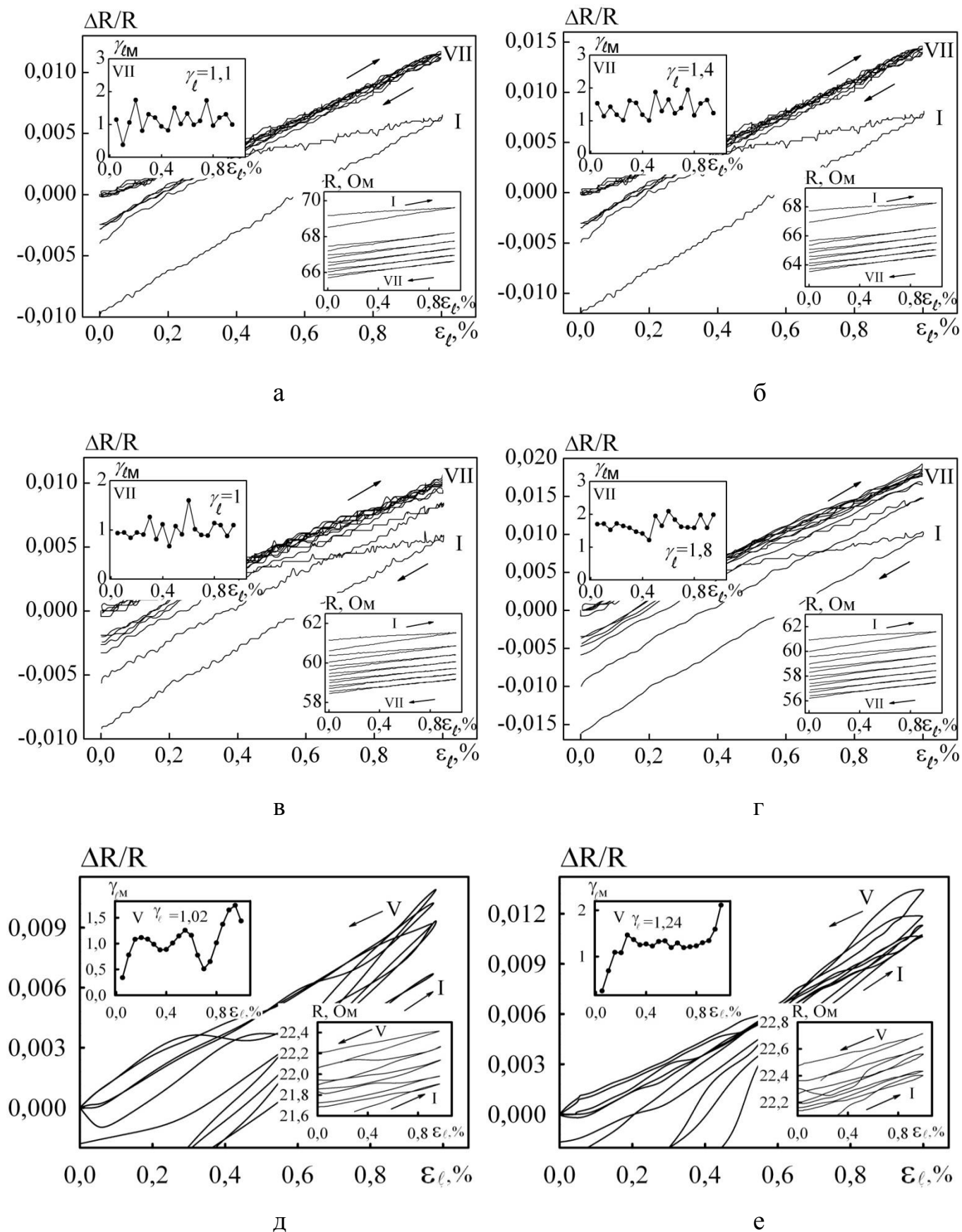


Рис. 3.26. Тензорезистивні залежності плівок Ag(15)/Π (а), Co/Ag(15)/Π (б), Ag(16)/Π (в), Cr/Ag(16)/Π (г), Ag(27)/Π (д), Cu/Ag(27)/Π (е)

відношенням (2.17) та оцінювалися величини R та $\lambda_0(1-p)$ плівок Au (Ag). Така послідовність розрахунків дала можливість порівняти значення параметрів електроперенесення до та після конденсації тонкого покриття Cr, Cu та Co (таблиця 3.15). Визначені добутки $\lambda_0(1-p)$ дозволили оцінити зміни коефіцієнту p плівки після нанесення покриття за співвідношенням: $\lambda_0(1-p_1)/\lambda_0(1-p_2)$, де p_1 та p_2 коефіцієнти дзеркальності поверхні плівки без та з тонким шаром Co (Cr чи Cu) відповідно, за умови, що $\lambda_0 = const$. За допомогою розрахованих значень R оцінювалися коефіцієнти проходження МЗ (r):

$$\frac{R}{1-R} = 0,97 \ln\left(\frac{1}{r}\right).$$

Результати розрахунків (табл.3.15) вказують на те, що при нанесенні покриття погіршується проходження МЗ носієм заряду, оскільки збільшується коефіцієнт їх розсіювання на межах кристалітів. Відповідно, зменшується добуток $\lambda_0(1-p)$, причому найбільших змін він набуває для систем з обмеженою розчинністю [153, 154].

Таким чином, якщо порівняти системи, то видно, що в тому випадку, де розчинність компонентів дуже низька, атоми матеріалу покриття суттєво збільшують дзеркальність поверхні плівки Ag та коефіцієнт розсіювання носіїв струму на межах зерен. Аналогічні результати спостерігаються і для плівок Au/П. При конденсації тонкого шару Co, в обох випадках зміни коефіцієнтів дзеркальності поверхні та розсіювання на МЗ – найменші.

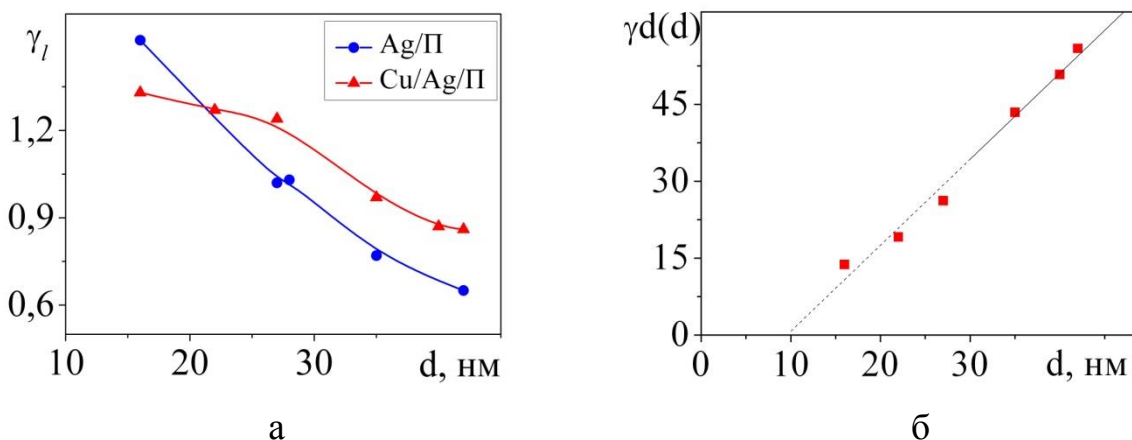


Рис. 3.27. Залежність $\gamma_1(d)$ для чистої плівки Ag і з покриттям Cu (а) та залежність $\gamma d(d)$ для системи Cu/Ag/П (б)

**Параметри електроперенесення для плівок Ag/П, Au/П, Co/Au/П та
Co(Cu)/Ag(Au)/П**

Система	$\eta_{\lambda_0 l}$	$\lambda_0(1-p)$	R	r	P ($\lambda_0 = \text{const}$)	$\Delta\lambda_0(1-p)$	Δp
Ag/П	3,06	64,07	0,17	0,81	0,15	-5,50	0,07
Co/Ag/П	3,44	58,57	0,22	0,75	0,22		
Ag/П	1,95	71,89	0,10	0,92	0,15	-13,82	0,16
Cu/Ag/П	2,25	58,07	0,14	0,87	0,31		
Au/П	1,21	64,79	0,15	0,83	0,10	-8,04	0,11
Co/Au/П	2,23	56,75	0,20	0,78	0,21		

Це необхідно враховувати при формуванні спін-вентильних структур, оскільки зміни параметрів електроперенесення немагнітного прошарку, внаслідок зерномежової дифузії, можуть призвести до порушення обмінного зв'язку між магнітними шарами, що у свою чергу змінить магнітні характеристики всієї системи. Саме тому, спін-вентилі з магнітними шарами на основі Co мають перевагу перед системами з Cr.

3.3.3. Еліпсометричні дослідження плівкових систем на основі Fe та Co [167]

Відпалювання досліджуваних двошарових систем та спін-вентильних структур призводить до утворення твердих розчинів, тобто проміжних шарів, які мають відмінні фізичні властивості. Метод еліпсометрії дозволяє визначити товщину цих шарів та їх оптичні показники, які суттєво відрізняються від показників для чистих матеріалів. Експериментальні значення головного азимуту (Ψ) та різниці фаз (Δ) еліпсу поляризації (рис. 3.28) дозволяють визначити комплексний індекс віддзеркалення хвилі $n' = n + ik$, де n – це коефіцієнт заломлення хвилі та k – коефіцієнт згасання хвилі в шарі. Розрахунки оберненої задачі еліпсометрії, тобто визначення оптичних показників, проводилися за допомогою «генетичного алгоритму» та програмного забезпечення, що було розроблено в графічному середовищі LabVIEW [131,188].

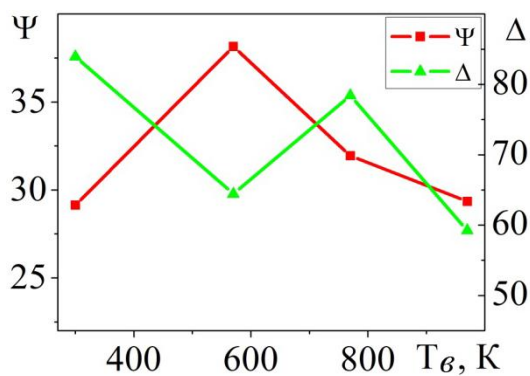
Розрахунки оберненої задачі еліпсометрії для двошарових систем на основі Fe та Co, що вкриті Au для попередження окислення, дозволили встановити, що відбувається утворення твердих розчинів (Au, Co) та (Au, Fe). Оптичні показники n і k цих проміжних шарів (таблиця 3.16, таблиця 3.17) суттєво відрізняються від табличних значень для чистих матеріалів: $n_{Au} = 0,249$, $k_{Au} = -2,991$ та $n_{Co} = 1,861$, $k_{Co} = -4,021$. Знак «-» вказує на те, що коефіцієнт k характеризує зменшення амплітуди хвилі.

Для розрахунків у програмному середовищі задавалась модель плівкової системи, тобто матеріал, товщина і табличні значення оптичних параметрів для кожного шару. Якщо, після обчислень генетичний алгоритм не знаходив фізичні рішення, наприклад, значення n і k чи d були не правильними, то це свідчило про некоректність заданої моделі. Тому, вводились проміжні шари (т.р.) і порядок розрахунків повторювався знову. Таким методом було встановлено, що плівкові системи Au/Co/Fe мають два проміжні шари. Метод еліпсометрії дозволив також оцінити їх товщину при різних температурах відпалювання. Так, наприклад у системі Au(5)/Co(40)/Fe(40)/П товщина шару т.р.(Au,Co) збільшується від $d \cong 1,9$ нм для системи при $T_e = 770$ К та, до 7 нм при $T_e = 970$ К. Товщина шару т.р.(Fe,Co) для цієї системи змінюється від 1,2 нм при $T_e = 770$ К до 2,0 нм при $T_e = 970$ К [167].

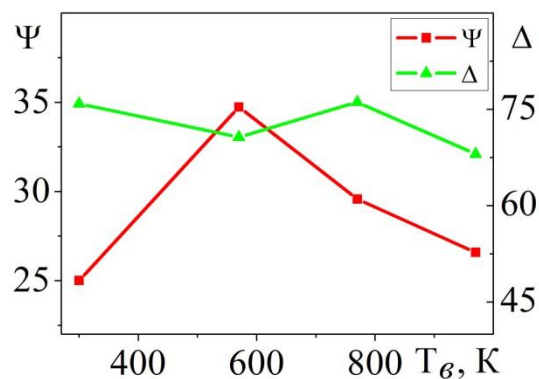
З таблиці 3.16 видно, що із збільшенням температури відпалювання, для твердого розчину з певним відношенням концентрацій, коефіцієнт в проміжному шарі (Au,Co) зростає, а коефіцієнт затухання хвилі – зменшується. Оскільки, еліпсометричні вимірювання проводилися для охолоджених до кімнатної температури зразків (після відпалювання при певній температурі), то зміна n і k пояснюється тим, що підвищення T_e призводить до зміни кристалічної ґратки.

Зростання Ψ та зменшення Δ відбувається немонотонно. В інтервалі температур $T_e = 570$ – 770 К спостерігаються різкі зміни значень цих показників, що пояснюється поліморфним переходом Co до високотемпературної фази.

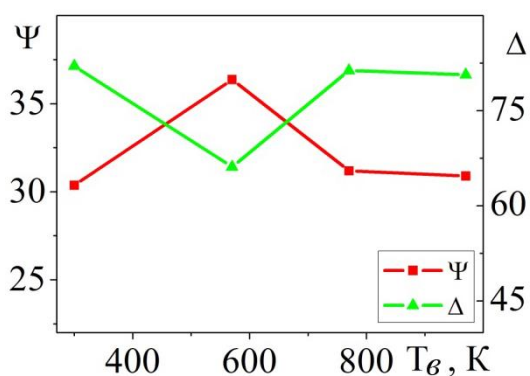
З таблиці 3.16 також видно, що збільшення концентрації Co у т.р. (Au,Co) призводить до зменшення коефіцієнту заломлення та до зростання коефіцієнту затухання хвилі. Це спричинено тим, що при утворенні твердого розчину, коли



а



б



в

Рис. 3.28. Залежності $\Psi(T_\theta)$ та $\Delta(T_\theta)$ для систем Au(8)/Co(40)/Fe(20)/Π (а), Au(5)/Co(40)/Fe(40)/Π (б) та Au(5)/Co(25)/Fe(15)/Π (в)

Таблиця 3.16

Значення розрахованих оптичних показників n і k для т.р. (Au,Co) при різних T_θ

Система ^{*)}	770 К			970 К			$\frac{c_{Au}}{c_{Co}}$	Зміна	
	n	k	d , нм	n	k	d , нм		n	k
1	2,01	-1,10	2	2,05	-0,73	7	0,10	2%	34%
2	1,96	-0,93	3	2,38	-0,47	9	0,12	18%	50 %
3	2,02	-0,58	1	3,21	-0,39	4	0,22	37%	33%

*) система 1 – Au(5)/Co(40)/Fe(40)/Π ($c_{Au} = 5,2$ ат.%; $c_{Fe} = 46,3$ ат.%; $c_{Co} = 49,6$ ат.%;
система 2 – Au(8)/Co(40)/Fe(20)/Π ($c_{Au} = 8,1$ ат.%; $c_{Fe} = 29,2$ ат.%; $c_{Co} = 62,6$ ат.%;
система 3 – Au(5)/Co(15)/Fe(25)/Π ($c_{Au} = 7,8$ ат.%; $c_{Fe} = 56,1$ ат.%; $c_{Co} = 36,1$ ат.%).

$d_{\text{Co}} > d_{\text{Au}}$, частина атомів Co акумулюється в ГЦК - гратці твердого розчину, а інша частина йде на утворення гранул ГЦП-Co та зосереджується по межах кристалітів твердого розчину. Зростання концентрації Co призводить до збільшення розмірів гранул та насичення меж кристалітів, що визиває зростання коефіцієнту затухання та зменшення коефіцієнту віддзеркалення хвилі в шарі твердого розчину.

Розв'язок оберненої задачі еліпсометрії дозволив також визначити оптичні показники т.р. (Fe,Co) у досліджуваних системах (таблиця 3.17). Із розрахованих даних видно, що при збільшенні температури відпалювання, як і в попередньому випадку, коефіцієнт заломлення хвилі зростає, а коефіцієнт затухання – знижується. В інтервалі температур $T_g = (570-770)$ К також спостерігається різка зміна оптичних характеристик Ψ та Δ , що пояснюється переходом Co до ГЦК - фази. Зі збільшенням концентрації Co в системі відбувається ріст n та зменшення k . Це пояснюється тим, що при таких температурах відпалювання тільки невелика частина Fe має ГЦК - гратку (γ -Fe) [189], оскільки поліморфний перехід α -Fe \rightarrow γ -Fe відбувається при $T_g = 1170$ К. Тому, при більших концентраціях Fe (тобто при менших значеннях c_{Co}) утворюється більша кількість т.р. (Fe,Co), що призводить до зростання коефіцієнту затухання хвилі.

Аналогічний розв'язок оберненої задачі еліпсометрії був проведений для спін-вентильних структур. Встановлено, що модель системи, яка складається з магнітних шарів, немагнітного прошарку та шару покриття (Au) дає фізичні розв'язки для всіх

Таблиця 3.17

Значення розрахованих оптичних показників n і k для т.р. (Fe,Co) при різних T_g

Система*)	770 К		970 К		$\frac{c_{\text{Fe}}}{c_{\text{Co}}}$	Зміни	
	n	k	n	k		n	k
1	1,21	-2,03	1,27	-1,98	0,47	5,3%	6,9%
2	1,16	-2,11	1,26	-2,01	0,93	4,9%	6,6%
3	1,27	-2,12	1,21	-2,06	1,56	4,2%	2,5%

*) система 1 – Au(8)/Co(40)/Fe(20)/П ($c_{\text{Au}} = 8,1$ ат.%; $c_{\text{Fe}} = 29,2$ ат.%; $c_{\text{Co}} = 62,6$ ат.%;
 система 2 – Au(5)/Co(40)/Fe(40)/П ($c_{\text{Au}} = 5,2$ ат.%; $c_{\text{Fe}} = 46,3$ ат.%; $c_{\text{Co}} = 49,6$ ат.%;
 система 3 – Au(5)/Co(15)/Fe(25)/П ($c_{\text{Au}} = 7,8$ ат.%; $c_{\text{Fe}} = 56,1$ ат.%; $c_{\text{Co}} = 36,1$ ат.%).

чотирьох типів спін-вентилів до відпалювання. Після підвищення температури T_v , генетичний алгоритм, який використовував цю систему не знайшов розв'язків, тобто значення n і k шарів Fe, Co та Au суттєво відхилилися від табличних даних. Тому, були введені проміжні шари, які відповідали т.р.(Au,Fe) та (Au,Co).

Дослідження спін-вентилів за допомогою методу еліпсометрії дозволило оцінити оптичні показники для відносно тонких шарів Co, Fe та Au, які відрізняються від табличних значень для масивних зразків: $n_{Au \text{ розр.}} = 0,24$, $k_{Au \text{ розр.}} = -2,97$; $n_{Co \text{ розр.}} = 2,01$, $k_{Co \text{ розр.}} = -4,12$ та $n_{Fe \text{ розр.}} = 1,99$, $k_{Fe \text{ розр.}} = -3,17$ ($n_{Fe \text{ табл.}} = 2,21$, $k_{Fe \text{ розр.}} = -3,07$). Залежності $\Psi(T_g)$ та $\Delta(T_g)$ подібно до двошарових систем на основі Fe та Co, мають зміну характеру поведінки при $T_g = 600$ К (рис. 3.29). Розв'язки оберненої задачі еліпсометрії вказують на те, що із збільшенням температури відпалювання, змінюється товщина твердих розчинів, збільшується коефіцієнт заломлення та зменшується коефіцієнт затухання хвилі (таблиця 3.18). Правильність використання моделей плівкових систем підтверджується тим, що після введення проміжних шарів при $T_g = 770$ К, оптичні показники шарів спін-вентилів стають близькими до табличних значень (рис. 3.30). Так, перші точки, які відповідають температурам $T_g = 300$ К та 450 К, були отримані по розрахунковій моделі системи без проміжних шарів, а точки при $T_g = 600$ К та 750 К – по моделі, що має шари т.р. Видно, що значення n і k шарів Fe, Co та Au близькі до табличних на всьому інтервалі температур. Ці результати підтверджують мікроскопічні дослідження спін-вентильних структур.

Умови конденсації спін-вентильних структур підбирались таким чином, щоб виключити перемішування шарів на стадії отримання плівок. Однак, з таблиці 3.18 видно, що у системах, в яких верхнім магнітним шаром є шар Co (I та IV спін-вентилі), спостерігається утворення т.р. (Au,Co) раніше ніж в тих системах, де шар Co є нижнім. Це пояснюється тим, що коефіцієнт дифузії $Co \rightarrow Au$ вищий ніж для $Au \rightarrow Co$, оскільки твердий розчин формується на основі ГЦК-гратки Au. Тому, при конденсації, атоми Co, маючи збільшену енергію, дифундують в шар Au, який виступає немагнітним прошарком в спін-вентиліях. Розрахунок оберненої задачі еліпсометрії для систем II та III типу показує індивідуальність всіх шарів при $T_g = 300$ К.

