

Міністерство освіти і науки України  
Сумський державний педагогічний університет  
ім. А. С. Макаренка

На правах рукопису

**Коломієць Володимир Миколайович**

УДК 539.216:544.003.26

**СТРУКТУРА, ЕЛЕКТРО- ТА МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ  
БАГАТОШАРОВИХ ПЛІВКОВИХ СТРУКТУР НА ОСНОВІ  
ФЕРОМАГНІТНИХ МЕТАЛІВ**

01.04.07 – фізика твердого тіла

Дисертація на здобуття наукового ступеня  
кандидата фізико-математичних наук

Науковий керівник:

**Лобода Валерій Борисович,**  
кандидат фізико-математичних  
наук, професор

Суми – 2014

## ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК ОСНОВНИХ ТА УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ.....	4
<b>ВСТУП</b> .....	6
<b>РОЗДІЛ 1</b>	
<b>СТРУКТУРНО-ФАЗОВИЙ СТАН ТА ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ</b>	
<b>БАГАТОШАРОВИХ НАНОКРИСТАЛІЧНИХ ПЛІВОК</b>	
<b>(ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД)</b>	
1.1 Структурно-фазовий стан дво- та багатошарових плівок.....	12
1.2 Дифузійні процеси в дво- та багатошарових плівках.....	14
1.3 Теоретичні моделі розмірних ефектів в електрофізичних властивостях плівкових систем.....	16
1.4 Дослідження явища гігантського магнітоопору.....	22
1.4.1 Результати теоретичних досліджень.....	22
1.4.2 Механізм реалізації явища гігантського магнітоопору.....	23
1.4.3 Результати експериментальних досліджень.....	27
<b>Висновки до розділу 1</b> .....	31
<b>РОЗДІЛ 2</b>	
<b>МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТУ</b>	
2.1 Отримання тришарових плівкових зразків.....	33
2.2 Методика дослідження електропровідності плівок.....	36
2.3 Методика дослідження фазового складу і кристалічної структури плівкових зразків.....	39
2.4 Метод вторинно-іонної мас-спектрометрії.....	40
2.5 Атомно-силова мікроскопія.....	42
2.6 Методика дослідження магнітоопору плівкових зразків.....	44
<b>Висновки до розділу 2</b> .....	49
<b>РОЗДІЛ 3</b>	
<b>КРИСТАЛІЧНА СТРУКТУРА ТА ФАЗОВИЙ СКЛАД БАГАТО-</b>	
<b>ШАРОВИХ ПЛІВОК</b>	

3.1 Кристалічна структура та фазовий склад тришарових плівок на основі Co, Fe, Ni та Cu, Ag, Cr.....	50
3.2 Дифузійні процеси в тришарових плівках.....	59
3.3 Топологія поверхні плівок.....	66
3.4 Вплив температури підкладки при конденсації на фазовий стан та дифузійні процеси плівкових систем Co/Cu/Fe.....	71
<b>Висновки до розділу 3</b> .....	76

## **РОЗДІЛ 4**

### **ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ БАГОТОШАРОВИХ ПОЛІКРИСТАЛІЧНИХ ПЛІВОК**

4.1 Температурні залежності питомого опору та термічного коефіцієнта опору ..	78
4.2 Вплив температури підкладки при конденсації на температурні залежності питомого опору плівок Co/Cu/Fe/П.....	86
4.3 Розмірний ефект у ТКО тришарових плівок.....	87
4.4 Розмірна залежність питомого опору.....	93

## **РОЗДІЛ 5**

### **МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ ТРИШАРОВИХ ПОЛІКРИСТАЛІЧНИХ ПЛІВОК**

5.1 Магнітоопір свіжосконденсованих плівок.....	98
5.2 Результати дослідження впливу температури відпалювання на магнітоопір плівок.....	109
5.3 Вплив температури підкладки при конденсації на магніторезистивні властивості.....	130
5.4 Анізотропія ефекту ГМО в тришарових плівках.....	132
5.5 Чутливість плівкових зразків Co/Cu/Co/Cr/П та Co/Cu/Cr/Co/П.....	136
5.6 Вплив товщини немагнітного прошарку на амплітуду магніторезистивного ефекту тришарових плівок.....	141

<b>Висновки до розділу 5</b> .....	145
------------------------------------	-----

<b>ВИСНОВКИ</b> .....	146
-----------------------	-----

<b>СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ</b> .....	149
---	-----

## ПЕРЕЛІК ОСНОВНИХ ТА УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

$d, d_f, d_n, d_{imp}$  – товщина плівки, магнітного шару, немагнітного прошарку та товщина додаткового шару;

$T, T_{відп}, T_{п}, T_{вим}$  – температура, температура відпалювання, температура підкладки при конденсації, температура вимірювання;

$a, a_0$  – параметр кристалічної решітки плівки, масивного зразка;

$hkl$  – індекси Міллера;

$R, \rho, \rho_0$  – електроопір, питомий електроопір зразків у плівковому та масивному стані;

$F_i$  – функція Фукса;

$L$  – середній розмір кристалітів;

$P$  – ймовірності дзеркального розсіяння носіїв заряду на межі поділу шарів металу;

$Q$  – ймовірності проходження електрона з одного шару металу в інший шар без розсіяння;

$\alpha_m$  – зерномежовий параметр;

$\beta, \beta_0$  – температурний коефіцієнт опору плівки, масивного зразка;

$\lambda$  – середня довжина вільного пробігу носіїв заряду;

$\omega$  – швидкість конденсації;

$t_k$  – час конденсації;

$H, B$  – напруженість, індукція магнітного поля;

$\Delta R/R_0$  – магніторезистивне відношення;

$R_0$  – електроопір зразка в розмагніченому стані;

$\alpha_\lambda$  – коефіцієнт спінової асиметрії;

$H_C$  – коерцитивна сила;

$H_S$  – поле насичення;

$S_B$  – чутливість магнітоопору до магнітного поля;

А ГМО – анізотропія гігантського магнітоопору;

АСМ – атомно-силова мікроскопія;

ГМО – гігантський магнітоопір;

ГМРЕ – гігантський магніторезистивний ефект;

ГЦК – гранецентрована кубічна кристалічна решітка;

ГЦП – гексагональна щільно пакована кристалічна решітка;

МО – магнітоопір;

МШ – модель Маядаса і Шатцкеса;

НАН – Національна академія наук;

НМ – немагнітний метал;

ОЦК – об'ємноцентрована кубічна кристалічна решітка;

ПК – персональний комп'ютер;

РККІ-взаємодія – взаємодія Рудермана-Кіттеля-Касуя-Іосіди;

СДВП – середня довжина вільного пробігу;

СЗР – спін-залежне розсіювання;

ТКО – температурний коефіцієнт опору;

ФМ – феромагнітний метал;

ВІМС – вторинно-іонна мас-спектрометрія

## ВСТУП

**Актуальність теми.** На сьогодні вивчення фізичних властивостей нанорозмірних систем є одним із перспективних напрямів сучасної фізики твердого тіла. Він включає в себе дослідження одношарових тонких плівок, різних мультишарових і гранульованих структур, спін-вентилів та має важливе значення для їх практичного використання. Зокрема, такі структури широко використовуються в різноманітних пристроях мікро- і наноелектроніки як чутливі елементи сенсорів у магнітних вимірюваннях, у пристроях для зберігання інформації (магнітна пам'ять) тощо.

Слід зазначити, що актуальність таких досліджень обумовлена також бурхливим розвитком нової галузі твердотільної електроніки – спінтроніки, основна ідея якої полягає в практичному використанні не тільки заряду електрона, а й його спіну. Наявність такого додаткового «ступеня вільності», а також можливість керувати елементами спінтроніки за допомогою зовнішнього магнітного поля, може дозволити розширити функціональні можливості як уже існуючих, так і майбутніх пристроїв спінтроніки.

Водночас значний інтерес до вивчення нанорозмірних систем пов'язаний і з розв'язанням деяких фундаментальних проблем фізики твердого тіла, зокрема, встановлення особливостей електронного транспорту в магнітних гетероструктурах. Дослідження в цій галузі стимулювалися як відкриттям явища гігантського магнітоопору (ГМО) (фізичною основою ефекту ГМО є спін-залежне розсіювання електронів провідності в об'ємі феромагнітного (ФМ) матеріалу і на поверхні розділення шарів (інтерфейсів)) та міжшарової обмінної взаємодії, так і появою принципово нових технологій отримання нанооб'єктів.

Багатошарові плівкові системи дають унікальну можливість керувати характеристиками обмінної взаємодії, вивчати вплив орієнтації спіну на транспортні властивості електронів. Виявлення оптимальних умов для отримання максимально можливої амплітуди ГМО, впливу структури інтерфейсів на фізичні властивості системи, специфіка гібридних кластерно-шаруватих наноструктур та систем з

односпрямованою анізотропією й перемагнічуванням є найбільш популярними в останні роки галузями дослідження у фізиці тонких магнітних плівок.

Багатошарові структури, які складаються з ФМ шарів, розділених відносно товстими немагнітними (НМ) прошарками, є одним із можливих способів реалізації систем, у яких спостерігається явище ГМО. Натепер відома велика кількість робіт, які присвячені вивченню такого класу об'єктів. У якості прошарків між ФМ шарами використовуються як неферомагнітні матеріали, так й ізолятори. Актуальною науковою проблемою залишається розробка (на основі існуючих технологій) нових методик отримання наноматеріалів на основі багатошарових плівок з новим складом і функціональними можливостями, встановлення нових фізичних закономірностей та побудова нових фізичних моделей для їх описання. У зв'язку з цим дослідження, спрямовані на встановлення більш глибокого розуміння фізичних механізмів переносу носіїв заряду в багатошарових системах типу ФМ/НМ/ФМ, є актуальними.

Отже, існує очевидний як науковий, так і практичний інтерес до фундаментальної проблеми фізики тонких плівок, яка пов'язана з комплексним дослідженням кристалічної структури, фазового складу, розмірної і температурної залежності повздовжнього та поперечного магнітоопору (МО), електроопору і термічного коефіцієнта опору (ТКО) магнітних три- та багатошарових плівок, що відкриває широкі можливості для прогнозування поведінки електрофізичних та магніторезистивних властивостей багатошарових систем зі зміною товщини шарів металу, структури, температури та величини зовнішнього магнітного поля.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.** Дослідження проводилися в рамках держбюджетної теми № 0110U002726 «Дослідження спін-залежного розсіювання електронів у багатошарових нанорозмірних структурах» (2010 – 2012 рр.) Міністерства освіти і науки України.

**Мета і завдання дослідження.** Мета роботи полягає у встановленні загальних закономірностей впливу температури, розмірних ефектів і додаткових шарів на електро- та магніторезистивні властивості тришарових плівкових систем та виявлення впливу на питомий опір, температурний коефіцієнт опору і гігантський магнітоопір елементного складу та структурно-фазового стану плівкових зразків.

У зв'язку з цим у роботі необхідно було вирішити такі наукові **завдання**:

- одержати плівкові структури Co/Cu(Ag)/Fe та Co/Cu/Co з додатковими шарами Fe, Ni і Cr і з товщинами окремих шарів (1 – 50) нм (ефективна товщина) методом термічного випаровування;
- дослідити структурно-фазовий стан плівкових зразків;
- провести порівняння експериментальних значень ТКО з розрахунковими на основі теоретичної моделі для розрахунку ТКО тришарових плівок Р. Дімміха та макроскопічної моделі, а також моделі для розрахунку електропровідності та ТКО тришарових плівок на основі модифікованої теорії Маядаса і Шатцкеса;
- дослідити дифузійні процеси в плівкових зразках;
- встановити особливості взаємозв'язку структурно-фазового стану плівкових систем з їх електро- і магніторезистивними властивостями;
- встановити закономірності в польових залежностях анізотропного магнітоопору (АМО) та ГМО для невідпалених та відпалених за різних температур плівкових систем при різних значеннях товщини магнітних, немагнітних і додаткових шарів.

**Об'єкт дослідження** – польові та розмірні ефекти в електрофізичних і магніторезистивних властивостях тришарових плівкових систем в умовах взаємної дифузії атомів та фазоутворення.

**Предмет дослідження** – електрофізичні (питомий опір і ТКО), магніторезистивні (МО і ГМО) та магнітні (поле насичення і коерцитивна сила) властивості тришарових нанокристалічних систем Co/Cu(Ag)/Fe, Co/Cu/Co з тонкими додатковими шарами Fe, Ni і Cr в інтервалі товщин магнітних  $d_f = (10 - 50)$  нм, немагнітних  $d_n = (1 - 30)$  нм та додаткових  $d_{imp} = (3 - 25)$  нм шарів при температурах вимірювання 150 К, 300 К.

Для вирішення поставлених завдань використовувалися такі **методи отримання та експериментального дослідження зразків**: вакуумна пошарова конденсація металів термічним і електронно-променевим способами з незалежних джерел; метод резистометрії в умовах надвисокого безмасляного вакууму ( $10^{-6} - 10^{-7}$ ) Па та впливу зовнішніх температурних і магнітних полів; електронна



мікроскопія та електронно-графія; вторинно-іонна мас-спектрометрія, атомно-силова мікроскопія, магнітостатичні вимірювання, методи теоретичного аналізу й узагальнення результатів.

**Наукова новизна отриманих результатів.** Проведене в роботі комплексне дослідження кристалічної структури, фазового й елементного складу, електро- та магніторезистивних властивостей плівкових систем дозволило отримати такі нові результати:

1. Вивчено процеси фазоутворення у тришарових плівкових системах Co/Cu(Ag)/Fe, Co/Cu/Co з додатковими шарами Ni і Cr. Уперше встановлено, що в зразках з  $d_{Cu} < 5$  нм, при концентрації  $C_{Co} > 40\%$ , після відпалювання при 700 К утворюється твердий розчин  $[\beta\text{-Co, (Fe, Cu)}]$  (система Co/Cu/Fe) з параметром решітки  $a = (0,357 - 0,358)$  нм та при  $C_{Co} > 55\%$  – твердий розчин  $[\beta\text{-Co, (Ni, Cu)}]$  (система Co/Cu/Co з додатковим шаром Ni) з параметром решітки  $a = (0,355 - 0,359)$  нм;

2. Подальшого розвитку набуло питання апробації теоретичної моделі Р. Дімміха та моделі на основі модифікованої теорії Маядаса і Шатцкеса для ТКО на прикладі плівок системи Co/Cu/Fe, у яких зберігається індивідуальність окремих шарів, що дозволяє провести прогнозування величини ТКО для трикомпонентних плівкових систем. Показано, що експериментальні значення ТКО узгоджуються з розрахунковими з точністю до 20% та 15% відповідно.

3. Встановлені закономірності польових залежностей магнітоопору:

– уперше експериментально показано, що при ефективних товщинах прошарків ( $d_{Cu} = (3 - 15)$  нм,  $d_{Ag} = (6 - 25)$  нм) у полікристалічних плівкових системах Co/Cu(Ag)/Fe реалізується ефект ГМО з максимальним значенням  $(1 - 1,2)\%$  за кімнатної температури і товщинах прошарків  $d_{Cu} \sim 3$  нм,  $d_{Ag} \sim 6$  нм відповідно, який зникає при розміщенні додаткових шарів Ni та Cr на інтерфейсі Co/Cu;

– вперше встановлено, що після термомагнітного відпалювання для всіх систем, за виключенням Co/Cu(Ag)/Fe, спостерігається перехід від ГМО до АМО; показано, що значення граничної температури відпалювання, після якої відбувається зазначений перехід, залежить від товщини і виду немагнітного

прошарку;

– показано, що найбільше значення чутливості МО та ГМО ((40 – 90)%/Тл) до магнітного поля спостерігається у зразках Co/Cu/Co/Cr/П після відпалювання при  $T_{\text{відп}} = 550$  К.

4. Досліджено вплив температури підкладки при конденсації на структурно-фазовий стан, електрофізичні та магніторезистивні властивості плівкових систем Co/Cu/Fe. Уперше встановлено, що для зразків, отриманих за  $T_{\text{п}} = 400$  К (з вихідним АМО), після їх відпалювання при  $T_{\text{відп}} = 550$  К, спостерігається поява ГМО з величиною (0,5 – 0,8)% за кімнатної температури.

**Практичне значення отриманих результатів.** Фундаментальне значення отриманих у роботі результатів полягає в подальшому накопиченні експериментальних даних стосовно впливу структурно-фазового стану, процесів дифузії, додаткових шарів та температури обробки на ефект ГМО у три- та багат шарових плівкових системах. Ці результати розширюють та поглиблюють розуміння фізичних процесів у плівкових матеріалах в умовах впливу на них температурних та магнітних полів.

Результати дослідження впливу термостабілізації на величину ГМО мають прикладне значення та можуть бути застосовані при розробці елементів сенсорів магнітного поля, спін-вентилів тощо та визначенні умов їх експлуатації.

**Особистий внесок здобувача.** Особистий внесок автора полягає в самостійному пошуку та аналізі літературних джерел, що стосуються теми дисертації. Постановка завдань дослідження, вибір експериментальних методик і обговорення отриманих результатів проводилися з науковим керівником професором В. Б. Лободою. Автором особисто проводилося отримання плівкових зразків, дослідження їх електрофізичних та магніторезистивних властивостей, кристалічної структури і фазового складу та обробка експериментальних результатів. Дослідження елементного складу методом вторинної іонної мас-спектрометрії проводилися з консультуванням з доцентом Салтиковою А. І. Магнітні вимірювання проводилися в Інституті фізики НАН України під керівництвом член-кор. НАН України Рябченка С. М. (м. Київ). Атомно-силові

дослідження проводилися в Інституті фізики НАН України (м. Київ) та Центрі колективного користування приладами НАН України при Інституті фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАНУ «Діагностика напівпровідникових матеріалів, структур та приладних систем» (м. Київ). Особисто автором підготовлено текст статей [2; 5; 8] і 13 тез. Матеріали робіт [1; 3; 4; 6; 7] обговорювалися спільно зі співавторами.

**Апробація результатів дисертації.** Основні результати роботи доповідалися та обговорювалися на таких наукових конференціях і семінарах: 3-rd International conference «Nanomaterials: Applications and Properties-2013» (Алушта, 2013 р), XIII та XIV Міжнародних конференціях «Фізика і технології тонких плівок» (Івано-Франківськ, 2011, 2013 рр.); Міжнародних конференціях студентів і молодих учених з теоретичної та експериментальної фізики «ЄВРИКА» (Львів, 2010, 2011, 2012, 2013 рр.); Науково-технічній конференції викладачів, співробітників, аспірантів і студентів фізико-технічного факультету Сумського держуніверситету (Суми, 2010 р.), II Науковому семінарі «Сучасні проблеми наноелектроніки» (Суми, 2011 р.), Науково-технічній конференції «Фізика, електроніка, електротехніка» (Суми, 2013 р.), Конференціях молодих учених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання» (2010, 2011, 2012, 2013 рр.).

**Публікації.** Основні матеріали дисертації відображені у 22 публікаціях: 1-й монографії (окремі розділи), 7-и статтях у фахових виданнях (4 статті опубліковані у виданнях, що входять до наукометричної бази Scopus), 1-й статті в матеріалах конференцій, 13-ти тезах доповідей на наукових конференціях і семінарах.

**Структура та зміст роботи.** Дисертаційна робота складається зі вступу, п'яти розділів, висновків, списку використаних джерел, що містить 171 посилання. Дисертацію викладено на 165 сторінках друкованого тексту, з них 90 сторінок основного тексту, 71 рисунків і 15 таблиць, у тому числі 55 рисунків і 11 таблиць на 39 окремих аркушах.

# РОЗДІЛ 1

## СТРУКТУРНО-ФАЗОВИЙ СТАН ТА ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ БАГАТОШАРОВИХ НАНОКРИСТАЛІЧНИХ ПЛІВОК (ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД)

Дослідження багатошарових плівкових матеріалів направлені, в першу чергу, на вивчення впливу їх структурно-фазового стану та дифузійних процесів на їх електричні та магніторезистивні властивості [18, 19]. Характер зростання окремих шарів, топографія їх поверхонь визначають якість інтерфейсів багатошарових систем, а структурна суцільність шарів, особливо немагнітного шару, відіграє ключову роль в реалізації ефекту ГМО. Формування магнітних містків між ФМ шарами через НМ прошарок приводить до порушення обмінної взаємодії між ними і, як наслідок, до зменшення амплітуди ефекту ГМО. Зазначені питання є досить важливими з точки зору практичного використання гігантського магніторезистивного ефекту (ГМРЕ), оскільки структура магнітонеоднорідних металевих систем, що використовуються в галузях сучасної спінтроніки і сенсорної техніки, в тій чи іншій мірі зазнає змін після їх отримання та при подальшій обробці [20].

### 1.1 Структурно-фазовий стан дво- та багатошарових плівок

**Плівки на основі Со і Си.** У роботі [21] наведені результати експериментальних досліджень структурно-фазового стану двошарових плівок Со/Си/П та Со/Си/П. Показано, що коли частинки чи острівці одношарових плівок ОЦК-Си, ГЦК-Си та ГЦП-Со малі (порядку (1 – 10) нм), то в них відсутні дефекти пакування, які можуть бути центрами зародження кристалітів ГЦК-фази Со. При збільшенні товщини плівки Со до 10 нм, чи при відпалюванні за температури  $T_{\text{відп}} = (600 - 700) \text{ К}$  у системі Со/Си відбувається збільшення розміру кристалітів, починається утворення дефектів пакування і на електронограмах з'являються лінії (220) та (311) ГЦК-Со, поява яких пов'язана з фазовим розмірним ефектом. У

системі відпаленій за (600 – 700) К утворюється також і метастабільний твердий розчин (т.р.) на основі ГЦК-решітки міді ( $\beta$ -фаза Cu-Co), який при відпалюванні за температури 900 К і охолодженні до кімнатної температури розпадається з утворенням частинок ГЦП-Co.

В роботі [22] відмічено, що низькотемпературне ( $T_{\text{відп}} < 500$  К) відпалювання структур Co/Cu/Co з товщиною міді 1 нм та 2,1 нм (антиферомагнітні максимуми) призводить до незначних змін розміру зерен і незначному вирівнюванню рельєфу поверхні. Електронно-мікроскопічні зображення показали, що структура невідпалених та відпалених ( $T_{\text{відп}} < 500$  К) плівок не залежить від товщини мідного прошарку. В роботі [23] також зазначено, що для даних структур, отриманих імпульсним електролітичним осадженням, при товщині шарів  $d_{\text{Co}} \sim d_{\text{Cu}} \sim (2 - 3)$  нм шари складаються з окремих острівців. В роботах [24, 25] шляхом послідовного напилення компонент з наступною високотемпературною обробкою отримували гранульовані сплави – т. р. (Cu, Co), (Ag, Co), (Au, Co) чи т. р. ( $\alpha$ -Fe, Cr) [9].

За даними роботи [26] у невідпалених тришарових плівкових системах Co/Cu/Co з товщиною шарів  $d_{\text{Co}} = (10 - 70)$  нм,  $d_{\text{Cu}} = (1 - 10)$  нм спостерігаються фази  $\beta$ -Co-ГЦК, ГЦК-Cu і фаза  $\alpha$ -Co-ГЦП. Після відпалювання за температури 700 К двофазний склад зберігається. Автори [26] розглядають також можливість віднесення ліній на електронограмах, що належать фазі ГЦК-Co, до ГЦК-Cu (оскільки їх  $d_{hkl}$  близькі). Але виходячи з термодинамічних міркувань, в роботі наголошується на тому, що спостерігається саме фаза ГЦК-Co. Подібні результати були отримані в роботі [27] для відпалених за  $T_{\text{відп}} = 620$  К плівок. Проте слід зазначити, що автори [21, 28] в плівках Co-Cu, Co/Cu та Co/Cr фіксували тільки ГЦП кобальт.

**Плівки на основі Fe і Cu.** В роботі [29] зазначається, що шорсткість границь Cu/Fe (Cu на Fe) більша, ніж для інтерфейсу Fe/Cu (Fe на Cu), і збільшується зі збільшенням товщини Fe. Таку особливість в шорсткості автори [29] пояснюють невідповідністю кристалічних решіток міді та заліза. В рівноважному стані мідь має тільки ГЦК-решітку. В свою чергу, при епітаксіальному рості ультратонкі шари ( $\sim 5$  А) Fe вирощені на ГЦК-шарі Cu можуть мати також ГЦК структуру з незначною

невідповідністю решітки [30]. Зі збільшенням товщини Fe його кристалічна ґратка переходить в ОЦК.