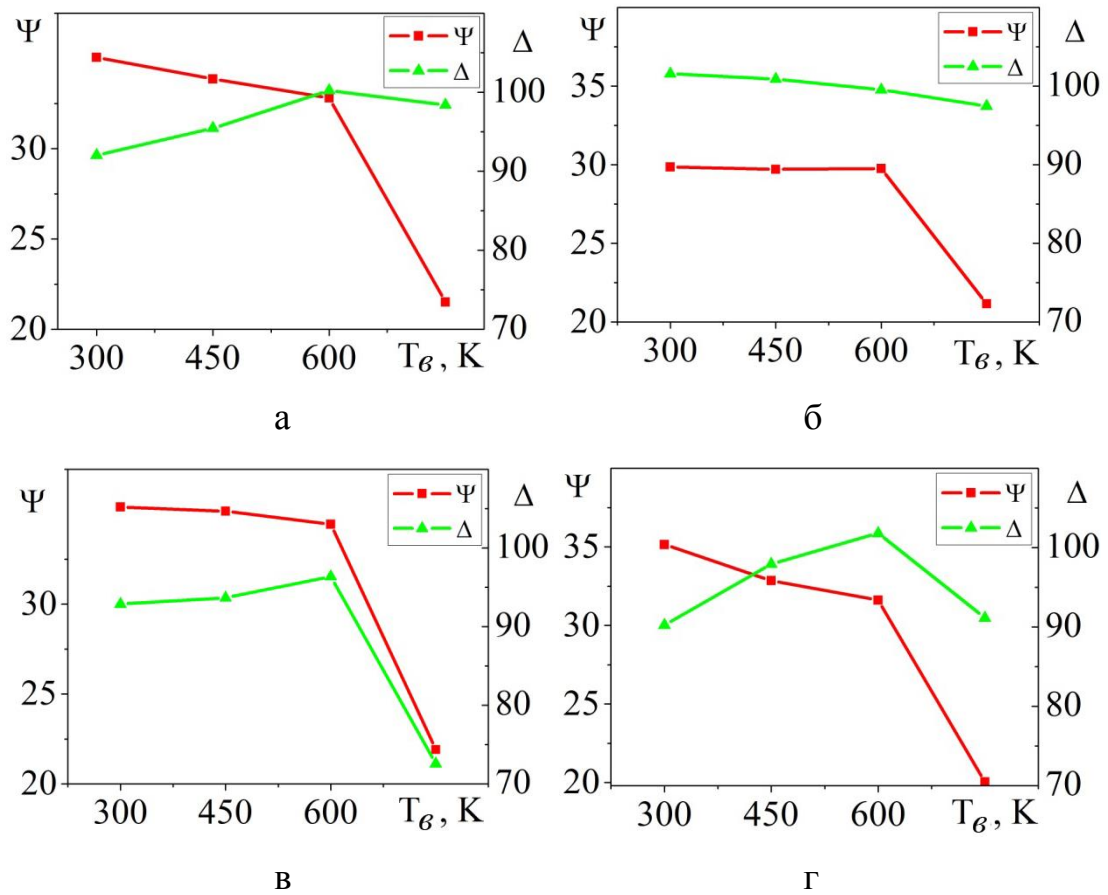


Рис. 3.29. Залежності $\Psi(T_\theta)$ та $\Delta(T_\theta)$ для спін-вентильних структур I (а), II (б), III (в) та IV (г) типів

Таблиця 3.18

Значення розрахованих оптичних показників n і k для т.р. (Au, Co) та (Fe, Co) при різних T_θ спін-вентильних структур

Сист.	Т.р.	300 К			450 К			600 К			720 К		
		d , нм	n	k	d , нм	n	k	d , нм	n	k	d , нм	n	k
I	(Au,Co)	4,0	4,32	-0,03	3,2	3,65	-0,0215	5,6	2,43	-0,03	5,6	3,75	-0,02
	(Au,Fe)	—	—	—	—	—	—	3,4	0,85	-1,55	7,4	2,93	-1,40
II	(Au,Fe)	—	—	—	—	—	—	1,4	0,74	-4,39	2,5	1,79	-3,24
	(Au,Co)	—	—	—	—	—	—	0,6	1,91	-0,41	3,7	1,95	-0,31
III	(Au,Fe)	—	—	—	—	—	—	0,7	1,00	-2,66	2,6	1,99	-1,69
	(Au,Co)	—	—	—	—	—	—	5,0	1,98	-0,31	5,1	2,10	-0,30
IV	(Au,Co)	—	—	—	1,9	2,92	-0,12	3,9	2,41	-0,29	5,9	2,99	-0,10
	(Au,Fe)	—	—	—	—	—	—	1,3	2,70	-3,16	—	—	—

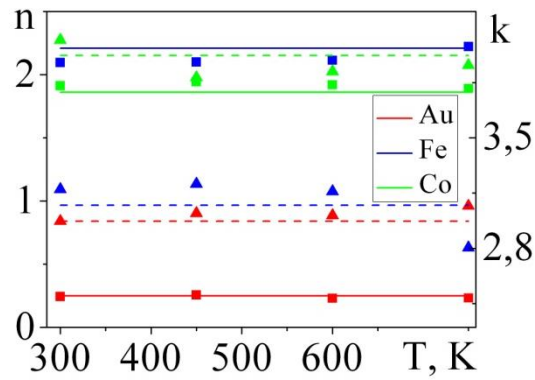


Рис. 3.30. Залежності n і k від T_g для спін-вентилля II типу – Au(3)/Fe(20)/Au(6)/Co(3)/П, де позначки червоного кольору – для Au, зеленого – Co, синього – Fe; ▲ – мітка, що відповідає розрахованому значенню k , ■ – мітка, що відповідає розрахованому значенню n ; суцільна лінія – табличні данні для параметру n , штрихова лінія – табличні данні для параметру k

Так, наприклад, для II спін-вентильної структури (Au(3)/Fe(20)/Au(6)/Co(3)/П) були отримані такі розрахункові значення товщини шарів: $\cong 3,0$ нм, $\cong 5,9$ нм, $\cong 19,6$ нм, $\cong 3,3$ нм.

Висновки до розділу 3

1. Встановлено, що матеріал підкладки та умови осадження суттєво впливають на інтенсивність протікання дифузійних процесів у системах Co/Fe/П. Зокрема, для плівкової системи Co(30)/Fe(30)/(100)MgO, яка вирощена орієнтовано, інтенсивність протікання КСД нижча ніж для системи на аморфній підкладці SiO₂/Si.

2. Дослідження фазового складу спін-вентильних структур на основі Fe, Co та Au показали, що всі структури при $T_g = 300$ К зберігають індивідуальність окремих шарів. В інтервалі температур $T_g = 600 - 750$ К спостерігається утворення т.р. (Au,Co) та т.р.(Au,Fe), що підтверджується даними еліпсометрії.

3. Здійснена апробація та порівняльний аналіз відомих теоретичних моделей для розрахунку коефіцієнтів КСД та ТД. Встановлено, що найбільш точними є моделі, які враховують товщину шару матеріалу, що дифундує, та середній розмір кристалітів, тобто уточнений метод Уїпла та метод функції помилок Гауса. На основі експериментальних даних оже-спектроскопії проведена оцінка коефіцієнтів дифузії у нанорозмірних плівкових системах Fe/Cr. Установлені значення КСД в обох напрямках протікання: $D_k(\text{Fe} \rightarrow \text{Cr}) \cong 0,6 \cdot 10^{-19}$ м²/с та $D_k(\text{Cr} \rightarrow \text{Fe}) \cong 0,2 \cdot 10^{-19}$ м²/с. Крім того, визначено, що коефіцієнт ТД на два порядки менший за коефіцієнт КСД: $3,2 \cdot 10^{-21}$ м²/с для системи Fe(5)/Cr(15)/П при $T_g = 673$ К.

4. Визначенні параметри електроперенесення для плівок Au(Ag) без та із нанесеним покриттям ($d \leq 3$ нм). Встановлено, що внаслідок протікання КСД, у плівках благородних металів, на які наносились тонкі покриття Cr, Cu та Co змінюються коефіцієнти розсіювання на МЗ та дзеркальності поверхні плівок Au (Ag). Найбільші зміни цих показників спостерігаються у плівках з обмеженою розчинністю, де атоми покриття акумулюються по МЗ плівок Au (Ag) та погіршують їх прозорість для носіїв заряду.

РОЗДІЛ 4

МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ТА МАГНІТООПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ПЛІВКОВИХ СИСТЕМ Fe/Co та Fe/Cr

Магніторезистивні та магнітооптичні властивості спін-вентильних структур на основі перехідних металів вивчені вже досить детально, але залишаються питання про їх зміну при різних умовах отримання та при зміні структурно-фазового стану під час відпалювання. Крім того, магніторезистивні властивості суттєво залежать від геометрії вимірювання та кута повороту зразка, тобто від кута між напрямом протікання струму та силовими лініями магнітного поля. Оскільки, для магнітних матеріалів, що використовуються як елементна база в сенсорній техніці важливими є не тільки високі значення МО, індукції насичення (B_S) та чутливості до магнітного поля (S), а й термічна стабільність цих параметрів, нами були проведені експериментальні дослідження магніторезистивних та магнітооптичних властивостей при різних геометріях вимірювання та температурах відпалювання систем. Такі вимірювання дають не тільки інформацію про магнітні характеристики, а і додаткову інформацію для інтерпретації досліджень структурно-фазового стану плівок.

Ряд робіт присвячено [93,173] аналізу відмінностей у величині коерцитивної сили (\approx у 2 рази) та характеру її залежності від кута повороту зразка для систем на основі Fe/Co у залежності від порядку конденсації шарів. Такі особливості пояснюються тим, що при осадженні Co першим на підкладку, напрям намагнічування його доменів визначається вже під час конденсації, а намагніченість шару Fe «орієнтується» через сильну феромагнітну взаємодію між Fe та Co. Така система має низьку анізотропну дисперсію, тому магнітне переключення відбувається через рух доменних стінок. У випадку конденсації першим шару Fe, у системі спостерігається сильна анізотропна дисперсія і перемагнічування відбувається переважно за рахунок повороту магнітного моменту доменів. Таким чином, послідовність конденсації магнітних шарів спін-вентильних структур може мати суттєвий вплив на їх характеристики.

У ході експериментальних досліджень вивчалися магніторезистивні та магнітооптичні властивості двошарових плівкових систем та спін-вентильних

структур на основі Fe, Co, Cr та Au в умовах фазоутворення, в різних геометріях вимірювання, та при різній послідовності конденсації магнітних шарів.

4.1. Магнітооптичні властивості плівкових систем на основі Fe, Co та Cr [150, 151, 167]

Магнітні властивості плівок суттєво залежать від їх структури та наявності дефектів. Так, наприклад, дослідження магнітооптичного ефекту Керра для плівок Cr(2)/Fe(25)/П, сконденсованих при різних температурах підкладки ($T_n \cong 300$ К та 450 К відповідно) мають різні значення коерцитивної сили. При осадженні плівки Fe на підкладку при кімнатній температурі, вона має велику кількість дефектів та мікротріщин, які перешкоджають руху доменних стінок і відповідно ускладнює процес перемагнічування. Проведені нами експериментальні дослідження вказують на те, що B_C для плівкової системи Cr(2)/Fe(25)/П при $T_n \cong 300$ К буде майже у 2 рази більшою ніж при $T_n \cong 450$ К (рис.4.1). Відсутність анізотропії індукції розмагнічування для плівки Fe, при різних кутах повороту зразка у його площині (α), спостерігається для обох методів отримання [167].

Для того, щоб коректно інтерпретувати температурну стабільність спінівентильних структур на основі Fe та Co необхідно визначити, які зміни магнітних характеристик відбуваються при відпалюванні в одношарових та двошарових плівках на основі цих матеріалів. На рис. 4.2 представлені залежності індукції розмагнічування від кута повороту зразка при різних температурах відпалювання

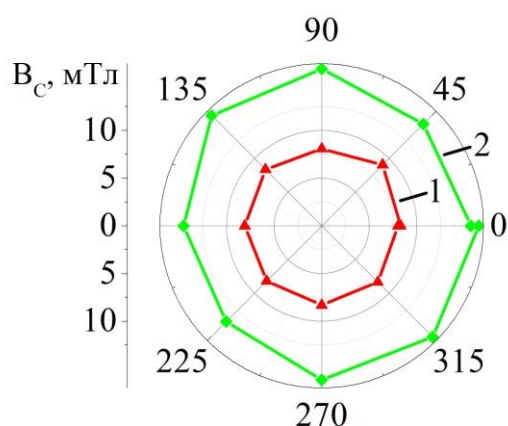


Рис. 4.1. Залежність B_C від кута повороту зразка (α) в полярних координатах для системи Cr(2)/Fe(25)/П при конденсації на підкладку нагріту до $T_n \cong 450$ К (1) та на підкладку при кімнатній температурі $T_n \cong 300$ К (2).

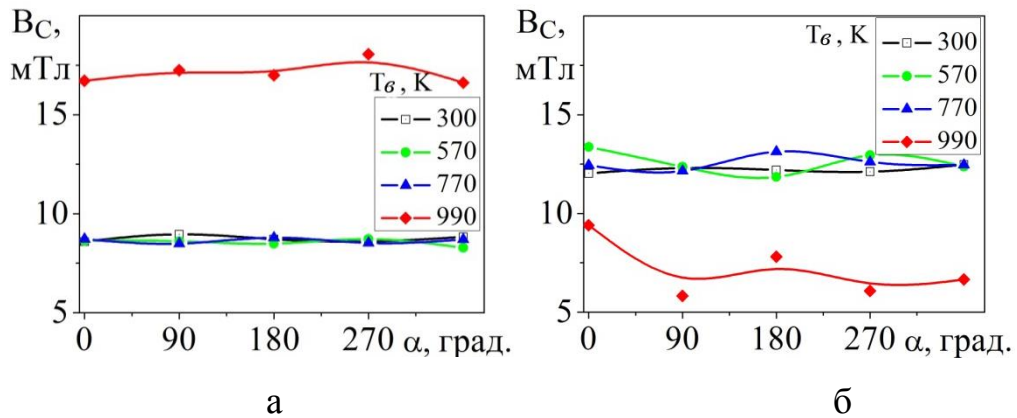


Рис. 4.2. Залежності B_C від кута повороту зразків в їх площині (α) при різних температурах відпалювання для Au(3)/Co(40)/П (а) та Au(3)/Fe(80)/П (б)

для плівкових систем Au(3)/Co(40)/П (а) та Au(3)/Fe(80)/П (б). Вимірювання проводились у поздовжній геометрії. Як видно з рисунків, плівки мають відносно стабільні значення B_C при відпалюванні до 990 К. Для Co в інтервалі температур відпалювання $T_a \cong 570 - 770$ К відбувається перехід від ГЦП - до ГЦК - ґратки, однак розмір кристалітів починає збільшуватись тільки після цього переходу [69], тому стрімке збільшення B_C спостерігається лише при температурі $T_a \cong 990$ К. Оскільки, температура Кюрі для Co – $T_K \cong 1390$ К, то можна говорити, що зміни величини індукції розмагнічування при $T_a \cong 990$ К пов'язані лише із структурно-фазовими змінами у плівці. Крім того, при відпалюванні, у плівках на основі Co та Au, утворюється твердий розчин на основі ГЦК-ґратки (Au,Co) з вкрапленнями кристалітів ГЦП-Co, що також суттєво впливає на магнітні властивості плівки (розділ 3). Рис. 4.2.б вказує на те, що плівка Fe також має термічно стабільне значення B_C при відпалюванні до $T_a \cong 770$ К. При збільшенні температури спостерігається зменшення індукції розмагнічування, що ми пов'язуємо з переходом Fe до парамагнітного стану ($T_K(\text{Fe}) \cong 1020$ К) [189]. Цей процес може мати місце і при $T_a \cong 990$ К, оскільки табличні значення T_K наводяться для масивних зразків і мають певні відхилення для тонких плівок.

Подібна температурна залежність спостерігається і при вимірюванні МОКЕ-сигналу для цих систем у перпендикулярній геометрії при різних температурах оптичні відпалювання (рис. 4.3). З рисунків видно, що в цій геометрії вимірювання

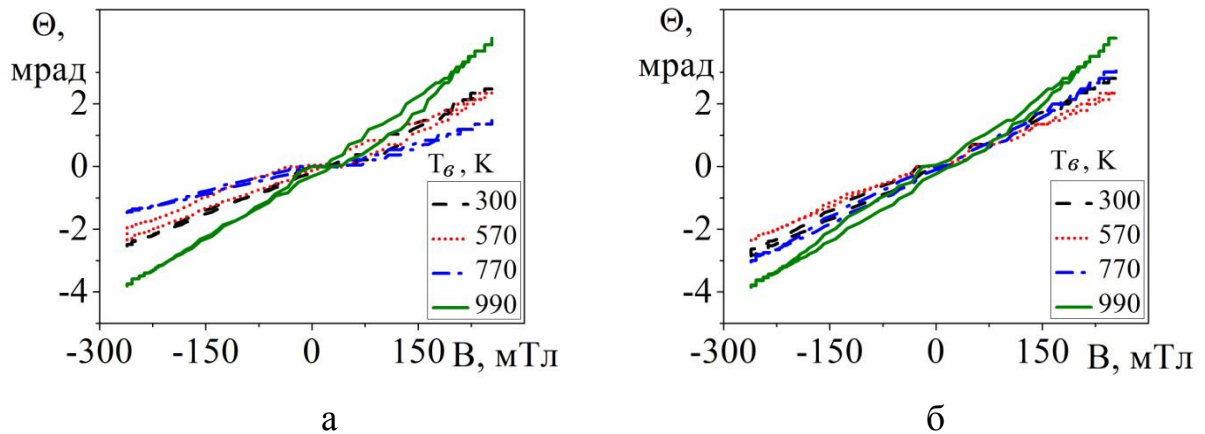


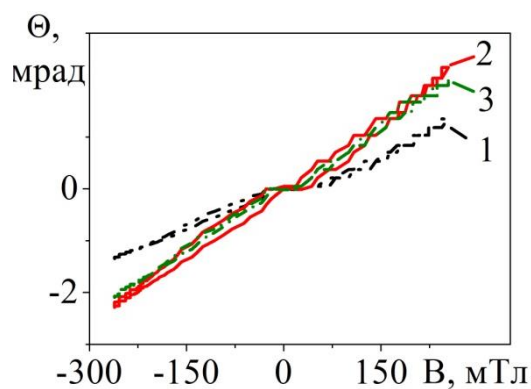
Рис. 4.3. Залежності кута повороту Керра від індукції магнітного поля у перпендикулярній геометрії вимірювання для плівкових систем Au(3)/Co(40)/Π (а) та Au(3)/Fe(80)/Π (б) при різних температурах відпалювання

магнітооптичні властивості Co також набувають більших змін з відпалюванням, ніж у Fe. Це ми пов'язуємо з більш інтенсивними процесами фазоутворення, а саме утворенням неупорядкованого т.р. (Au,Co). Крім того, на рис. 4.3 а видно, що при $T_a \cong 990$ К змінюється характер залежності $\Theta(B)$ – вона «витягується» та змінюється кут її нахилу, що непрямо свідчить про фазоутворення, а саме «розмиття» шару магнітного матеріалу. Індукція розмагнічування обох плівок збільшується при $T_a \cong 990$ К.

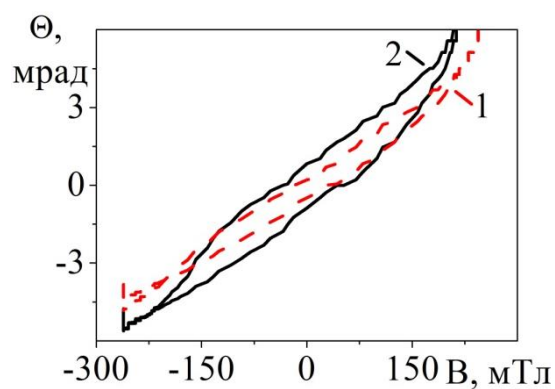
Для того, щоб визначити оптимальну концентрацію магнітних компонент, яка забезпечить мінімальне значення B_C , високі температурну стабільність та B_S для спін-вентильних структур, необхідно розглянути окремо двошарові плівки на основі тих феромагнетиків, які планується використовувати. При дослідженні магнітооптичного ефекту Керра для систем на основі Fe та Cr без відпалювання в обох геометріях, було встановлено, що відношення концентрації та товщини магнітних матеріалів суттєво впливає на характер залежності $\Theta(B)$ та на значення B_C (таблиця 4.1, рис. 4.4). Так, при поздовжній геометрії вимірювання найменше значення індукції розмагнічування мають системи Au(3)/Cr(2)/Fe(25)/Π та Au(3)/Cr(5)/Fe(30)/Π: 8,3 та 11,4 мТл відповідно. При вимірюванні у поперечній геометрії (рис. 4.4) ці системи показують найменші значення поля насичення, крім того система Au(3)/Cr(5)/Fe(30)/Π має максимальний МОКЕ- сигнал [150].

Залежність індукції розмагнічування для систем на основі Fe та Cr при різних товщині та концентрації компонент

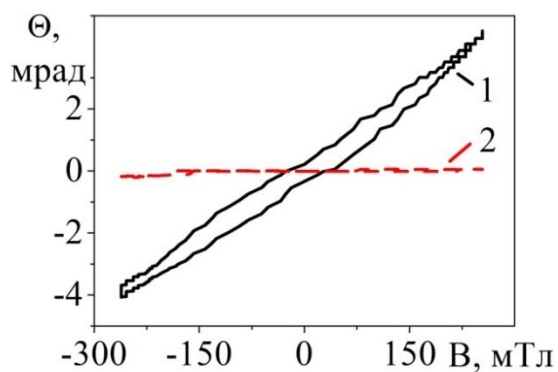
Система	Концентрації компонент, ат.%	$d_{\text{Fe}}+d_{\text{Cr}}$, нм	B_C , мТл
Au(3)/Cr(2)/Fe(25)/П	$c_{\text{Fe}} = 92,7$; $c_{\text{Cr}} = 7,3$	27	8,3
Au(3)/Cr(5)/Fe(30)/П	$c_{\text{Fe}} = 85,9$; $c_{\text{Cr}} = 14$	35	11,4
Au(3)/Cr(2)/Fe(10)/П	$c_{\text{Fe}} = 83,6$; $c_{\text{Cr}} = 16,4$	12	11,7
Au(3)/Cr(15)/Fe(30)/П	$c_{\text{Fe}} = 67,0$; $c_{\text{Cr}} = 33$	45	12,7
Au(3)/Cr(30)/Fe(30)/П	$c_{\text{Fe}} = 50,5$; $c_{\text{Cr}} = 49,5$	60	13,3
Au(3)/Fe(10)/Cr(10)/П	$c_{\text{Fe}} = 50,5$; $c_{\text{Cr}} = 49,5$	20	13,2
Au(3)/Fe(2)/Cr(30)/П	$c_{\text{Fe}} = 6,4$; $c_{\text{Cr}} = 93,6$	32	20,4



а



б



в

Рис. 4.4. Залежності кута повороту Керра від індукції магнітного поля у перпендикулярній геометрії вимірювання для систем: Cr(d)/Fe(30)/Π (а), де $d = 2$ нм (1), 5 нм (2) та 15 нм (3); Cr(2)/Fe(10)/Π (б); конденсація відбувалася при $T_n \cong 450$ К (1) та $T_n \cong 300$ К (2); Fe(10)/Cr(10)/Π (1) та Fe(2)/Cr(30)/Π (2) на частині (в).

Залишкова намагніченість для систем Cr(*d*)/Fe(30)/П, де $d = 2, 5$ та 15 нм майже відсутня. На рис. 4.4 б представлені залежності кута повороту Керра від індукції магнітного поля у перпендикулярній геометрії вимірювання для системи Cr(2)/Fe(10)/П при різних умовах конденсації. Ці графіки підтверджують відмінність магнітних властивостей плівок Fe у перпендикулярній геометрії вимірювання при різних температурах підкладки під час отримання зразка. Аналогічна відмінність спостерігалась у поздовжній геометрії (рис. 4.1). Рис. 4.4. в ілюструє як змінюється МОКЕ-сигнал при різному вмісті атомів Cr у перпендикулярній геометрії вимірювання. Таким чином, системи, у яких концентрація Cr $c_{Cr} = 5 - 20 \%$, проявляють найменші значення індукції розмагнічування та найбільший МОКЕ-сигнал в обох геометріях. При збільшенні концентрації Cr, росте значення B_C у поздовжній геометрії вимірювання та знижується МОКЕ-сигнал у перпендикулярній геометрії (див. рис. 4.4 в).

Для двошарових систем на основі Fe та Co також характерна залежність величини та термічної стабільності магнітних характеристик від концентрації компонент (таблиця 4.2, рис. 4.5.). У таблиці 4.2 представлені значення індукції розмагнічування при різних концентраціях атомів Co до відпалювання плівки ($T_e \cong 300$ К). Видно, що зі збільшенням c_{Co} , при незмінній загальній товщині двошарової плівки, середня величина індукції розмагнічування ($B_{C\text{сер}}$) – знижується.

Таблиця 4.2

Залежність індукції розмагнічування для систем на основі Fe та Co при різних товщині та концентрації компонент

Система	Концентрації компонент, ат. %	d_{Fe+dCo} , нм	$B_{C\text{сер}}$, мТл
Au(3)/Co(15)/Fe(65)/П	$c_{Fe} = 78,2; c_{Co} = 19,3; c_{Au} = 2,5$	80	8,3
Au(3)/Co(20)/Fe(70)/П	$c_{Fe} = 74,9; c_{Co} = 22,9; c_{Au} = 2,2$	90	12,8
Au(3)/Co(25)/Fe(50)/П	$c_{Fe} = 63,4; c_{Co} = 33,9; c_{Au} = 2,7$	75	10,5
Au(3)/Co(40)/Fe(50)/П	$c_{Fe} = 52,7; c_{Co} = 45,1; c_{Au} = 2,2$	90	8,3
Au(3)/Co(30)/Fe(30)/П	$c_{Fe} = 46,7; c_{Co} = 50,0; c_{Au} = 3,3$	60	8,2
Au(3)/Co(80)/Fe(25)/П	$c_{Fe} = 22,2; c_{Co} = 75,9; c_{Au} = 1,9$	105	12,0

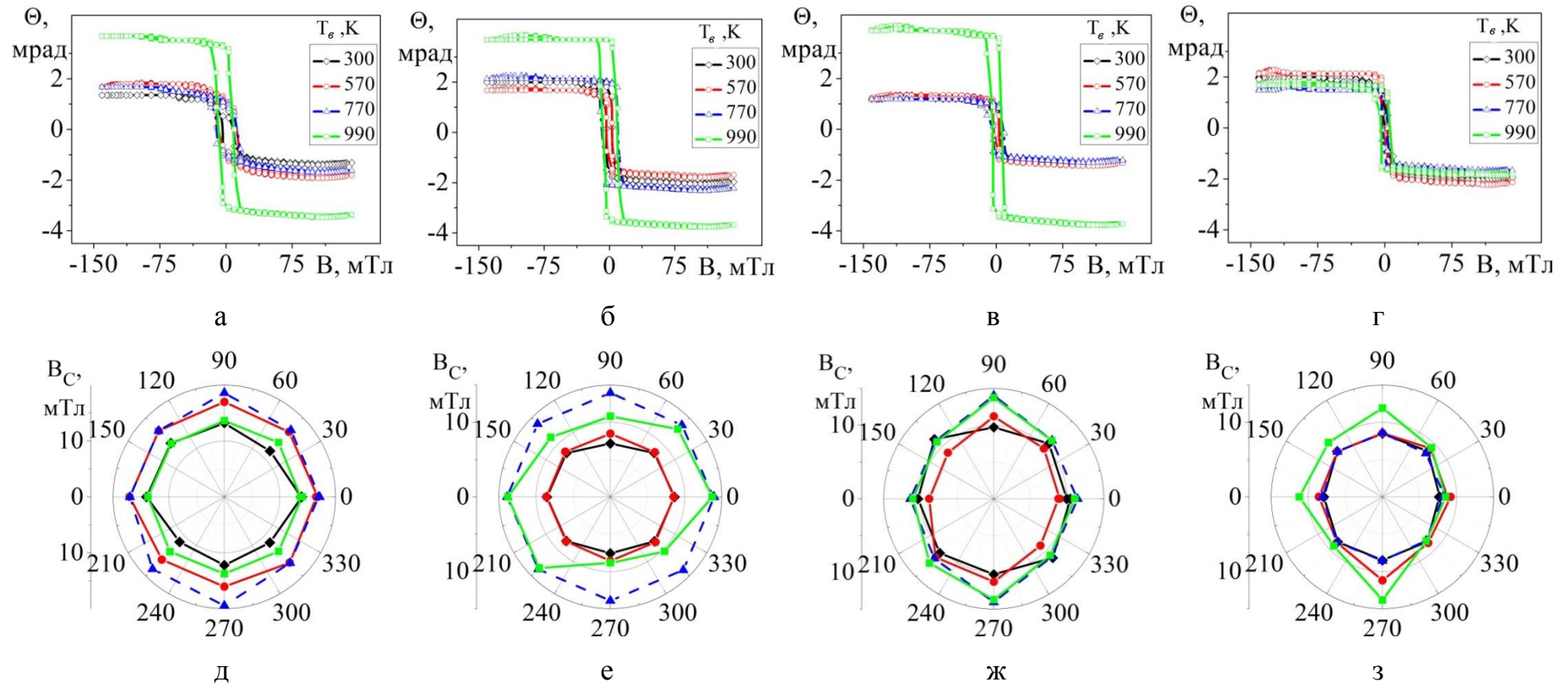


Рис. 4.5. Криві намагнічування при різних температурах відпалювання без повороту зразка у площині ($\alpha = 0$) (а-г) та залежності індукції розмагнічування від кута повороту зразка (α) у полярних координатах (д-з) для систем: Au(3)/Co(15)/Fe(65)/П (а, д), Au(3)/Co(25)/Fe(50)/П (б, е), Au(3)/Co(40)/Fe(50)/П (в, ж), Au(3)/Co(80)/Fe(25)/П (г, з). Плівка Fe конденсувалась при $T_{\text{п}} \cong 450$ К. Позначення: \blacklozenge – $T_g \cong 300$ К, \bullet – $T_g \cong 570$ К, \blacktriangle – $T_g \cong 770$ К, \blacksquare – $T_g \cong 990$ К

Відпалювання систем призводить до зміни характеру залежності індукції розмагнічування від кута повороту зразка (α). У залежності від концентрації атомів Со в різній степені проявляється анізотропність B_C . При $c_{Co} = 19$ ат.% (рис.4.5 а,д) індукція розмагнічування суттєво змінюється при відпалюванні плівки та є ізотропною до зміни α . Крім того, з підвищенням температури зростають залишкова намагніченість та індукція насичення системи. При збільшенні концентрації атомів Со проявляється анізотропія B_C з поворотом зразка і при $c_{Co} = 45$ ат.% характер залежності $B_C(\alpha)$ має одновісну анізотропію, яка характерна для плівки Со [151, 190]. Найбільш термічно стабільні значення індукції розмагнічування, залишкової намагніченості та індукції насичення має плівкова система з концентраціями $c_{Fe} = 22,2$ ат.%; $c_{Co} = 75,9$ ат.% (рис.4.5. г,з). Крім того, система Au(3)/Co(80)/Fe(25)/П має найбільший коефіцієнт прямокутності петлі намагнічування, що свідчить про можливість використання структури з таким співвідношенням концентрацій Fe та Со, як чутливого елементу датчиків. Ізотропність залежності $B_C(\alpha)$ для системи Au(3)/Co(15)/Fe(65)/П ($c_{Fe} = 78,2$ ат.% та $c_{Co} = 19,3$ ат.%) (рис.4.5. а-д) пояснюється тим, що в даному випадку реалізується неупорядкований твердий розчин, оскільки лише при концентраціях Со $c = 30 - 70$ ат.% у розчині (Fe, Со) відбувається впорядкування і температура Курнакова для нього становить > 1000 К [189]. Найбільші значення індукції розмагнічування та магнітної проникності розчини (Fe, Со) отримують при впорядкуванні у відпаленому стані. Це пояснює, чому значення індукції розмагнічування при відпалюванні плівок на основі Fe/Со, зменшується лише для системи Au(3)/Co(15)/Fe(65)/П майже до значення, яке було при $T_e \cong 300$ К. У всіх досліджуваних зразках не відбувається переходу Fe до парамагнітного стану, оскільки зі збільшенням концентрації атомів Со зростає значення температури Кюрі і тверді розчини (Fe, Со) залишаються феромагнітними.

При вимірюванні залежностей кута повороту Керра від індукції магнітного поля у перпендикулярній геометрії, системи з концентраціями $c_{Fe} = 22,2$ ат.%, $c_{Co} = 75,9$ ат.% та $c_{Fe} = 78,2$ ат.%, $c_{Co} = 19,3$ ат.% виявились найбільш термічно стабільними (рис.4.6.). Таким чином, плівки на основі Fe та Со, які мають

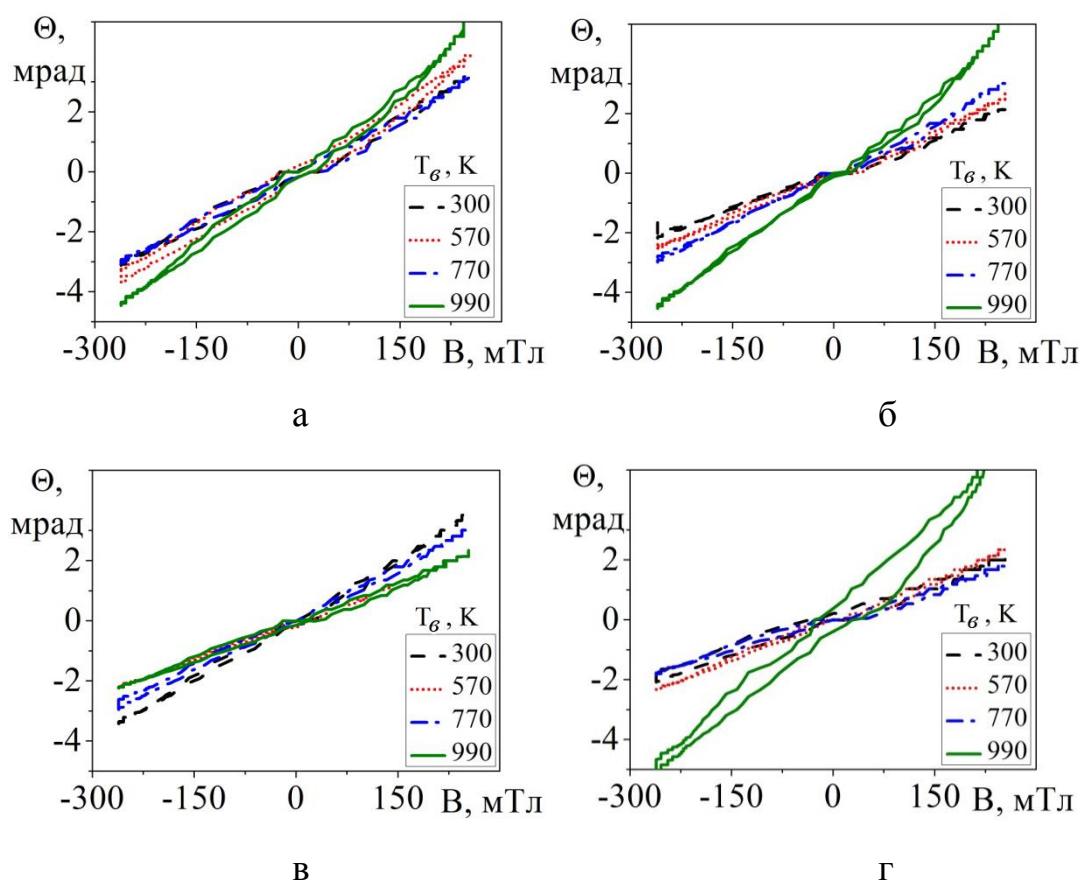


Рис. 4.6. Залежності кута повороту Керра від індукції магнітного поля для систем Au(3)/Co(15)/Fe(65)/П ($c_{\text{Fe}} = 78,2$ ат.%; $c_{\text{Co}} = 19,3$ ат.%) (а), Au(3)/Co(40)/Fe(50)/П ($c_{\text{Fe}} = 52,7$ ат.%; $c_{\text{Co}} = 45,1$ ат.%) (б), Au(3)/Co(80)/Fe(25)/П ($c_{\text{Fe}} = 22,2$ ат.%; $c_{\text{Co}} = 75,9$ ат.%) (в), Au(3)/Co(25)/Fe(50)/П ($c_{\text{Fe}} = 63,4$ ат.%; $c_{\text{Co}} = 33,9$ ат.%) (Г)

концентрацію однієї компоненти $\cong 18 - 22$ ат.% проявили найбільш термічно стабільні магнітні властивості в обох геометріях вимірювання МОКЕ.

Неоднорідність хімічного складу системи Au(3)/Co(40)/Fe(40)/П до відпалювання призводить до появи подвійних петель намагнічування (рис.4.7), оскільки компоненти, що входять до її складу, перемагнічуються при різних значеннях індукції магнітного поля.

При збільшенні температури T_e , петля намагнічування розширюється і набуває звичайного вигляду. Це пояснюється тим, що у даному випадку концентрація Co: $c_{Co} \cong 50,0$ ат.%, що відповідає тому інтервалу концентрацій, при якому відбувається впорядкування твердого розчину.

4.2. Магніторезистивні властивості двошарових систем на основі Fe та Co [150, 167]

Магнітоопір систем, що мають різну концентрацію компонент відрізняється суттєво. У таблиці 4.3 представлені результати вимірювання МО у трьох геометріях при різних температурах відпалювання. З таблиці видно, що при збільшенні T_e , магнітоопір системи Au(3)/Co(40)/Fe(20)/П, що має концентрації компонент: $c_{Au} \cong 3,2$ ат.%, $c_{Fe} \cong 30,8$ ат.%, $c_{Co} \cong 66,0$ ат.%, зростає у всіх геометріях вимірювання. Крім того, він проявляє ізотропність (має однаковий знак). Система, яка має у

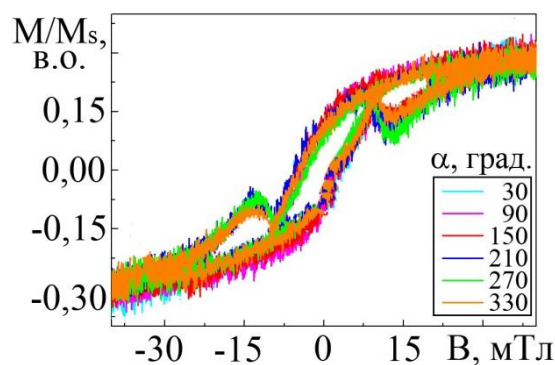


Рис. 4.7. Криві намагнічування для системи Au(3)/Co(40)/Fe(40)/П при температурі відпалювання $T_e \cong 300$ К

Значення магнітоопору $MO \cdot 10^{-3}(\%)$ для систем на основі Fe та Co

Геометрія	Перпендикулярна				Поздовжня				Поперечна			
	T_e, K	300	570	770	970	300	570	770	970	300	570	770
Co(40)/Fe(20)/П	17	21	38	43	12	–	14	117	–	–	31	176
Co(40)/Fe(40)/П	-13	-14	-11	–	–	-14	-11	–	–	–	51	–
Co(25)/Fe(10)/П	19	39	46	51	–	-15	-13	-4	17	22	37	81

своєму складі $c_{Co} \cong 50,4$ ат.%, навпаки проявляє анізотропію MO: у перпендикулярній та поздовжній геометрії знак магнітоопору від'ємний, а у поперечній – додатній. Крім того, величина MO для цієї плівки знижується при відпалюванні. Для системи, яка має концентрацію $c_{Co} \cong 69$ ат.% магнітоопір проявляє анізотропію [150, 167].

Значення магнітоопору розраховувалося за формулою:

$$MO = \frac{R(B) - R_S}{R_S} \cdot 100\%,$$

де $R(B)$ – опір при поточному значенні індукції магнітного поля;

R_S – опір при індукції насичення.

У таблиці 4.4 наведені значення індукції розмагнічування, які виміряні у трьох геометріях при різних температурах відпалювання.

Таблиця 4.4

Значення B_C для систем на основі Fe та Co

Геометрія	Перпендикулярна				Поздовжня				Поперечна			
	T_e, K	300	570	770	970	300	570	770	970	300	570	770
Co(40)/Fe(20)/П	–	–	12,8	22,1	23,9	–	24,3	50,0	–	–	14,8	42,7
Co(40)/Fe(40)/П	20,0	13,9	15,4	–	–	7,6	18,2	–	–	–	26,2	–
Co(25)/Fe(10)/П	105	103	121	122	–	3,7	18,7	23,7	0,2	3,7	13,8	19,7

З таблиці 4.4 видно, що для систем Co(40)/Fe(20)/П та Co(25)/Fe(10)/П B_C збільшується при відпалюванні в усіх геометріях вимірювання. Перша система ($c_{Fe} \cong 30,8$ ат.%, $c_{Co} \cong 66,0$ ат.%) має максимальні значення магнітоопору та індукції

розмагнічування після відпалювання до 970 К у поздовжній та поперечній геометріях. Третя система ($c_{\text{Fe}} \cong 25,7$ ат.%, $c_{\text{Co}} \cong 69,0$ ат.%) проявляє максимальні значення МО та B_{C} у перпендикулярній геометрії вимірювання при $T_g \cong 970$ К.

4.3. Вплив матеріалу підкладки на магніторезистивні та магнітооптичні властивості системи Au/Co/Fe/П [119]

Вище було зазначено, що системи Au(3)/Co(30)/Fe(30)/П, які були вирощені орієнтовано на підкладці (001)MgO та на аморфній підкладці SiO₂/Si мають відмінний структурний стан та різну інтенсивність протікання дифузійних процесів в них. Це істотно впливає на магніторезистивні та магнітооптичні властивості плівок. Наприклад, дослідження магнітоопору показало, що система, яка вирощена епітаксіально проявляє анізотропію при різних кутах повороту зразка (φ) відносно силових ліній магнітного поля. Подібний ефект спостерігається під час переходу як від перпендикулярної до поздовжньої, так і до поперечної геометрії вимірювання МО (рис. 4.8 а,б). Система Au(3)/Co(30)/Fe(30)/SiO₂/Si має незмінні залежності магнітоопору незалежно від повороту зразка (рис. 4.8 д,е). Після відпалювання зразків до $T_g \cong 570$ К, МО системи, що вирощена епітаксіально стрімко знижується. Особливо це помітно при переході від перпендикулярної до поздовжньої геометрії вимірювання (рис. 4.9 в,г). У системі, яка конденсувалась на SiO₂/Si, навпаки, зберігаються магніторезистивні властивості і величина МО змінюється не суттєво (рис. 4.9 ж,з). Але, після відпалювання до $T_g \cong 770$ К, МО повністю зникає і в системі Au(3)/Co(30)/Fe(30)/SiO₂/Si в усіх геометріях вимірювання.

Магнітооптичні дослідження у поздовжній геометрії виявили чіткий прояв анізотропії для системи, яка вирощена направлено на монокристалі (001)MgO. На рис. 4.9 представлені криві намагнічування та залежності індукції розмагнічування від кута повороту зразка відносно вісі, що перпендикулярна до його поверхні (α). З рис. 4.9 а видно, що для системи, яка вирощена орієнтовано, характер залежності суттєво змінюється після відпалювання до 570 К, що непрямо свідчить про наявність дифузійних процесів. Крім того, саме після відпалювання системи

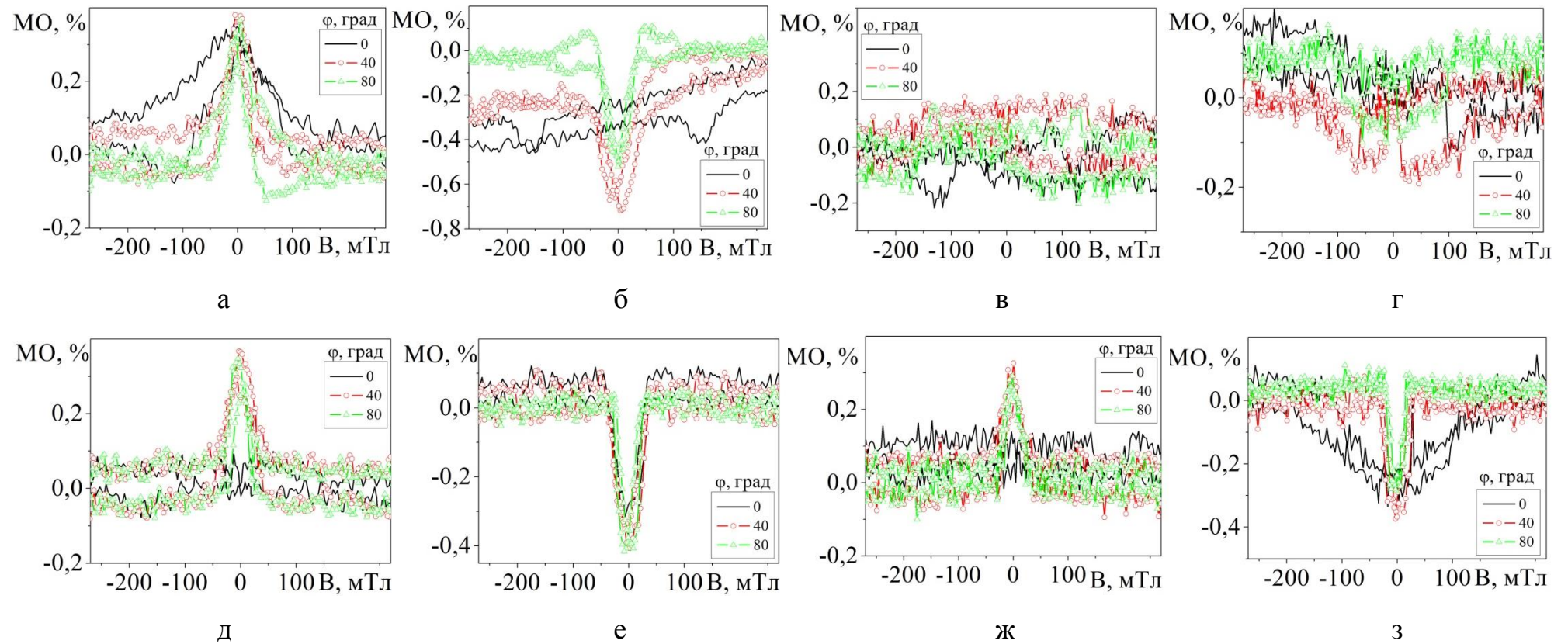


Рис. 4.8. Залежності магнітоопору від кута повороту зразка для систем Au(3)/Co(30)/Fe(30)/MgO (а-г) та Au(3)/Co(30)/Fe(30)/SiO₂/Si (д-з) при переході від перпендикулярної до поперечної (а,д,в,ж) та від перпендикулярної до поздовжньої (б,е,г,з) геометрії вимірювання при $T_g \cong 300$ К (а,б,д,е) та $T_g \cong 570$ К (в,г,ж,з)