Електронні знімки перерізу (профілю) плівки Fe (50 нм), вирощеної на Cu (150 нм) дали можливість авторам [31] встановити, що профіль інтерфейсу Fe/Cu має шорсткості з періодичністю (15 – 20) нм. Плівка заліза зберігає свою ОЦК-решітку в результаті значної товщини шару Fe, хоча для початкових моношарів автори спостерігали кристалічну ґратку, яка більше відповідає ОЦК. Також встановлено, що інтерфейс Fe/Cu є досить різким (перехід від однієї структури до іншої відбувається в межах 5 нм), що пов'язано з мінімізацією поверхневої енергії.

Аналіз дифракційних картин від електронограм невідпалених та відпалених до  $T_{\text{відп}} = 700 \text{ K}$  структур на основі плівок Fe та Cu вказує на те, що в таких системах фіксуються чіткі окремі рефлекси, які відповідають фазам ОЦК-Fe та ГЦК-Cu, що свідчить про збереження індивідуальності шарів у процесі їх термообробки. Також на електронограмах присутні слабкі кільця, що відповідають фазі  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  [18]. Автори роботи [32] розглядаючи, як приклад, плівкову систему  $[\text{Fe}(1,9)/\text{Cu}(3,4)]_{15}$  (нижній індекс вказує на кількість періодів) відмічають, що параметр решітки Fe і Cu дещо збільшується з ростом температури відпалювання і складає  $a_{(\text{Cu})}=3,606 \text{ \AA}$  та  $a_{(\text{Fe})}=2,868 \text{ \AA}$  ( $T_{\text{відп}} = 700 \text{ K}$ ).

Автори роботи [33] в плівкових системах Fe/Cu, отриманих методом імпульсного електролітичного осадження, також спостерігали двофазну структуру для систем з  $d_{\text{Fe}} > 2 \text{ нм}$ ,  $d_{\text{Cu}} > 1,5 \text{ нм}$ . У плівках з  $d_{\text{Fe}} < 2 \text{ нм}$  поблизу інтерфейсів Fe/Cu з'являється ще фаза ГЦК-Fe на основі ГЦК-Cu, що співзвучно з роботою [30].

## 1.2 Дифузійні процеси в дво- та багат шарових плівках

Дослідження взаємодифузії в багатокомпонентних системах представляють значний інтерес як з практичної точки зору – більшість реальних технологічних матеріалів є багатокомпонентними – так і з теоретичної, оскільки дифузійні характеристики безпосередньо зв'язані з фізичними властивостями системи [34, 35].

Для полікристалічних плівкових систем, на відміну від масивних зразків, зерногранична дифузія зазвичай протікає швидше у порівнянні з об'ємною [36].

**Плівки на основі Co і Cu.** Ультратонкі плівки Co, вирощені на міді були добре вивчені як зразкова модель системи для дослідження МО в тонких плівках. Плівкова система Co/Cu має низку переваг у порівнянні з іншими системами, серед них, гарна відповідність решіток сусідніх шарів (відмінність в параметрах решіток близько 2%) та незначна взаємодифузія атомів Co і Cu в масивному стані (близько 4%) [37]. Хоча кобальт і мідь практично не змішуються в масивному стані, але для тонкоплівкових зразків змішування стає енергетично вигідним і має місце біля межі розділу шарів [38]. У випадку тонких шарів така взаємодифузія може призвести в інтерфейсі навіть до формування сплаву Co-Cu [39].

В роботі [37] проведені дослідження дифузійних процесів плівок Co (товщиною 15 моношарів), які отримані на Cu за кімнатної температури, електронно-променевим випаровуванням Co у вакуумі з масивної мішені. Показано, що подальше відпалювання такого зразка до температури  $T_{\text{відп}} = 490 \text{ K}$  не призводить до помітної інтенсифікації проходження об'ємної дифузії. Але Шмід і ін. [40] спостерігали формування каналів (так званих «pistoles» – малих отворів), які утворюються в «слабких» точках плівки (дефекти, неспівпадіння кристалічних решіток металів сусідніх шарів тощо). Мідь дифундує вздовж стінок таких малих отворів до поверхні плівки Co. Цікаво, що цей процес потребує менших енергій активації, ніж об'ємна дифузія. Рушійною силою дифузії в даному випадку є менше значення вільної енергії атомів поверхні міді в порівнянні з кобальтом [37].

**Плівки на основі Fe і Cu.** Дослідженню дифузійних процесів у двошарових системах Fe/Cu присвячена значна кількість робіт [див. 9 і цит. в ній літ.]. Порівняння профілів концентрацій для невідпалених та відпалених зразків свідчить про те, що у таких системах дифузійні процеси практично повністю закінчуються на стадії конденсаційно-стимульованої дифузії.

Відпалювання фактично не впливає на вид дифузійних профілів, оскільки міжкристалічні межі стають дифузійно насиченими вже при конденсації верхнього шару. В системі Fe/Cu відпалювання при невеликих температурах призводить до

змін, що відображаються лише в незначному подальшому перекритті дифузійних профілів. В таких системах в значній мірі зберігається індивідуальність окремих шарів до температури відпалювання 750 К [35].

### 1.3 Теоретичні моделі розмірних ефектів в електрофізичних властивостях плівкових систем

Фізичні властивості тонких металевих плівок суттєво відрізняються від аналогічних властивостей масивних металів, що обумовлено порушенням співвідношення між розмірами зовнішньої поверхні та об'ємом зразка (розмірний ефект) [41]. Існує два підходи теоретичного описання розмірного ефекту: квазікласичний (пов'язаний з впливом на кінетичні коефіцієнти обмеження розміру плівки в одному з напрямків, а також з її більшою дефектністю порівняно з масивними зразками) [42-49] і квантовий (зміна електронного енергетичного спектру внаслідок зміни товщини плівки) [50, 51].

Експериментальному дослідженню електрофізичних властивостей одно-, дво- та багат шарових плівок присвячена значна кількість робіт [41, 46, 47, 49, 52-57]. В роботі [41] представлені розмірні залежності питомого опору  $\rho$  та ТКО  $\beta$  для плівок золота, срібла та міді (рис. 1.1). Як видно з рис. 1.1 величина ТКО монотонно збільшується з ростом товщини плівки, поступово виходячи на асимптотику  $\beta_\infty$  (ТКО плівки при  $d \rightarrow \infty$  або масивного зразка з таким же типом дефектів та їх концентрацією, як і у плівці) [57].

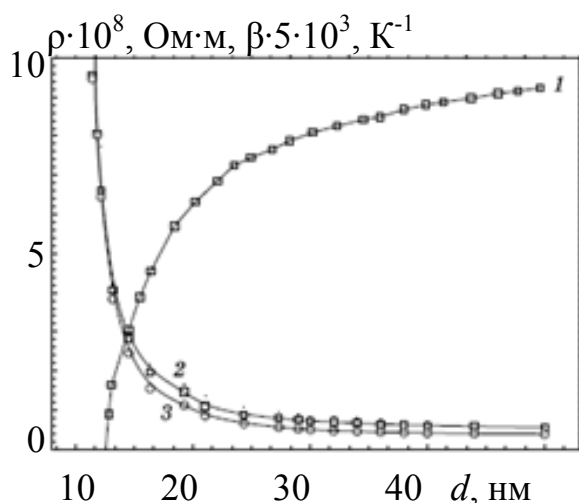


Рис. 1.1. Розмірні залежності питомого опору  $\rho$  (2 –  $T_{\text{вим}} = 293$  К; 3 –  $T_{\text{вим}} = 78$  К) та температурного коефіцієнта опору  $\beta$  (крива – 1 розрахована для інтервалу температур  $T_{\text{вим}} = (273 - 293)$  К), відпалених плівок міді на склянім підложжі (температура осадження плівки металу 78 К) [41].



На основі проведених в роботі [41] досліджень структури автори стверджують, що зміна  $\rho$  і  $\beta$  з ростом товщини плівки обумовлена зміною умов розсіювання електронів на поверхні та в об'ємі зразка, а не залежними від товщини плівки змінами її структури. Основними об'ємними розсіювачами в дрібнокристалічній плівці є межі зерен, оскільки середня довжина вільного пробігу (СДВП) електронів сумірна з розмірами кристалітів. В цьому випадку внесок зерномежового розсіювання суттєвий, що й призводить до значних змін кінетичних коефіцієнтів.

Першою найбільш послідовною моделлю провідності одношарових плівок, яка враховувала не тільки поверхневе, а й зерномежове розсіювання, була модель Маядаса і Шатцкеса [44, 45] (модель МШ). Вони запропонували модель полікристалічної плівки, у якій всі кристаліти у площині провідника мають однаковий середній розмір  $L$ , а їх межі або паралельні, або перпендикулярні поверхням. Виходячи з умови, що потенціал на межах кристалітів можна описати одномірною  $\delta$ -функцією, а розсіяння носіїв заряду відбувається тільки на перпендикулярних до вектора напруженості електричного поля міжкристалітних межах, Маядасом та Шацкесом [44] було одержано загальний аналітичний вираз для питомої провідності  $\sigma_g$  полікристалічної плівки, який потім в роботі [58] був узагальнений для випадку, коли зовнішні межі провідника мають різну ступінь шорсткостей. Таким чином, на відміну від Фукової моделі [59], в якій враховується лише об'ємний та поверхневий механізми релаксації носіїв заряду, модель МШ враховує ще один механізм дисипації електронного потоку – зерномежовий.

Перехід від одношарових плівок до дво– та багатошарових плівкових систем приводить до впливу на кінетичні явища в них нових факторів на межі поділу шарів – дифузійних процесів, фазоутворення, міжшарових переходів електронів тощо. Слід зазначити, що розмірні залежності ТКО таких систем суттєво відрізняються від аналогічних залежностей для тонких одношарових плівок. Наприклад, якщо в тришарових зразках із збільшенням їх товщини, значення ТКО може як збільшуватися, так і зменшуватися, то для одношарових плівок величина ТКО тільки монотонно збільшується до асимптотичного значення  $\beta_\infty$ . Також потрібно відмітити

той факт, що всі залежності  $\beta(d_2)$  є продовженнями  $\beta(d_1)$  для базисного шару і асимптотично наближаються зверху або знизу (залежно від співвідношення  $\beta_{\infty 2}$  та  $\beta_{\infty 1}$ ) до величини  $\beta_{\infty 2}$  [60].

Теорія розмірного ефекту в електропровідності та ТКО двошарових плівкових систем вперше була запропонована в роботах Ф. Варкуша і Р. Дімміха [46-48]. Вважаючи двошарову плівкову систему як паралельне з'єднання двох провідників, співвідношення для ТКО має наступний вигляд:

$$\beta = \sum_{i=1}^2 A_i \beta_{\infty i} \left[ 1 - \frac{d \ln F_i}{d \ln k_i} - \frac{d \ln F_i}{d \ln l_i} \right], \quad (1.1)$$

де  $A_i = \frac{d_i \sigma_{0i} F_i}{\sum_{i=1}^3 d_i \sigma_{0i} F_i}$ , а  $F_i = \frac{\sigma_i}{\sigma_{0i}}$  – розмірна функція ( $\sigma_{0i}$ ,  $\sigma_i$  – питома провідність

масивного зразка та плівки, відповідно);

$k_i = \frac{d_i}{\lambda_{0i}}$ ,  $l_i = \frac{L_i}{\lambda_{0i}}$  ( $d_i$  – товщина плівки,  $L_i$  – середній розмір кристалітів,  $\lambda_{0i}$  – СДВП

електронів);

$\beta_{\infty i}$  – асимптотичне значення ТКО при  $d_i \rightarrow \infty$ .

Потрібно зазначити, що недоліком моделі Р. Дімміха є неврахування внеску макронапружень термічного походження на межі поділу шарів і взаємної дифузії атомів різних металів у загальний опір плівкової структури.

В роботі [49] була запропонована макроскопічна модель (дозволяє встановити особливості розмірного ефекту при зміні товщини окремих шарів) для прогнозування величини ТКО, основне співвідношення якої можна записати наступним чином:

$$\beta = \beta_1 + \beta_2 - \frac{d_1 \beta_2 \rho_2 + d_2 \beta_1 \rho_1}{d_1 \rho_2 + d_2 \rho_1}, \quad (1.2)$$

де  $\rho_i$  та  $\beta_i$  – питомий опір і ТКО окремого шару.

Одержана Маядасом та Шацкесом аналітична розмірна залежність провідності полікристалічної плівки  $\sigma(d)$  виявилася досить складною для безпосереднього порівняння з результатами експериментальних досліджень. Тому у роботах [54-56] були запропоновані простіші асимптотичні вирази для електропровідності, ТКО та коефіцієнтів тензочутливості (і поширені на багат шарові зразки), які не лише суттєво спрощують порівняння теоретичних результатів з експериментально вимірними, а й дозволяють розрахувати залежності ймовірностей відбиття електронів від меж зерен та зовнішніх меж зразка від його товщини.

Згідно [56] розмірна залежність питомої провідності тришарових полікристалічних плівок (у рамках модифікованої моделі Маядаса і Шацкеса), має вигляд:

$$\sigma = \frac{1}{d} \sum_{i=1}^3 d_i \sigma_{\infty i} \Phi_i, \quad (1.3)$$

де  $\sigma_{\infty i}$  – провідність масивного зразка з таким же типом дефектів і їх концентрацією, як і у плівці;

$d$  – загальна товщина тришарової плівки;

$d_i$  – товщина  $i$ -го шару плівкової системи;

$\Phi_i$  – розмірні функції, які визначають внесок розмірів окремого шару в провідність тришарової плівки.

У випадку, коли товщина окремих шарів плівки значно більша за СДВП електронів ( $d_i \gg \lambda_i$ ), а самі шари мають крупнозернисту структуру, то розмірні функції  $\Phi_i$ , згідно [56], наближено можна представити наступним чином:

$$\Phi_j = 1 - \frac{3}{2} \alpha_j - \frac{3\lambda_j}{16d_j} \left\{ (2 - q - P) \left( 1 - \frac{32}{3\pi} \alpha_j \right) - Q \cdot \frac{\lambda_{02}}{\lambda_j} \left( 1 - \frac{16}{3\pi} (\alpha_j + \alpha_2) \right) \right\} \quad j = 1, 3, \quad (1.4)$$

$$\Phi_2 = 1 - \frac{3}{2}\alpha_2 - \frac{3\lambda_2}{16k_2} \left\{ (1-P) \left( 1 - \frac{16}{3\pi}(\alpha_1 + \alpha_2) \right) - Q \cdot \frac{\lambda_{03}}{\lambda_2} \left( 1 - \frac{16}{3\pi}(\alpha_3 + \alpha_2) \right) \right\}, \quad (1.5)$$

де  $P$  і  $q$  – ймовірності дзеркального розсіювання електронів на інтерфейсах та зовнішніх поверхнях зразка відповідно;

$Q$  – ймовірність проходження електрона у сусідній шар плівки без розсіювання так, що  $P + Q \leq 1$ ;

$\alpha_i = \frac{\lambda_i}{L_i} \frac{R_i}{1 - R_i}$  – зерномежовий параметр;

$L_i$  – середній розмір зерна у площині  $i$ -го шару;

$R_i$  – ймовірність дифузного розсіювання електронів на межах зерна.

Для визначення питомого опору бінарного сплаву, згідно [61], у випадку перехідних металів можна використати наступне співвідношення:

$$\rho(T) = \rho_{\text{зал}} + C_1\rho_1 + C_2\rho_2. \quad (1.6)$$

де 1 і 2 – номери окремих компонент сплаву;

$\rho_{\text{зал}}$  – залишковий опір, який не залежить від температури;

$C_1$  і  $C_2$  – концентрації 1-ї і 2-ї компоненти сплаву.

Від співвідношення  $\rho(T)$  досить легко можна перейти до  $\beta(T)$ . В результаті перетворень отримаємо:

$$\beta(T) = \frac{\beta_1}{1 + \frac{C_2\rho_2}{C_1\rho_1}} + \frac{\beta_2}{1 + \frac{C_1\rho_1}{C_2\rho_2}}. \quad (1.7)$$

Порівняння експериментальних та розрахункових даних для ТКО дво- та багат шарових плівок було здійснено в роботах [46, 47] за моделлю Р. Дімміха, [49] за макроскопічною моделлю, [54, 55] за моделлю Л. Дехтярука (на основі модифікованої теорії Маядаса і Шатцкеса). Аналіз цих робіт вказує на досить добре

співпадіння теоретичних та експериментальних результатів, але, потрібно зазначити, що в залежності від інтенсивності проходження дифузійних процесів та фазоутворення в досліджуваних плівкових системах існують певні межі використання цих моделей. Тобто, окрім прогнозування величин  $\rho$  і  $\beta$ , ці моделі можна використовувати для врахування впливу структурно-фазового стану на електрофізичні властивості плівкових систем.

В роботі [62] представлені межі застосування моделі Р. Дімміха, макроскопічної моделі і моделі для розрахунку ТКО плівкового сплаву двошарових плівкових систем з різною ступінню розчинності компонентів на основі порівняння теоретичних та експериментальних даних ТКО. В цій роботі вказано, що формула для ТКО плівкового сплаву (1.7) може бути використана тільки у тому випадку, коли компоненти плівок мають достатньо високу розчинність, а максимальна температура термообробки забезпечує рівномірний розподіл концентрації атомів двох металів по всьому об'єму плівкового зразка. Теоретичні моделі для ТКО двошарових плівок (модель Р.Дімміха та макроскопічний підхід) найкраще описують експериментальні результати, якщо плівки після термообробки зберігають індивідуальність шарів. У випадку двошарових плівок, у яких компоненти окремих шарів мають різко відмінні електрофізичні властивості та у процесі взаємної дифузії утворюються високоомні тверді розчини, то розрахункові величини ТКО якісно відповідають експериментальним результатам лише коли концентрація одного з компонентів системи значно більша за концентрацію іншого.

Розрахунок питомого опору і ТКО дозволяє аналізувати процеси фазоутворення в плівкових системах на основі порівняння експериментально визначених та теоретичних значень цих величин, а також дозволяє більш коректно пояснювати зміну магніторезистивних властивостей плівок при термообробці та зміні товщини вихідних шарів. Тому існує потреба в подальшій апробації вище розглянутих теоретичних моделей для розрахунку величини питомого опору і ТКО на прикладі несиметричних плівкових структур Co/Cu/Fe, в яких реалізується явище ГМО.

## 1.4 Дослідження явища гігантського магнітоопору.

### 1.4.1 Результати теоретичних досліджень

Теоретична інтерпретація явища ГМО була започаткована в роботах [63-65]. В цих працях величина ефекту розраховувалась в рамках теорії класичного розмірного ефекту Фукса-Зондгаймера, узагальненої для випадку багат шарових систем, з урахуванням умови спін-залежного розсіювання (СЗР) електронів провідності в об'ємі шарів та на межі їх поділу. В роботі [66] проведено теоретичний розрахунок провідності та МО в напрямку, перпендикулярному межах поділу шарів. Узагальнення основних експериментальних та теоретичних робіт щодо дослідження фізичних властивостей магнітних багат шарових систем проведено в оглядових роботах [5, 67-73].

На основі проведеного аналізу літературних джерел, можна дійти висновку, що теоретичне обґрунтування явища ГМО ґрунтується на двох підходах: квазікласичному, з використанням рівняння Больцмана [74] та квантово-механічному – з використанням методу Кубо [75]. В усіх цих роботах основним механізмом, який відповідальний за ГМРЕ, вважається СЗР електронів провідності.

Найпростішою моделлю, яка кількісно описує дане явище є двохканальна або резисторна модель.

В роботі Дехтярука [70] у рамках квазікласичного наближення показано, що збільшення величини ефекту ГМО може бути пов'язано з дзеркальним розсіюванням електронів міжшаровими та зовнішніми межами системи, оскільки в такому випадку електрони не втрачають своєї «пам'яті» про спін і можуть багаторазово переходити з одного шару в інший, залишаючись ефективними. Проте, якщо більшість розсіюючих центрів зосереджена на межі поділу шарів, то це приводить до каналювання струму [76] і, як наслідок, до зменшення величини ефекту, оскільки межі поділу в такому випадку стають практично непрозорими.

Узагальнена теорія ГМО для двох геометрій: струм у площині плівки (СВП) та струм перпендикулярно площині плівки (СПП) – була розроблена Устиновим та

ін. [71]. При описі ефекту враховується той факт, що для різних геометрій за процеси розсіювання повинні відповідати різні параметри, з чого можна зробити висновок, що між ГМРЕ у СВП і СПП геометріях не існує певного зв'язку.

Однак квазікласичні моделі, попри певні їх переваги, не враховували ряд особливостей транспорту носіїв заряду в тонких багатошарових структурах. Коли товщина шарів стає сумірною з СДВП електронів, то в цьому випадку починають «працювати» квантові ефекти і для їх описання використовують квантово-механічний підхід. При такому підході можна виділити два вклади в опір інтерфейсу: опір від розсіювання на шорсткостях меж поділу шарів та опір, який виникає внаслідок стрибкоподібної зміни потенціалу між шарами (із-за різниці імпульса Фермі в них). Найбільш повно це питання висвітлено в роботі [69].

Попри досягнутий прогрес в теоретичному дослідженні багатошарових структур залишається ряд невирішених питань, в тому числі, з'ясування механізмів росту величини МО в системі ФМ/НМ, вплив дифузійних процесів на межі поділу шарів на величину МО, природи осциляції міжшарової обмінної взаємодії тощо. Також додаткового вивчення потребує питання анізотропії явища ГМО, яка в значній мірі проявляється в несиметричних плівкових системах.

#### **1.4.2 Механізм реалізації явища гігантського магнітоопору**

Відомо, що в електронному транспорті в металах беруть участь тільки електрони з енергіями близькими до енергії Фермі  $E_F$ , тому для опису електронного транспорту в багатошарових металічних структурах можна обмежитися розглядом тільки таких електронів. Характер взаємодії електронів провідності з межами поділу в магнітних плівках залежить від орієнтації їх спінів по відношенню до напрямку локальної намагніченості. Тому змінювати кількість актів розсіювання, можна шляхом зміни (за допомогою зовнішнього магнітного поля) напрямку намагніченості однієї із ферромагнітних плівок. Схематично залежність густини станів від енергії показана на рис. 1.2.

Оскільки магнітне розщеплення  $s$  зон незначне, то це не може суттєво впливати на густину станів, близьких до  $E_F$ . Транспортні властивості  $3d$  металів і питання, які з електронів  $s$  чи  $d$  дають основний внесок в електричний струм, залишається темою гострих дискусій [77]. Більш висока рухливість, що пов'язано з більшою протяжністю  $s$ -зони, є аргументом на користь  $s$ -електронів. Більш висока густина станів на  $E_F$  – аргумент на користь  $d$ -електронів. При поясненні явища ГМО використовують модель, яка припускає, що  $s$ -електрони беруть участь в переносі струму, а  $d$ -стани, це ті стани, в які відбуваються їх розсіяння.

З рис. 1.2 видно, що електрони провідності  $s\downarrow$ -зони ( $\downarrow$  – напрямок спіну електрона протилежний напрямку локальної намагніченості ФМ шару) розсіюються магнітними домішками в  $d\downarrow$ -зону, де електрони мають більшу ефективну масу ( $m^*$ ) і дають незначний внесок у провідність. Навпаки, електрони  $s\uparrow$ -зони ( $\uparrow$  – напрямок спіну електрона співпадає з напрямком локальної намагніченості ФМ шару) не можуть розсіюватися в  $d\uparrow$ -зону, оскільки вона повністю заповнена. Цим і пояснюється асиметрія внесків у провідність від  $s\downarrow$  і  $s\uparrow$  електронів. Потрібно зазначити, що в залежності від плівкової системи мажоритарними (вносять основний вклад в провідність) можуть бути як електрони з напрямком спіну  $\uparrow$ , та і з напрямком спіну  $\downarrow$ . Так, наприклад, для системи Fe/Cr мажоритарними є електрони з напрямком спіну «вниз» [12], а для системи Co/Cu – «вгору» [78].

Приведена енергетична діаграма досить добре описує ситуацію для «сильних» феромагнетиків Co і Ni, в той же час для «слабкого» феромагнетика Fe густини станів для електронів зі спінами «вгору» і «вниз» на  $E_F$  практично рівні. Тобто з цієї точки зору Co і Ni є найкращими кандидатами для виготовлення структур з високими значеннями ГМО.

Як вже було зазначено, ефект ГМО з'являється у випадку наявності неоднакової густини електронних станів у різних спінових підзонах. Будемо вважати, що спін-фліп розсіюванням можна знехтувати. Відсутність переходів між спіновими моментами, направленими «вгору» і «вниз», робить можливим застосування двоканальної моделі [79], в якій процес перенесення заряду відбувається по двох незалежних каналах – перший для електронів зі спіновим



магнітним моментом, направленим “вгору”, а другий – з моментом направленим “вниз”. Цю модель було застосовано для пояснення походження ГМО у випадках СВП і СПП геометричних конфігурацій експерименту [79].

Перші ГМО-структури мали СВП конфігурацію. При такій конфігурації, у випадку системи  $Co/Cu$ , електрони зі спіновим магнітним моментом, паралельним намагніченості ФМ шару (мажоритарні електрони), розсіюються слабше, ніж ті, магнітний момент яких має протилежний напрямок (міноритарні електрони). Тобто, електричний струм у кожному з контактів переноситься, головним чином, мажоритарними носіями. Але електрони у процесі руху переходять з одного контакту у другий через НМ спейсер, зберігаючи переважно свій напрямок спіну. Тобто, для кожного з напрямків спіну в системі в цілому формується свій канал струму.

Розглянемо будову СВП ГМО-пристрою з мажоритарними електронами, напрямок спіну яких співпадає з напрямком намагніченості ФМ шару (система  $Co/Cu$ ) (рис. 1.3). На цьому рисунку напрямки намагніченості шарів позначено чорними стрілками. Більший за розміром резистор означає більший електричний опір у результаті посиленого розсіювання електрона зі спіном певного напрямку [4]. Коли магнітні моменти обох ФМ шарів направлені паралельно (рис. 1.3, а), електричний опір спінового каналу з мажоритарними для обох контактів носіями заряду є малим, проте опір іншого, міноритарного каналу – великий. Оскільки обидва канали включені паралельно, загальний опір визначається меншим із опорів і є відносно малим (рис. 1.3, в).

Інша картина проявляється у випадку антипаралельної орієнтації магнітних моментів ФМ шарів (рис. 1.3, б). Електрони, мажоритарні для одного ФМ шару, потрапляючи в інший ФМ шар, стають міноритарними для цього шару. Тому носії заряду, що прийшли з сусіднього шару із іншою спіноюю орієнтацією, в обох каналах відчувають значне розсіювання, результатом чого є значна величина загального опору (рис. 1.3, г). Критичним розміром у випадку СВП конфігурації є СДВП електрона. Для наявності відчутного ГМРЕ необхідно, щоб товщина НМ спейсера була меншою за СДВП, а товщина ФМ шарів – менша за СДВП для

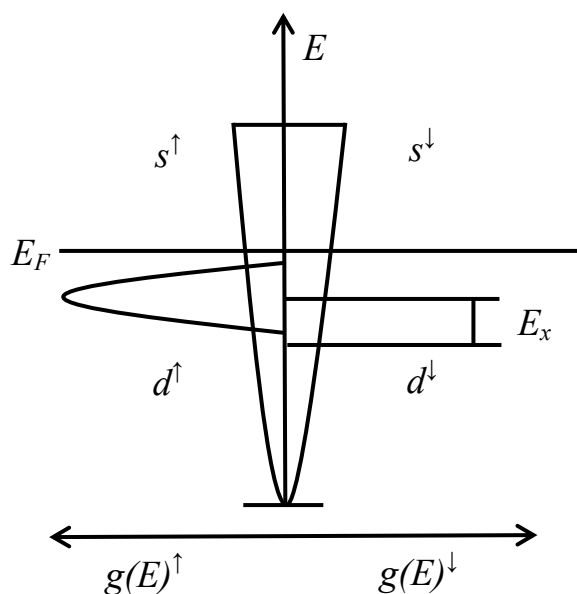


Рис. 1.2. Схематичне зображення густини спін-поляризованих станів у ферромагнітному металі. Показано розщеплення по спіну зони  $d$ -електронів за рахунок обмінної взаємодії ( $E_x$ ). Для  $s$ -електронів розщеплення практично відсутнє

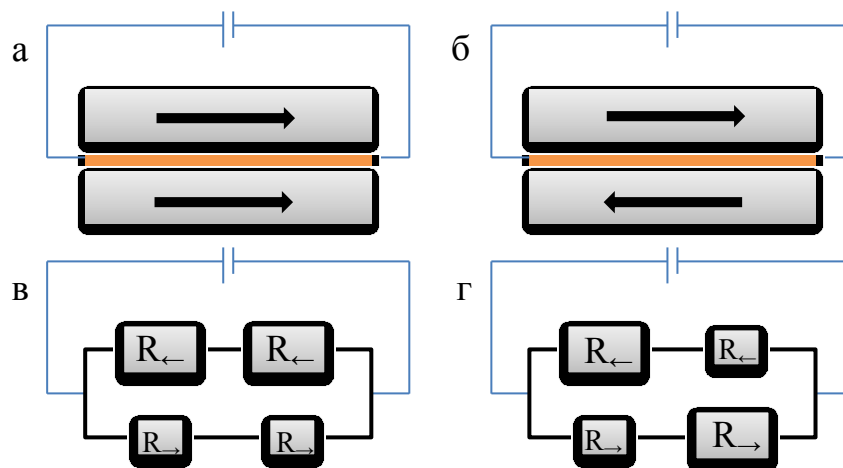


Рис. 1.3. Схематичне зображення СВП ГМО-резистора, що складається з двох ФМ шарів (сірий колір) і немагнітного спейсера (помаранчевий колір). а – паралельна, б – антипаралельна конфігурації намагніченості. Еквівалентні електричні схеми для паралельної (в) та антипаралельної (г) конфігурацій [4]

мажоритарних носіїв. Зазначимо, що СДВП електрона завжди менша за довжину спінової дифузії, тобто відстані, проходячи яку електрон зберігає орієнтацію спіну, хоча при цьому і розсіюється, змінюючи швидкість і/або напрям руху.

### 1.4.3 Результати експериментальних досліджень

Багатошарові магнітні системи являють собою структури, що складаються з двох і більше шарів феромагнетика, розділених шарами НМ матеріалів. Шари мають товщину від одиниць і менше до десятків нанометрів. Багатошарові структури, що складаються із двох ФМ шарів, розділених НМ прошарком, прийнято називати «сандвічами», а для структур з більшою кількістю шарів ФМ і НМ металів часто використовують термін «надгратка» [5].

На даний час кількість як теоретичних, так і експериментальних робіт присвячених вивченню взаємодії між сусідніми ФМ шарами як в сандвічах, так і в надгратках досить велика, існує навіть низка оглядових статей [4, 7, 80, 81]. Такий інтерес викликаний перспективами як фундаментального, так і прикладного характеру у зв'язку з широким застосуванням систем такого класу в області високих технологій.

Основоположною роботою, яка спонукала до масових досліджень проблеми міжшарової обмінної взаємодії в три- та багатошарових зразках, можна вважати статтю Грюнберга і співавторів [14], опубліковану в 1986 році. У ній було показано, що два ФМ шари заліза, які розділені прошарком хрому, в діапазоні товщин прошарку (0,4 – 0,8) нм впорядковуються між собою антиферомагнітним чином. В 1988 р. у роботі Ферта і співавторів [12] в надгратках Fe/Cr з антипаралельним впорядкуванням сусідніх шарів Fe було відкрито явище ГМО. При переході від антипаралельного стану намагніченостей сусідніх ФМ шарів до паралельного під дією зовнішнього магнітного поля при температурі 4,2 К електричний опір зразка зменшувався вдвічі. Автори пояснили цей ефект залежністю від напрямку спіна коефіцієнта проходження електронів через прошарок хрому.

В 1990 році в роботі [82] досліджувалися надгратки з прошарками Ru і Cr. В структурах обох типів було виявлено, що міжшаровий обмін не спадає з товщиною прошарку монотонно, а осцилює (рис. 1.4). Період осциляцій становить 1,2 нм для рутенію і змінювався від 1,8 нм до 2,1 нм для хрому. Цей факт отримав підтвердження також і в більш пізніх роботах [83-85]. Скоріш за все, ці результати були обумовлені прогресом в технології отримання зразків, що дозволило вирощувати структури з більш гладкими межами розділу шарів і, відповідно, меншими флуктуаціями товщини прошарку.

Особливості такої взаємодії подібні до взаємодії Рудермана-Кіттеля-Касуя-Іосіди (РККІ-взаємодія) між магнітними домішками в металах [86]. Період осциляції міжшарової обмінної взаємодії визначається хвильовим вектором Фермі  $k_F$ , як і в РККІ-взаємодії [87]. Однак у випадку багатошарових плівок товщина НМ шару змінюється дискретно, а отже  $(\pi/a - k_F)$  також може бути періодом коливань, де  $a$  – період решітки. Наприклад, так як  $k_F$  для міді близький до  $\pi/a$ , то період коливань обмінної взаємодії стає довшим. Затухання амплітуди осциляцій для сандвічів та надграток пропорційно  $d_n^2$  ( $d_n$  – товщина НМ шару), на відміну від  $r^3$  ( $r$  – відстань між магнітними іонами) для РККІ-взаємодії.

Подальші дослідження багатошарових структур [88, 89] були пов'язані з відкриттям в системах Fe/Cr/Fe і Co/Cu/Co неколінеарного магнітного впорядкування. Для пояснення цього ефекту автори запропонували ввести у вираз для енергії взаємодії ФМ шарів, крім відомого члена гейзенберґівської форми, (пропорційного першій степені добутку  $(\vec{m}_1, \vec{m}_2)$ , де  $\vec{m}_1, \vec{m}_2$  – намагніченість 1-го і 2-го ФМ шарів), доданок, величина якого пропорційна квадрату скалярного добутку їх намагніченостей  $(\vec{m}_1, \vec{m}_2)$ . Таким чином, енергію з розрахунку на одиницю площі можна записати у вигляді:

$$E = \frac{J_1}{M_S^2} (\vec{m}_1, \vec{m}_2) + \frac{J_2}{M_S^4} (\vec{m}_1, \vec{m}_2)^2, \quad (1.8)$$

де  $M_S$  – модуль намагніченості в ФМ шарах.

Ця модель отримала назву моделі біквдратного обміну, а величини  $J_1$  і  $J_2$  в формулі (1.8) називають відповідно константами білінійного і біквдратного обміну. Її й до цього часу найбільш часто використовують при аналізі експериментальних результатів у роботах, які присвячені дослідженню міжшарової обмінної взаємодії у багатошарових магнітних структурах. Як видно з формули (1.8), конкуренція першого і другого доданків може призводити до появи будь якого кута між магнітними моментами в діапазоні від 0 до  $180^\circ$ .

Значна кількість робіт присвячена дослідженню впливу структури інтерфейсів, їх якості та кількості на електрофізичні, зокрема, магніторезистивні властивості плівкових систем [18, 20, 35, 72], оскільки процеси, що відбуваються на межі поділу шарів (взаємна дифузія, фазоутворення тощо) суттєво на них впливають. Ще однією характеристикою інтерфейсу є шорсткість, яка є джерелом феромагнітного зв'язку. При великих значеннях величини шорсткостей цей магнітостатичний зв'язок може бути співмірним з антиферомагнітним і пригнічувати останній [90]. Одним із способів зміни структури і якості меж поділу шарів (і як наслідок, розподілу розсіюючих центрів) є розміщення в них домішкових атомів металів іншого сорту. В роботі [91] проведено аналіз впливу домішок розміщених на інтерфейсі та в об'ємі феромагнітних шарів на величину ефекту ГМО. Виявилось, що залежно від сорту домішки, а також від місця її розташування, величина ефекту суттєво змінюється.

Відмітимо, що попри те, що обмінна взаємодія в плівкових магнітних системах з антиферомагнітним зв'язком досить сильна, багатошарові плівки з відносно товстим НМ прошарком мають майже нульову енергію обмінної взаємодії. Тому напрямком намагніченості ФМ шарів (паралельна і антипаралельна орієнтації намагніченостей) можна керувати зовнішнім магнітним полем за рахунок різниці їх коерцитивних сил. В таких системах ГМРЕ реалізується у відносно слабких магнітних полях

В якості прикладу можна розглянути тришарову плівку Co/Cu/NiFe (рис. 1.5), в якій NiFe магнітом'який шар, а Co – магнітожорсткий. Намагніченість NiFe можна легко змінювати за допомогою зовнішнього магнітного поля [92, 93].

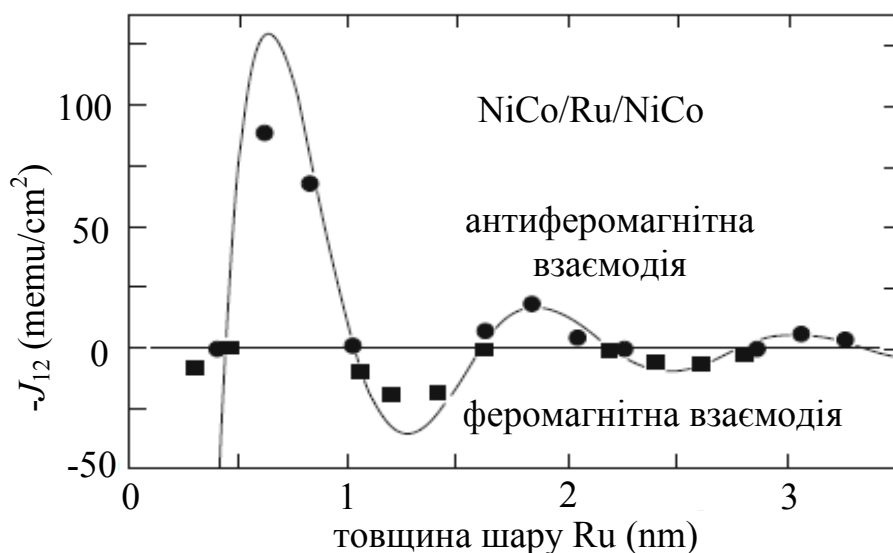


Рис. 1.4. Осциляція обмінної взаємодії як функції від товщини НМ прошарку для системи NiCo/Ru/NiCo [83]

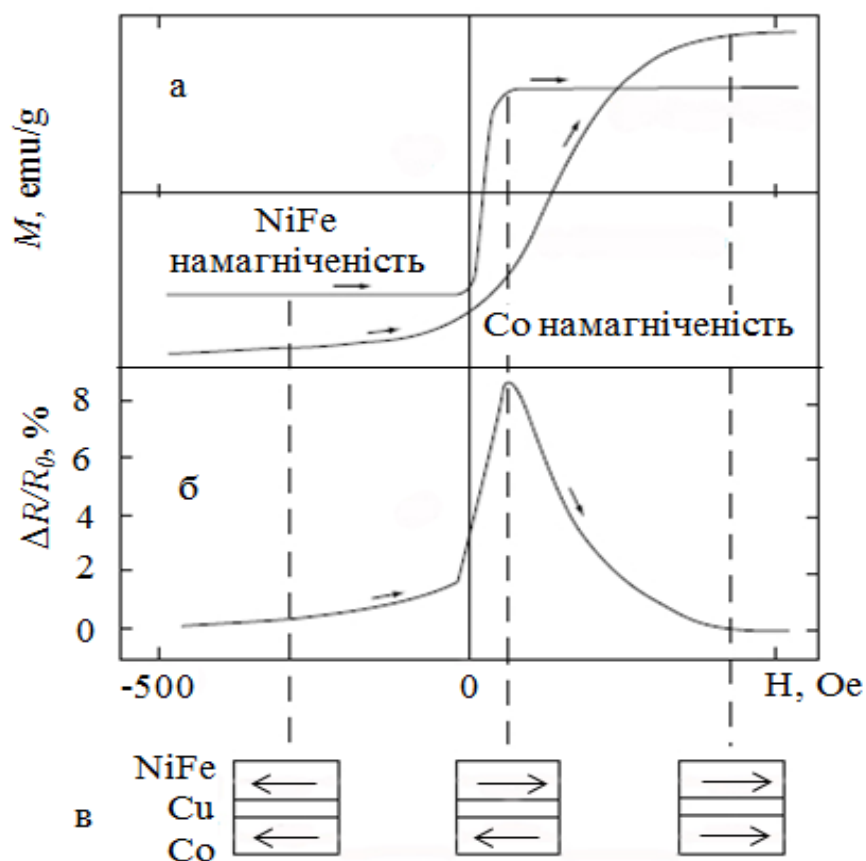


Рис.1.5. Система Co(30 нм)/Cu(5 нм)/Ni<sub>50</sub>Fe<sub>50</sub>(30 нм): а – індивідуальні процеси намагнічування шарів NiFe і Co; б – залежність МО від напруженості магнітного поля; в – схематичне зображення напрямків намагніченостей шарів NiFe і Co [92]

На сьогоднішній день дослідження явища ГМО в основному спрямовані на створення нових штучних структур з покращеними властивостями, які б задовольняли сучасним вимогам розвитку електроніки (спінтроніки) (мінімальні геометричні розміри, низькі поля насичення, висока відтворюваність властивостей зразків). Також актуальним питанням є вплив дисперсності кристалітів і фазового складу, стабільність інтерфейсів на електрофізичні та магніторезистивні властивості плівкових систем, який визначається температурними умовами їх конденсації і термообробки.

### **Висновки до розділу 1**

1. Аналіз результатів вивчення структурно-фазового стану та дифузійних процесів у системах Co/Cu/Fe вказує на необхідність у розв'язанні наступних завдань:
  - дослідження кристалічної структури, фазового стану та дифузійних процесів у системі Co/Cu/Fe;
  - визначення характеристик інтерфейсів та їх впливу на електрофізичні і магніторезистивні властивості;
  - встановлення впливу додаткових шарів на фізичні характеристики плівкової системи Co/Cu/Co.
2. Для прогнозування електрофізичних властивостей тришарових плівкових систем Co/Cu/Fe є необхідність у теоретичному розрахунку їх величини ТКО і питомого опору за моделями Р. Дімміха, макроскопічною моделлю, моделлю Л. Дехтярука та за співвідношенням для трикомпонентного плівкового сплаву.
3. Для більш глибокого та повного розуміння механізму реалізації ефекту ГМО у тришарових полікристалічних плівкових системах є необхідність у вирішенні таких питань:
  - встановлення впливу температури підкладки під час конденсації та температурних умов вимірювання і термообробки на величину ГМРЕ та виду магніторезистивних петель;
  - встановлення впливу товщини і виду ФМ і НМ шарів на величину ефекту ГМО.

## РОЗДІЛ 2

### МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Підводячи підсумки літературного огляду, було визначено напрям наших досліджень – встановлення взаємного зв'язку електрофізичних і магніторезистивних властивостей з особливостями структурно-фазового стану і дифузійними процесами в несиметричних плівкових системах Co/Cu(Ag)/Fe, в яких антипаралельний стан намагнічування ФМ шарів, реалізується за рахунок різниці в коерцитивних силах цих металів і встановлення впливу додаткових шарів Fe, Ni та Cr на фізичні властивості системи Co/Cu/Co.

Вибір для дослідження саме цих систем був обумовлений низкою причин. По-перше, відкриття в таких структурах явища ГМО дало надзвичайно потужний поштовх для дослідження подібних плівкових систем (систем з ФМ шарами розділеними НМ прошарком). Також залишається ще ряд до кінця не вирішених питань пов'язаних з особливостями спін-залежного розсіювання електронів провідності у таких системах. По-друге, відомо, що домішки або додаткові шари можуть як покращувати, так і погіршувати електрофізичні та магніторезистивні властивості плівкових структур [91]. Це питання залишається до кінця не з'ясованим і потребує більш детального дослідження. Вибір за базисну плівкову систему Co/Cu/Co обумовлений тим, що її властивості досить добре вивчені [22, 78, 94], що дає змогу порівнювати одержані результати з результатами інших дослідників. По-третє, властивості систем з відносно товстими НМ прошарками з практично нульовою обмінною взаємодією є маловивченими. Стан з антипаралельною орієнтацією напрямків намагніченостей ФМ шарів в таких структурах реалізується у відносно слабких магнітних полях, що розкриває подальші можливості для широкого практичного використання їх в мікроелектроніці.

Комплексне дослідження структури, фазового складу, електричних і гальваномагнітних властивостей систем Co/Cu(Ag)/Fe і Co/Cu/Co з додатковими шарами Fe, Ni та Cr у широкому інтервалі товщини і температурних умов дозволить систематизувати експериментальні результати.



## 2.1 Отримання тришарових плівкових зразків

Для отримання зразків нами був застосований метод почергової вакуумної роздільної конденсації компонент, що дозволяє отримувати безпосередньо на підкладці багатошарові структури з різними товщинами шарів. Для реалізації цього методу використовувалась промислова вакуумна установка ВУП-5М виробництва Сумського ВАТ «Selmi» [95], модернізована для вирішення поставлених завдань. Тиск залишкової атмосфери в вакуумній камері в процесі отримання зразків складав  $10^{-4}$  Па.

Конденсація шарів плівкових систем здійснювалося шляхом почергового випаровування чистих металів з двох незалежних джерел за методикою, описаною в [96]. Вибір методів випаровування металів-компонент плівкових зразків обумовлений такими фізичними властивостями матеріалів як температура кипіння та тиск насиченої пари [97]. Так, для конденсації міді, срібла та хрому (метали з відносно невеликою температурою кипіння) використовувався метод термічного (резистивного) випаровування. В цьому випадку випаровувачами були стрічки з вольфрамової фольги товщиною 0,05 мм. Плівки Co, Fe та Ni (метали з більш високою температурою плавлення) отримували методом електронно-променевого випаровування за допомогою електронної діодної гармати з модернізованим блоком живлення. Гармата складається з анодного і катодного вузлів, які механічно скріплені керамічними пластинами-ізоляторами. Живлення гармати (висока анодна напруга до 3,5 кВ) здійснювалася від переполіусованного блоку живлення БП-100. Невеликі наважки кобальта, заліза чи нікеля прикріплялися до кінця вольфрамового анода точковим зварюванням. Розігрів кінця анода до необхідної температури відбувався шляхом його бомбардування слабозфокусованим пучком електронів, джерелом яких був термокатод (вольфрамовий дріт діаметром 0,3 мм). Для конденсації шарів використовувалися метали, чистота яких складала не менше, ніж 99,98%.

Конденсація шарів плівкових систем проводилася за температур підкладки  $T_{\text{п}} = 300$  К, 400 К, 550 К та 700 К. Швидкість конденсації шарів металу визначалася

за часом осадження і кінцевою товщиною зразка. У процесі конденсації вона підтримувалася сталюю і складала (0,5 – 1,5) нм/с залежно від режимів випаровування.

Конструкція підкладкотримача, схема якого представлена на рис. 2.1, дозволяла одержувати за один технологічний цикл осадження два плівкові зразки (3) з дещо різною товщиною НМ прошарку при практично однакових товщинах ФМ шарів. Геометричні розміри досліджуваних зразків задавалися за допомогою спеціальної маски, виготовленої з високою точністю з ніхромової фольги.

Для дослідження електрофізичних і магніторезистивних властивостей зразків, а також проведення АСМ дослідження як підкладки використовувалися поліровані оптичні скельця із заздалегідь нанесеними мідними контактними площадками (2), для структурних досліджень – монокристали КВr і вуглецеві плівки (5) та для ВІМС аналізу – ситалові пластини. Для забезпечення роздільного попадання на «свідки» товщини (4) компонент три- та багат шарової плівки використовувалися екрани (1). Підготовка підкладок здійснювалася за загальноприйнятою методикою: спочатку хімічне очищення з подальшим кип'ятінням у дистильованій воді, потім сушіння перед установкою у вакуумну камеру та дегазація у вакуумі нагріванням до температури 600 К протягом 1 години.

Товщина шарів плівкової системи вимірювалася за допомогою вдосконаленого мікроінтерферометра МП-4. В якості джерела світла в ньому використовувався мініатюрний напівпровідниковий лазер ( $\lambda = 647$  нм). Інтерференційна картина спостерігалася як візуально, так і реєструвалася за допомогою цифрової фотокамери з подальшою передачею даних на ПК. Це дає змогу зменшити похибку вимірювання товщини, особливо в області товщин  $d < 50$  нм. Похибка вимірювань товщин складає (5 – 10)% для товщин (50 – 200) нм і (10 – 15)% для товщин  $d < 50$  нм. На рис. 2.2, в якості ілюстрації, зображена типова інтерференційна картина від плівки з товщиною  $d = 85$  нм.