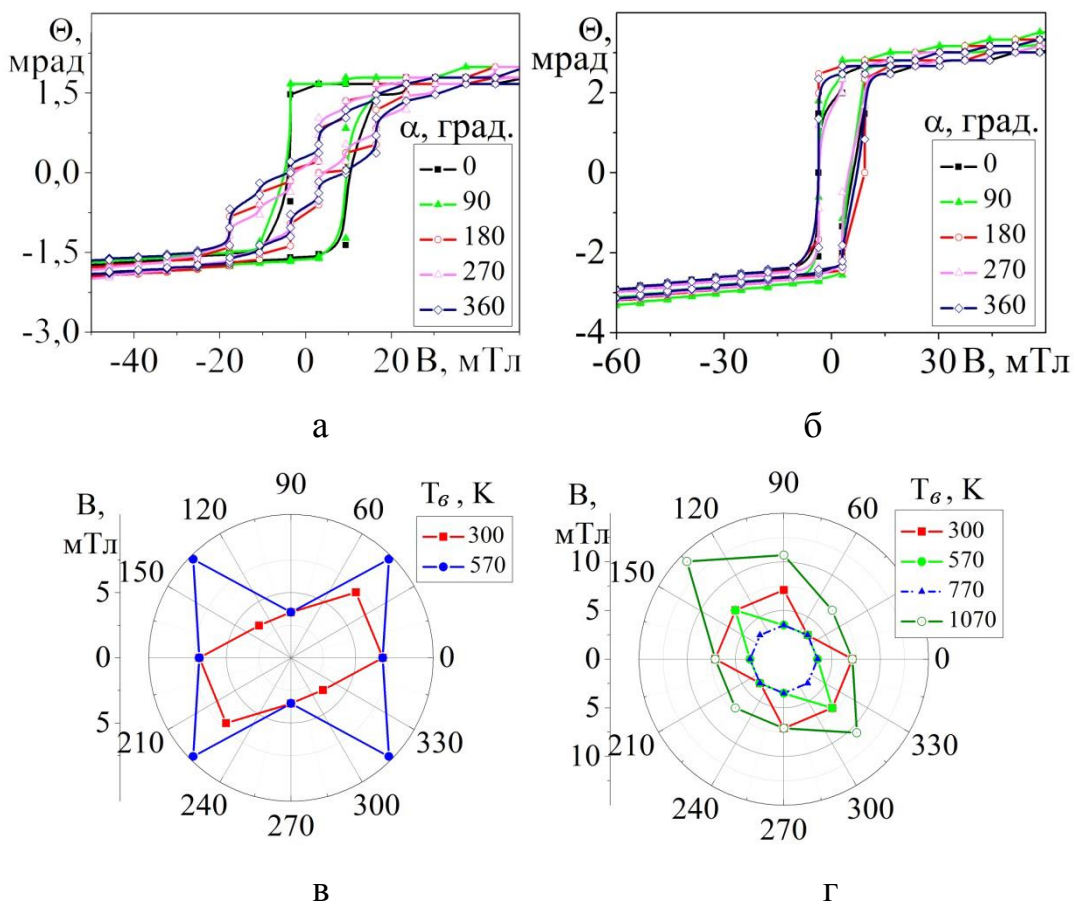


Рис. 4.9. Магнітооптичні залежності при поздовжній геометрії вимірювання для систем Au(3)/Co(30)/Fe(30)/MgO (а), Au(3)/Co(30)/Fe(30)/SiO₂/Si після відпалювання до 750 К (б) при різних кутах повороту зразка (α); залежності $B_c(\alpha)$ у полярних координатах при різних температурах відпалювання для систем на монокристалі MgO (в) та SiO₂/Si (г)

Au(3)/Co(30)/Fe(30)/MgO до цієї температури відбувається суттєве зниження МО (рис. 4.8. в,г), що також вказує на наявність фазоутворення. Як відомо, ця система з орієнтацією Fe(100)||MgO(100) має анізотропію, яка проявляється при повороті зразка на 45° , що підтверджує рис. 4.9 [191]. У нашому випадку в цих напрямках індукція розмагнічування збільшується у 2 рази.

Плівки Co та системи Fe/Co проявляють одновісну анізотропію, навіть якщо вони були сконденсовані на аморфних підкладках [114]. Підтвердженням цього виступають результати, що представлені на рис. 4.5. е-з. Саме тому, система Au(3)/Co(30)/Fe(30) на підкладці SiO₂/Si також проявляє магнітну анізотропію (рис. 4.9. г). Для цієї плівки характер залежності індукції розмагнічування від кута повороту (α) при відпалюванні до 570 K змінюється не суттєво. Це непрямо свідчить про невисоку інтенсивність фазових перетворень при цій температурі [192]. Крім того, відсутність зміни МО при відпалюванні до $T_g \cong 570$ K, порівняно з початковими значеннями, доводить вищенаведене твердження. У системі Au(3)/Co(30)/Fe(30)/SiO₂/Si вже під час конденсації інтенсивно протікають дифузійні процеси, про що свідчать дослідження за допомогою ВІМС. Тому, значення магнітоопору для цього зразка значно менше ніж для системи, яка вирощувалась епітаксіально (рис. 4.8). У поперечній і поздовжній геометріях вимірювання воно відповідно дорівнює: 0,3 та 0,4 % при використанні підкладки SiO₂/Si; 0,4 та 0,7 % у випадку монокристалічної підкладки (100)MgO. Відпалювання до $T_g \cong 570$ K вже не призводить до інтенсивних дифузійних процесів, а сприяє заліковуванню дефектів та зменшенню шорсткості поверхні шарів, що полегшує рух доменних стінок та сприяє зниженню індукції розмагнічування [102]. Розмір кристалітів при цьому суттєво не змінюється, що підтверджується дослідженнями на АСМ (рис.3.20. а).

Подальше відпалювання до $T_g \cong 770$ K спричиняє зміну характеру залежності $B_C(\alpha)$ – зникає анізотропія та відбувається зменшення величини індукції розмагнічування (рис. 4.9. г). Ці явища ми пояснюємо утворенням твердого розчину (Au, Co) в усьому об'ємі зразка. Дослідження методом ВІМС це підтверджують, оскільки піки Fe та Co фіксуються на всій глибині зразка. Крім того, саме в цей момент зникає МО в обох геометріях вимірювання.

При відпалюванні до $T_e \cong 1070$ К, індукція розмагнічування стрімко зростає. Це пояснюється збільшенням середнього розміру кристалітів ГЦП-Со, що підтверджується дослідженнями на АСМ (рис.3.20 б). Таким чином, при відпалюванні системи Au(3)/Co(30)/Fe(30)/SiO₂/Si B_C спочатку знижується, а при досягненні $T_e \cong 770$ К – стрімко зростає [119].

Отримані залежності $B_C(\alpha)$ були підтверджені за допомогою МОКЕ-мікроскопії, яка дозволила візуалізувати процес перемагнічування доменів [191] (рис. 4.10).

Для системи Au(3)/Co(30)/Fe(30)/SiO₂/Si повне перемагнічування зразка при повороті на 45° відбувається при 7 мТл (рис. 4.10. а), а при повороті на 90° – при 3,4 мТл (рис. 4.10. б). Ці результати вказують на різницю у B_C при кутах повороту $\alpha = 45$ та 90° (рис. 4.9 в).

4.4. Магнітні характеристики спін-вентильних структур в умовах фазоутворення

4.4.1. Магнітооптичний ефект Керра для спін-вентилів на основі Fe, Co та Au [120, 121]

Результати досліджень МОКЕ всіх спін-вентильних структур до відпалювання показали відсутність поля зміщення, тобто зсуву кривої намагнічування відносно вісі ординат. Це непрямо вказує на цілісність немагнітного прошарку. Усі зразки виявили магнітну анізотропію при повороті у площині поверхні. На рис. 4.11 представлені криві намагнічування спін вентилів при різних кутах повороту (α). З рис. 4.11 видно, що система II типу має індукцію розмагнічування більшу приблизно у п'ять разів, ніж III, хоча, Со – більш магнітожорсткий матеріал, ніж Fe і зразок з відносно товстим шаром Со ($d \cong 20$ нм) повинен мати більше значення B_C . Ця особливість пояснюється тим, що у результаті квантових осциляцій енергії межі поділу та поверхневої енергії при рості тонких плівок (зокрема, перехідних металів), спостерігається зміна механізмів росту від пошарового до острівцевого і знову до пошарового, що викликає коливання B_C . Автори роботи [102] пояснюють немонотонну залежність коерцитивної сили від товщини плівки Со (при формуванні

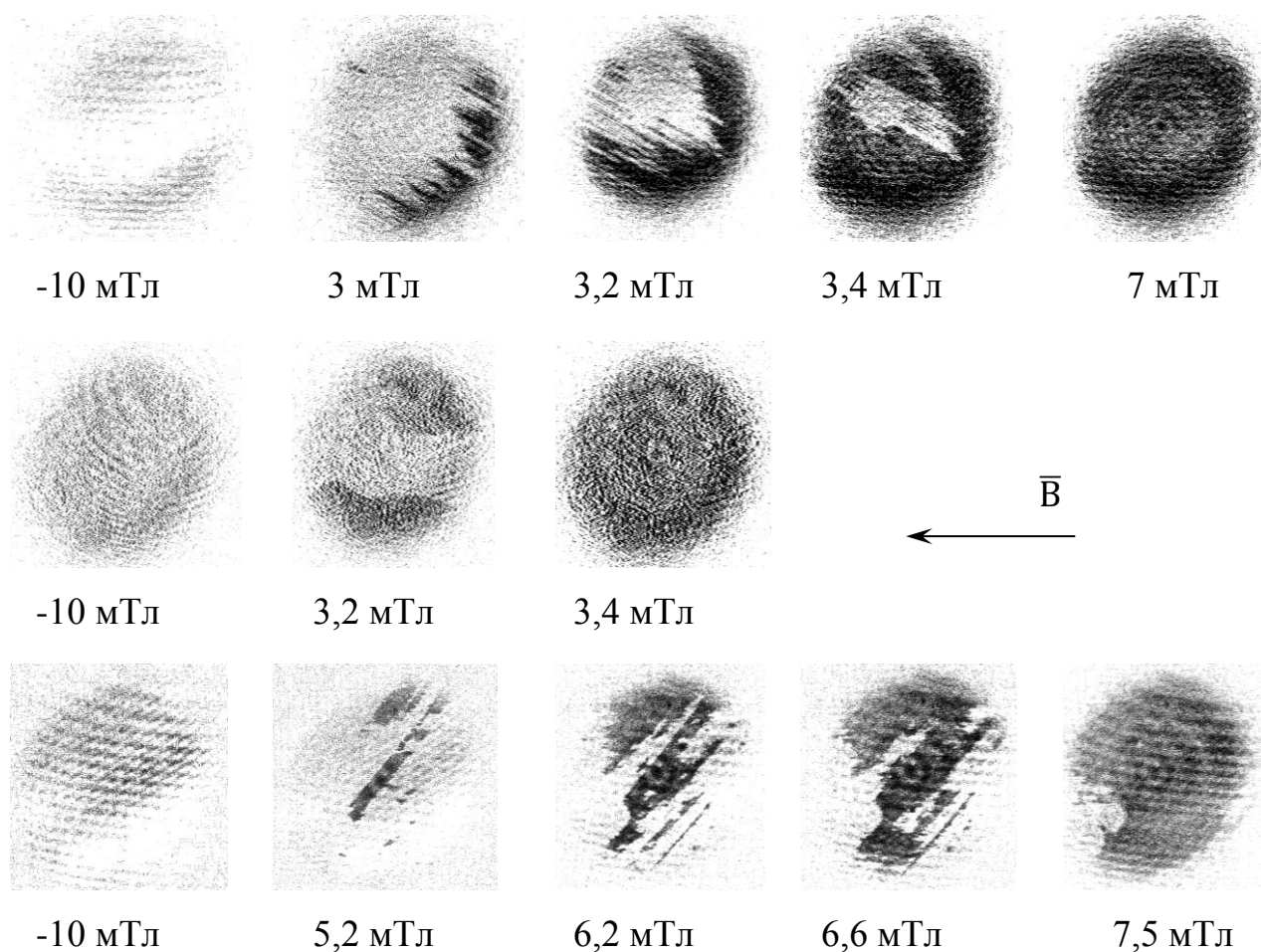


Рис. 4.10. Знімки МОКЕ-мікроскопії у поздовжній геометрії вимірювання для системи $\text{Au}(3)/\text{Co}(30)/\text{Fe}(30)/\text{MgO}$ при повороті зразка на 45° (а) та 90° (б); знімки МОКЕ-мікроскопії для системи $\text{Au}(3)/\text{Co}(30)/\text{Fe}(30)/\text{SiO}_2/\text{S}$ після відпалювання до 1070 К при повороті на 45° (в)

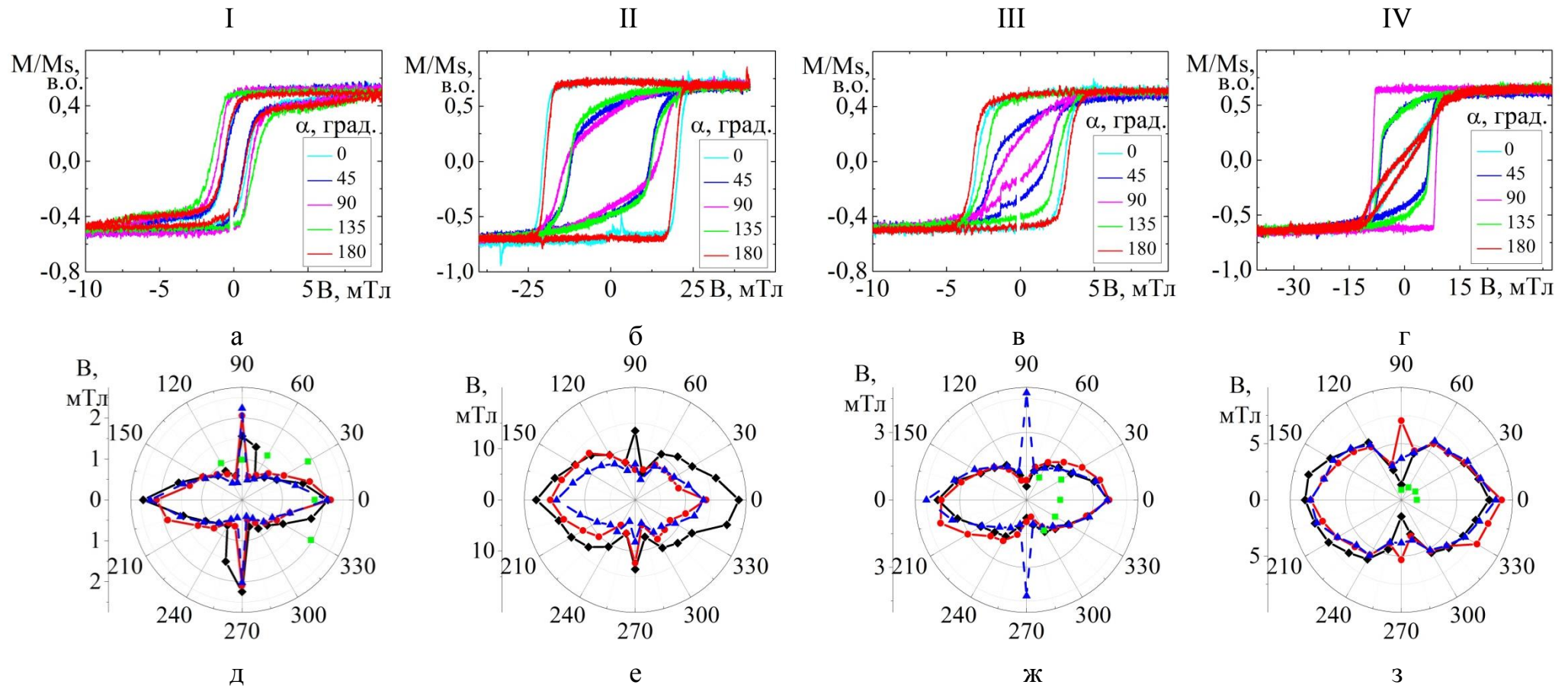


Рис.4.11. Криві намагнічування до відпалювання (а-г) та залежності $B_c(\alpha)$ у полярних координатах при різних температурах відпалювання (д-з) для спін-вентилів: I – Au(3)/Co(3)/Au(6)/Fe(20)/П (а,д), II – Au(3)/Fe(20)/Au(6)/Co(3)/П (б,е), III – Au(3)/Fe(3)/Au(6)/Co(20)/П (в,ж), IV – Au(3)/Co(20)/Au(6)/Fe(3)/П (г,з). Позначення: \blacklozenge – $T_g \cong 300$ К, \bullet – $T_g \cong 450$ К, \blacktriangle – $T_g \cong 600$ К, \blacksquare – $T_g \cong 750$ К

зразків в умовах подібних до наших), тим що при ефективній товщині більше 1,5 нм реалізується механізм росту Странскі-Крастанова, при якому тривимірні острівці ростуть на двовимірному шарі. У цьому випадку плівки мають велику шорсткість і, відповідно дефектність, яка перешкоджає руху доменних стінок та призводить до росту коерцитивної сили системи. Кластери Co, при подальшому збільшенні товщини, руйнуються та становляться меншими, що знижує шорсткість. При товщині плівки $d \cong 17$ нм спостерігаються мінімальні значення шорсткості та коерцитивної сили. Далі плівки Co ростуть пошарово, поступово збільшується товщина доменних стінок і відповідно монотонно зростає B_C . Таким чином, коерцитивна сила плівки з $d \cong (3 - 4)$ нм у декілька разів більша ніж у плівки з $d \cong (17 - 20)$ нм. Стосовно шарів перехідних металів (мають електрони на d- та f-орбіталах, наприклад Co, Fe, Cr), які формуються на немагнітному шарі Au, то вони ростуть «терасами» та мають набагато меншу шорсткість, ніж при рості на підкладці [18]. Дослідження за допомогою АСМ показали, що спін-вентильні структури II та III типів мають однакову шорсткість верхніх шарів $\sigma \cong 2,4$ нм. Це говорить про те, що при конденсації на Au, плівки Co та Fe не мають такої немонотонної залежності $B_C(d)$, яка має місце при рості на аморфній підкладці. Тому, наявність тонких ($d \cong 3$ нм) шарів ФМ на немагнітному прошарку не дає великого внеску у значення коерцитивної сили всієї системи. Наведений вище аналіз експериментальних результатів дозволяє пояснити, чому система Au(3)/Fe(20)/Au(6)/Co(3)/П має більшу індукцію розмагнічування ніж Au(3)/Fe(3)/Au(6)/Co(20)/П. Якщо порівняти між собою спін-вентильні структури I та IV типів, то остання проявляє більші значення B_C , оскільки має відносно товстий шар ($d \cong 20$ нм) більш магнітожорсткого матеріалу (Co) та тонкий шар Fe ($d \cong 3$ нм), що напилений на підкладку. Чутливість методу елеметрії достатня для того, щоб зафіксувати сигнал з глибини (40 – 50) нм.

На рис. 4.11 (д-з) також представлені залежності $B_C(\alpha)$ для чотирьох типів спін-вентильних структур при різних температурах відпалювання. З рисунків видно, що значення індукції розмагнічування після відпалювання до $T_e \cong 450$ К зменшується для всіх зразків. Це пов'язано із заліковуванням дефектів плівок і відповідно з

покращенням їх доменної структури та збільшенням дзеркальності інтер-фейсів [193]. При подальшому збільшенні температури до $T_g \cong 600$ К у спин-вентильних структурах II та IV типу (ті, що мають тонкий шар, що напилений на підкладку) індукція розмагнічування продовжує знижуватись. Це може бути спричинено взаємодією феромагнетиків з підкладкою (SiO_2/Si) та утворенням силіцидів – тонких немагнітних шарів, або оксидів. Рентгенографічні дослідження не дозволили зафіксувати лінії від нижніх шарів спин-вентилів, можливо внаслідок недостатньої чутливості (рис. 3.17). Для інших двох систем спостерігається збільшення B_C , що може бути пов'язане з ростом розсіювання електронів на фонах з поворотом спіну, що призводить до зменшення взаємодії магнітних шарів.

Після відпалювання до $T_g \cong 600$ К, для спин-вентилів III та IV типів змінився характер залежності $B_C(\alpha)$, що непрямо свідчить про фазоутворення. Ми пов'язуємо це з тим, що системи $\text{Au}(3)/\text{Fe}(3)/\text{Au}(6)/\text{Co}(20)/\text{П}$ та $\text{Au}(3)/\text{Co}(20)/\text{Au}(6)/\text{Fe}(3)/\text{П}$ мають відносно товстий шар Co , який утворює обмежений твердий розчин (Au,Co). Тому, внесок у загальне значення B_C від твердого розчину буде більшим у тій системі, яка має товстий шар Co . Для порівняння, як саме змінюються криві намагнічування при відпалюванні, у Додатку Б представлені залежності для чотирьох спин-вентилів при $T_g \cong 600$ К.

На рис.4.12 представлена залежність B_S спин-вентилів від T_g .

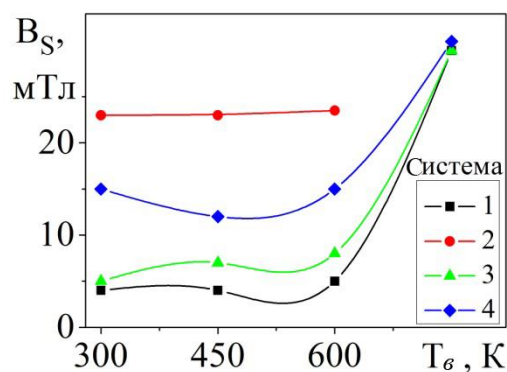


Рис. 4.12. Залежності поля насичення від температури відпалювання для систем: I – $\text{Au}(3)/\text{Co}(3)/\text{Au}(6)/\text{Fe}(20)/\text{П}$, II – $\text{Au}(3)/\text{Fe}(20)/\text{Au}(6)/\text{Co}(3)/\text{П}$, III – $\text{Au}(3)/\text{Fe}(3)/\text{Au}(6)/\text{Co}(20)/\text{П}$, IV – $\text{Au}(3)/\text{Co}(20)/\text{Au}(6)/\text{Fe}(3)/\text{П}$

З наведених графіків видно, що структури I і III типу легше виходять на насичення, але проявляють більшу не монотонність залежності $B_S(T_g)$. Найбільш високе і термостабільне значення B_S проявляє структура II типу. Крім того, вона має і максимальне значення B_C , що є ознакою антиферомагнітного зв'язку магнітних шарів, завдяки якому може реалізовуватися явище ГМО [194-197]. З рис. 4.12 видно, що після відпалювання систем до $T_g > 600$ К, поле насичення стрімко зростає у декілька разів. Така ситуація може мати місце при зміні структури магнітних шарів. Зокрема, у результаті термодифузії атомів Co у шар Au, утворюється неупорядкований твердий розчин, що спричиняє «розмиття» феромагнітного шару кобальту та перешкоджає руху доменних стінок [120, 121]. Утворення нової магнітної структури виключається, оскільки при такій температурі відпалювання не відбувається переходу Fe та Co до парамагнітного стану ($T_K > 1000$ К).

4.4.2. Магніторезистивні властивості спін-вентильних структур [121]

Дослідження магніторезистивних властивостей показало, що всі плівкові системи, окрім II проявляють магнітну анізотропію. Найбільше значення МО спостерігається у спін-вентильної структури III типу, але у поздовжній і поперечній геометріях його магнітоопір має різний знак. На рис. 4.13 представлені залежності МО від кута повороту зразка (φ) при переході від перпендикулярної до поздовжньої та від перпендикулярної до поперечної геометрії вимірювання для II та III структур. З рис. 4.13 видно, що при збільшенні φ , магнітоопір немонотонно збільшується і досягає свого максимуму при $\varphi = 60^\circ - 70^\circ$. Неоднакові значення МО при різних кутах між напрямом протікання струму та силовими лініями магнітного поля пояснюються різним внеском механізмів розсіювання електронів у загальну електропровідність плівки та різною дією сили Лоренца [117].

При збільшенні T_g МО для всіх зразків немонотонно знижується. Найбільш термічно стабільними виявилися спін-вентилі III та IV типів, магнітоопір яких суттєво змінився лише при $T_g > 700$ К (рис.4.14. в,г). Ці зразки мають відносно товстий ($d \cong 20$ нм) шар Co, тому внесок твердого розчину (Au,Co) у магнітні

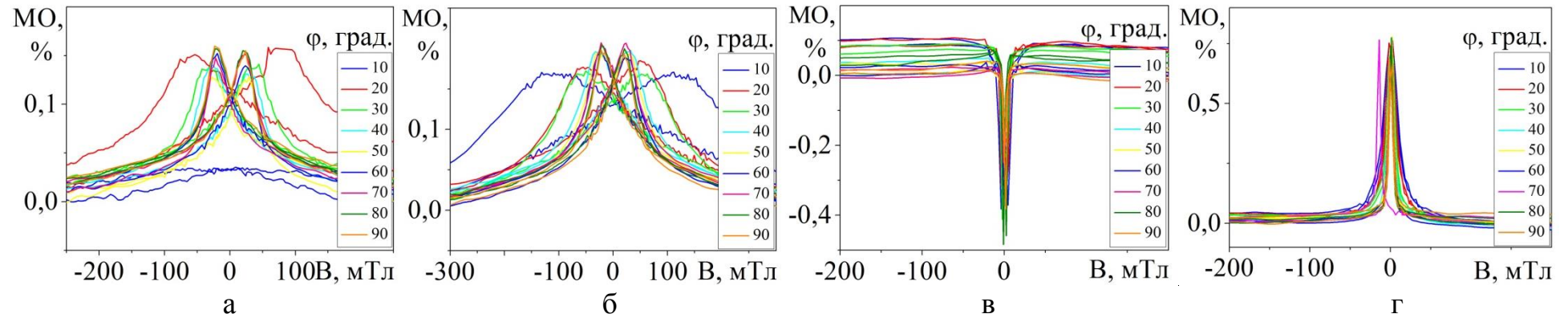


Рис. 4.13. Залежності магнітоопору від кута повороту зразків (φ) при переході від перпендикулярної до поздовжньої (а,в) та до поперечної (б,г) геометрії вимірювання для структур: II – Au(3)/Fe(20)/Au(6)/Co(3)/Π (а,б) та III – Au(3)/Fe(3)/Au(6)/Co(20)/Π (в,г)

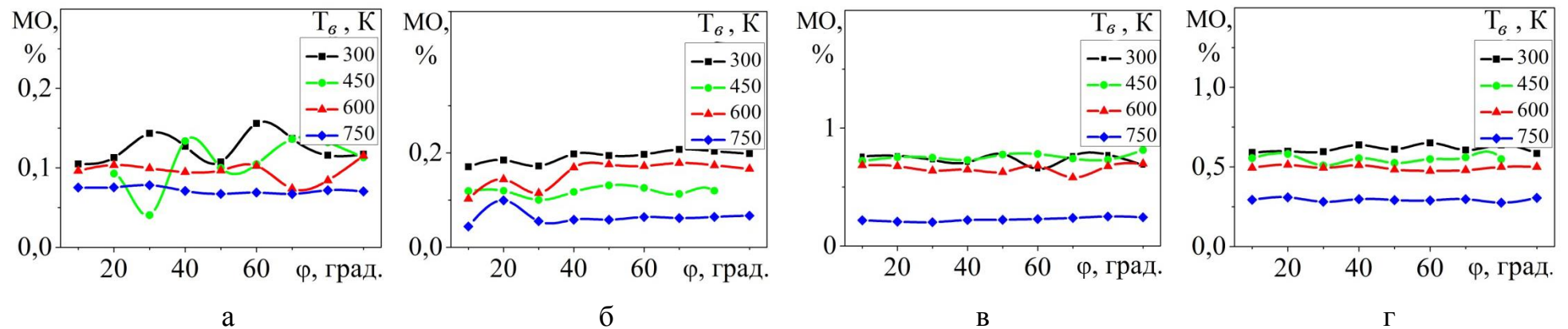


Рис. 4.14. Залежності МО від T_g для I (а), II (б), III (в) та IV (г) спін-вентильних структур при переході від перпендикулярної до поперечної геометрії вимірювання

властивості буде значно більшим порівняно із спін-вентиліями I та II типів.

Залежності магнітоопору для чотирьох спін-вентилів після відпалювання до 750 К наведені у Додатку В. Якщо порівняти між собою значення індукції розмагнічування, які були отримані при дослідженні магнітооптичного ефекту Керра у перпендикулярній геометрії (рис. 4.11) та при вимірюванні магнітоопору у поперечній геометрії (Додаток Г), то видно, що ці величини співпадають для всіх вентилів, окрім IV. А саме, мають менші на декілька одиниць значення B_C при дослідженні МО. При вимірюванні магнітоопору у поздовжній геометрії, значення індукції розмагнічування також співпадають з тими, що були визначені за допомогою МОКЕ.

При дослідженні магнітоопору у перпендикулярній геометрії, виявлена особливість залежності $MO(T_g)$ для спін-вентильних структур. На рис. 4.15 наведені залежності МО від індукції магнітного поля для чотирьох структур. З графіків видно, що для спін-вентилів III та IV типів змінюється знак МО та характер залежності $MO(B)$ при різних температурах відпалювання. Це також пов'язано з процесами фазоутворення. Утворення т.р. (Au,Co) призводить до зменшення товщини суцільного немагнітного прошарку i , відповідно, до зміни інтерференції електронних хвиль, відбитих від границь інтерфейсів, що викликає осциляції непрямого обмінного зв'язку між феромагнітними шарами [194]. Таким чином, при відпалюванні відбуваються переходи від антиферомагнітної до феромагнітної взаємодії магнітних шарів. Спочатку, при $T_g \cong 300$ К та $d_{Au} \cong 6$ нм спостерігалися анізотропний магнітоопір та найменше значення B_C . При підвищенні температури відпалювання до 450 К, МО став ізотропним (однаковий знак у перпендикулярній та поздовжній геометріях) та відбулося різке збільшення індукції розмагнічування, що свідчить про антиферомагнітний зв'язок магнітних шарів. При подальшому відпалюванні МО знову змінив знак. Ми пояснюємо це тим, що рекристалізаційні та дифузійні процеси в спін-вентильних структурах призвели до руйнування немагнітного прошарку, що знизило внесок спін-залежного розсіювання електронів у провідність та призвело до появи антиферомагнітного характеру МО. Такого роду зміни непрямого обмінного зв'язку мали місце лише у системах з відносно товстим

шаром Co: III – Au(3)/Fe(3)/Au(6)/Co(20)/П (рис. 4.15 в) та IV – Au(3)/Co(20)/Au(6)/Fe(3)/П (рис. 4.15 г), оскільки у цьому випадку на утворення т.р. (Au,Co) йде більша кількість атомів Co.

Таким чином, лише спін-вентиль II типу – Au(3)/Fe(20)/Au(6)/Co(3)/П проявляє ізотропність магнітоопору у всіх трьох геометріях вимірювання, має максимальне та термостабільне значення B_s . Структура III типу – Au(3)/Fe(3)/Au(6)/Co(20)/П має максимальні та найбільш термостабільні значення MO, але для неї характерні зміни типу непрямой обмінної взаємодії магнітних шарів.

На деяких залежностях MO спін-вентильних структур проявляється горизонтальна ділянка (особливо помітною стає при $T_g > 450$ K), що свідчить про окреме перемагнічування магнітних шарів (рис. 4.15 а,г).

Наявність структурних змін у магнітних шарах спін-вентилів, зокрема поява твердих розчинів, непрямой підтверджується виникненням «сходинок» на магніторезистивних залежностях при підвищенні температури відпалювання (рис. 4.16). Це явище є ознакою неоднорідності магнітних шарів.

На основі магніторезистивних залежностей спін-вентильних структур була розрахована їх чутливість до зміни магнітного поля (S) при різних температурах відпалювання та геометріях вимірювання (таблиця 4.5). Ця властивість є однією з найголовніших при виборі матеріалів для сенсорів. З таблиці 4.5 видно, що при відпалюванні чутливість усіх структур, окрім I знижується. Спін-вентиль III типу – Au(3)/Fe(3)/Au(6)/Co(20)/П має максимальні значення S при всіх геометріях вимірювання та температурах відпалювання [121].

Таблиця 4.5

Чутливість спін-вентильних структур до змін магнітного поля S (%/Тл)

Система	Перпендикулярна геометрія				Поздовжня геометрія				Поперечна геометрія			
	T_g , K	300	450	600	750	300	450	600	750	300	450	600
I	<0,11	0,36	0,17	–	0,07	–	0,21	0,19	0,33	0,46	0,97	0,41
II	<0,07	<0,08	<0,09	0,09	<0,34	<0,28	<0,34	<0,24	<0,43	–	<0,32	0,17
III	5,02	0,06	1,06	0,48	4,33	0,45	<0,34	0,43	10,65	15,73	7,27	2,39
IV	<0,90	<0,91	<0,44	<0,15	–	–	–	–	8,29	–	10,74	7,76

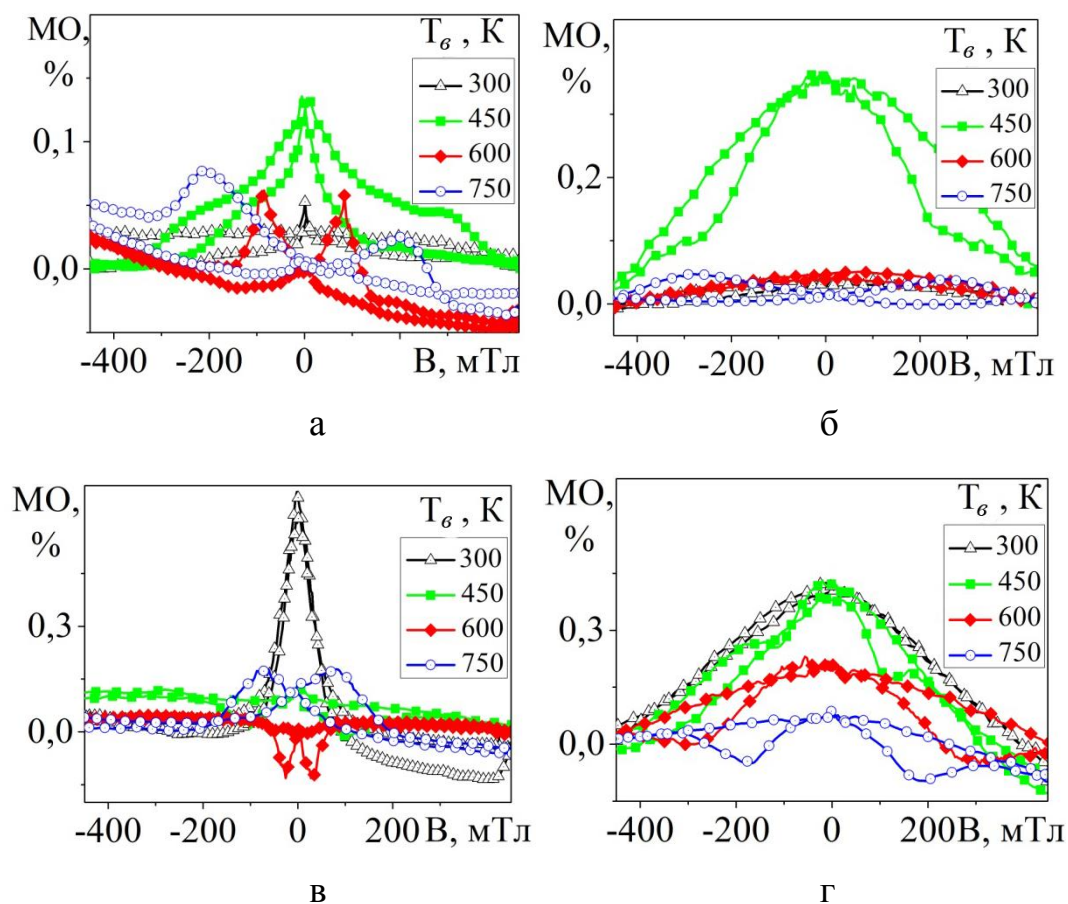


Рис. 4.15. Залежності $MO(B)$, що виміряні у перпендикулярній геометрії при різних температурах відпалювання, для спін-вентильних структур: I – Au(3)/Co(3)/Au(6)/Fe(20)/Π (а), II – Au(3)/Fe(20)/Au(6)/Co(3)/Π (б), III – Au(3)/Fe(3)/Au(6)/Co(20)/Π (в), IV – Au(3)/Co(20)/Au(6)/Fe(3)/Π (г)

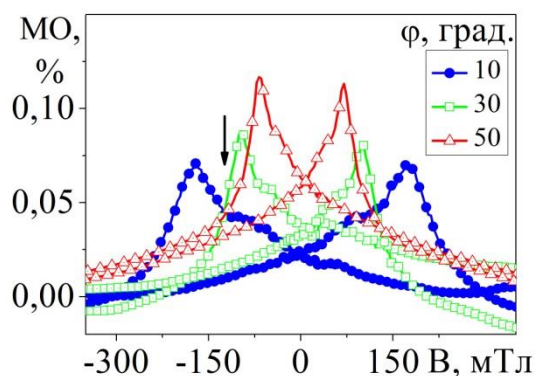


Рис. 4.16. Залежність MO від індукції магнітного поля при поздовжній геометрії вимірювання та $T_g \approx 750$ K для спін-вентильної структури II типу. Стрілкою відмічена «сходинка», що свідчить про неоднорідність магнітного шару

Висновки до розділу 4

1. При дослідженні магнітооптичних та магніторезистивних властивостей систем Cr/Fe/П встановлено, що плівки, у яких загальна концентрація $c_{Cr} \cong 5 - 20 \%$, проявляють найменші значення B_C та найбільший МОКЕ-сигнал у поздовжній і поперечній геометріях вимірювання.

2. Встановлено, що плівкові системи на основі Fe та Co, які мають загальну концентрацію $c_{Co} \leq 20 \%$, проявляють найбільш термічно стабільні магнітні характеристики (B_C, B_S, Θ) в обох геометріях вимірювання МОКЕ.

3. Встановлено, що матеріал підкладки суттєво впливає на магнітооптичні та магніторезистивні властивості плівкових систем. Так, при орієнтованому вирощуванні на монокристалі (100)MgO, система Au(3)/Co(30)/Fe(30)/MgO проявляє суттєву анізотропію МО та B_C (збільшується у 2 рази при повороті зразка на $\alpha = 45^\circ$). Крім того, у поздовжній та поперечній геометріях вимірювання МО для цієї системи вищий ніж для тієї, що конденсувалась на аморфну підкладку SiO₂/Si. Це пояснюється меншою інтенсивністю протікання дифузійних процесів під час конденсації у плівці, що вирощена орієнтовано.

4. При дослідженні магнітооптичних та магніторезистивних властивостей спін-вентилів встановлено, що структури, які мають відносно товстий шару Co ($d \cong 20$ нм) проявляють найбільші та термічно стабільні значення МО. Але, вони проявляють анізотропію МО у різних геометріях вимірювання. Крім того, у перпендикулярній геометрії МО змінює свій знак при різних температурах відпалювання. Це пояснюється змінами непрямого обмінного зв'язку між МШ через процеси фазоутворення. Спін-вентилі з відносно товстим шаром Co також проявляють максимальне значення S при всіх геометріях вимірювання та температурах відпалювання.

5. Встановлено, що спін-вентильні структури з відносно товстим шаром Fe ($d \cong 20$ нм) проявляють найбільш високе і термостабільне значення B_S та максимальне значення B_C . Крім того, МО для цих спін-вентильних структур є ізотропним у всіх трьох геометріях вимірювання та зберігає свій знак при зміні температури відпалювання.

ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі проведені комплексні дослідження взаємозв'язку між дифузійними процесами, структурно-фазовим станом та магніто-резистивними і магнітооптичними властивостями двошарових плівкових систем Fe/Co, Fe/Cr та спін-вентильних структур на основі Fe, Co та Au, які можуть бути використані як чутливі елементи датчиків магнітного поля та головок зчитування інформації.

1. Здійснені апробація та порівняльний аналіз відомих теоретичних моделей для розрахунку коефіцієнтів дифузії (КСД та ТД). Встановлено, що найбільш точними є моделі, які враховують товщину шару матеріалу, що дифундує, та середній розмір кристалітів, тобто методи Уїпла та функції помилок Гауса.

На основі експериментальних даних ОЕС проведена оцінка коефіцієнтів дифузії у нанорозмірних плівкових системах Fe/Cr. Встановлені значення коефіцієнтів КСД в обох напрямках її протікання $D_{\text{к}}(\text{Fe} \rightarrow \text{Cr}) \cong 0,6 \cdot 10^{-19} \text{ м}^2/\text{с}$ та $D_{\text{к}}(\text{Cr} \rightarrow \text{Fe}) \cong 0,2 \cdot 10^{-19} \text{ м}^2/\text{с}$. Коефіцієнт ТД для системи Fe/Cr/П при $T_{\text{г}} = 673 \text{ К}$ на два порядки менший за коефіцієнт КСД ($3,2 \cdot 10^{-21} \text{ м}^2/\text{с}$).

2. Дослідження структурно-фазового стану чотирьох типів спін-вентилів на основі Fe, Co та Au показало, що у свіжосконденсованих плівкових структурах зберігається індивідуальність окремих шарів. Після відпалювання до 600 – 750 К у всіх спін-вентильних структурах утворюються т. р. (Au, Fe) та (Au, Co).

3. Дослідження фазового складу двошарових плівкових систем на основі Fe, Co та Cr дозволили встановити оптимальні співвідношення загальних концентрацій елементів, які забезпечують високі за величиною та термостабільні магнітні властивості системи в цілому. Плівки на основі Fe і Cr, в яких концентрація Cr $c_{\text{Cr}} = 5 - 20 \text{ ат. \%}$, мають найменші значення індукції розмагнічування ($B_{\text{с}} = 8 - 12 \text{ мТл}$) та найбільший рівень МОКЕ-сигналу в поздовжній та перпендикулярній геометріях вимірювання. При збільшенні c_{Cr} зростає значення $B_{\text{с}}$ у поздовжній геометрії вимірювання ($B_{\text{с}} = 20,5 \text{ мТл}$ при $c_{\text{Cr}} = 94 \text{ ат. \%}$) та знижується рівень МОКЕ-сигналу у перпендикулярній геометрії. Для двошарових систем на основі Fe та Co також характерна залежність величини та термічної стабільності магнітних

параметрів від концентрації компонент. Так, при $c_{Co} = 22$ ат. % значення індукції розмагнічування для всієї системи $B_C = 13$ мТл, а при $c_{Co} = 50$ ат. % – $B_C = 8$ мТл. Крім того, встановлено, що при концентрації c_{Co} до 22 ат. % вони проявляють найбільш термічно стабільні магнітооптичні властивості в обох геометріях вимірювання МОКЕ.

4. Дослідження магніторезистивних і магнітооптичних властивостей двошарової системи Co(30)/Fe(30)/П при використанні різних матеріалів підкладки виявили, що при орієнтовному вирощуванні плівки на монокристалі (100)MgO система проявляє суттєву анізотропію МО та індукції розмагнічування (B_C збільшується у два рази при повороті зразка на 45°). Встановлено, що у поперечній та поздовжній геометріях вимірювання МО більший, ніж для системи, яка конденсувалася на аморфну підкладку SiO₂/Si, що пояснюється меншою інтенсивністю протікання дифузійних процесів під час конденсації.

5. Дослідження МО показали, що всі спін-вентильні структури, окрім Au(3)/Fe(20)/Au(6)/Co(3)/П, проявляють анізотропію, зокрема МО має різний знак у поздовжній та поперечній геометріях вимірювання. Уперше встановлено, що в тих спін-вентильях, які мають відносно товстий ($d = 20$ нм) шар Co, двічі спостерігається зміна знака МО у перпендикулярній геометрії вимірювання при збільшенні T_v . Це пояснюється утворенням т. р. (Au, Co), що призводить до зміни товщини «суцільного» немагнітного прошарку Au. Спін-вентиль Au(3)/Fe(20)/Au(6)/Co(3)/П проявляє ізотропність МО у всіх трьох геометріях вимірювання. Крім того, має максимальне та термостабільне значення B_S . Спін-вентиль Au(3)/Fe(3)/Au(6)/Co(20)/П проявляє максимальні за величиною та найбільш термостабільні значення МО, але для нього характерні зміни типу непрямої обмінної взаємодії магнітних шарів при відпалюванні.

ПРИМІТКИ

Основні результати дисертаційної роботи були опубліковані разом з Проценком С.І., Демиденком М.Г., Салтиковою А.І., Маршалек М.