Потрібно зазначити, що у випадку надтонких ( $d < 10$  нм) плівок-прошарків, зазвичай, під товщиною такої плівки  $d$  розуміють вагову товщину, яку визначають за

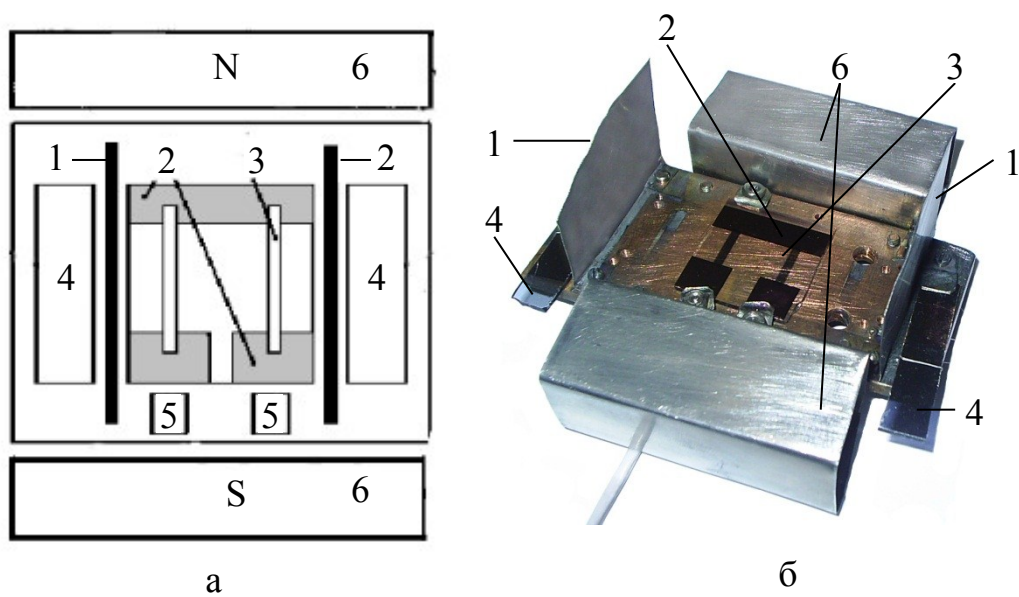


Рис. 2.1. Схема (а) та зовнішній вигляд (б) підкладкотримача:

1 – екрани;

2 – контактні площадки;

3 – плівкові зразки ( $a = 2 \pm 0,05$  мм,  $b = 10 \pm 0,05$  мм);

4 – скельця «свідки»;

5 – монокристали NaCl, вуглецеві плівки;

6 – магнітна система

часом наплення та відомою швидкістю конденсації. У цьому випадку прийнято говорити про ефективну (приведену) товщину плівки (див., наприклад, [98]).

Тонкі НМ прошарки (Cu, Ag) одержувались шляхом експонування підкладки в потоці пари цих металів протягом (1 – 10) с. Для вимірювання товщини плівок з точністю (5 – 10)% увесь процес конденсації плівок-«свідків» товщини цих металів складав (100 – 150) секунд. Враховуючи похибку вимірювання часу конденсації  $t_k$ , похибка при визначенні ефективної товщини складає (55 – 60)% при  $t_k = 1$  с і зменшується до (10 – 15)% при  $t_k = 10$  с. Для визначення товщини магнітних шарів використовувався розрахунковий метод (для випадку випарника з малою площею поверхні), сутність якого ілюструє схема, яка представлена на рис. 2.3.

Товщину шару в точці М, використовуючи геометрію системи «підкладка-випарувачі», можна розрахувати за допомогою таких співвідношень [97]:

$$d_1 = d_{01} \left[ 1 + \left( \frac{l_1}{h} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}} \quad \text{і} \quad d_2 = d_{02} \left[ 1 + \left( \frac{l_2}{h} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}}, \quad (2.1)$$

де  $d_0$  – товщина плівки в точці, що знаходиться над випарником;

$l_1, l_2$  – відстань від середини «свідка» до точки М;

$h$  – відстань від площини випарників до площини підкладки.

Конденсація плівкових зразків проводилась у зовнішньому магнітному полі з напруженістю  $H = 8$  кА/м, яке створювалося постійними магнітами (рис. 2.1) для того, щоб була можливість формувати вісь легкого намагнічення магнітних шарів у площині плівки.

## 2.2 Методика дослідження електропровідності плівок

Для дослідження електричного опору плівка конденсувалася на поліровану скляну пластину із попередньо нанесеними при  $T = 600$  К контактними площадками. Пластина закріплювалася на мідному підкладкотримачі і мала з ним хороший

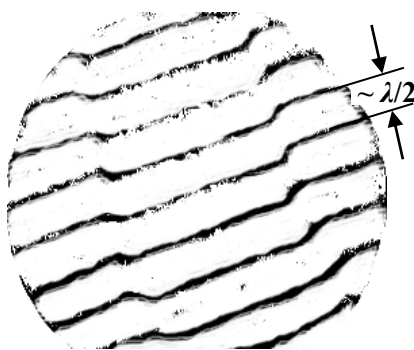


Рис. 2.2. Інтерференційна картина для розрахунку товщини плівки

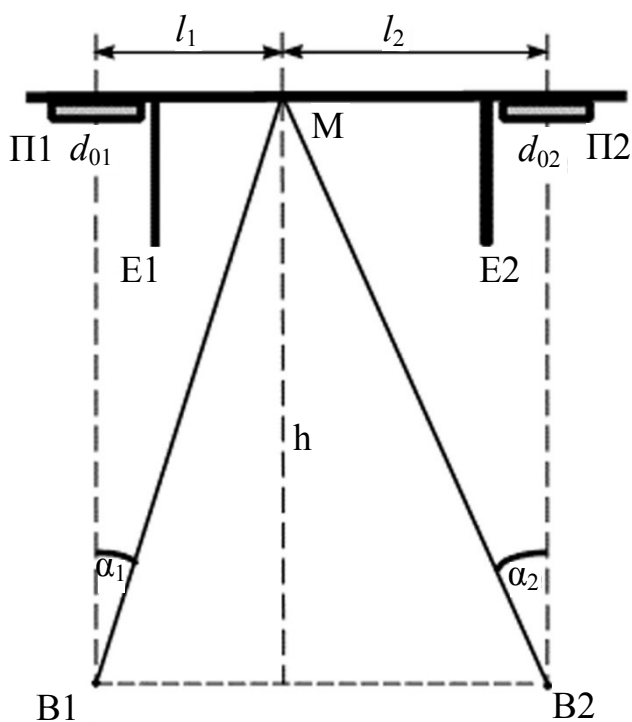


Рис. 2.3. Геометрія системи «підкладка-випаровувач» для розрахунку товщини магнітних шарів:

E1, E2 – екрани;

B1, B2 – випарники;

П1, П2 – скляні пластини «свідки» товщини

тепловий контакт. Для забезпечення адгезії контактної площадки з поверхнею скла на неї спочатку першим шаром наносився Cr товщиною  $d \approx 50$  нм, а другим (для забезпечення високої електропровідності) – шар Cu товщиною  $d = (100 - 150)$  нм.

Для досягнення постійності розмірів одержуваних плівкових зразків у всіх експериментах, їх геометричні розміри (довжина  $b$ , ширина  $a$  (див. рис. 2.1)) задавалися отворами, виготовленими з досить високою точністю в масках з ніхромової фольги. При цьому на дотичну з підкладкою поверхню маски, в якості ізолятора, попередньо був нанесений тонкий шар діелектрика ( $\text{SiO}_2$ ). Маска жорстко закріплювалася на підкладкотримачі і щільно прилягала до підкладки.

Електричний опір зразків вимірювався за допомогою універсального цифрового вольтметра В7-23 з точністю 0,01 Ом (для плівок з опором більше 100 Ом – 0,1 Ом). Відомо, що опір тонких плівкових зразків у значній мірі залежить від товщини сконденсованих шарів. Тому вимірювання опору під час конденсації шарів плівкової системи, додатково дозволяло контролювати їх товщини за відомою залежністю  $R(d)$ . Питомий електричний опір плівки  $\rho$  отримувався розрахунковим шляхом, знаючи розміри  $a$  і  $b$ , товщину плівки  $d$  та її електричний опір  $R$  згідно співвідношення  $\rho = Rdab^{-1}$ . Похибка при розрахунку величини питомого опору визначалася в основному похибкою вимірювання товщини плівки і складала (10 – 15)% при  $d < 50$  нм і (5 – 10)% при  $d > 50$  нм.

Після конденсації зразки витримувалися за температури підкладки ( $T_p$ ) протягом 30 хвилин. Термостабілізація фізичних параметрів плівок здійснювалася за схемою «нагрівання – витримка при максимальній температурі для кожного етапу відпалювання – охолодження» з постійною швидкістю (2 – 3) К/хв в інтервалі температур (300 – 700) К. Відпалювання, з подальшим охолодженням до кімнатної температури, здійснювалося до температур  $T_{\text{відп}} = 400, 550$  та 700 К. Після проведення такої термічної обробки температурний хід електричного опору за нижчих температур, як правило, відтворювався з високою точністю.

За отриманими в результаті відпалювання залежностями  $R(T)$  розраховувалася величина ТКО  $\beta$  виходячи із співвідношення  $\beta = 1/R \cdot (\Delta R / \Delta T)$ . Оскільки при

визначенні  $\beta$  геометричні розміри зразків не враховуються, то точність визначення величини ТКО була вищою, ніж для питомого опору, і залежала лише від точності вимірювання опору і температури.

### 2.3 Методика дослідження фазового складу і кристалічної структури плівкових зразків

Дослідження кристалічної структури і фазового складу три- та багат шарових плівкових зразків здійснювалося електронно-мікроскопічними (просвічуючі електронні мікроскопи ЕМ-125, ПЕМ-100-01) і електронографічними (електронограф на базі електронного мікроскопа УЕМВ-100К) методами. Для проведення цих досліджень зразки осаджувалися на вуглецеві плівки, які були попередньо нанесені на сколи КВг. Після термічної обробки потрібні для дослідження вільні плівки отримували в результаті розчинення КВг у дистильованій воді з послідовним виловлюванням плівок на мікроскопічну сіточку.

Для обробки отриманих електронограм спочатку вимірювалися діаметри дифракційних кілець у двох взаємно перпендикулярних напрямках (компаратор ІЗА-3), а потім проводився розрахунок міжплощинних відстаней і параметра решітки згідно відомих (див., наприклад, [99]) співвідношень:

$$d_{hkl} = \frac{d_{hkl}^0 D^0}{D}, \quad a = d_{hkl} \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}, \quad (2.2)$$

де  $d_{hkl}^0$  – табличні значення міжплощинних відстаней еталону;

$D^0$  – діаметр дифракційного кільця еталону;

$D$  – діаметр дифракційного кільця досліджуваного матеріалу;

$a$  – параметр решітки;

$hkl$  – індекси Міллера.

Квадратична форма для гексагональної сингонії:

$$\frac{1}{d^2} = \frac{4}{3a^2}(h^2 + hk + k^2) + \frac{l^2}{c^2}, \quad (2.2')$$

де  $a$  і  $c$  – параметри решітки.

Постійні приладу визначалися за допомогою еталонного зразка у вигляді відпалених плівок Al товщиною (30 – 40) нм. На рис. 2.4 представлена, як зразок, електронограма плівки еталону (Al), а у табл. 2.1 приведений приклад розрахунку постійної приладу  $C$ .

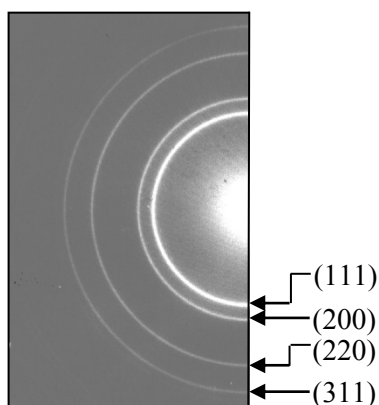


Рис. 2.4. Електронограма плівки еталону

Таблиця 2.1

#### Приклад розрахунку постійної приладу

$hkl$	$D_{\text{ср}}, \text{мм}$	$d_{hkl}, \text{нм}$	$C, 10^{-13} \text{м}$	$C_{\text{ср}}, 10^{-13} \text{м}$
111	24,669	0,2338	57,676	57,683
200	28,474	0,2025	57,659	
220	40,285	0,1432	57,689	
311	47,266	0,1221	57,711	

Інформація про розміри і форму кристалітів отримувалася при обробці мікроснімків кристалічної структури плівкових зразків.

## 2.4 Метод вторинно-іонної мас-спектрометрії

Для отримання інформації про дифузійні процеси в досліджуваних плівках Co/Cu/Fe/П та Co/Cu/Co/Cr/П, Co/Cu/Cr/Co/П, був використаний метод вторинно-іонної мас-спектрометрії (ВІМС).

Для проведення досліджень використовувався вторинно-іонний мас-спектрометр MS-7201 M, принципова схема якого представлена на рис. 2.5.



Досліджувана плівка (мішень) бомбардується пучком іонів аргону утворених у джерелі іонів і прискорених до енергії (3 – 5) кеВ. У результаті бомбардування з поверхні плівки вибиваються вторинні позитивно заряджені іони, які характеризують її склад. Вторинні іони збираються системою електростатичних лінз (1), фокусуються у вузький пучок і прямують в мас-аналізатор (2), що є монопольним фільтром мас. У мас-аналізаторі відбувається часове розділення іонів залежно від відношення їх маси  $m$  до заряду  $q$ . Іони з однаковим відношенням  $m/q$  створюють в системі реєстрації (3), (вторинний електронний помножувач), іонний струм, що визначається виразом [100]:

$$J_A^+ = h_A S_A^+ J_{\Pi}, \quad (2.3)$$

де  $J_A^+$  – іонний струм моноізотопного елементу;

$h_A$  – ефективність реєстрації іонів цього ізоотопу в даному приладі;

$S_A^+$  – коефіцієнт вторинної іонної емісії елементу А в матриці зразка;

$J_{\Pi}$  – повний струм первинного пучка іонів, падаючого на зразок.

Після підсилення іонні струми реєструються самописним потенціометром (4) у вигляді мас-спектра. При дослідженні елементного складу зразків методом ВІМС використовувалися підкладки з ситалу. Розшифровка мас-спектрів вторинних іонів, отриманих у результаті бомбардування зразків первинними іонами  $Ar^+$  з енергією 3 кеВ, проводилася згідно методики, описаної в [100].

Як правило, розшифровка мас-спектра відбувається в три етапи. На першому етапі встановлюється наявність піків і складається список піків залежно від масового числа  $M = m/q$ . На другому етапі піки ідентифікуються на основі виділення одноатомних іонів (і їх ізоотопів), молекулярних іонів і їх фрагментів залежно від масового числа  $M$ . На третьому етапі складається список ідентифікованих елементів і відповідних їм атомних концентрацій (з урахуванням ізоотопного складу елементів).

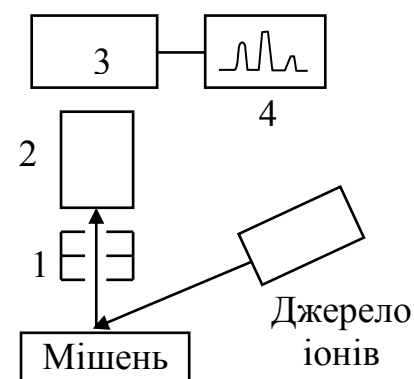


Рис. 2.5. Схематичне зображення МС-7201 М

## 2.5 Атомно-силова мікроскопія

Аналіз шорсткості і рельєфу плівкових зразків здійснювався методом атомно-силової мікроскопії (АСМ) [101] за допомогою скануючого зондового мікроскопа NanoScope IIIa Dimension 3000™ в режимі періодичного контакту на повітрі [102] (контроль вертикальних переміщень не гірше 0,025 нм). Методика отримання зразків для проведення АСМ-досліджень була аналогічною тій, що використовувалася при дослідженні електрофізичних та магніторезистивних властивостей. Зовнішній вигляд та спрощена блок-схема мікроскопа зображені на рис. 2.6.

Принцип роботи АСМ ґрунтується на силовій взаємодії між зондом і зразком. Для реєстрації силової взаємодії в АСМ використовуються спеціальні зондові датчики, які являють собою пружну консоль з гострим зондом на кінці. Між зондом і зразком виникають механічні сили відштовхування та притягування, які якісно можна описати за допомогою сил Ван-дер-Ваальса [101]. Зразок розміщується на поверхні трубки п'єзосканера. Сила, яка діє на зонд з боку поверхні зразка, призводить до згину консолі. Реєструючи величину згину, можна контролювати взаємодію зонда з поверхнею. Як і в більшості випадків, в NanoScope IIIa Dimension 3000™ використовується оптичний метод реєстрації згину консолі [103].

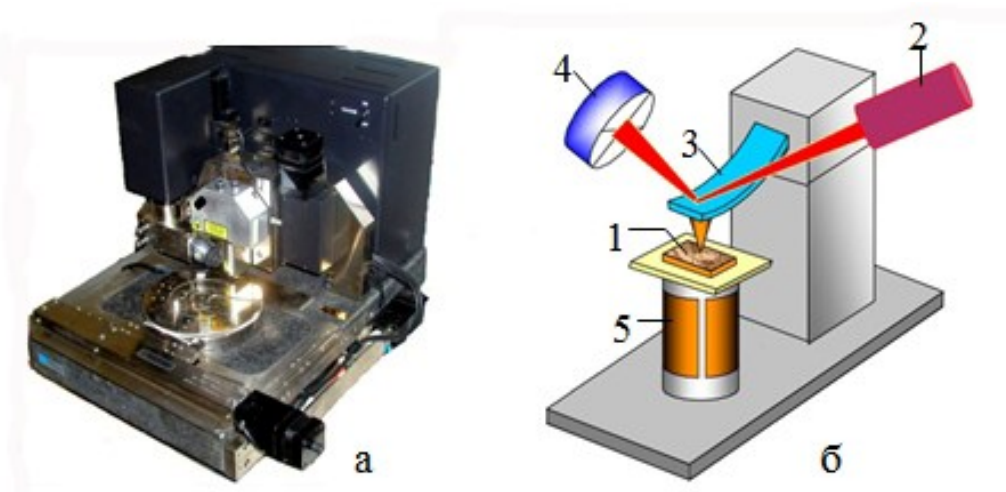


Рис. 2.6. Зовнішній вигляд (а) та спрощена схема АСМ (б): 1 – зразок; 2 – напівпровідниковий лазер, 3 – пружна консоль із зондом, 4 – фотодіодна матриця, 5-п'єзосканер

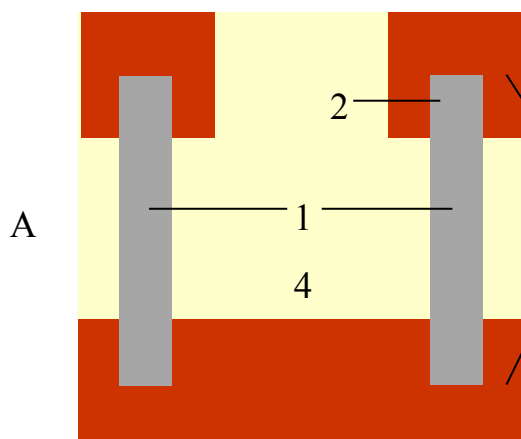
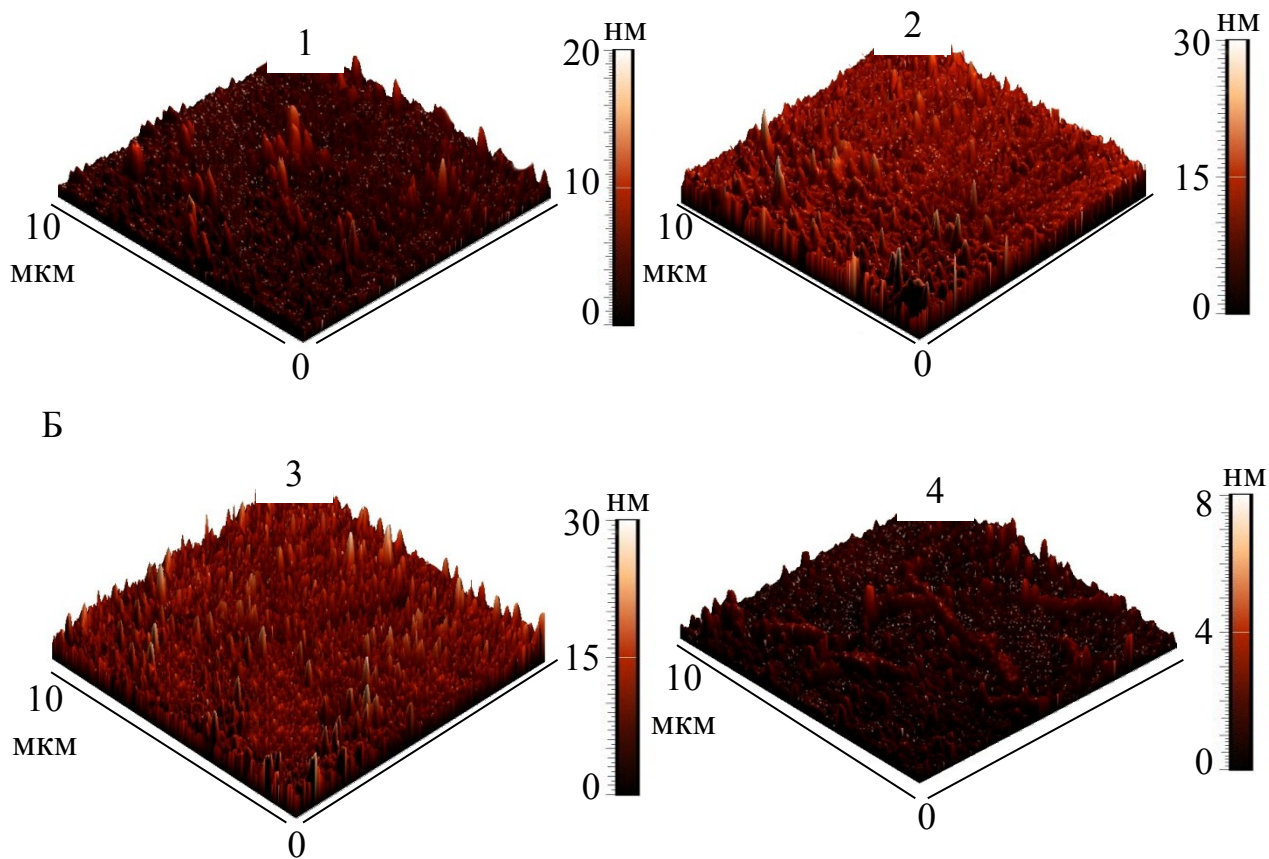


Рис. 2.7. Зовнішній вигляд зразка (А) та АСМ-зображення (Б): 1 – поверхні плівки Со/Сu/Fe/П на склі, 2 – поверхні плівки Со/Сu/Fe/П на контакті, 3 – поверхні контакту, 4 – поверхні скляної підкладки



Обробка результатів (визначення шорсткості поверхні зразків) проводилася за допомогою програм «ФемтоСкан Онлайн» та модуля обробки зображень NT-MDT «Image Analysis 3.5».

Вихідна 2D-функція (вихідне 2D-зображення) є дискретною двохвимірною функцією  $Z_{ij} = Z(X_i; Y_j)$ .  $N_x$  і  $N_y$  число точок по осях  $X$  та  $Y$ . Тоді середньо-квадратична шорсткість знаходиться за формулою:

$$S_q = \sqrt{\frac{1}{N_x \cdot N_y} \sum_{j=1}^{N_y} \sum_{i=1}^{N_x} (Z_{ij} - \mu)^2}, \quad (2.4)$$

де  $\mu = \frac{1}{N_x \cdot N_y} \sum_{j=1}^{N_y} \sum_{i=1}^{N_x} Z_{ij}$  – середнє значення шорсткості.

У першому наближенні можна покласти, що поверхня плівок складається з зерен круглої форми (що підтверджується і аналізом розміру перерізів вздовж вісі  $X$  та  $Y$ ). Тоді ефективний діаметр зерен можна знайти як діаметр кола, площа якого дорівнює площі перерізу зерна перпендикулярно вісі  $Z$  площиною, що знаходиться на висоті  $0,5Z_{ij}$  (розмір зерна по висоті).

## 2.6 Методика дослідження магнітоопору плівкових зразків

Експерименти з термостабілізації фізичних властивостей плівок проводилися в установці, зовнішній вигляд та схематичне зображення якої представлені на рис. 2.8, 2.9. Конструкція даної установки дозволяла проводити відпалювання плівкових зразків в умовах надвисокого безмасляного вакууму ( $10^{-6} - 10^{-7}$ ) Па у постійному магнітному полі напруженістю до  $H = 96$  кА/м.

Основними елементами установки є робоча камера (7), яка може прогріватися до температури 700 К, ємність для рідкого азоту (8) і електромагніт (6). Відкачування робочої камери до попереднього вакууму ( $10^{-1}$  Па) проводиться механічним форвакуумним насосом 2НВД-5М (1) за допомогою комутуючого

вентиля (3). Магніторозрядний насос НМДО-0,25 (5) за допомогою вентиля (4) дозволяє проводити відкачування робочої камери до надвисокого ( $10^{-7}$  Па) вакууму.

Робоча камера установки, виготовлена з діамагнітної нержавіючої сталі Х18Н10Т, розташована між полюсами електромагніту, за допомогою якого в міжполюсному зазорі створюється однорідне магнітне поле з напруженістю  $H$  до 96 кА/м (1200 Ое). Електромагніт при необхідності можна обертати навколо своєї осі в горизонтальній площині, що дозволяє змінювати напрям магнітного поля відносно досліджуваних зразків.

Плівкові зразки на скляних підкладках закріплювалися на плоскому дні тонкостінної ємності (8) (рис. 2.10) з нержавіючої сталі, привареної у верхній своїй частині до зйомного фланця робочої камери. У цьому ж фланці розташовувалися всі необхідні для проведення експерименту струмовводи.

Бічна зовнішня поверхня ємності може нагріватися за допомогою ніхромового нагрівача до 700 К. Така конструкція утримувача зразків дозволяла нагрівати їх до 700 К або, заливаючи в ємність (8) рідкий азот, охолоджувати зразки до 100 К, що давало можливість проводити їх термостабілізуючі відпалювання (у магнітному полі чи без нього). Температура зразків контролювалася за допомогою мідь-константанової термопари з похибкою  $\pm 10$  К.

У цій же установці нами проводилися і дослідження зміни електричного опору плівкових зразків під впливом зовнішнього магнітного поля (магніторезистивний ефект). Встановлюючи напрям магнітного поля уздовж напрямку протікання електричного струму проводилися вимірювання повздовжнього МО, а повертаючи електромагніт на  $90^\circ$ , проводилися вимірювання поперечного МО плівкових зразків (рис. 2.11). Вимірювання МО проводилося по двохточковій схемі вимірювання в магнітному полі від 0 до 96 кА/м. Електричний опір зразка з ФМ металу залежить від величини кута між напрямками намагніченості і струму і є результатом анізотропного розсіювання електронів провідності, обумовленого спін-орбітальною взаємодією [104]. Це явище називають анізотропним магніторезистивним ефектом. В багат шарових ФМ плівках, при певних товщина НМ прошарку, окрім анізотропного, виникає спін-вентильний або гігантський магніторезистивний ефект.

В таких системах опір також залежить від величини кута між векторами намагніченості ФМ шарів і зменшується зі збільшенням напруженості магнітного поля.

Для розрахунку величини ГМО загальноприйнятою методикою в останні роки є наступна: (див., наприклад [105]):

$$\frac{\Delta R}{R(H)} = \frac{R(0) - R(H)}{R(H)}, \quad (2.6)$$

де  $R(H)$  – електричний опір плівкового зразка в зовнішньому магнітному полі;

$R(0)$  – електричний опір розмагніченого зразка (в полі коерцитивної сили).

Величина повздовжнього і поперечного МО виражалася в процентному відношенні, як це прийнято в літературі. Вимірювання МО проводилися за температур 150 К та 300 К.

Магнітостатичні вимірювання проводилися за допомогою вібраційного магнітометра LDJ-9500 (принципова схема якого зображена на рис. 2.12) за кімнатної температури у діапазоні магнітних полів  $\pm 10$  кОе прикладених в площині плівки та перпендикулярно до неї.

В основі роботи вібраційного магнітометра лежить індукційний спосіб вимірювання магнітних властивостей зразка. Досліджуваний зразок (З) закріплюється на кінці вібратора і коливається (як показано на рисунку) разом з ним у міжполюсному зазорі (Е) електромагніта з частотою, що задається генератором коливань (Г). Якщо зразок має магнітний момент то, коливаючись відносно вимірювальних котушок (ВК), він індукує в них ЕРС, яка пропорційна величині його магнітного моменту. Вимірявши величину цієї ЕРС (вольтметр  $V_2$ ) можна визначити і величину магнітного моменту зразка.

При такому методі вимірювання можна безпосередньо порівнювати тільки магнітні моменти зразків. Для того, щоб перейти до порівняння намагніченостей зразків  $M$  (або питомих намагніченостей), потрібно знати об'єми або маси зразків.

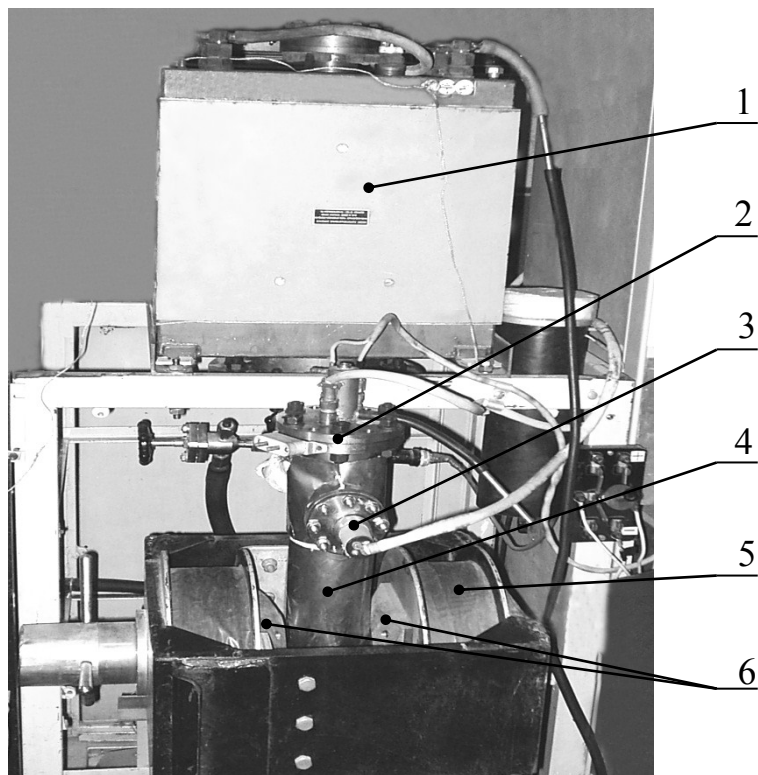


Рис. 2.8. Зовнішній вигляд установки для відпалювання зразків і дослідження магніторезистивного ефекту:

- 1 – магніторозрядний насос НМДО-0,25;
- 2 – зйомний фланець з струмовводами;
- 3 – манометричний перетворювач ПММ-32;
- 4 – робоча камера;
- 5 – електромагніт;
- 6 – полюсні наконечники електромагніту

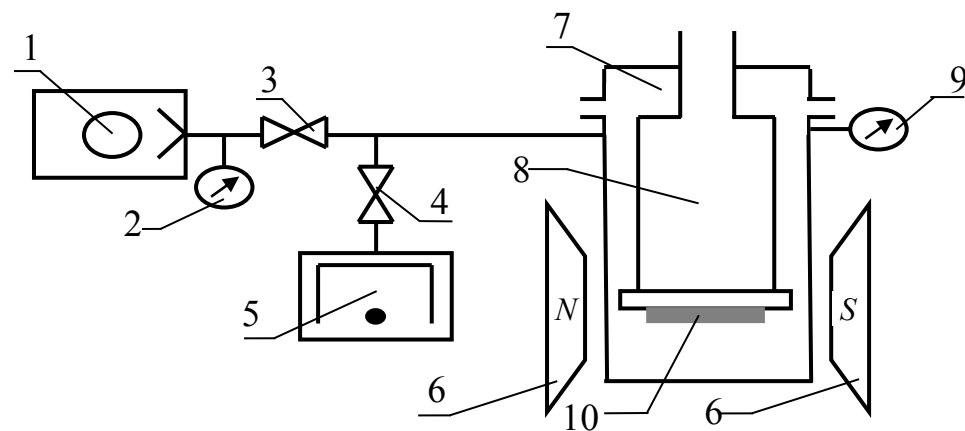


Рис. 2.9. Схема установки для відпалювання зразків і вимірювання їх МО:

- 1 – механічний насос;
- 2, 9 – манометричні перетворювачі ПМТ-2 і ПММ-32;
- 3, 4 – запірні вентиля ДУ-6 і ДУ-40;
- 5 – магніторозрядний насос;
- 6 – електромагніт;
- 7 – робоча камера;
- 8 – ємність для рідкого азоту;
- 10 – зразки

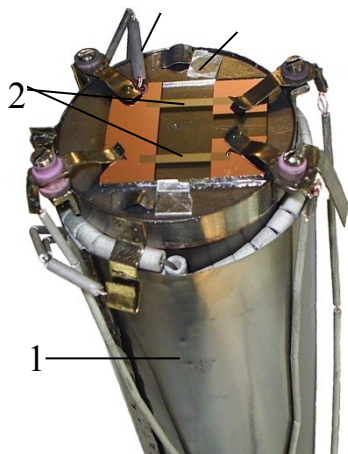


Рис. 2.10. Зовнішній вигляд

підкладкотримача для проведення термообробки та вимірювання магнітоопору:

1 – ємність для рідкого азоту;

2 – зразки

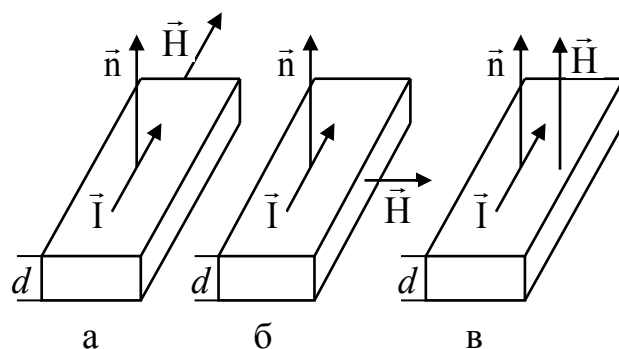


Рис. 2.11. Класифікація магніто-

резистивного ефекту в залежності від

орієнтації векторів  $\vec{H}$ ,  $\vec{I}$  та  $\vec{n}$ :

повздовжній (а); поперечний (б);

перпендикулярний (в) ефекти

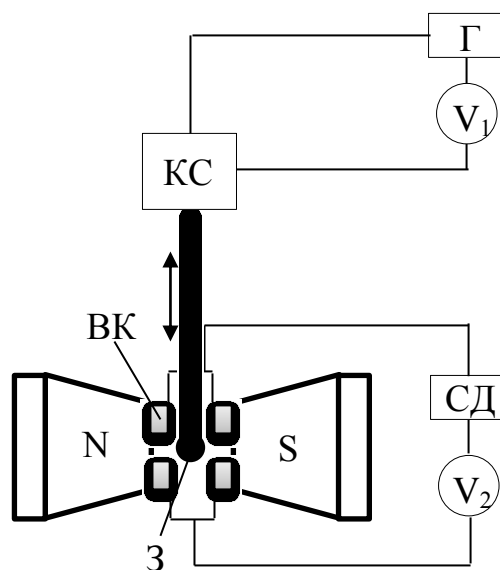


Рис. 2.12. Блок-схема вібраційного магнітометра: КС – коливна система вібратора; Г – генератор; СД – синхродетектор;  $V_1$ ,  $V_2$  – вольтметри; N, S – полюси електромагніта; 3 – зразок; BK – вимірювальна котушка



У нашому випадку плівкові зразки знаходилися на підкладці зі скла. Тому спочатку вимірювалася сумарна намагніченість зразка разом з підкладкою. Потім вимірювалася намагніченість безпосередньо шматочка скла (такого ж сорту, розміру, форми та маси, що й підкладка). Для отримання питомої намагніченості самої плівки від сумарної питомої намагніченості віднімався діамагнітний внесок скляної підкладки.

## **Висновки до розділу 2**

1. У відповідності з напрямом досліджень була удосконалена методика отримання тришарових плівок з тонкими додатковими шарами, заснована на почерговій вакуумній конденсації металів, випаровуваних з двох незалежних джерел (електронно-променева гармата для Co, Fe, Ni і стрічка з вольфрамової фольги для Cu Ag та Cr).

2. Для виконання завдань поставлених в дисертаційному дослідженні використовувалися наступні методи досліджень:

- електронна мікроскопія, електроннографія (визначення середнього розміру кристалітів, фазового складу, параметру решітки);
- вторинно-іонна мас-спектрометрія (дослідження дифузійних процесів);
- атомно-силова мікроскопія (дослідження топографії поверхні, середнього розміру зерна на поверхні, розмір шорсткостей);
- резистометрія 2-х контактним методом (дослідження електричного опору та МО);
- вібраційна магнітометрія (дослідження намагніченості).

## РОЗДІЛ 3

### КРИСТАЛІЧНА СТРУКТУРА ТА ФАЗОВИЙ СКЛАД БАГАТОШАРОВИХ ПЛІВОК [106-109]

#### 3.1 Кристалічна структура та фазовий склад тришарових плівок на основі Co, Fe, Ni та Cu, Ag, Cr

**Система Co/Cu(Ag)/Fe.** В результаті проведених електронно-мікроскопічних та дифракційних досліджень було встановлено, що невідпалені плівки Co/Cu/Fe полікристалічні з розміром зерна близько 10 нм (рис. 3.1 а; табл. 3.1). На електроннограмах від невідпалених тришарових плівок Co/Cu/Fe із товщиною ФМ шарів  $d_f = (30 - 40)$  нм та НМ прошарків  $d_n = (10 - 20)$  нм внаслідок дрібнокристалічної структури спостерігаються дуже розмиті та слабкі кільця, що належать фазам ГЦП-Co, ОЦК-Fe, ГЦК-Cu та ймовірно фазі  $\beta$ -Co-ГЦК (рис. 3.1 б). Розшифровка електроннограм від невідпаленої та відпаленої у надвисокому вакуумі за температури 700 К плівки Co/Cu/Fe ( $d_{Co} = 35$  нм,  $d_{Cu} = 10$  нм,  $d_{Fe} = 35$  нм) наведена у таблиці 3.1. Для невідпалених плівок лінії, що належать фазам ГЦК-Cu і ГЦК-Co, електроннографічно не розділяються. Тому не можна впевнено стверджувати, що лінії на електроннограмі належать саме фазі  $\beta$ -Co, оскільки вони можуть належати й фазі ГЦК-Cu. Така неоднозначність обумовлена тим, що міжплощинні відстані ( $d_{hkl}$ ) для Co і для Cu досить близькі ( $d_{220Cu} = 1,271$ ,  $d_{220\beta Co} = 1,253$ ,  $d_{311Cu} = 1,083$ ,  $d_{311\beta Co} = 1,066$ ).

Потрібно зазначити, що дифракційні лінії від невідпалених плівок, які відповідають фазі  $\beta$ -Co, можна пов'язати й з дефектами пакування  $\alpha$ -Co [21, 110], оскільки між двома фазами  $\alpha$ - і  $\beta$ -Co існує кристалографічна відповідність (111) ГЦК || (100) ГЦП (згідно [111]).

Параметри решіток для ГЦП-Co ( $a = (0,251 - 0,253)$  нм,  $c = (0,410 - 0,413)$  нм), ГЦК-Cu ( $a = (0,357 - 0,361)$  нм) та ОЦК-Fe ( $a = (0,285 - 0,287)$  нм) досить добре узгоджуються з відповідними параметрами для масивного кобальту, міді та заліза ( $a_{0\alpha-Co} = 0,251$  нм,  $c_{0\alpha-Co} = 0,410$  нм,  $a_{0Cu} = 0,361$  нм,  $a_{0Fe} = 0,285$  нм) [112].

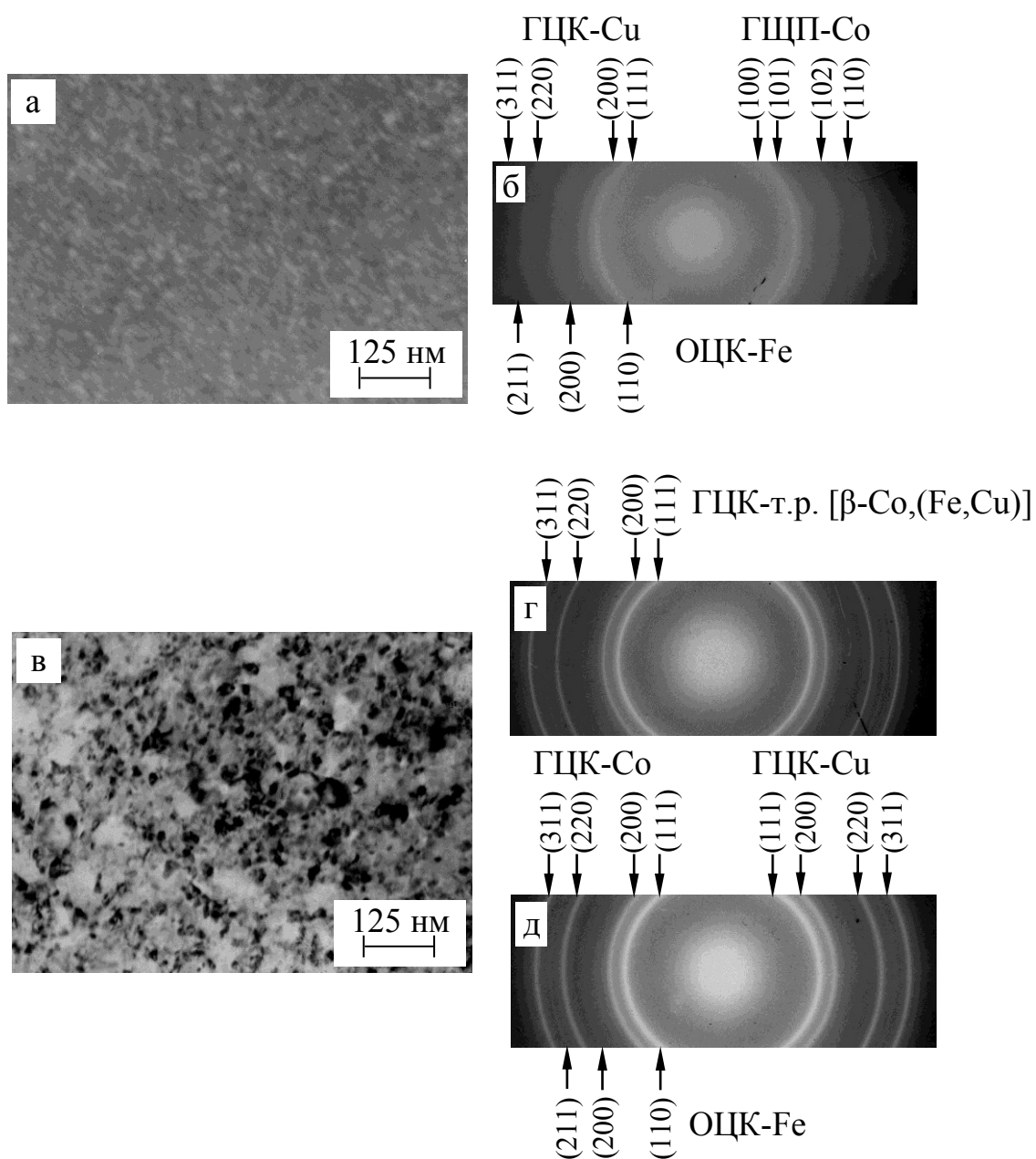


Рис. 3.1. Кристалічна структура та електронограми від тришарових плівок Co/Cu/Fe (а, б, в, д:  $d_{\text{Co}} = 35$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 10$  нм,  $d_{\text{Fe}} = 35$  нм; г:  $d_{\text{Co}} = 35$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 5$  нм,  $d_{\text{Fe}} = 35$  нм) в невідпаленому стані (а, б) та після відпалювання за температури 700 К (в, г, д)

Подібні результати були отримані авторами робіт [29, 32] для системи Fe/Cu/Fe. Зауважимо, що на електроннограмах від невідпалених плівок із  $d_n < 5$  нм лінії, які належать фазі ГЦК-Cu, не спостерігаються.

Відпалювання плівок Co/Cu/Fe за температури 700 К призводить до збільшення розмірів кристалітів ((20–50) нм для ФМ шарів та (70–80) нм для міді). На електроннограмах від відпалених плівок з  $d_f = (30–40)$  нм та  $d_n = (10–20)$  нм за  $T_{\text{відп}} = 700$  К, фіксуються чіткі кільця, які належать фазам ГЦК-Co та ГЦК-Cu, і слабкі лінії, які належать ОЦК-Fe (рис. 3.1 д; табл. 3.1). Отже, у цих зразках зберігається індивідуальність окремих шарів після відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 700$  К, хоча однозначно зробити такий висновок можна буде тільки після дослідження дифузійних процесів. Також на електроннограмах помітні рефлекси, які належать оксиду заліза Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, що узгоджується з результатами робіт [18, 32]. Для зразків з  $d_{\text{Cu}} < 5$  нм (рис. 3.1 г; табл. 3.2) після відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 700$  К при концентрації Co  $C_{\text{Co}} > 40\%$  відбувається утворення ГЦК твердого розчину [ $\beta$ -Co,(Fe,Cu)] з параметром решітки  $a = (0,357–0,358)$  нм. Згідно діаграми стану двошарових систем [113] криві перетворення ( $\alpha$ -Fe) $\leftrightarrow$ ( $\gamma$ -Fe,  $\beta$ -Co) мають максимум при вмісту Co 45% (ат.) і температурі 985 С. Твердий розчин ( $\gamma$ -Fe,  $\beta$ -Co) може утворюватися за менших температур, але при концентрації Co (70–90)%. У роботі [114] автори для системи на основі Fe і Co після відпалювання при температурі  $T_{\text{відп}} = 350$  С спостерігали утворення гранулярного сплаву FeCuCo. У книзі по трикомпонентним плівковим сплавам [115] також наголошується, що утворення ГЦК сплаву Co<sub>x</sub>Cu<sub>y</sub>Fe<sub>1-x-y</sub> можливе тільки при вмісту Co більше 70% (ат.). В нашому випадку, твердий розчин утворюється внаслідок дифузії атомів Fe і Co в сусідні шари, тому за такої температури відпалювання (700 К) плівки будуть немоногенні по товщині. Тобто існують області зі значною концентрацією кобальта і незначною заліза, в яких утворюється твердий розчин [ $\beta$ -Co,(Fe,Cu)].

На основі проведених досліджень структурно-фазового стану невідпалених плівок Co/Ag/Fe можна зробити висновок, що такі зразки мають дрібнокристалічну структуру (рис. 3.2 а; табл. 3.3) (розмір зерна менше 10 нм). Для невідпалених плівок Co/Ag/Fe електроннографічно фіксуються широкі кільця, що належать ГЦП-фазі Co

Таблиця 3.1

Розшифровка електроннограм від невідпаленої та відпаленої в надвисокому вакуумі за  $T_{\text{відп}} = 700 \text{ К}$  плівки Co/Cu/Fe ( $d_{\text{Co}} = 35 \text{ нм}$ ,  $d_{\text{Cu}} = 10 \text{ нм}$ ,  $d_{\text{Fe}} = 35 \text{ нм}$ )

Невідпалена					Відпалена при 700 К				
<i>I.</i> в.о.	<i>d</i> , нм	<i>d</i> <sub>0</sub> , нм [112]	<i>hkl</i>	Фаза	<i>I.</i> в.о.	<i>d</i> , нм	<i>d</i> <sub>0</sub> , нм [112]	<i>hkl</i>	Фаза
С.	0,216	0,216	100	ГЦП-Со	Д.С.	0,205	0,204 0,208	111 111	ГЦК-Со ГЦК-Сu
ср.	0,206	0,208	111	ГЦК-Сu	Д.С.	0,200	0,201	110	ОЦК-Fe
С.	0,202	0,201	110	ОЦК-Fe	ср.	0,178	0,177 0,180	200 200	ГЦК-Со, ГЦК-Сu
сл.	0,192	0,191	101	ГЦП-Со	Д.сл.	0,144	0,143	200	ОЦК-Fe
сл.	0,177	0,180	200	ГЦК-Сu	ср.	0,128	0,127	220	ГЦК-Сu
ср.	0,150	0,148	102	ГЦП-Со	ср.	0,124	0,125	220	ГЦК-Со
сл.	0,142	0,143	200	ОЦК-Fe	Д.сл.	0,118	0,117	211	ОЦК-Fe
сл.	0,126	0,127	220	ГЦК-Сu	ср.	0,108	0,108	311	ГЦК-Сu
сл.	0,125	0,125	110	ГЦП-Со	ср.	0,106	0,107	311	ГЦК-Со
Д.сл.	0,116	0,117	211	ОЦК-Fe					
Д.сл.	0,106	0,108	311	ГЦК-Сu					
$a_{\alpha\text{-Co}} = 0,251 \text{ нм}$ ; $c_{\alpha\text{-Co}} = 0,410 \text{ нм}$ ; $a_{\text{Cu}} = 0,359 \text{ нм}$ ; $a_{\text{Fe}} = 0,286 \text{ нм}$									
Д.сл. – дуже слабка; сл. – слабка; ср. – середня; С. – сильна; Д.С. – дуже сильна									

Таблиця 3.2

Розшифровка електроннограм від відпаленої в надвисокому вакуумі за  $T_{\text{відп}} = 700 \text{ К}$  плівки Co/Cu/Fe ( $d_{\text{Co}} = 35 \text{ нм}$ ,  $d_{\text{Cu}} = 5 \text{ нм}$ ,  $d_{\text{Fe}} = 35 \text{ нм}$ )

Відпалена при 700 К				
<i>I.</i> в.о.	<i>d</i> , нм	<i>d</i> <sub>0</sub> , нм [112]	<i>hkl</i>	Фаза
Д.С.	0,206	0,204	111	ГЦК-[β-Co,(Fe,Cu)]
сл.	0,201	0,201	110	ОЦК-Fe
С.	0,178	0,177	200	ГЦК-[β-Co,(Fe,Cu)]
ср.	0,126	0,125	220	ГЦК-[β-Co,(Fe,Cu)]
сл.	0,117	0,117	211	ОЦК-Fe
ср.	0,107	0,107	311	ГЦК-[β-Co,(Fe,Cu)]
сл.	0,101	0,101	220	ОЦК-Fe
$a_{[\beta\text{-Co,(Fe,Cu)]}} = 0,357 \text{ нм}$ ; $a_{\text{Fe}} = 0,285 \text{ нм}$				
Д.сл. – дуже слабка; сл. – слабка; ср. – середня; С. – сильна; Д.С. – дуже сильна				

та ОЦК-Fe і більш чіткі лінії ГЦК-фази Ag (рис. 3.2 б). Параметри решіток для ГЦП-Co, ГЦК-Ag ( $a = (0,408 - 0,409)$  нм) та ОЦК-Fe також добре узгоджуються з відповідними параметрами цих металів в масивному стані ( $a_{0Ag} = 0,4087$  нм) [112].