Проценко С.І. – запропонував тему дисертаційної роботи та вніс визначальний внесок у постановку всіх задач. Демиденко М.Г. – брав участь у проведенні досліджень структурно-фазового стану та морфології поверхонь спіні-вентильних структур за допомогою методу еліпсометрії та АСМ. Дослідження інтенсивності протікання дифузійних процесів у двошарових системах на основі Fe та Co за допомогою ВІМС здійснювались за участі Салтикова А.І. Маршалек М. – приймала участь в обговоренні результатів досліджень методом ОЕС.

Вважаю приємним обов'язком висловити щирю подяку своєму керівнику д.ф.-м.н., професору кафедри прикладної фізики Проценку С. І. за вибір тематики, постійну підтримку та зацікавленість до результатів роботи. Також хочу щиро подякувати к.ф.-м.н. Демиденку М. Г. за допомогу у проведенні еліпсометричних та магнітооптичних досліджень; к.ф.-м.н., доценту кафедри фізики Сумського державного педагогічного університету Салтиковій А. І. за допомогу у проведенні експериментальних досліджень методом ВІМС; професору Інституту фізики Університету ім. Й. Гуттенберга (м. Майнц, Німеччина) Непійку С. О. та завідувачому лабораторією, професору Інституту фізики Університету ім. Й. Гуттенберга Шонхензе Г.А. за поради і допомогу у проведенні експериментів під час стажування. Також висловлюю щирю подяку всьому колективу кафедри прикладної фізики за дружню підтримку та обговорення результатів роботи на семінарах та конференціях.

Особливу подяку висловлюю своєму чоловікові за терпіння, турботу та постійну підтримку.

ДОДАТОК А

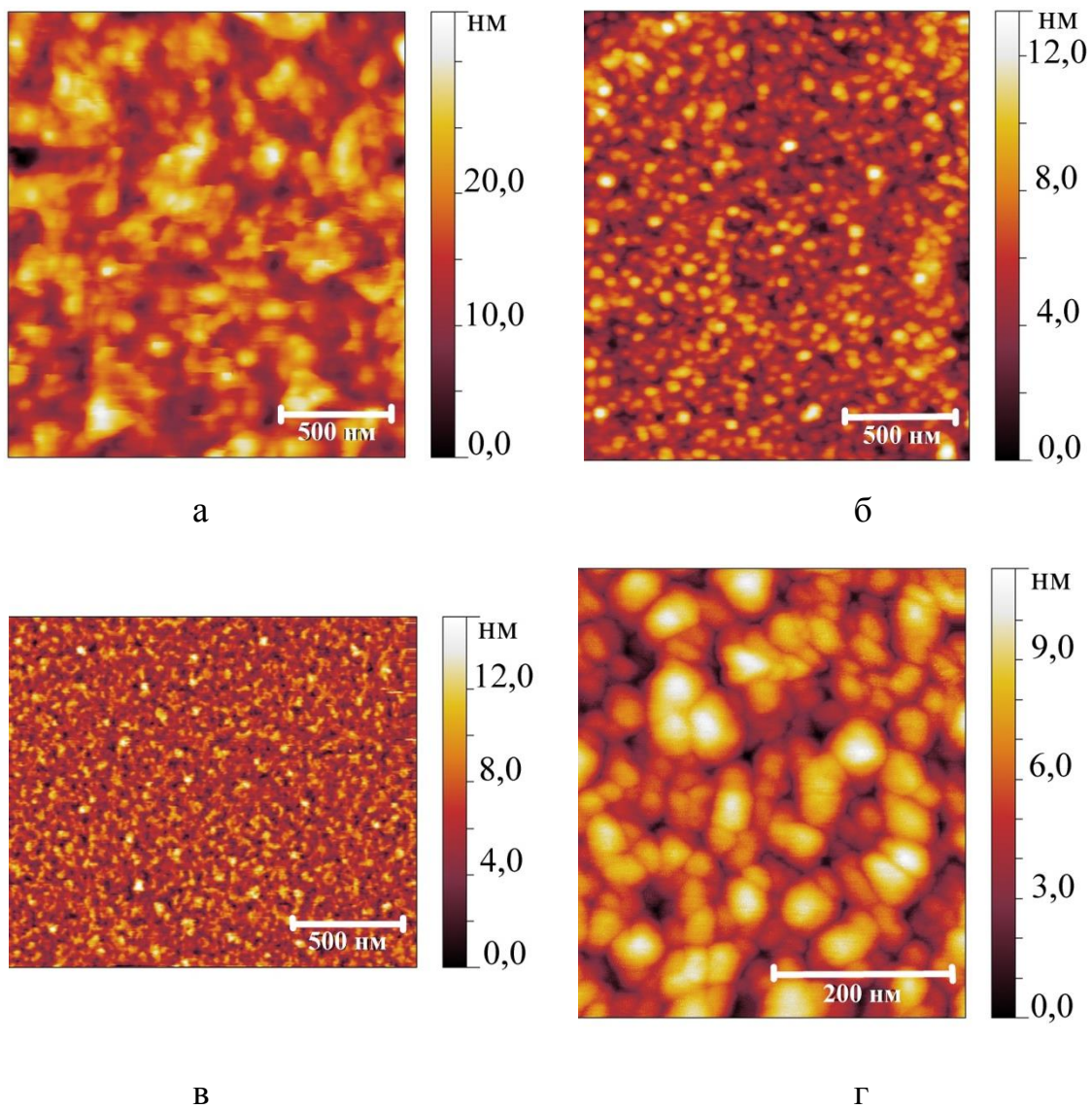


Рис. А.1. АСМ-знімки в режимі топографії для спін-вентильної структури IV типу – Au(3)/Co(20)/Au(6)/Fe(3)/П при різних температурах відпалювання: $T_g = 300$ К (а), 450 К (б), 600 К (в) та 750 К (г)

ДОДАТОК Б

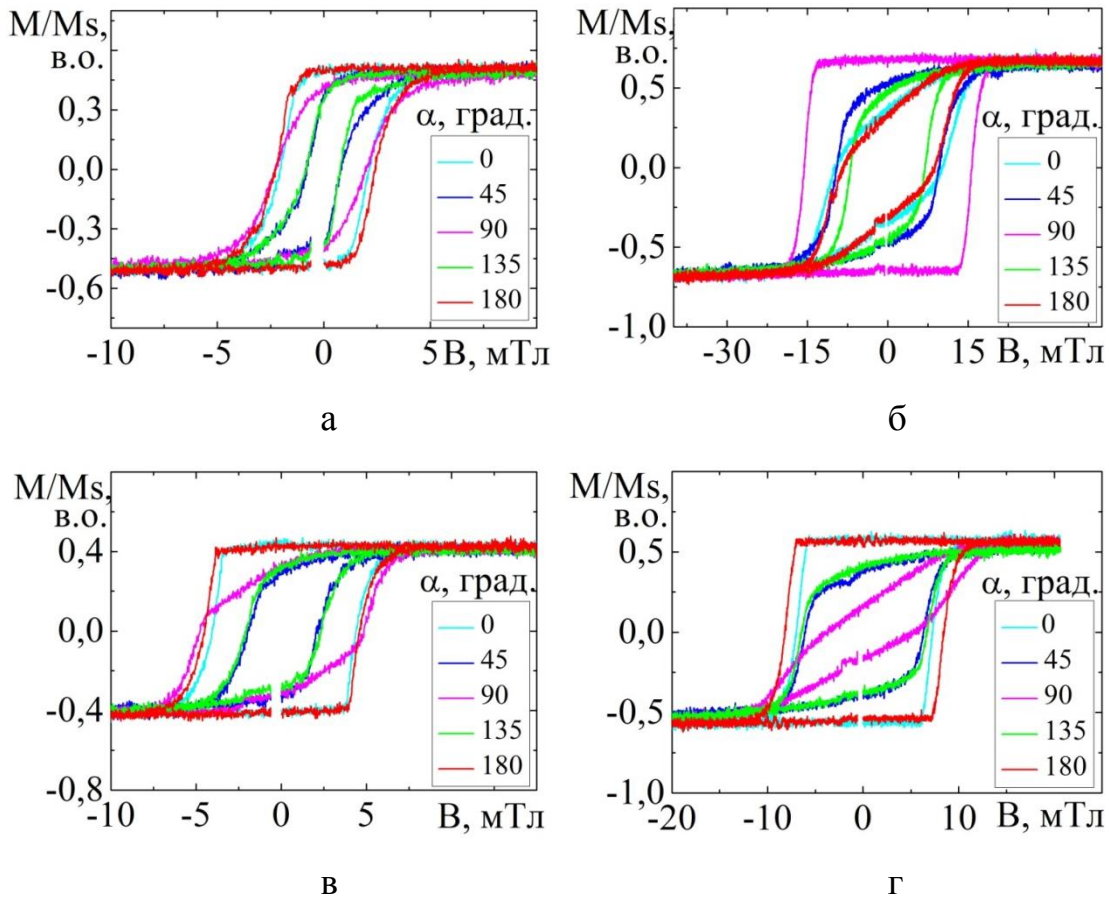


Рис. Б.1. Криві намагнічування при відпалюванні до $T_g = 600$ К спінівентильних структур: I (а), II (б), III (в), IV (г)

ДОДАТОК В

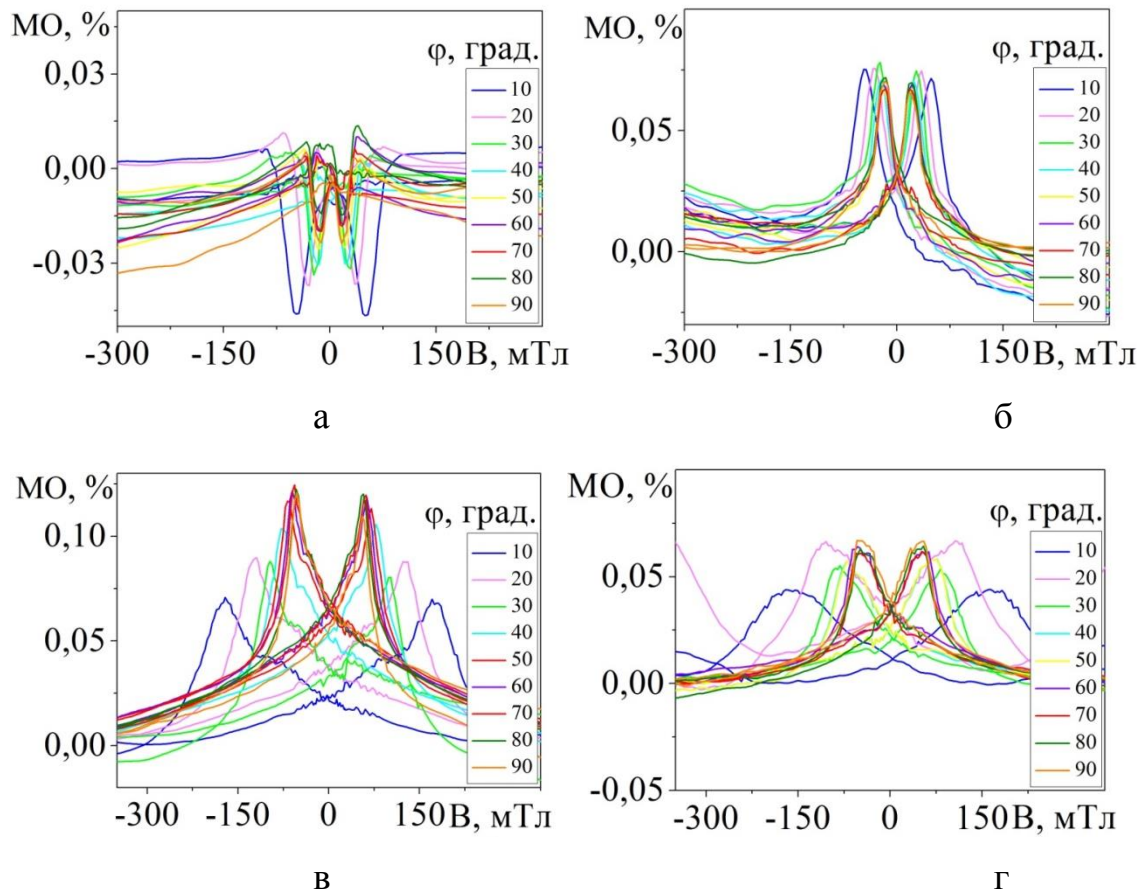


Рис. В.1. Залежності $MO(B)$, що виміряні при різних кутах повороту зразка (ϕ) при переході від перпендикулярної до поздовжньої (а,в) та до поперечної (б,г) геометрії вимірювання для спін-вентильних структур I (а,б) та II (в,г) типів

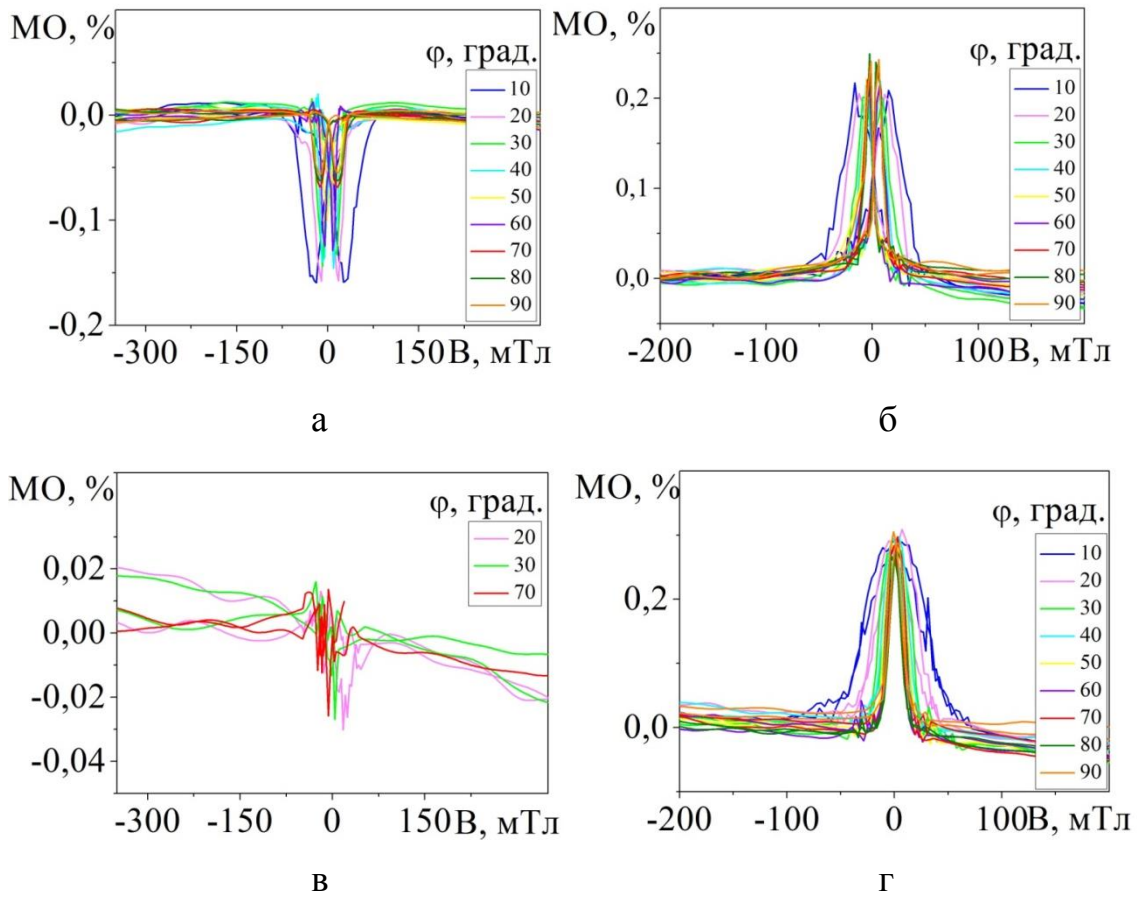


Рис. В.2. Залежності $MO(B)$, що виміряні при різних кутах повороту зразка (ϕ) при переході від перпендикулярної до поздовжньої (а,в) та до поперечної (б,г) геометрії вимірювання для спін-вентильних структур: III (а,б) та IV(в,г) типів

ДОДАТОК Г

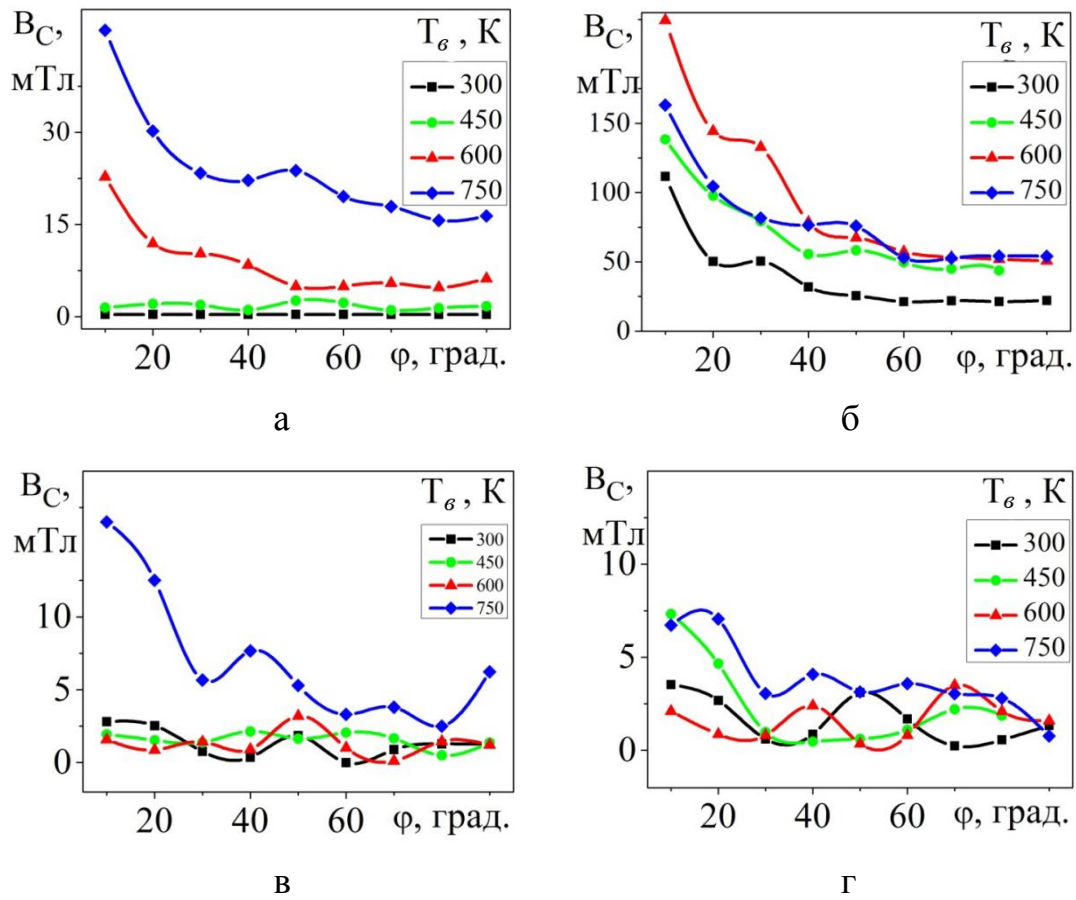


Рис. Г.1. Залежності індукції розмагнічування, що визначенні при вимірюванні МО при переході від перпендикулярної до поперечної геометрії при різних температурах відпалювання для спін-вентильних структур: I (а), II (б), III (в), IV (г) типу

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Шадров В.Г. Межкристаллитное магнитное взаимодействие и процессы перемангничивания в тонкопленочных магнитных структурах / В.Г. Шадров – Мн. : Изд. центр БГУ, 2006. – 238 с.
2. Design and crystallography of multilayered media / D.E. Laughlin, Y.C. Feng, D.N. Lambeth [et al.] // J. Magn. Magn. Mater. – 1996. – № 155. – P. 146–150.
3. Feng Y.C. Formation of crystallographic texture in rf sputter-deposited Cr thin films / Y.C. Feng, D.E. Laughlin, D.N. Lambeth // J. Appl. Phys. – 1994. – V. 76, № 11. – P. 7311–7317.
4. Исследование фазовых превращений в тонких пленках кобальта / И.Е. Проценко, М.Д. Смолин, В.Г. Шамоля [и др.] // Металлы. – 1985. – № 2. – С. 171–174.
5. Kumar D. Evolution of structural and magnetic properties of sputtered nanocrystalline Co thin films with thermal annealing / D. Kumar, A. Gupta // J. Magn. Magn. Mater. – 2007. – № 308. – P. 318–324.
6. Dumpich G. Magnetoresistance of single Co nanowires // G. Dumpich, T.P. Krome, B. Hausmanns // J. Magn. Magn. Mater. – 2002. – № 248. – P. 241–247.
7. Kitakami O. Size effect on the crystal phase of cobalt fine particles / O. Kitami, H. Sato, Y. Shimada // Phys. Rev. B. – 1997. – V. 56, № 21. – P. 13849–13854.
8. Гомоюнова М.В. Формирование сверхтонких магнитных пленок кобальта на поверхности Si(111)7x7 / М.В. Гомоюнова, Г.С. Гребенюк, И.И. Пронин // ЖТФ. – 2011. – Т. 81, № 6. – С. 120–124.
9. Probing the behaviour of ultrathin Co layers on clean and hydrogen terminated Si(001) and Si(111) surfaces / J.S. Pan, E.S. Tok, C.H.A. Huan // Surf. Sci. – 2003. – № 532–535. – P. 639–644.
10. Начальные стадии роста и магнитные свойства пленок кобальта на поверхности / И.И. Пронин, М.В. Гомоюнова, С.М. Соловьев [и др.] // ФТТ. – 2011. – Т. 53, № 3. – С. 573–578.
11. Co growth on Si(001) and Si(111) surfaces: Interfacial interaction and growth dynamics / J.S. Pan, R.S. Liu, Z. Zhang // Surf. Sci. – 2006. – № 600. – P. 1308–1318.