Відпалювання за температури 700 К призводить до істотного зменшення ширини дифракційних ліній (рис. 3.2 г, табл. 3.3), а також до появи чітких ліній, які належать фазі ГЦК-Co. На знімках мікроструктури плівок Co/Ag/Fe (рис. 3.2 в) спостерігаються дефекти пакування, які можуть бути центрами зародження кристалітів фази  $\beta$ -Co. Поява цих дифракційних ліній від зразків, які пройшли термообробку у вакуумі, може бути обумовлена поліморфним ГЦП – ГЦК-Co переходом (в масивних зразках відбувається при  $T = 690$  К), оскільки в малих частинках та тонких плівках внаслідок прояву фазового розмірного ефекту цей перехід може відбутися за більш низьких температур [21]. У таблиці 3.2 наведена розшифровка електронограм від невідпаленої та відпаленої у надвисокому вакуумі за температури 700 К плівки Co/Ag/Fe ( $d_{Co} = 35$  нм,  $d_{Ag} = 20$  нм,  $d_{Fe} = 35$  нм).

Після відпалювання параметри решіток для ОЦК-Fe, ГЦК-Co і ГЦК-Ag також досить добре узгоджуються з відповідними параметрами для масивного заліза, кобальта та срібла, що свідчить про відсутність розчинності компонентів. Середній розмір зерна плівок Ag у зразках Co/Ag/Fe (рис. 3.2 в) збільшується до (100 – 200) нм, у плівках Co та Fe – до (30 – 50) нм в залежності від товщини шару срібла, кобальту та заліза. Подібні результати були отримані і для плівок Co/Ag/Co [109]. Слід зазначити, що подібний фазовий склад, згідно результатів роботи [116], спостерігався для гранульованих плівок Co-Ag.

У роботі [117] відзначається, що при відпалюванні плівкової системи Co(20 нм)/Ag(60 нм) відбувається утворення твердого розчину на основі ГЦК решітки та спостерігається гранулярний стан. У нашому випадку, ймовірно, через малу товщину прошарку срібла, такий стан не реалізується.

**Система Ni/Co/Cu/Co/Ni та Co/Ni/Cu/Ni/Co.** Результати обробки електронограм від невідпалених плівок Co/Cu/Co з додатковими шарами Ni свідчать про наявність фаз ГЦК-Ni, ГЦП-Co та фази ГЦК-Cu (рис. 3.3 б; табл. 3.4).

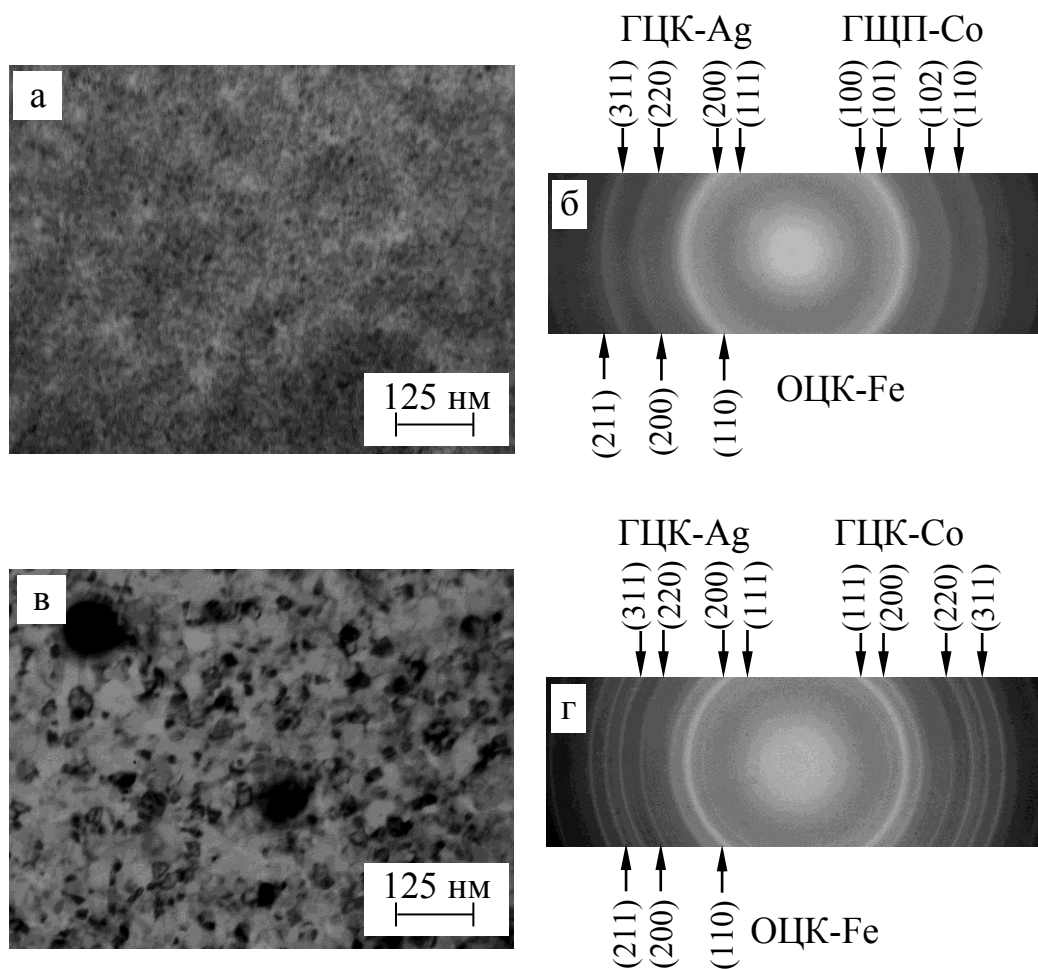


Рис. 3.2. Кристалічна структура та електроннограми від тришарової плівки Co/Ag/Fe ( $d_{\text{Co}} = 35$  нм,  $d_{\text{Ag}} = 20$  нм,  $d_{\text{Fe}} = 35$  нм) в невідпаленому стані (а, б) та після відпалювання за температури 700 К (в, г)

Таблиця 3.3

Розшифровка електронogram від невідпаленої та відпаленої в надвисокому вакуумі за  $T_{\text{відп}} = 700 \text{ К}$  плівки Co/Ag/Fe ( $d_{\text{Co}}=35 \text{ нм}$ ,  $d_{\text{Ag}}=20 \text{ нм}$ ,  $d_{\text{Fe}}=35 \text{ нм}$ )

Невідпалена					Відпалена при 700 К				
<i>I.</i> в.о.	<i>d</i> , нм	<i>d</i> <sub>0</sub> , нм [112]	<i>hkl</i>	Фаза	<i>I.</i> в.о.	<i>d</i> , нм	<i>d</i> <sub>0</sub> , нм [112]	<i>hkl</i>	Фаза
сл.	0,238	0,236	111	ГЦК-Ag	сл.	0,236	0,236	111	ГЦК-Ag
сл.	0,217	0,216	100	ГЦП-Co	Д.сл.	0,206	0,204 0,204	200, 111	ГЦК-Ag, ГЦК-Co
С.	0,204	0,204	200	ГЦК-Ag	С.	0,200	0,201	110	ОЦК-Fe
Д.С.	0,202	0,201	110	ОЦК-Fe	ср.	0,178	0,177	200	ГЦК-Co
Д.сл.	0,190	0,191	101	ГЦП-Co	ср.	0,148	0,145	220	ГЦК-Ag
ср.	0,150	0,148	102	ГЦП-Co	сл.	0,144	0,143	200	ОЦК-Fe
сл.	0,145	0,145	220	ГЦК-Ag	С.	0,125	0,125	220	ГЦК-Co
ср.	0,142	0,143	200	ОЦК-Fe			0,123	311	ГЦК-Ag
ср.	0,127	0,125	110	ГЦП-Co	С.	0,118	0,117	211	ОЦК-Fe
сл.	0,124	0,123	311	ГЦК-Ag	С.	0,106		311	ГЦК-Co
Д.сл.	0,115	0,117	211	ОЦК-Fe					
Д.сл.	0,060	0,106	201	ГЦП-Co					
$a_{\alpha\text{-Co}} = 0,251 \text{ нм}$ ; $c_{\alpha\text{-Co}} = 0,410 \text{ нм}$ ; $a_{\text{Ag}} = 0,408 \text{ нм}$ ; $a_{\text{Fe}} = 0,286 \text{ нм}$									
Д.сл. – дуже слабка; сл. – слабка; ср. – середня; С. – сильна; Д.С. – дуже сильна									



Лінії, що належать фазам ГЦК-Cu і ГЦК-Ni, для невідпалених плівок електроннографічно не розділяються. Розмір кристалітів для невідпалених плівок не перевищує (5 – 7) нм (рис. 3.4 а; табл. 3.4). Після відпалювання за температури 700 К у плівках Ni/Co/Cu/Co/Ni, Co/Ni/Cu/Ni/Co та Co/Ni/Co/Cu/Co/Ni/Co (рис. 3.3 г-е) при концентрації Co  $C_{Co} > 55\%$  наявні фази ГЦП-Co та, ймовірно, ГЦК твердого розчину  $[\beta\text{-Co}(\text{Ni,Cu})]$  з параметром решітки  $a = (0,355 - 0,359)$  нм. Висновок про те, що твердий розчин утворюється на основі  $\beta\text{-Co}$  зроблений з наступних міркувань. По-перше, параметр решітки розчину близький до параметру решітки високотемпературної фази кобальту ( $a_{0\beta\text{-Co}} = 0,356$  нм), по-друге, концентрація Co значно вища, ніж Ni ( $C_{Ni} < 30\%$ ) та Cu ( $C_{Cu} < 15\%$ ). Також, згідно діаграми стану [113], Co і Ni необмежено розчинні один в одному, при чому, сплави з вмістом Co більше 55% мають двофазний стан ( $\alpha\text{-Co}$ ) і ( $\beta\text{-Co}$ ).

Лінії, що відповідають фазі  $\alpha\text{-Co}$ , також можуть бути, згідно [111], пов'язані з утворенням дефектів пакування (шар з гексагональним пакуванням, який є в кобальті зародком мартенситного перетворення) високотемпературної фази  $\beta\text{-Co}$ . Слід відмітити, що, згідно результатів роботи [118], після відпалювання за температури 700 К у плівках Co/Cu/Co наявні фази ГЦП-Co, ГЦК-Co та ГЦК-Cu.

**Система Co/Cu/Co/Cr та Co/Cu/Cr/Co.** На основі проведених електронно-мікроскопічних та дифракційних досліджень було виявлено, що невідпалені плівки Co/Cu/Co/Cr і Co/Cu/Cr/Co мають дрібнокристалічну структуру (розмір зерен менше 10 нм) (рис. 3.4 а; рис. 3.5 а). Для цих невідпалених зразків електроннографічно фіксуються широкі дифракційні кільця, що належать фазам ГЦК-Cu, ОЦК-Cr,  $\alpha\text{-Co}$ -ГЦП (рис. 3.4 б; рис. 3.5 б; табл. 3.5). Параметри решіток для ГЦП-Co, ГЦК-Cu і ОЦК-Cr ( $a = 0,287\text{-}0,288$  нм) добре узгоджуються з відповідними параметрами для масивного кобальту, міді та хрому ( $a_{0Cr} = 0,288$  нм) [112].

Після відпалювання за температури 700 К у плівках Co/Cu/Co/Cr та Co/Cu/Cr/Co наявні фази  $\alpha\text{-Co}$ ,  $\beta\text{-Co}$  та ГЦК-Cu і ОЦК-Cr, а ширина дифракційних максимумів зменшується. На електроннограмах спостерігається «розщеплення» ліній (220) і (311) для ГЦК-Cu і ГЦК-Co (рис. 3.4 г; рис. 3.5 г). Через недостатню роздільну здатність електроннографа для ліній (111) і (200) таке «розщеплення» не

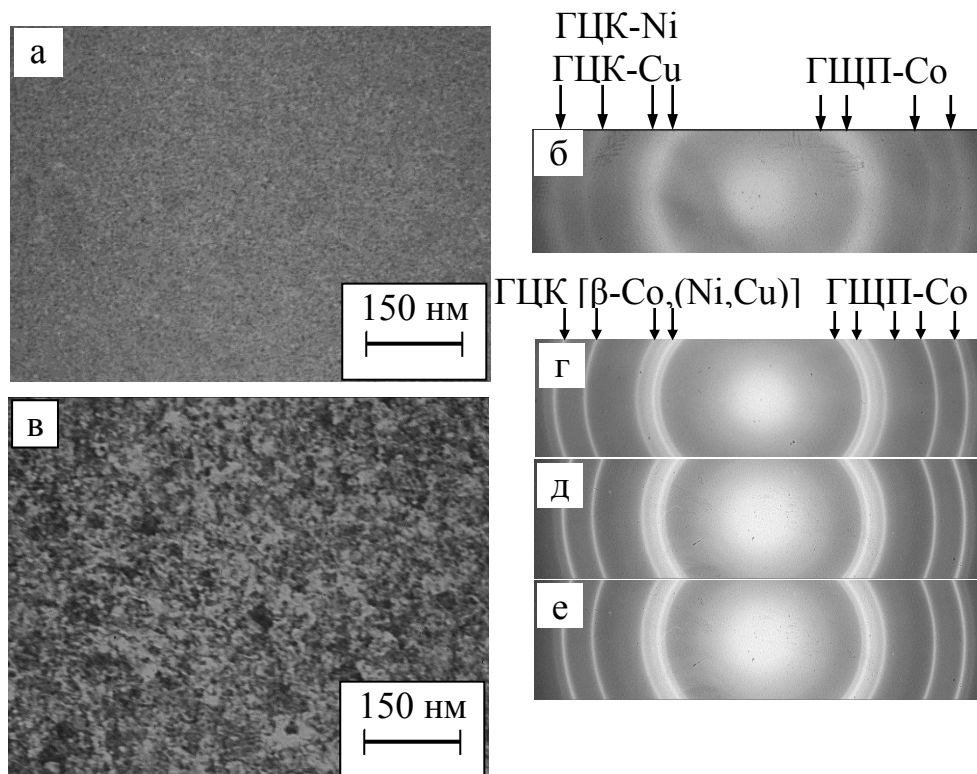


Рис. 3.3. Кристалічна структура та електронограми від пліткових систем Ni(10)/Co(20)/Cu(8)/Co(20)/Ni(10) (а – в), Co(15)/Ni(10)/Co(15)/Cu(8)/Co(15)/Ni(10)/Co(15) (д) та Co(30)/Ni(5)/Cu(8)/Ni(5)/Co(30) (е) в невідпаленому стані (а, б) та після відпалювання за температури 700 К (в – е)

Таблиця 3.4

**Розшифровка електронограм від невідпаленої та відпаленої в надвисокому вакуумі за  $T_{\text{відп}} = 700$  К плівки Ni/Co/Cu/Co/Ni ( $2d_{\text{Co}} = 40$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 8$  нм,  $d_{\text{Ni}} = 10$  нм)**

Невідпалена					Відпалена при 700 К				
<i>I.</i> в.о.	<i>d</i> , нм	<i>d</i> <sub>0</sub> , нм [112]	<i>hkl</i>	Фаза	<i>I.</i> в.о.	<i>d</i> , нм	<i>d</i> <sub>0</sub> , нм [112]	<i>hkl</i>	Фаза
сл.	0,217	0,216	100	ГЦП-Co	сл.	0,216	0,216	100	ГЦП-Co
С.	0,206	0,208	111	ГЦК-Cu	Д.С.	0,205	0,204	111	ГЦК [β-Co,(Ni,Cu)]
С.	0,192	0,191	101	ГЦП-Co	С.	0,192	0,191	101	ГЦП-Co
ср.	0,178	0,180	200	ГЦК-Cu	С.	0,179	0,177	200	ГЦК [β-Co,(Ni,Cu)]
сл.	0,150	0,148	102	ГЦП-Co	Д.сл.	0,149	0,148	102	ГЦП-Co
ср.	0,126	0,125	110	ГЦП-Co	С.	0,127	0,125	110	ГЦП-Co
		0,127	220	ГЦК-Cu			0,125	220	ГЦК [β-Co,(Ni,Cu)]
ср.	0,107	0,108	311	ГЦК-Cu	С.	0,108	0,107	311	ГЦК [β-Co,(Ni,Cu)]
					ср.	0,106	0,106	201	ГЦП-Co
$a_{\alpha\text{-Co}} = 0,251$ нм; $c_{\alpha\text{-Co}} = 0,411$ нм; $a_{\text{Cu}} = 0,360$ нм; $a_{[\beta\text{-Co,(Ni,Cu)]}} = 0,357$ нм									
Д.сл. – дуже слабка; сл. – слабка; ср. – середня; С. – сильна; Д.С. – дуже сильна									

спостерігається. Подібну картину спостерігали й автори роботи [26].

Двофазний склад Co для плівок Co/Cu/Co, відпалених за  $T_{\text{відп}} = 620$  К та гранульованих плівок  $\text{Co}_{25}\text{Ag}_{75}$ , відпалених за  $T_{\text{відп}} = 773$  К, спостерігали автори [119], однак у роботі [28] у плівках сплаву Co-Cu фіксувався тільки  $\alpha$ -Co.

Параметри кристалічних решіток для ГЦП-Co, ГЦК-Co, ГЦК-Cu й ОЦК-Cr для відпалених плівок також добре узгоджуються з відповідними параметрами для кристалічних решіток масивного кобальту, міді та хрому [112].

У роботах [120, 121] в плівках Co/Cu після відпалювання за  $T_{\text{відп}} \geq 600$  К фіксувався метастабільний ГЦК твердий розчин (Co-Cu) з параметром решітки  $a = (0,355 - 0,362)$  нм. Цей твердий розчин Co-Cu частково розпадається під час охолодження до 300 К з виділенням частинок  $\alpha$ -Co. У випадку систем Co/Cu/Co з додатковим шаром Cr на електронограмах утворення твердого розчину не спостерігалось, можливо, через відносно велику товщину шарів Co ( $2d_{\text{Co}} = (50 - 80)$  нм) та малу товщину прошарку міді ( $d_{\text{Cu}} = (2 - 20)$  нм).

Для системи Co/Cr зміна фазового складу, за результатами роботи [21], не відбувається навіть після відпалювання за температури  $T_{\text{відп}} = 800$  К. Суттєва трансформація фаз вихідних металів має місце тільки після  $T_{\text{відп}} = 900$  К і проявляється в утворенні інтерметаліду CoCr. Слід зазначити, що для зразків з ефективною товщиною міді  $d_{\text{Cu}} < 2$  нм, фаза ГЦК-Cu взагалі електроннографічно не фіксується.

Середній розмір зерен у відпалених плівках, порівняно з невідпаленими, збільшується приблизно в (2 – 10) разів, в залежності від металів (рис. 3.4 а, в; рис. 3.5 а, в).

### 3.2 Дифузійні процеси в тришарових плівках

**Система Co/Cu/Fe.** Результати пошарового ВІМС аналізу тришарових систем Co/Cu/Fe показали, що свіжосконденсовані зразки, отримані за кімнатної температури, незалежно від товщини окремих шарів мають незначну область взаємної дифузії (рис. 3.6 а; рис. 3.7 а). Згідно діаграм стану подвійні системи цих

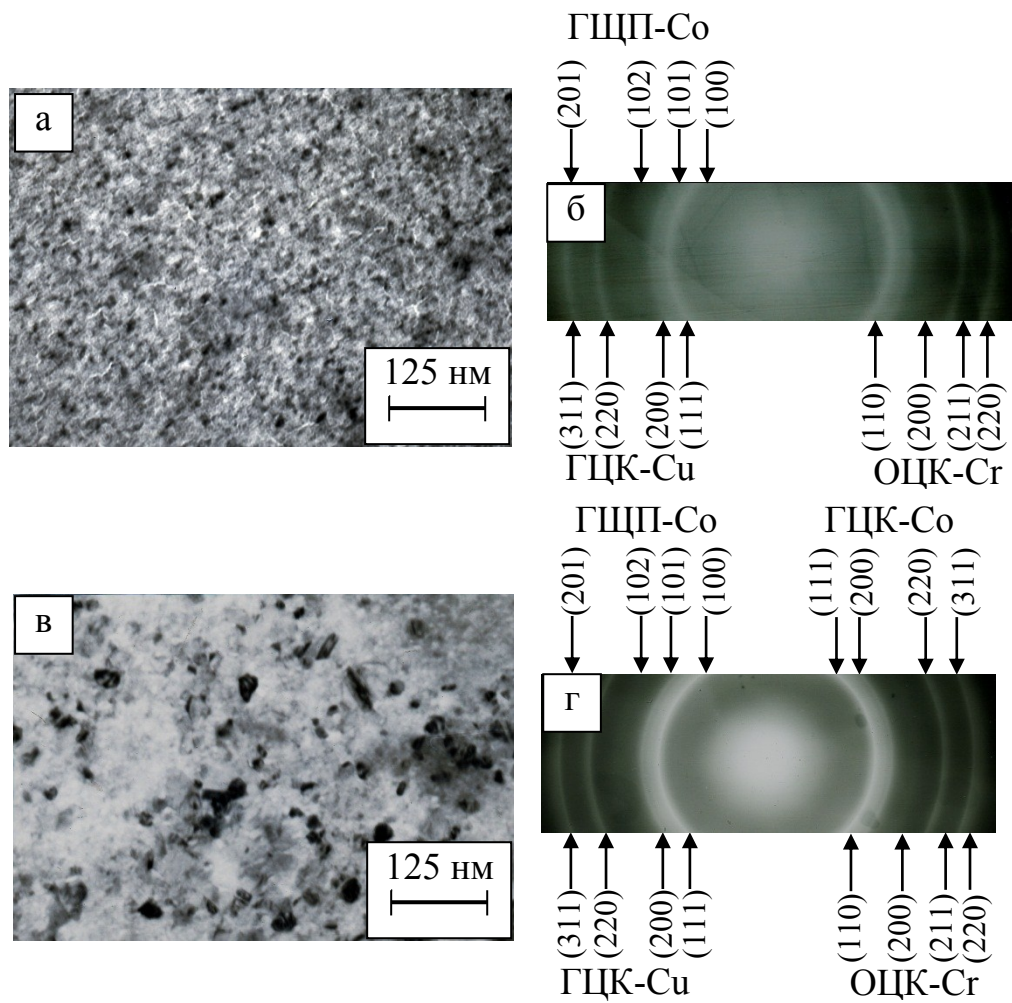


Рис. 3.4. Кристалічна структура та електронограми від плівкової системи Co/Cu/Co/Cr ( $2d_{\text{Co}} = 70$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 15$  нм,  $d_{\text{Cr}} = 10$  нм) в невідпаленому стані (а, б) та після відпалювання за температури 700 К (в, г)

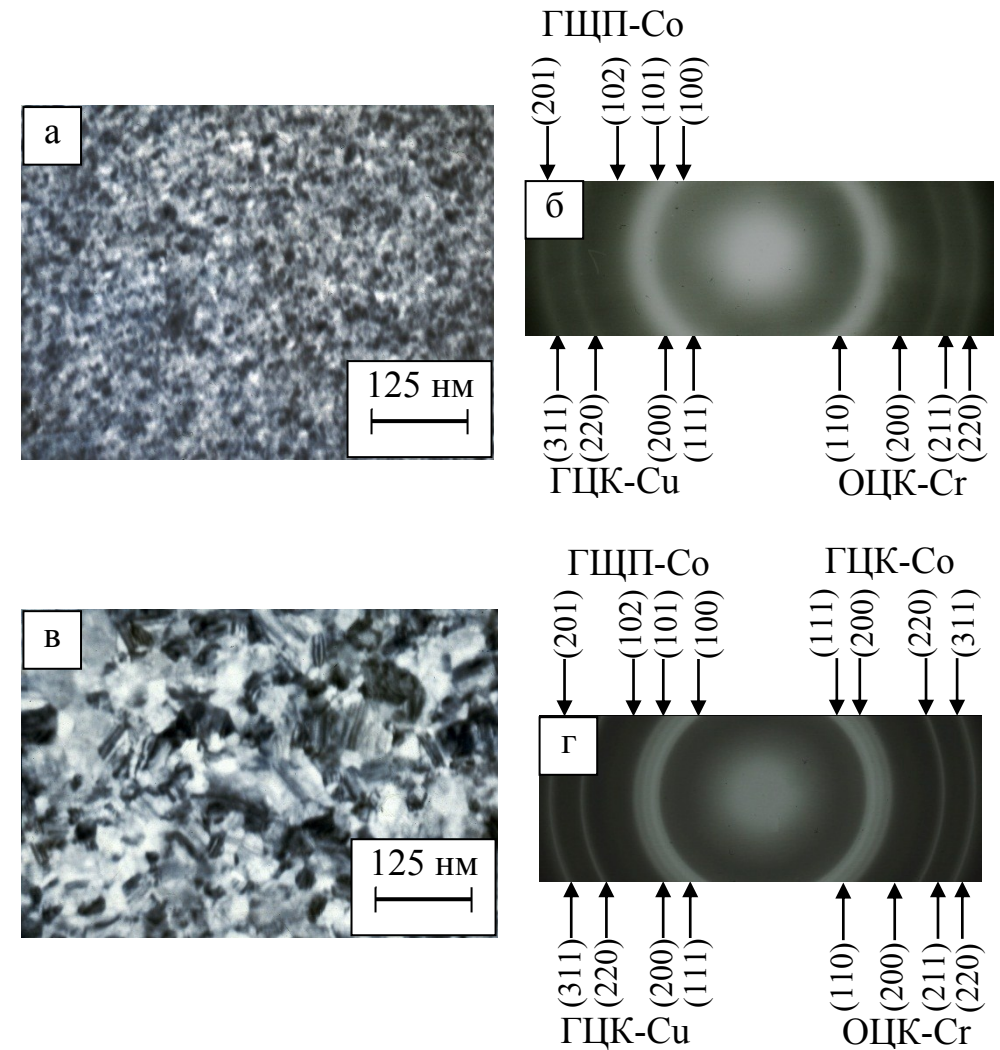


Рис. 3.5. Кристалічна структура та електронограми від плівкової системи Co/Cu/Cr/Co ( $2d_{\text{Co}} = 50$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 15$  нм,  $d_{\text{Cr}} = 10$  нм) в невідпаленому стані (а, б) та після відпалювання за температури 700 К (в, г)

Таблиця 3.5

Розшифровка електронogram від невідпаленої та відпаленої в надвисокому вакуумі за  $T_{\text{відп}} = 700 \text{ K}$  плівки  $\text{Co/Cu/Cr/Co}$  ( $2d_{\text{Co}} = 50 \text{ нм}$ ,  $d_{\text{Cu}} = 15 \text{ нм}$ ,  $d_{\text{Cr}} = 10 \text{ нм}$ )

Невідпалена					Відпалена при 700 К				
<i>I</i> в.о.	<i>d</i> , нм	<i>d</i> <sub>0</sub> , нм [112]	<i>hkl</i>	Фаза	<i>I</i> в.о.	<i>d</i> , нм	<i>d</i> <sub>0</sub> , нм [112]	<i>hkl</i>	Фаза
сл.	0,216	0,216	100	ГЦП-Co	сл.	0,217	0,216	100	ГЦП-Co
Д.С.	0,207	0,208	111 110	ГЦК-Cu ОЦК-Cr	Д.С.	0,205	0,204 0,208 0,205	111 111 110	ГЦК-Co ГЦК-Cu ОЦК-Cr
С.	0,191	0,191	101	ГЦП-Co	сп.	0,190	0,191	101	ГЦП-Co
сп.	0,182	0,180	200	ГЦК-Cu	сп.	0,177	0,177 0,179	200 200	ГЦК-Co ГЦК-Cu
Д.сл.	0,148	0,148	102 200	ГЦП-Co ОЦК-Cr	Д.сл.	0,146	0,148 0,144	102 200	ГЦП-Co ОЦК-Cr
сп.	0,126	0,125 0,127	110 220	ГЦП-Co ГЦК-Cu	сп.	0,127	0,127	220	ГЦК-Cu
Д.сл.	0,116		211	ОЦК-Cr	сп.	0,125	0,125 0,125	110 220	ГЦП-Co ГЦК-Co
сп.	0,107	0,108 0,107	311 201	ГЦК-Cu ГЦП-Co	Д.сл.	0,117	0,117	211	ОЦК-Cr
сл.	0,103		201	ОЦК-Cr	сп.	0,107	0,107 0,108 0,107	311 311 201	ГЦК-Co ГЦК-Cu ГЦП-Co
					сл.	0,101	0,101	220	ОЦК-Cr
$a_{\alpha\text{-Co}} = 0,251 \text{ нм}$ ; $c_{\alpha\text{-Co}} = 0,410 \text{ нм}$ ; $a_{\beta\text{-Co}} = 0,356 \text{ нм}$ ; $a_{\text{Cu}} = 0,360 \text{ нм}$ ; $a_{\text{Cr}} = 0,289 \text{ нм}$									
Д.сл. – дуже слабка; сл. – слабка; сп. – середня; С. – сильна; Д.С. – дуже сильна									

металів у масивному стані характеризуються обмеженою розчинністю компонентів [113]. У плівковому стані може бути декілька причин існування дифузійної області в свіжосконденсованих зразках. По-перше, це існування градієнту концентрацій біля меж поділу шарів [122]. Доказом реалізації цього механізму є той факт, що дифузія атомів у плівковій системі відбувається як у нижній, так і у верхній шари. По-друге, зразки у невідпаленому стані мають більшу шорсткість поверхні порівняно з відпаленим. По-третє, це те, що в свіжосконденсованих зразках наявна більша концентрація дефектів кристалічної будови і більша дисперсність кристалітів. За рахунок більшої густини меж зерен при наявності градієнта концентрацій за кімнатної температури відбувається певне масоперенесення переважно по міжкристалічних межах. Четвертою причиною існування дифузійної області є сама методика дослідження дифузійних процесів. Оскільки пошаровий елементний аналіз плівкових систем відбувається в результаті бомбардування поверхні зразків пучком прискорених іонів аргону, з енергією  $E = (3 - 5)$  кеВ, то одним із наслідків такої взаємодії прискорених іонів з твердим тілом є нагрівання його поверхні та іонно-стимульоване масоперенесення (переважно атомів верхнього шару у нижній) [100]. П'ята причина обумовлена конденсаційно-стимульованою дифузією [123].

Термообробка зразків з товщиною  $d_{\text{Co,Fe}} = (30 - 40)$  нм та  $d_{\text{Cu}} = (10 - 20)$  нм за температури відпалювання  $T_{\text{відп}} = 700$  К (рис. 3.6 б) призводить до незначного подальшого проникнення атомів Co, Fe та Cu в сусідні шари, однак в цілому система зберігає вихідний порядок шарів. Це можна пояснити подальшим незначним проходженням дифузії по міжкристалічних межах та відведенням атомів іншого сорту з меж зерен в об'єм кристалітів. Хоча потрібно зазначити, що незначна частина атомів заліза фіксувалася навіть на поверхні шару кобальту.

Слід зазначити, що особливістю таких систем є здатність до утворення дрібнодисперсних магнітних утворень (гранул) Co в НМ матриці Cu (гранульований стан). Тому ймовірно, що у відпалених плівках у НМ прошарку реалізується саме такий стан. Але можна говорити, що в даній системі при достатньо товстому прошарку ( $d_{\text{Cu}} > 10$  нм) значною мірою зберігається індивідуальність шарів після

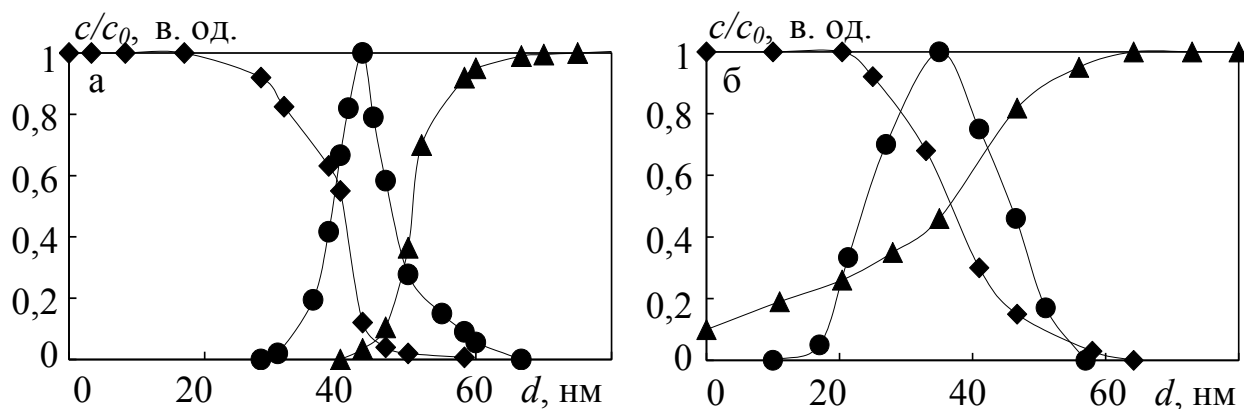


Рис. 3.6. Дифузійні профілі для плівки  $\text{Co}(35 \text{ нм})/\text{Cu}(20 \text{ нм})/\text{Fe}(35 \text{ нм})/\text{П}$  ( $\blacklozenge\blacklozenge\blacklozenge$ - Co,  $\bullet\bullet\bullet$ - Cu,  $\blacktriangle\blacktriangle\blacktriangle$ - Fe) в невідпаленому (а) та відпаленому стані за температури 700 К (б)

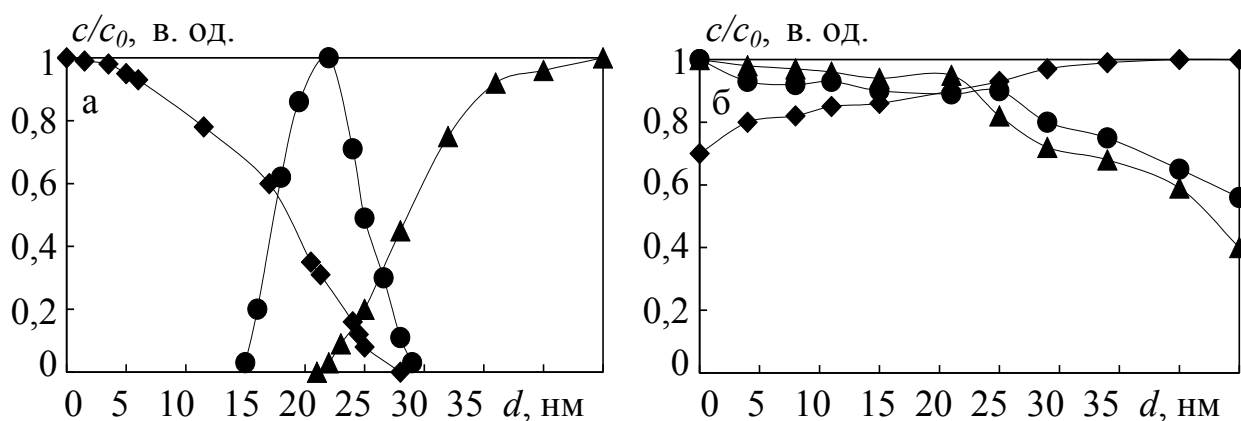


Рис. 3.7. Дифузійні профілі для плівки  $\text{Co}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(5 \text{ нм})/\text{Fe}(20 \text{ нм})/\text{П}$  ( $\blacklozenge\blacklozenge\blacklozenge$ - Co,  $\bullet\bullet\bullet$ - Cu,  $\blacktriangle\blacktriangle\blacktriangle$ - Fe) в невідпаленому (а) та відпаленому стані за температури 700 К (б)

термообробки. Незначний вплив відпалювання на дифузійні процеси в плівкових системах автори [117] пояснюють тим, що міжкристалічні межі стають дифузійно насиченими вже при конденсації верхнього шару. Такий результат якісно узгоджується з даними про дослідження фазового складу, згідно яких плівки ( $d_{\text{Cu}} > 10$  нм) як невідпалені, так і відпалені за  $T_{\text{відп}}=700$  К, можна вважати тришаровими. Ще одним доказом суцільності НМ прошарку для плівок Co/Cu/Fe/П відпалених за  $T_{\text{відп}} 700$  К, є реалізація в них ефекту ГМО. Хоча, слід відмітити, що для плівок з товщиною шарів  $d_{\text{Co,Fe}} = (10 - 20)$  нм та  $d_{\text{Cu}} < 5$  нм відпалених за  $T_{\text{відп}}=700$  К (рис. 3.7 б) спостерігається повне дифузійне перемішування. Ці результати підтверджуються також і електроннографічними дослідженнями.

За допомогою співвідношення Р. Уіппла [124] були визначені ефективні коефіцієнти дифузії в плівках Co/Cu/Fe/П. Значення коефіцієнтів дифузії в плівках на основі Co, Fe і Cu становлять  $(10^{-18} - 10^{-20})$  м<sup>2</sup>/с, що значно більше, ніж значення коефіцієнта об'ємної дифузії для масивних зразків цієї системи ( $10^{-41}$  м<sup>2</sup>/с). Найвірогідніше, це обумовлено тим, що в плівкових структурах дифузія відбувається в основному по міжкристалічних межах, а вони порівняно з масивними зразками більш дефектні і густина їх значно більша.

**Система Co/Cu/Co/Cr та Co/Cu/Cr/Co.** В результаті пошарового аналізу компонент цих систем (рис. 3.8 а; рис. 3.9 а) було встановлено, що свіжо-сконденсовані зразки, які отримані за кімнатної температури, незалежно від товщини шарів Co, Cu та Cr мають незначну область взаємної дифузії. Утворення цієї області може бути пов'язане з конденсаційно-стимульованою дифузією і дифузією по міжкристалічних межах. Згідно діаграми стану [113] (якщо допустити, що плівки Co/Cu/Co/Cr/П та Co/Cu/Cr/Co/П мають ті ж самі діаграми стану, що й масивні зразки), плівкові системи Co/Cu/Co з додатковим шаром Cr повинні характеризуватися обмеженою розчинністю компонентів. Хоча слід звернути увагу на досить значне проникнення атомів Cr. У цьому випадку атоми хрому фіксуються майже у всьому нижньому шарі кобальту. Оскільки Cu в Co (і навпаки) обмежено розчині один в одному, то відпалювання зразків Co/Cu/Co/Cr/П та Co/Cu/Cr/Co/П з товщиною шарів  $d_{\text{Co}} = (20 - 50)$  нм,  $d_{\text{Cr}} = (2 - 20)$  нм та  $d_{\text{Cu}} = (2 - 25)$  нм



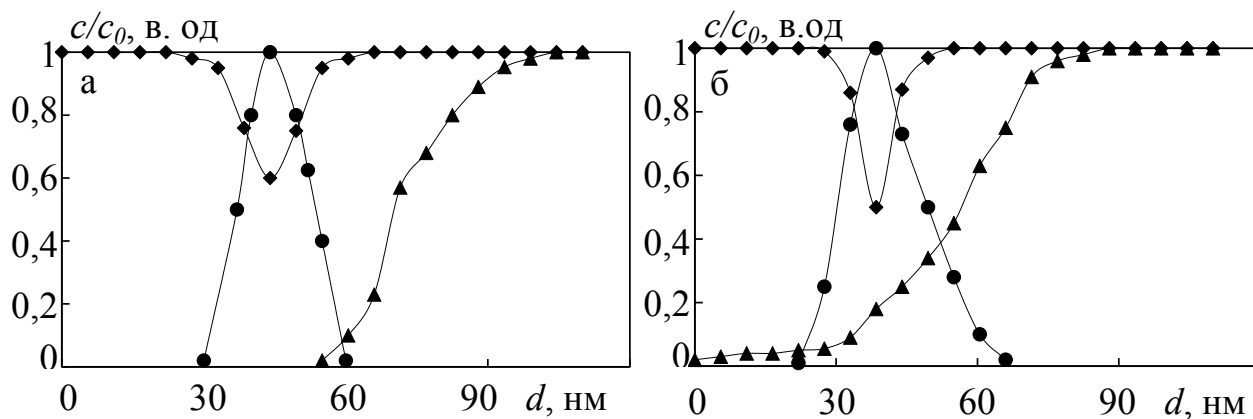


Рис. 3.8. Дифузійні профілі для плівок Co(30 нм)/Cu(25 нм)/Co(30 нм)/Cr(25 нм)/П (◆◆◆- Co, ●●●- Cu, ▲▲▲- Cr) в невідпаленому (а) та відпаленому стані за температури 700 К (б)

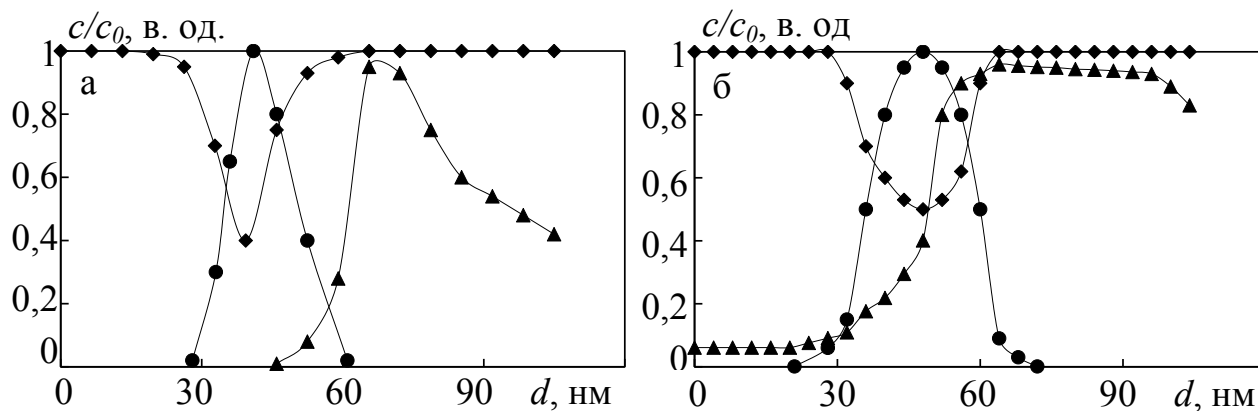


Рис. 3.9. Дифузійні профілі для плівок Co(30 нм)/Cu(25 нм)/Cr(20 нм)/Co(30 нм)/П (◆◆◆- Co, ●●●- Cu, ▲▲▲- Cr) в невідпаленому (а) та відпаленому стані за температури 700 К (б)

за  $T_{\text{відп}}=700\text{ К}$  призводить лише до незначного подальшого взаємопроникнення атомів Co та Cu (рис. 3.8 б; рис. 3.9 б).

Дифузія атомів Cr в процесі відпалювання плівкових зразків відбувається значно інтенсивніше. Для плівок Co/Cu/Co/Cr/П атоми Cr досягають не тільки меж поділу Co/Cu, а й проникають у верхній шар Co. Якщо ж додатковий шар Cr розташовувати на інтерфейсі Co/Cu (рис. 3.9), то для невідпалених плівок Co/Cu/Cr/Co/П спостерігається незначна взаємодія атомів Co і Cr. При відпалюванні цих зразків за температури 700 К (рис. 3.9 б) відбувається проникнення атомів Cr через НМ прошарок Cu та подальша взаємодифузія атомів Co та Cr в нижньому шарі Co. Відмітимо той факт, що незважаючи на досить значну рухливість атомів Cr, при проведенні електронографічних досліджень утворення твердих розчинів та сплавів для цієї системи не виявлено. Згідно результатів роботи [110], в системі Co/Cr можливе утворення інтерметаліду CoCr, але тільки після відпалювання при температурі 900 К

### 3.3 Топологія поверхні плівок [125]

Амплітуда ГМО у тришарових плівкових зразках типу ФМ/НМ/ФМ, де ФМ – шари 3d-ферромагнітного металу, а НМ – шар неферромагнітного перехідного металу, суттєво залежить від структури та стану поверхонь шарів на межі контакту [9, 10, 70, 126]. Для вивчення структури поверхонь шарів на межі контакту та впливу на її стан температури відпалювання нами були проведені АСМ-дослідження поверхонь однокомпонентних плівок Fe (рис. 3.10) та двошарових систем Cu/Fe (рис. 3.11) на підкладці у невідпаленому та відпаленому за температури 550 К і 700 К станах.

Відомо, що на електрофізичні та магніторезистивні властивості багатошарових плівкових систем у значній мірі впливає якість інтерфейсів, у тім числі їх шорсткість. Вивченню впливу міжфазних меж на ці властивості присвячена значна кількість робіт (див., наприклад [70, 127, 128]). Показано, що коли спінові асиметрії (залежність розсіювання електронів провідності від напрямку спіну) для об'ємного і

міжфазного механізмів розсіювання електронів однакові, то амплітуда ефекту ГМО збільшується зі збільшенням шорсткостей. Коли ж спінові асиметрії різні, то амплітуда ГМО при деяких параметрах шорсткостей має мінімум. Оскільки одним з ефективних засобів впливу на мікроструктуру і топографію поверхні плівки є відпалювання, то нами були проведені відповідні дослідження структури та топографії контактуючих поверхонь інтерфейсів.

Як видно з рисунків, всі зразки мають полікристалічну структуру. Поверхню невідпалених зразків складають зерна (глобули) округлої форми. Користуючись методикою, описаною у п. 2.4, нами був проведений розрахунок діаметра глобул та шорсткості поверхні. Результати розрахунків представлені в таблиці 3.6.

З рис. 3.10 а та рис. 3.11 а видно, що мідь у значній мірі змінює топографію поверхні плівки Fe. Максимальний перепад профілю для невідпалених плівок Fe складає до 40 нм, а для невідпалених плівок Cu(15 нм)/Fe(30 нм)/П складає 20 нм. Діаметр глобул зменшується від  $D = (150 - 200)$  нм (Fe) до  $D = (25 - 60)$  нм для Cu/Fe/П. В роботі [129] були досліджені плівки Fe в інтервалі товщини від 20 нм до 270 нм, отримані магнетронним напиленням. Був зроблений висновок про те, що плівки заліза мають чітко виражену глобулярну будову, в якій глобула представляє собою конгломерат кристалітів, і її середній розмір перевищує розмір кристалітів в (2 – 5) разів. Аналогічні результати (на основі досліджень рентгенівської дифракції, атомно-силової та растрової мікроскопії) отримані в роботі [130] для системи Fe/Cu/Fe. Ймовірно, така ситуація спостерігається і в нашому випадку, що пояснює досить значний розмір «зерен» на поверхні для невідпалених плівок Fe (рис. 3.10 а).