12. Fu T.-Y. The behavior of Co atoms on Si (111)- 7×7 surfaces at low temperatures / T.-Y. Fu, Ch.-Y. Kuo, S.-L. Tsay // *Thin Solid Films*. – 2007. – № 515. – P. 8290–8292.
13. Formation and characterization of epitaxial CoSi₂, on Si(001) / F. La Via, C. Spinella, A.H. Reader // *Appl. Surf. Sci.* – 1993. – № 73. – P. 108–116.
14. Thermal history dependence of the crystal structure of Co fine particles / X.Q. Zhao, S. Veintemillas-Verdaguer, O. Bomati-Miguel [et al.] // *Phys. Rev. B*. – 2005. – № 71. – P. 024106 – 024112.
15. Puntos V.F. Colloidal Nanocrystal Shape and Size Control: The Case of Cobalt // V.F. Puntos, K.M. Krishnan, A.P. Alivisatos // *Science, New Series*. – 2001. – V. 291, № 5511. – P. 2115–2117.
16. Beating the superparamagnetic limit with exchange bias / V. Skumryev, S. Stoyanov, Y. Zhang [et al.] // *Nature*. – 2003. – V. 423. – P. 850–853.
17. Structural and magnetic properties of evaporated Co/Si(100) and Co/glass thin films / A. Kharmouche, S.-M. Cherif, A. Bourzami [et al.] // *J. Phys. D Appl. Phys.* – 2004. – V. 37, № 18. – P. 2583.
18. Structure and magnetic properties of epitaxial Fe films on GaAs(100) and InAs(100) / Y.B. Xu, E.T.M. Kernohan, D.J. Freeland [et al.] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. – V. 198–199. – P. 703–706.
19. Magnetic and structural properties of epitaxial Fe thin films on GaAs(001) and interfaces / M. Doi, B.R. Cuenya, W. Keunea [et al.] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2002. – V. 240. – P. 407–409.
20. Ferromagnetic-resonance studies of epitaxial Ni, Co, and Fe films grown on Cu(100)/Si(100) / R. Naik, C. Kota, J.S. Payson [et al.] // *Phys. Rev. B*. – 1993. – V. 48, № 2. – P. 1008–1013.
21. Structural and electrical properties of evaporated Fe thin films / M. Mebarkia, A. Layadia, A. Guittoum [et al.] // *Appl. Surf. Sci.* – 2011. – V. 257. – P. 7025–7029.
22. Nonlinear Magneto-Optical Properties of Sputtered and Epitaxial Ultrathin Films / C. Gao, Y. Ren, J. Ye [et al.] // *J. Korean. Phys. Soc.* – 2004. – V. 44, № 3. – P. 757–760.
23. Pazukha I.M. Fe/Cr and Cu/Cr Film Pressure Sensitive Elements / I.M. Pazukha, I.E. Protsenko // *Tech. Phys+*. – 2010. – V. 55, № 4. – P. 570–574.

24. Park E. Evolution of near-surface concentration profiles of Cr during annealing of Fe-15Cr polycrystalline alloy / E. Park, B. Huning, M. Spiegel // *Appl. Surf. Sci.* – 2005. – V. 249. – P. 127–138.
25. Interlayer exchange coupling of Fe/Cr/Fe thin films on rippled substrates / M. Korner, K. Lenz, M.O. Liedke [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2009. – V. 80. – P. 214401-1–214401-6.
26. Larentiev M.Yu. Magnetic cluster expansion model for bcc-fcc transition in Fe and Fe-Cr alloys / M.Yu. Lavrentiev, D. Nguyen-Manh, S.L. Dudarev // *Phys. Rev. B.* – 2010. – V. 81. – P. 184202-1–184202-6.
27. Bergner F. Estimation of the solubility limit of Cr in Fe at 300°C from small-angle neutron scattering in neutron-irradiated Fe-Cr alloys / F. Bergner, A. Ulbricht, C. Heintze / *Scripta Mater.* – 2009. – V. 61. – P. 1060–1063.
28. Analysis of the diffusion processes in Al/Cr, Al/Fe and Cr/Fe multilayers using the MRI model / M. Cekada, M. Panjan, D. Cimpric [et al.] // *Vacuum.* – 2010. – V. 84. – P. 147–151.
29. Electrophysical properties of Ni/V and Cr/Fe multilayer films / L. Odnodvoretz, S. Protsenko, O. Synashenko [et al.] // *Cryst. Res. Technol.* – 2009. – V. 44, № 1. – P. 74–81.
30. Electrophysical properties of Cu/Cr and Fe/Cr film systems within elastic and plastic deformation range / S.I. Protsenko, D.V. Velykodnyi, V.A. Kheraj [et al.] // *J. Mater. Sci.* – 2009. – V. 44. – P. 4905–4910.
31. Сынашенко О.В. Диффузионные процессы и интерфейсное рассеяние электронов в пленочных системах на основе Cu/Fe и Fe/Cr / О.В. Сынашенко, А.И. Салтыкова, И.Е. Проценко // *Ж. нано- электрон. физ.* – 2009. – Т. 1, № 2. – С. 89–100.
32. Ustinovshikov Y. Morphology of Fe-Cr alloys / Y. Ustinovshikov, B. Pushkarev // *Mat. Sci. Eng. A-Struct.* – 1998. – V. 241. – P. 159–168.
33. Novy S. Atomic scale analysis and phase separation understanding in a thermally aged Fe-20 at.%Cr alloy / S. Novy, P. Pareige, C. Pareige // *J. Nucl. Mater.* – 2009. – V. 384. – P. 96–102.

34. Caer G.L. Mossbauer spectrometry of near equiatomic Fe-Cr alloys: Phase separation at high temperature / G.L. Caer, P. Delcroix, B.F.O. Costa // *J. Alloy Compd.* – 2007. – V. 434–435. – P. 587–589.
35. Configurational thermodynamics of the Fe-Cr δ phase / E. Kabliman, P. Blaha, K. Schwarz [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2011. – V. 84. – P. 184206-1–184206-9.
36. Phase decomposition in an Fe-40 at.% Cr alloy after isothermal aging and its effect in hardening / V.M. Lopez-Hirata, O. Soriano-Vargas, H.J. Rosales-Dorantes [et al.] // *Mater. Charact.* – 2011. – V. 62. – P. 789–792.
37. Phase transformation after long-time annealing in metastable Fe-Cr alloy films prepared by pulsed laser deposition / A.A. Levin, D.C. Mayer, A. Gorbunov [et al.] // *J. Alloy Compd.* – 2003. – V. 360. – P. 107–117.
38. Особливості кристалізації аморфних сплавів на основі кобальту / М.Г. Бабич, М.І. Захаренко, М.П. Семенько [та ін.] // *Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології.* – 2008. - Т.6, № 1. - С. 231–244.
39. Диаграммы состояния двойных металлических систем: Справочник в 3х Т. / [Лякишев Н.П., Алисова С.П., Банных О.А. и др.]; под ред. Н.П. Лякишева. – М.: Машиностроение, 1996. – 992 с.
40. Формирование, электронная структура и стабильность пленочных нанофаз переходных металлов на кремнии / Н.И. Плюснин, В.М. Ильященко, С.А. Китань [и др.] // *Поверхность, рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования.* – 2009. – № 9. – С. 86–98.
41. Mishin Y. Atomistic modeling of interfaces and their impact on microstructure and properties / Y. Mishin, M. Asta, Ju Li // *Acta Mater.* – 2010. – №. 58. – P. 1117–1151.
42. Каур И. Диффузия по границам зёрен и фаз / И. Каур, В. Густ. – М.: Машиностроение, 1991. – 448 с.
43. Heitjans P. Diffusion in Condensed Matter / P. Heitjans, J. Kärger. – Berlin : Springer-Verlag, 2005. – 955 p.
44. Fisher J. C. Application of nucleation theory to isothermal martensite / J. C. Fisher // *Acta Metall. Mater.* – 1953. – V. 1, № 1. – P. 32-35.

45. Mishin Y. Grain boundary diffusion: recent progress and future research / Y Mishin, Chr. Herzig // *Mat. Sci. Eng. A-Struct.* – 1999. – V. 260, № 1. – P. 55-71
46. Klinger L. Beyond the fisher model of grain boundary diffusion: effect of structural inhomogeneity in the bulk / L. Klinger, E. Rabkin // *Acta Mater.* – 1999. – V. 47, № 3. – P. 725-734.
47. Goldiner M. G. Specimen Size Effects In Digm, Dir And Rid / M. G. Goldiner, O. Yu. Keloglu // *Acta Metal. Mater.* – 1992. – V. 40, № 11. – P. 2855-2859.
48. Merabet A. Volume and grain boundary diffusivity of boron in polycrystalline silicon during rapid thermal annealing / A. Merabet, C. Gontrand // *Mater. Sci. Eng. B-Adv.* – 2003. – № 102. – P. 257–261.
49. Rothhaar U. Interdiffusion studies of Cr_2O_3 layers on ceramic Al_2O_3 substrates / U. Rothhaar, H. Oechsner // *Thin Solid Films.* – 1998. – № 324. – P. 165–169.
50. Abdul-Lettif A. M. Investigation of interdiffusion in copper–nickel bilayer thin films / A. M. Abdul-Lettif // *Physica B.* – 2007. – № 388. – P. 107–111.
51. Chakraborty J. Mechanisms of interdiffusion in Pd–Cu thin film diffusion couples / J. Chakraborty, U. Welzel, E.J. Mittemeijer // *Thin Solid Films.* – 2010. – № 518. – P. 2010–2020.
52. Mishin Yu. M. Analysis of an asymmetrical model for boundary diffusion / Yu. M. Mishin, I. M. Razumovskii // *Acta Metal. Mater.* – 1992. – V. 40, № 3. – P. 597–606.
53. Segregation effect on grain-boundary diffusion in thin metallic films / A.N. Aleshin, B.S. Bokstein, V.K. Egorov [et al.] // *Thin Solid Films.* – 1996. – № 275. – P. 144-147.
54. Cu diffusion along Al grain boundaries / N. Dolgopolov, A. Rodin, A. Simanov [et al.] // *Mater. Lett.* – 2008. – № 62. – P. 4477–4479.
55. Grain boundary diffusion and segregation of Ni in Cu / S. Divinski, J. Ribbe, G. Schmitz // *Acta Mater.* – 2007. – № 55. – P. 3337–3346.
56. Surholt T. Nickel and selenium grain boundary solute diffusion and segregation in silver / T. Surholt, C. Minkwitz, Chr. Herzig // *Acta Mater.* – 1998. – V. 46, № 6. – P. 1849–1859.

57. Дивинский С.В. Зернограничная диффузия и сегрегация в спеченных нанокристаллических материалах с иерархической структурой / С.В. Дивинский, С.М. Захаров, О.А. Шматко // Успех. Физ. Мет. – 2006. – Т. 7, № 1. – С. 1–39.
58. Holloway D.M. Order and localization in reaction-diffusion pattern / D.M. Holloway, L.G. Harrison // Physica A. – 1995. – V. 222. – P. 210–233.
59. Mishin Yu.M. Development of boundary diffusion models / Yu.M. Mishin, I.M. Razumovskii // Scripta Metall. Mater. – 1991. – V. 25. – P. 1375–1380.
60. Mishin Yu.M. Diffusion in fine-grained materials: theoretical aspects and experimental possibilities / Yu.M. Mishin, C. Henig // Nanostruct. Mat. – 1995. – V. 6. – P. 859–862.
61. Divinski S. Grain boundary diffusion and segregation of Bi in Cu: radiotracer measurements in B and C diffusion regimes / S. Divinski, M. Lohmann, Chr. Herzig // Acta Mater. – 2004. – № 52. – P. 3973–3982.
62. Divinski S. Ag grain boundary diffusion and segregation in Cu: measurements in the types B and C diffusion regimes / S. Divinski, M. Lohmann, Chr. Herzig // Acta Mater. – 2001. – № 49. – P. 249–261.
63. Temperature dependence and anisotropy of grain boundary self-diffusion along $\{001\}$ tilt boundaries in Ag / J. Sommer, Chr. Herzig, T. Muschik [et al.] // Acta Metall. Mater. – 1995. – V. 43, № 3. – P. 1099–1107.
64. Surholt T. Orientation dependence of Ge diffusion along symmetrical [111] tilt grain boundaries in Al / T. Surholt, D. A. Molodov, Chr. Herzig // Acta Mater. – 1998. – V. 46, № 15. – P. 5345–5355.
65. Edelhoff H. The C-regime measurements of grain boundary diffusion of silver in copper (310) bicrystal / H. Edelhoff, S.I. Prokofjev, S.V. Divinski // Scripta Mater. – 2011. – № 64. – P. 374–377.
66. Tracer diffusion of Au and Cu in a series of near (310)[001] symmetrical Cu tilt grain boundaries / E. Budke, T. Surholt, S.I. Prokofjev // Acta Mater. – 1999. – V. 47, № 2. – P. 385–395.

67. Перевезенцев В.Н. О механизме самодиффузии в границах зерен с неупорядоченной атомной структурой / В.Н. Перевезенцев // ЖТФ. – 2001. – Т. 71, № 11. – С. 136–138.
68. Кондрахова Д.М. Структурно-фазовий стан, електрофізичні та магнето резистивні властивості твердих розчинів у плівкових системах на основі Co і Cu або Ag та Fe і Cr або Cu / Д.М. Кондрахова, Ю.М. Шабельник, О.В. Синашенко // Успех. Физ. Метал. – 2012. – Т. 13. – С. 1001–1027.
69. Чешко І.В. Магнітооптичні та магніторезистивні властивості плівкових функціональних елементів на основі Co і Cu та Au / І.В. Чешко, С.І. Проценко, П. Шіфаловіч // Вісник СумДУ. Серія «Фізика, математика, механіка». – 2008. – № 2. – С. 106–110.
70. Effect of surface roughness on magnetization reversal of Co films on plasma-etched Si(100) substrates / M. Li, Y.-P. Zhao, G. C. Wang [et al.] // J. Appl. Phys. – 1998. – V. 83, № 11. – P. 6287–6290.
71. Jiang Q. Effect of interface roughness on hysteresis loops of ultrathin Co films from 2 to 30 ML on Cu(001) surfaces / Q. Jiang, H.-N. Yang, G.-C. Wang // Surf. Sci. – 1997. – V. 373, № 2-3. – P. 181–194.
72. Microstructure and magnetic properties of electrodeposited cobalt films / M.S. Bhuiyan, B.J. Taylor, M. Paranthaman [et al.] // J. Mater. Sci. – 2008. – № 43. P. 1644–1649.
73. Magnetic properties and microstructures of ultrathin Co/Si(111) films / H.W. Chang, J.S. Tsay, Y.C. Hung [et al.] // J. Appl. Phys. – 2007. – V. 101. – P. 09D124–09D126.
74. Magnetic properties of ultrathin Co films on Si(111) and CoSi₂ surfaces / J.S. Tsay, C.S. Yang, Y.Liou [et al.] // J. Appl. Phys. – 1999. – V. 85, № 8. – P. 4967–4970.
75. Magnetic properties of ultrathin cobalt films grown on Ge(111) and Si(111) substrates / J.S. Tsay, Y.D. Yao, K.C. Wang [et al.] // J. Appl. Phys. – 2002. – V. 91. – P. 8766–8769.
76. Thickness dependent reactivity and coercivity for ultrathin Co/Si(111) films / C. Chuang, W.Y. Chang, W.H. Chen // Thin Solid Films. – 2011. – V. 519. – P. 8371–8374.

77. Shiratsuchia Y. Transition from superparamagnetic to ferromagnetic state of ultrathin Fe films grown on inclined $\text{Al}_2\text{O}_3(0001)$ substrates / Y. Shiratsuchia, Y. Endo, M. Yamamoto // *Thin Solid Films*. – 2004. – V. 464–465. – P. 141–145.
78. Superparamagnetic behavior of ultrathin Fe films grown on $\text{Al}_2\text{O}_3(0001)$ substrates / Y. Shiratsuchia, M. Yamamoto, Y. Endo [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 2003. – V. 94. – P. 7675–7679.
79. O’Handley R.C. *Modern Magnetic Materials* / R.C. O’Handley – New York : Wiley-Interscience, 2000. – 306 p.
80. Сынашенко О.В. Магниторезистивные свойства пленок Fe и мультислоев на их основе / О.В. Сынашенко, Д.Н. Кондрахова, И.Е. Проценко // *Ж. нано-электрон. физ.* – 2010. – Т. 2, № 4. – С. 96–114.
81. Magnetic coupling and magnetic anisotropy in Fe/Co and Fe/Cu multilayers / O.F. Bakaloglu, M.F. Thomas, R.J. Pollard [et al.] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1993. – № 125. – P. 209–220.
82. Бібик В.В. Магнітотранспортні і терморезистивні властивості багат шарових пліткових матеріалів на основі Fe і Cr (огляд) / В.В. Бібик, Л.В. Однодворець, Н.І. Шумакова // *Вісник СумДУ*. – 2006. – № 6. – С. 47–56.
83. Correlation of coercivity and microstructure of thin CoFe films / C.L. Platt, A.E. Berkowitz, D.J. Smith [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 2000. – V 88, № 4. – P. 2058–2062.
84. Магниторезистивные свойства многослойных наноразмерных пленочных систем / О.В. Сынашенко, Е.П. Ткач, И.П. Бурый [та ін.] // *ВАНТ*. – 2009. – № 6. – С. 169–174.
85. Giant magnetic anisotropy in Tetragonal FeCo Alloys / T. Burket, L. Nordstrom, O. Eriksson [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2004. – № 93. – P. 027203–027206.
86. Popova A.N. Chemical synthesis, structure and magnetic properties of nanocrystalline Fe-Co alloys / A.N. Popova, Yu.A. Zaharov, V.M. Pugachev // *Mater. Lett.* – 2012. – № 74. – P. 173–175.
87. *Handbook of magnetic materials*, V. 10. – Amsterdam: Elsevier Science B.V. – 1997. – 667 p.

88. Properties of a new soft magnetic material / S.X. Wang, N.X. Sun, M.Yamaguchi [et al.] // Nature. – 2000. – V. 407. – P. 150–151.
89. Khomenko E.V. Magnetic properties of thin Co–Fe–Ni films / E.V. Khomenko, E.E. Shalyguina, N.G. Chechenin // J. Magn. Magn. Mater. – 2007. – V. 316. – P. 451–453.
90. Investigation of structural and magnetic properties of nanoscale Fe/Co bilayers / R. Gupta, A. Khandelwal, R. Ansari [et al.] // Surf. Coat. Tech. – 2009. – № 203. – P. 2717–2720.
91. Evolution of nano-crystalline phases with post-annealing of nitrogen irradiated Fe/Co bilayers / R. Gupta, A. Khandelwal, R. Ansari [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. B. – 2008. – № 266. – P. 1705–1708.
92. Difference in coercitivity between Co/Fe and Fe/Co bilayers / M.H. Park, Y.K. Hong, S.H. Gee [et al.] // J. Appl. Phys. – 2002. – V. 91, № 10. – P. 7218–7220.
93. Temperature dependence of in-plane magnetic anisotropy of Co/Fe multilayers / M. Rateo, M. Carbucicchio, M. Ghidini [et al.] // J. Magn. Magn. Mater. – 2004. – V. 272–276. – P. 1240–1241.
94. Microstructure and magnetic properties of nanosized Fe–Co alloy powders synthesized by mechanochemical and mechanical alloying process / B.-H. Lee, B.S. Ahn, D.-G. Kim [et al.] // Mater. Lett. – 2003. – V. 57. – P. 1103–1107.
95. Kuhrt C. Formation and magnetic properties of nanocrystalline mechanically alloyed Fe-Co and Fe-Ni / C. Kuhrt, L. Schultz // J. Appl. Phys. – 1993. – V. 73. – P. 6588–6590.
96. Microstructure evolution and metastable phase formation in undercooled Fe–30 at.% Co melt / M. Li, X. Lin, G. Song [et al.] // Mat. Sci. Eng. A-Struct. – 1999. – V. 268. – P. 90–96.
97. Li M. Effect of the metastable b.c.c phase from undercooled Fe-30 at.% Co alloy on mechanical and magnetic properties / M. Li, G. Yang, Y. Zhou // Mat. Sci. Eng. A-Struct. – 2000. – V. 279. – P. 16–24.
98. Preparation and giant magnetoresistance of electrodeposited Co–Ag/Ag multilayers / J. García-Torres, L. Péter, Á. Révész [et al.] // Thin Solid Films – 2009. – V. 517. – P. 6081–6090.

99. Kim K. Y. GMR properties of spin-valve structures with Co/Cu-based multilayers / K. Y. Kim, J. E. Evetts // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. – V. 198–199. – P. 92–94.
100. Giant magnetoresistance in Fe and Co based spin valve structures / M. Guth, G.Schmerber, A.Dinia [et al.] // *Phys. Lett. A.* – 2011. – V. 279. – P. 255–260.
101. Dong X.L. Characterization and magnetic properties of Fe-Co ultrafine particles / X.L. Dong, Z.D. Zhang, S.R. Jin // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2000. – V. 210. – P. 143–149.
102. Tetsukawa H. Thermal stability and structure of acicular Fe–Co metal particles / H. Tetsukawa, M. Inoue, H. Kondo // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2004. – V. 269. – P. 423–428.
103. Bakonui I. Electrodeposited multilayer films with giant magnetoresistance (GMR): Progress and problems / I. Bakonyi, L. Péter // *Prog. Mater. Sci.* – 2010. – V. 55. – P. 107–245.
104. Paulus P.M. Low-temperature study of the magnetization reversal and magnetic anisotropy of Fe, Ni, and Co nanowires // P.M. Paulus, F. Luis, M. Kroll // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2001. – V. 224. – P. 180–196.
105. McGuire T. Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys / T. McGuire, R. Potter // *IEEE Transaction on Magnetism.* – 1975. – V. 11, № 4. – P. 1018–1038.
106. Анизотропное магнитосопротивление эпитаксиальной монокристаллической пленки Fe(001) наноразмерной толщины / С. Г. Чигарёв, Л. А. Фомин, И. В. Маликов [и др.] // *Радиотехника и электроника.* – 2010. – Т. 55, № 1. – С. 120–126.
107. Болтаев А.П. Особенности магнитосопротивления многослойных систем магнитных наностроек в слабых магнитных полях / А.П. Ботаев, Ф.А. Пудонин, И.А. Шерстнев // *ФТТ.* – 2011. – Т. 53, № 5. – С. 892–898.
108. Федосюк В.М. Наноструктурные пленки и нанопроволоки / В.М. Федосюк – Мн.: Издательский центр БГУ, 2006. – 311 с.
109. Магніторезистивний ефект та магнітні параметри нанокристалічних плівок на основі Co, Fe, Ag та Cu / В.Б. Лобода, В.М. Коломієць, Ю.О. Шкурдода [та ін.] // *Ж. нано-електрон. фіз.* – 2012. – Т. 4, № 2. – С. 02014-1–02014-6.
110. Giant magnetoresistance in heterogeneous Cu-Co alloys / A.E. Berkowits, J.R. Mitchell, M.J. Carey [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – № 68. – P. 3745–3748.
111. Xiao J.Q. Giant magnetoresistance in nonmultilayer magnetic systems / J.Q. Xiao, J.S. Jiang, C.L. Chien // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – № 68. – P. 3749–3752.

112. Чешко И.В. Магнитооптические и магниторезистивные свойства спин-клапанных структур на основе Co, Cu и Au / И.В. Чешко, С.И. Проценко, Л.В. Одиногорец // Письма в ЖТФ. – 2009. – Т. 35, № 19. – С. 53–60.
113. Тензорезистивні властивості тонко плівкових систем на основі Ag і Co / І.М. Пазуха, З.М. Макуха, Ю.М. Шабельник [та ін.] // Ж. нано- електрон. физ. – 2012. – Т. 4, № 3. – С. 03020-1–03020-4.
114. Magnetic properties and giant magnetoresistance in electrodeposited Co-Ag granular films / S. Kenane, J. Voiron, N. Benbrahim [et al.] // J. Magn. Magn. Mater. – 2006. – V. 297, № 2. – P. 99–106.
115. Correlation between structural and giant magnetoresistance properties of Fe–Ag nanogranular films / M. Tamisari, F. Spizzo, M. Sacerdoti [et al.] // J. Nanopart. Res. – 2011. – № 13. – P. 5203–5210.
116. Study of giant magnetoresistance behavior in sputter-deposited Cr/Fe alloy films / T. Sugawara, K. Takanashi, K. Hono [et al.] // J. Magn. Magn. Mater. – 1996. – V. 159, № 1–2. – P. 95–102.
117. Изотропное положительное магнитосопротивление наногранулированных композиционных материалов Co–Al₂O₃ / О.В. Стогней, А.В. Ситников, Ю.Е. Калинин [и др.] // ФТТ. – 2007. – Т. 49, № 1. – С. 158–164.
118. Проценко І.Ю. Технологія одержання і застосування плівкових матеріалів: Навчальний посібник / І.Ю. Проценко, Н.І. Шумакова. – Суми : Вид-во СумДУ, 2008. – 198 с.
119. Структура, дифузійні процеси і магніторезистивні та електрофізичні властивості плівкових матеріалів: Монографія / За загальною редакцією проф. І.Ю. Проценка / [І.Ю. Проценко, І.В. Чешко, Л.В. Одиногорець, І.М. Пазуха]. – Суми : Вид-во СумДУ, 2008. – 197 с.
120. Федченко О.В. Вплив матеріалу підкладки на магніторезистивні та магнітооптичні властивості плівкової системи Co/Fe / О.В. Федченко, А.І. Салтикова, С.І. Проценко // Ж. нано- електрон. физ. – 2012. – Т.4, №3. – С.03016-1 – 03016-6.

121. Magneto-optical properties of films on the basis of copper and cobalt in wide deformation range: proceedings of the conference «Nanomaterials: Application And Properties» (Alushta, 17-22 September, 2012) / Sumy State University. – Sumy: SSU publishing, 2012. – V.1, №3. – P. 03TF22-1 –03TF22-4.
122. Phase-structural and magneto-optical properties of spin-valve systems on the basis of Sub/Fe/Au/Co/Au and Sub/Co/Au/Fe/Au: proceedings of the 9-th International Conference «Ion Implantation and Other Applications of Ions and Electrons» (Kazimierz Dolny, 25-28 June, 2012) / Lublin University of Technology. – Kazimierz Dolny, 2012. – V.1. – P.62.
123. Проценко І.Ю. Тонкі металеві плівки (технологія та властивості): навчальний посібник / І.Ю. Проценко, В.А. Саєнко. – Суми : Вид-во СумДУ, 2002. – 187 с.
124. Structure of epitaxial Fe films on MgO (100) / J.F. Lawler, R. Schad, S. Jordan [et al.] // J. Magn. Magn. Mater. – 1997. – № 165. – P. 224–226.
125. Demydenko M. Null-ellipsometry investigations of the optical properties and diffusion processes in spin-valve structures based on Co and Cu / M. Demydenko, S. Protsenko, P. Siffalovic // Thin Soli Films. – 2012. – V. 520, № 17. – P. 5722–5726.
126. Чешко І.В. Магнітооптичні та магніторезистивні властивості плівкових функціональних елементів на основі Co і Cu та Au / І.В. Чешко, С.І. Проценко, П. Шифаловіч // Вісник СумДУ. Серія фізика, математика, механіка. – 2008. – В.2, № 106. – С. 106–110.
127. Програмне забезпечення для розшифрування картин дифракції за спектром інтенсивності: матеріали II наукового семінару «Сучасні проблеми наноелектроніки» (Суми, 26 травня, 2011 р.) / Сумський державний університет, Сумський державний педагогічний університет ім. А.С.Макаренка.– Суми: Видавництво СумДУ, 2011.– 80 с.
128. Ertl G. Low Energy Electrons and Surface Chemistry / G. Ertl, J. Kueppers. – 1985. – Weinheim: Betz-druck gmbh. – 374p.
129. Recent advances in LEED surface crystallography / K. Heinz, M. Kottcke, U. Loeffler [et. all] // Surf. Sci. – 1996. – V.357. – P. 1–9.

130. Thermal stability of the magnetic properties of film systems based on Fe, Co and Cr: proceedings of the 8-th International Conference: «New Electrical and Electronic technologies and their Industrial Implementation» (Zakopane, 18–21 June, 2013) / Lublin University of Technology. – Lublin, 2013. – Т.1. – Р. 120.

131. Програмно-апаратний комплекс досліджень оптичних властивостей тонких плівок / М.Г. Демиденко, С.І. Проценко, К.В. Тищенко [та ін.] // Ж. нано-електрон. физ. – 2012. –Т. 4. – С. 02038-1–02038-6

132. Використання генетичного алгоритму для розв'язку оберненої задачі еліпсометрії / М.Г. Демиденко, С.І. Проценко, О.Б. Проценко [та ін.] // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2008. – № 1. – С.33–42.

133. Использование генетического алгоритма для обработки экспериментальных данных: матеріали міжнародної наукової конференції «Моделювання-2010» (Київ, 12-14 травня, 2010 р.) / Інститут проблем моделювання в енергетиці ім. Г.Є. Пухова НАН України. – К., 2010. – С. 258–266.

134. Strain resistive properties of films on the basis of copper and cobalt in wide deformation range: proceedings of the conference «Nanomaterials: Application And Properties» (Alushta, 27-30 September, 2012) / Sumy State University. – Sumy: SSU publishing, 2011. – V.2, №1. – Р. 234–237.

135. Использование генетических алгоритмов при разработке кластерного программного обеспечения для определения параметров многослойных пленочных структур на основе экспериментальных данных XRR и эллипсометрии: материалы восьмой международной научно-практической конференции «Образовательные, научные и инженерные приложения в среде LabVIEW и технологии National Instruments» (Москва, 20–21 ноября, 2009 г.) / Российский университет дружбы народов. – М.: РУДН, 2009. – Т.1. – С. 118–120.

136. In-situ ellipsometric characterization of the electrodeposition of metal films / J.N. Hilfiker, D.W. Thompson, J.S. Hale [et al.] // Thin Solid Films. – 1995. - V. 270. – Р. 73–77.

137. Determination of diffusion coefficients in film systems on the basis of Fe/Cr and Cu/Cr / O. Fedchenko, S. Protsenko, P. Zukowski [et al.] // Vacuum. – 2012. – V.86, № 12. – P. 1934–1938.
138. Проценко С.І. Дифузійні процеси в нанорозмірних плівкових системах Fe(1 нм)/Cr/П та Cr(1 нм)/Fe/П / С.І. Проценко, М. Маршалек, О.В. Федченко // Металлофиз. новейшие технол. – 2011. – Т.33, №7. – С. 945–950.
139. Особенности конденсационно-стимулированной и термической диффузии в наноразмерных пленочных системах Fe(1 нм)/Cr(20 нм) и Cr(1 нм)/Fe(20 нм): материалы четвертой Міжнародної наукової конференції «Фізико-хімічні основи формування і модифікації мікро- та наноструктур» (Харків, 6-8 жовтня, 2010 р.) / Хаоківський національний університет ім. Каразіна. – Х.: ХНУ ім. Каразіна, 2010. – Т.1. – С. 53–55.
140. Применение LabVIEW для обработки экспериментальных данных оже-спектрологии: материалы девятой международной научно-практической конференции «Образовательные, научные и инженерные приложения в среде LabVIEW и технологии National Instruments» (Москва, 3–4 декабря, 2010 г.) / Российский университет дружбы народов. – М.: РУДН, 2010. – Т.1. – С. 402–404.
141. Computation of diffusion processes in nanoscale thin films systems based on Fe and Cr: proceedings of the 8-th International Conference «Ion Implantation and Other Applications of Ions and Electrons» (Kazimierz Dolny, 14-17 June, 2010) / Lublin University of Technology. – Kazimierz Dolny, 2010. – V.1. – P.99.
142. Розроблення програмного забезпечення для розрахунку коефіцієнтів дифузії за експериментальними даними оже-спектрології: матеріали науково-технічної конференції викладачів, співробітників, аспірантів та студентів факультету ЕлІТ«ФЕЕ-2010» (Суми, 19-23 квітня, 2010 р.) / Сумський державний університет. – Видавництво СумДУ, 2010. – С. 90–91.
143. Peculiarities of condensation stimulated and thermal diffusion in nano-scale film systems Fe/Cr and Cr/Fe: proceedings of the 3-rd International Conference «Radiation Interaction with Material and Its Use In Technologies» (Kaunas, 20-23 September, 2010) / Kaunas University of Technology. – Kaunas, 2010. – V.1. – P. 263–265.

144. Lefakis H. Low temperature interdiffusion in Cu-Ni thin films / H. Lefakis, I.F. Cain, P.S. Ho // *Thin Solid Films*. – 1983. – V.101, № 3. –P. 207–218.
145. Voloshko S.M. The study of diffusion in thin film system Cr-Cu-Ni-Au / S.M. Voloshko, S.I. Sidorenko, I.N. Makeeva // *Metallofiz. Nov. Tekh.* – 1994. – V.16, № 10. – P. 61-68.
146. Auger electron spectroscopy analysis of interface roughness of Fe/Cr / M. Marszalek, V. Tokman, S. Protsenko [et al.] // *Vacuum*. – 2008. – V.82. – P. 1051–1056.
147. Поут Дж. Тонкие Пленки - Взаимная Диффузия и Реакции / Дж. Поут, К. Ту, Дж. Мейер. – М. : Мир, 1982. – 576 с.
148. Revisiting diffusion in Fe-Al intermetallics: Experimental determination and phenomenological treatment / Y.W. Cui, R. Kato, T. Omori [et al.] // *Scripta Mater.* – 2010. – V.62. –P. 171-174.
149. Великодний Д.В. Тензоэффект в двухслойных пленках Cu/Cr и Fe/Cr / Д.В. Великодний, С.И. Проценко, И.Е. Проценко // *ФИП*. – 2008. –Т. 6, № 1-2. – С. 37–42.
150. Baibich M.N. Magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr Giant magnetic superlattices / M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert [et all.] // *Phys. Rev. Lett.*– 1988.– V.61, № 21.– P.2472–2475.
151. Магниторезистивные и магнитооптические характеристики наноразмерных систем на основе Fe и Co: материалы 22-й Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (Севастополь, 10-14 сентября, 2012 г.) / Севастопольский национальный технический университет. – Севастополь: СНТУ, 2011. – Т.2. – С. 699–700.
152. Дослідження магнітооптичних властивостей плівкових систем на основі Fe та Co: матеріали науково-технічної конференції викладачів, співробітників, аспірантів та студентів факультету ЕЛІТ«ФЕЕ-2012» (Суми, 16-21 квітня, 2012 р.) / Сумський державний університет. – Видавництво СумДУ, 2012. – С. 108.
153. Демиденко М.Г. Разработка автоматизированного комплекса для исследования магнито-резистивных 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.

154. Influence of thin copper coating on electrophysical properties of silver films: proceedings of the 7-th International Conference «New Electrical and Electronic technologies and their Industrial Implementation» (Zakopane, 28 June – 1 July, 2011) / Lublin University of Technology. – Lublin, 2011. – Т.1. – Р. 194.

155. Тензорезистивні властивості плівок Ag з тонким покриттям Cu: матеріали науково-технічної конференції викладачів, співробітників, аспірантів та студентів факультету ЕлІТ«ФЕЕ-2011» (Суми, 18-22 квітня, 2011 р.) / Сумський державний університет. – Видавництво СумДУ, 2011. – С. 94.

156. Великодний Д.В. Автоматизация процесса исследования тензорезистивных свойств тонкопленочных материалов / Д.В. Великодний, С.И. Проценко // Современные информационные системы: Материалы конференции. — Харьков - Туапсе, 2007.

157. Великодний Д.В. Тензоэффект в двухслойных пленках Cu/Cr и Fe/Cr / Д.В. Великодний, С.И. Проценко, И.Е. Проценко // ФИП. – 2008. –Т. 6, № 1-2. – С. 37–42.

158. Baibich M.N. Magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr Giant magnetic superlattices / M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert [et all.] // Phys. Rev. Lett.– 1988.– V.61, № 21.– P.2472–2475.

159. Magnetic properties and magnetoresistance effect in Co/Au, Ag nano-structure films produced by pulse electrodeposition / C. Rizal, A. Yamada, Y. Hori [et all.] // Phys. Stat. Sol. – 2004.– V.1, № 7.– P.1756–1759.

160. Preparation and giant magnetoresistance in electrodeposited Co–Ag/Ag multilayers/ J. García-Torres, L. Peter, A. Revesz [et all.] // Thin Solid Films.– 2009.– V.517, № 21.– P.6081–6090.

161. Valizadeh S. Electrodeposition of cobalt–silver multilayers/ S. Valizadeh, G. Holmbom, P. Leisner // Surf. Coat. Technol.– 1998.– V.105, № 3.– P.213–217.

162. Лобода В.Б. Магнитосопротивление трёхслойных плёнок Co/Cu/Co в температурном интервале 150–700К / В.Б. Лобода, Ю.А. Шкурдода, С.Н. Пирогова // Вісник СумДУ, Серія «Фізика, математика, механіка». – 2004. – № 10. – С. 212–218.
163. Observation of the bulk spin-flop in an Fe/Cr superlattice / L. Bottyan, L. Deak, J. DEkoster [et all.] // J. Magn. Magn. Mater. – 2002. – V. 240. – P. 514–516.
164. Лобода В.Б. Магнитосопротивление трёхслойных плёнок Ni(Fe)/Cu(Ag)/Co / В.Б. Лобода, Ю.А. Шкурдода, В.А. Кравченко // Вісник СумДУ, Серія «Фізика, математика, механіка». – 2007. – № 2. – С. 67–73.
165. Size effect and processes of interdiffusion in multilayer films / I. Protsenko, L. Odnodvoretz, S. Petrenko [et all.] // Cryst. Res. Technol. – 1995. – V.30, №8. – P.1079–1083.
166. Magnetism and magnetoresistance of metallic multilayers / T. Shinjo, H. Yamamoto, T. Anno [et al.] // Appl. Surf. Science. – 1992. – V. 60–61. – P. 798–806.
167. Van Alphen E.A.M. Influence of annealing on the structural and magnetic properties of Co/Ag multilayers with thin Co layers / E.A.M. van Alphen, P.A.A. van der Heijden, W.J.M. de Jonge // J. Magn. Magn. Mater. – 1995. – V. 140–144. – P. 609–610.
168. Thermal stability of the magnetic properties of film systems based on Fe, Co and Cr: proceedings of the 8-th International Conference: «New Electrical and Electronic technologies and their Industrial Implementation» (Zakopane, 18–21 June, 2013) / Lublin University of Technology. – Lublin, 2013. – Т.1. – P. 120.
169. Калиниченко А.И. Влияние температуры подложки на внутренние напряжения и структуру алмазоподобного покрытия при ионном осаждении / А.И. Калиниченко, С.С. Перепёлкин, В.Е. Стрельницкий // ВАНТ. Серия: Вакуум, чистые материалы, сверхпроводники. – 2008. – № 17. – С. 147–151.
170. Влияние температуры подложки и скорости осаждения на начальный рост тонких плёнок лития, полученных методом термальной плазмы / С.А. Кулинич, Т. Yamaki, Н. Miyazoe [и др.] // ФТТ. – 2006. – Т. 8, № 5. – С. 850–857.
171. Бібик В.В. Дослідження методом ВІМС взаємної дифузії атомів у тонкоплівковій системі Cr/Fe / В.В. Бібик, Л.В. Одноворець, І.О. Шпетний // Вісник СумДУ, Серія «Фізика, математика, механіка». – 2006. – № 9. – С. 91–95.

172. Рентгенографический и электронно-оптический анализ (3е изд.). / [Горелик С.С., Скаков Ю.А., Расторгуев Л.Н.]. – М.: МИСИС, 1994. – 328 с.
173. Di Bona A. Growth and structure of Fe on MgO(001) studied by modulated electron emission / A. di Bona, C. Giovanardi, S. Valeria // *Surf. Sci.* – 2002. – V. 498. – P. 193–201.
174. Superparamagnetic relaxation of Fe deposited on MgO(001) / Y. Park, S. Adenwalla, G.P. Felcher [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 1995. – V. 52, №.17. – P. 12779–12783.
175. Huang Y.Y. Magnetization of ultrathin bcc Fe films on MgO / Y.Y. Huang, C. Liu, G.P. Felcher // *Phys. Rev. B.* – 1993. – V. 47. – P. 183–189.
176. Bertacco R. Fe/MgO (001) single-crystal films for electron polarimetry / R. Bertacco, F. Ciccacci // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. – V. 196–197. – P. 134–135.
177. Giant magnetoresistance in Ag/Co and Cu/Co multilayers with very thin Co layers / R. Loloee, P.A. Schroedera, W.P. Pratt Jr. [et al.] // *Physica B.* – 1995. – V. 204. – P. 274–280.
178. Kamat P.V. Picosecond Dynamics of Silver Nanoclusters. Photoejection of Electrons and Fragmentation / P.V. Kamat, M. Flumiani, G.V. Hartland // *J. Phys. Chem. B.* – 1998. – V.102, №17. – P. 3123–3128.
179. Maqbool M. Surface characterization and grain size calculation of silver films deposited by thermal evaporation / M. Maqbool, T. Khan // *Surf. Rev. Lett.* – 2005. – V.12. – P. 759.
180. TEM annealing study of normal grain growth in silver thin films / R. Dannenberg, E. Stach, J.R. Groza [et all.] // *Thin Solid Films.* – 2000. – V.379. – P. 133–138.
181. Фазообразование и электрофизические свойства двух- и трехслойных пленок на основе переходных и благородных металлов / В.В. Бибик, Т.М. Гричановская, Л.В. Ордодворец [и др.] // *Материалы 18-го Международного симпозиума “Тонкие пленки в оптике и наноэлектронике”*. – Харьков: ХФТИ, 2006. – С. 134 - 145.
182. The Kirkendall effect in multiphase diffusion / A Paul, M.J.H van Dal, A.A Kodentsov [et al.] // *Acta Mater.* – 2004. – V. 52. – P. 623–630.
183. Дифузійні процеси в нанокристалічних двошарових плівкових системах / В.В. Бібик, Т.М. Гричановська, М. Маршалек [та ін.] // *Металлофиз. новейшие технол.* – 2006. – Т.28, №6. – С.707–715.

184. Childs K.D. Handbook of Auger electron spectroscopy 3rd ed. / K.D. Childs, B.A. Carlson, L.A. La Vanier [et al.]. – Minnesota: Physical Electronics Inc. – 1995.–324 p.
185. Елови́ков С.С. Оже-электронная спектроскопия / С.С. Елови́ков // Соросовский образовательный журнал. – 2001. – Т. 7, №2. – С. 82.
186. Divinsky S.V. Grain boundary diffusion and segregation in sintered nanocrystalline materials with hierarchical structure / S.V. Divinsky, S.M. Zaharov, O.A. Shmatko // Prog. Met Phys. – 2006. – V. 7. – P. 1–39.
187. Клокова Н.П. Тензорезисторы: Теория, методики расчета, разработки / Клокова Н.П. – М.: Машиностроение, 1990. – 224 с.
188. Деякі особливості тензорезистивного ефекту в металевих дротах при їх пластичній деформації / І.П. Бурик, Д.В. Великодний, Л.В. Однодворець [та ін.] // Фіз. хім. твердого тіла. – 2006. – Т.7, №2. – С. 241-244.
189. Программно-аппаратный комплекс исследований оптических свойств тонких пленок / М.Г. Демиденко, С.И. Проценко, К.В. Тищенко [та ін.] // Ж. нано-электрон. физ. – 2012. – № 2. –С. 020381–020386.
190. Кекало И.Б. Физическое металловедение прецизионных сплавов. Сплавы с особыми магнитными свойствами / И.Б. Кекало, Б.А. Самарин. – М.: Металлургия, 1989. – 497 с.
191. Wedding J.B. Magnetization reversal of a thin polycrystalline cobalt film measured by the magneto-optic Kerr effect (MOKE) technique and field-dependent magnetic force microscopy / J.B. Wedding, M Li1, G-C Wang. // J. Magn. Magn. Mater. – 1999. – V. 204. – P. 79–89.
192. Domain imaging, MOKE and magnetoresistance studies of CoFeB films for MRAM applications / J.M. Teixeira, R.F.A. Silva, J. Ventura [et al.] // Mater. Sci. Eng. B-Adv. – 2006. – V. 126. – P. 180–186.
193. GMR effect across the transition from multilayer to granular structure / F. Spizzo, E. Angeli, D. Bisero [et al.] // J. Magn. Magn. Mater. – 2002. – V. 242. – P. 473–475.
194. Лобода В.Б. Магнитосопротивление трёхслойных плёнок Ni(Fe)/Cu(Ag)/Co / В.Б. Лобода, Ю.А. Шкурдода, В.А. Кравченко // Вісник СумДУ, Серія «Фізика, математика, механіка». – 2007. – № 2. – С. 67–73.

195. Лобода В.Б. Магнитосопротивление трёхслойных плёнок Co/Cu/Co в температурном интервале 150–700 К / В.Б. Лобода, Ю.А. Шкурдода, С.Н. Пирогова // Вісник СумДУ, Серія «Фізика, математика, механіка». – 2004. – № 10. – С. 212–218.
196. Дехтярук Л.В. Эффект гигантского магнетопору в магнетних сандвічах / Л.В. Дехтярук //Металлофиз. новейшие технол.- 2008.-Т.30, №2.-С.219-234.
197. Структура та гігантський магніторезистивний ефект у тришарових плівках Fe/Ni/Cu/Co / А.Г. Басов, С.І. Воробйов, Ю.О. Шкурдода [та ін.] // Ж. нано-електрон. фіз. – 2010. – Т. 2, № 3. – С. 78–86.
198. Дехтярук Л.В. Гигантский магниторезистивный эффект в магнитоупорядоченных трехслойных пленках / Л.В. Дехтярук // Вісник СумДУ. Серія «Фізика, математика, механіка». – 2007. – № 2. – С. 120–126.