Після відпалювання в надвисокому безмасляному вакуумі за температури 550 К на поверхні плівки Fe спостерігаються глобули з середнім діаметром  $D = (85 - 100)$  нм (рис. 3.10 б), а на поверхні плівки Cu(15 нм)/Fe(30 нм)/П (рис. 3.11 б) – глобули з середнім діаметром  $D = (40 - 70)$  нм. Величина шорсткості поверхні Fe становить  $Sq = (6,828 - 7,476)$  нм, а для поверхні Cu/Fe/П збільшується до  $Sq = (8,965 - 9,482)$  нм. Відпалювання цих зразків за температури 700 К (рис. 3.10 в, рис. 3.113 в) призводить до деякого збільшення діаметра глобул  $D = (110 - 120)$  нм (для Fe) та  $D = (60 - 90)$  нм (для Cu/Fe/П). Але у випадку Fe поверхня плівки більш

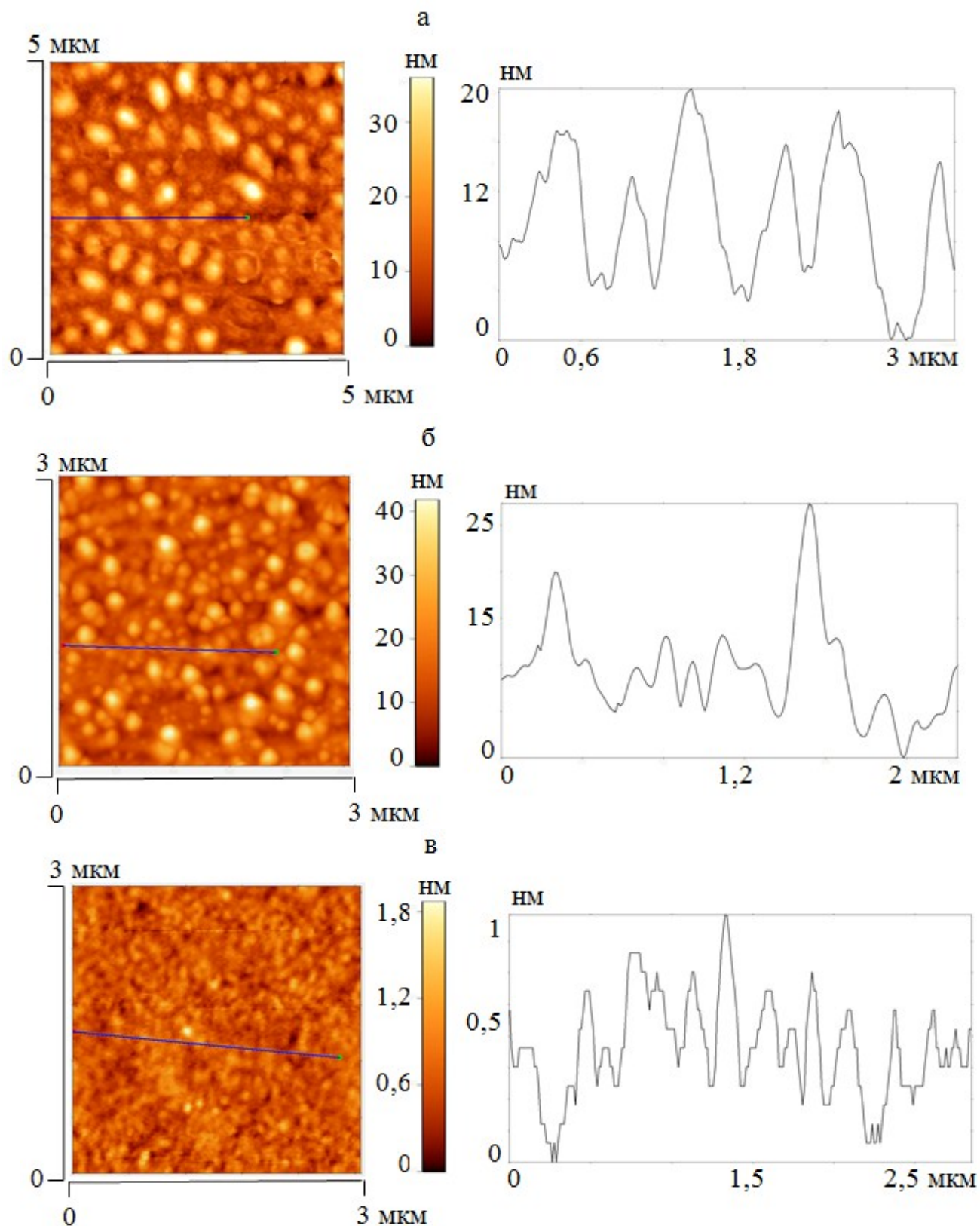
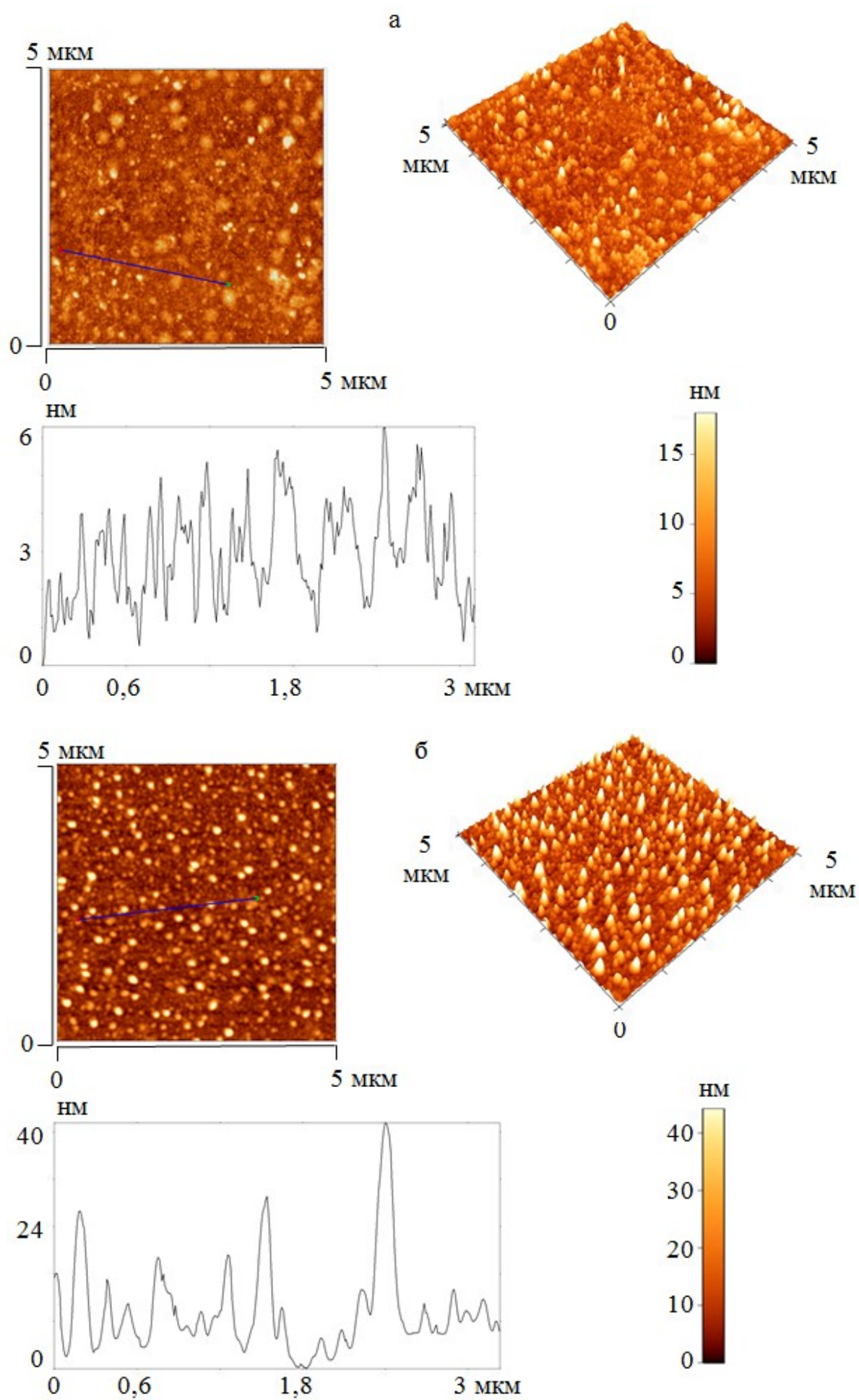


Рис. 3.10. АСМ-зображення невідпаленої (А), відпаленої до 550 К (Б) і до 700 К (В) плівки Fe/P



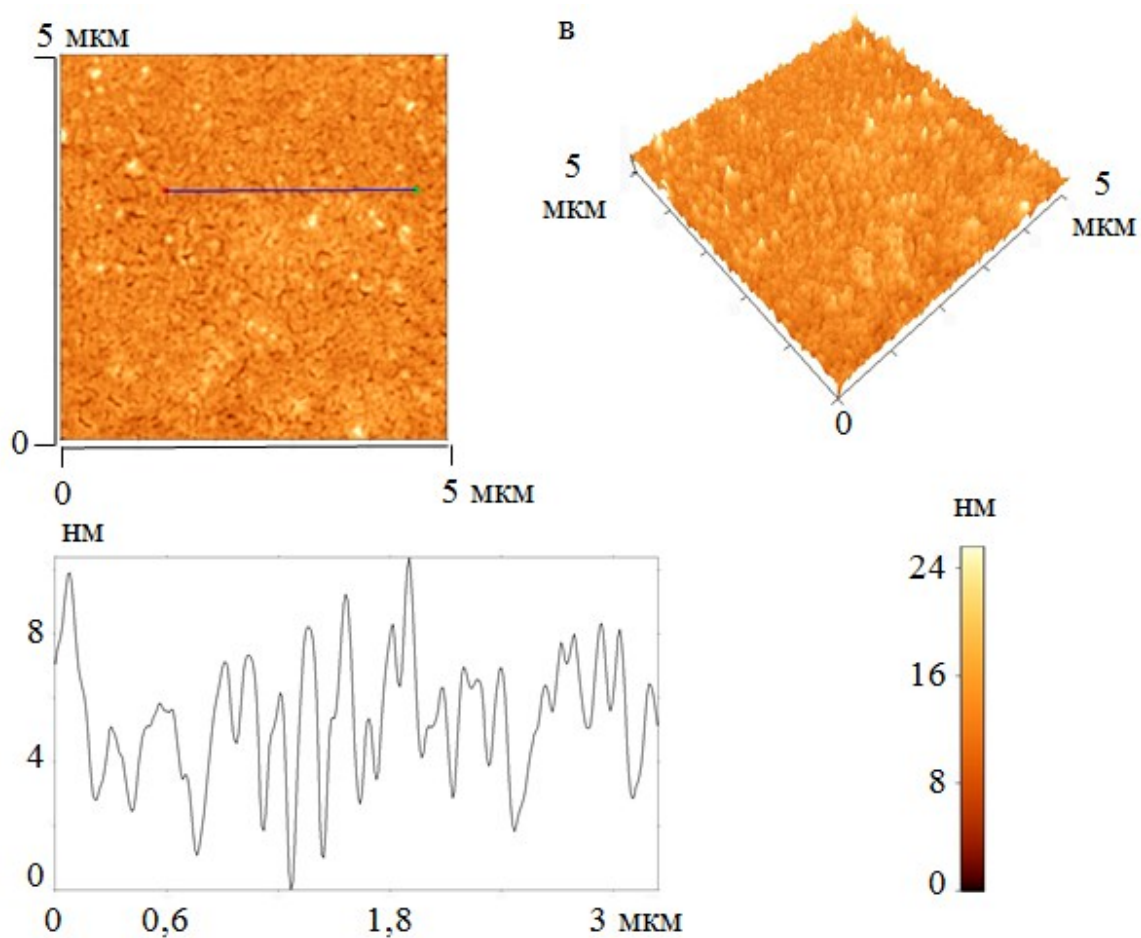


Рис. 3.11. АСМ-зображення невідпаленої (а), відпаленої до 550 К (б) і до 700 К (в) плівки Cu/Fe/П

Таблиця 3.6

**Значення середнього розміру діаметру глобул  $D$  та середньої квадратичної шорсткості  $Sq$**

$T_{\text{відп}}$	Fe/П		Cu/Fe/П	
	$Sq$ , нм	$D$ , нм	$Sq$ , нм	$D$ , нм
300 К	7,5-8,8	150-200	3,1-4	25-60
550 К	6,8-7,6	85-100	9-9,5	40-70
700 К	0,2-0,3	110-120	3-3,4	60-90

суттєвого згладжується ( $Sq = (0,170 - 0,332)$  нм) у порівнянні з поверхнею Cu/Fe/П ( $Sq = (3,027 - 3,443)$  нм), причому на поверхні міді з'являються мікроотвори (рис. 3.11 в), що означає порушення структурної суцільності немагнітного шару (поява "містків", якими наступний шар ФМ металу зв'язується з шаром Fe), що приводить до зникнення ефекту ГМО.

### 3.4 Вплив температури підкладки при конденсації на фазовий стан та дифузійні процеси плівкових систем Co/Cu/Fe [131]

Розглянемо фазовий склад тришарових плівкових систем Co/Cu/Fe з товщиною ФМ шарів  $d_f = (30 - 40)$  нм та НМ прошарків  $d_n = (10 - 20)$  нм, отриманих за температури підкладки 300 К, 400 К та 550 К (рис. 3.12; табл. 3.7, 3.8). Як уже зазначалося раніше на електроннограмах від цих плівок, отриманих за  $T_n = 300$  К, у свіжосконденсованому стані спостерігаються розмиті кільця, що належать фазам ГЦП-Co, ГЦК-Cu та ОЦК-Fe (рис. 3.12 а). Підвищення  $T_n$  до 400 К не суттєво впливає на розмір кристалітів, про що можна судити за шириною дифракційних кілець. Відмітимо той факт, що на відміну від плівок Co/Cu/Fe ( $T_n = 300$  К), для цих свіжосконденсованих систем фаза  $\alpha$ -Co відсутня, а спостерігається тільки фаза  $\beta$ -Co (рис. 3.12 в; табл. 3.7). Ще однією відмінністю є роздільність ліній (111) для ГЦК-Cu та ГЦК-Co. Для ОЦК-Fe помітні тільки лінії (110) і (220). У таблиці 3.7 та 3.8 наведена розшифровка електроннограм від свіжосконденсованої ( $T_n = 400$  К,  $T_n = 550$  К) та відпаленої у надвисокому вакуумі за температури  $T_{відп} = 700$  К плівки Co/Cu/Fe ( $d_{Co} = 35$  нм,  $d_{Cu} = 10$  нм,  $d_{Fe} = 35$  нм).

Для свіжосконденсованих ( $T_n = 550$  К) плівок Co/Cu/Fe фазовий склад порівняно зі зразками, отриманими при 400 К, практично не змінюється (рис. 3.12 д; табл. 3.8). З'являється тільки додатково фаза ГЦК-Co<sub>3</sub>O<sub>4</sub>.

Після відпалювання плівкових зразків при  $T_{відп} = 700$  К, отриманих за  $T_n = 300$ , 400 і 550 К з  $d_f = (30 - 40)$  нм та  $d_n = (10 - 20)$  нм фіксуються чіткі кільця, які належать фазам ГЦК-Co, ОЦК-Fe та ГЦК-Cu (рис. 3.12 б, г, е; табл. 3.7, 3.8).

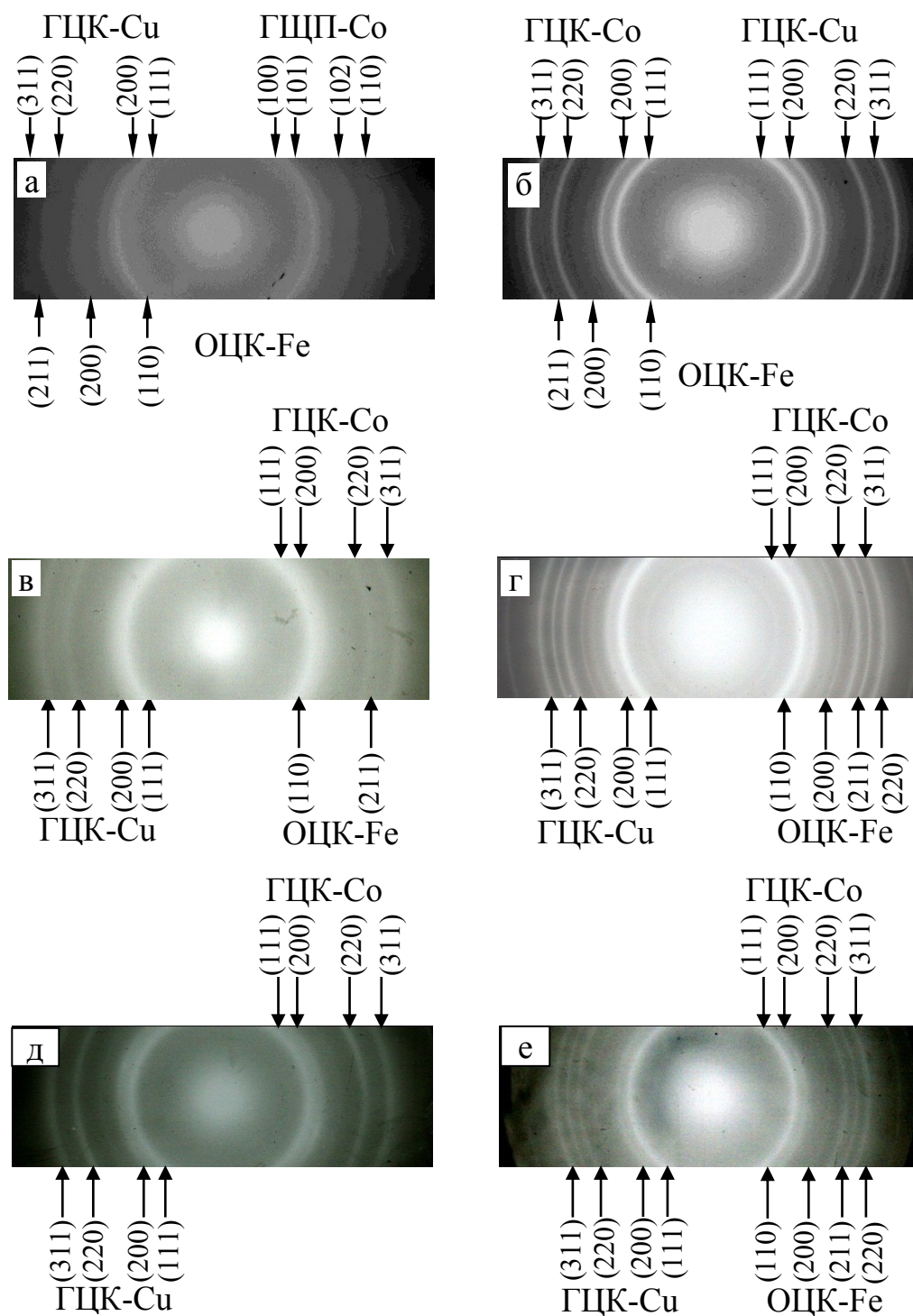


Рис. 3.12. Електронограми від тришарової плівки Co/Cu/Fe/П ( $d_{\text{Co}} = 35$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 10$  нм,  $d_{\text{Fe}} = 35$  нм) в свіжосконденсованому стані (а –  $T_n = 300$  К; в –  $T_n = 400$  К; д –  $T_n = 550$  К) та після відпалювання за температури  $T_{\text{відп}} = 700$  К (б, г, е)



Таблиця 3.7

Розшифровка електронограм від свіжосконденсованої ( $T_n = 400$  К) та відпаленої за температури  $T_{відп} = 700$  К тришарової плівки Co/Cu/Fe/Π ( $d_{Co} = 35$  нм,  $d_{Cu} = 10$  нм,  $d_{Fe} = 35$  нм)

Свіжосконденсована					Відпалена при 700 К				
<i>I.</i> в.о.	<i>d</i> , нм	<i>d</i> <sub>0</sub> , нм [112]	<i>hkl</i>	Фаза	<i>I.</i> в.о.	<i>d</i> , нм	<i>d</i> <sub>0</sub> , нм [112]	<i>hkl</i>	Фаза
Д.С.	0,209	0,208	111	ГЦК-Cu	Д.сл.	0,466	0,467	111	ГЦК-Co <sub>3</sub> O <sub>4</sub>
Д.С.	0,206	0,204	111	ГЦК-Co	Д.сл.	0,283	0,286	220	ГЦК-Co <sub>3</sub> O <sub>4</sub>
С.	0,202	0,201	110	ОЦК-Fe	сл.	0,234	0,233	222	ГЦК-Co <sub>3</sub> O <sub>4</sub>
ср.	0,180	0,177 0,180	200 200	ГЦК-Co ГЦК-Cu	Д.сл.	0,206	0,204 0,208	111 111	ГЦК-Co ГЦК-Cu
ср.	0,127	0,125 0,127	220 220	ГЦК-Co ГЦК-Cu	Д.С.	0,203	0,201	110	ОЦК-Fe
Д.сл.	0,117	0,117	211	ОЦК-Fe	ср.	0,179	0,177 0,180	200 200	ГЦК-Co ГЦК-Cu
ср.	0,107	0,107 0,108	311 311	ГЦК-Co ГЦК-Cu	сл.	0,156	0,157	511	ГЦК-Co <sub>3</sub> O <sub>4</sub>
					ср.	0,143	0,143	200	ОЦК-Fe
					С.	0,126	0,125 0,127	220 220	ГЦК-Co ГЦК-Cu
					ср.	0,117	0,117	211	ОЦК-Fe
					С.	0,107	0,107 0,108	311 311	ГЦК-Co ГЦК-Cu
					сл.	0,102	0,101	220	ОЦК-Fe
$a_{\beta-Co} = 0,357$ нм; $a_{Cu} = 0,362$ нм; $a_{Fe} = 0,287$ нм, $a_{Co_3O_4} = 0,808$ нм									
Д.сл. – дуже слабка; сл. – слабка; ср. – середня; С. – сильна; Д.С. – дуже сильна									

Таблиця 3.8

Розшифровка електронogram від свіжосконденсованої та відпаленої за температури  $T_{\text{відп}} = 700 \text{ К}$  тришарової плівки  $\text{Co/Cu/Fe/П}$  ( $2d_{\text{Co,Fe}} = 80 \text{ нм}$ ,  $d_{\text{Cu}} = 15 \text{ нм}$ ), отриманої за температури підкладки  $T_{\text{п}} = 550 \text{ К}$

Свіжосконденсована					Відпалена при 700 К				
<i>I.</i> в.о.	<i>d</i> , нм	<i>d</i> <sub>0</sub> , нм [112]	<i>hkl</i>	Фаза	<i>I.</i> в.о.	<i>d</i> , нм	<i>d</i> <sub>0</sub> , нм [112]	<i>hkl</i>	Фаза
С.	0,209	0,208	111	ГЦК-Cu	Д.С.	0,207	0,208	111	ГЦК-Cu
Д.С.	0,206	0,204	111	ГЦК-Co	С.	0,203	0,204 0,201	111 110	ГЦК-Co ОЦК-Fe
сл.	0,184	0,185	331	ГЦК-Co <sub>3</sub> O <sub>4</sub>	ср.	0,178	0,177 0,180	200 200	ГЦК-Co ГЦК-Cu
сл.	0,179	0,177 0,180	200 200	ГЦК-Co ГЦК-Cu	Д.сл.	0,143	0,143	200	ОЦК-Fe
Д.сл.	0,156	0,157	511	ГЦК-Co <sub>3</sub> O <sub>4</sub>	ср.	0,126	0,125 0,217	220 220	ГЦК-Co ГЦК-Cu
сл.	0,127	0,125 0,127	220 220	ГЦК-Co ГЦК-Cu	сл.	0,116	0,117	211	ОЦК-Fe
сл.	1,081	0,107 0,108	311 311	ГЦК-Co ГЦК-Cu	ср.	0,108	0,107 0,108	311 311	ГЦК-Co ГЦК-Cu
					Д.сл.	0,103	0,101	220	ОЦК-Fe
$a_{\text{β-Co}} = 0,357 \text{ нм}$ ; $a_{\text{Cu}} = 0,362 \text{ нм}$ ; $a_{\text{Fe}} = 0,287 \text{ нм}$ ; $a_{\text{Co}_3\text{O}_4} = 0,809 \text{ нм}$									
Д.сл. – дуже слабка; сл. – слабка; ср. – середня; С. – сильна; Д.С. – дуже сильна									

Зазначимо, що для систем сконденсованих при  $T_{\text{п}} = 400$  К і 550 К, після відпалювання при 700 К спостерігаються також фази оксиду кобальту  $\text{Co}_3\text{O}_4$  та оксиду заліза  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ . Наявність оксидів Fe після відпалювання за температури 700 К фіксували також автори роботи [35] для систем на основі Fe та Cu.

Отже, в цілому, у зразках Co/Cu/Fe, отриманих за  $T_{\text{п}} = 400$  К та 550 К ( $d_n = (10 - 20)$  нм), як і в зразках, отриманих за кімнатної температури, після відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 700$  К зберігається індивідуальність окремих шарів.

Із всіх зразків, отриманих при  $T_{\text{п}} = 400$  К і 550 К, особливу практичну цінність представляють плівки, що сконденсовані при 400 К, оскільки в них після відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 550$  К, спостерігається явище ГМО. Тому розглянемо результати дослідження дифузійних процесів у цих системах методом ВІМС аналізу.

В результаті пошарового аналізу компонент тришарових систем Co/Cu/Fe із ефективною товщиною шарів  $d_{\text{Co,Fe}} = (30 - 40)$  нм та  $d_{\text{Cu}} = (10 - 20)$  нм, отриманих за  $T_{\text{п}} = 400$  К (рис. 3.13 а), було встановлено, що свіжосконденсовані зразки мають незначну область взаємної дифузії шарів, обумовлену конденсаційно-стимульованою дифузією та дифузією по міжкристалічних межах.

Але в порівнянні зі зразками, отриманими за кімнатної температури, область взаємної дифузії збільшується. Цей факт підтверджується також результатами роботи [132].

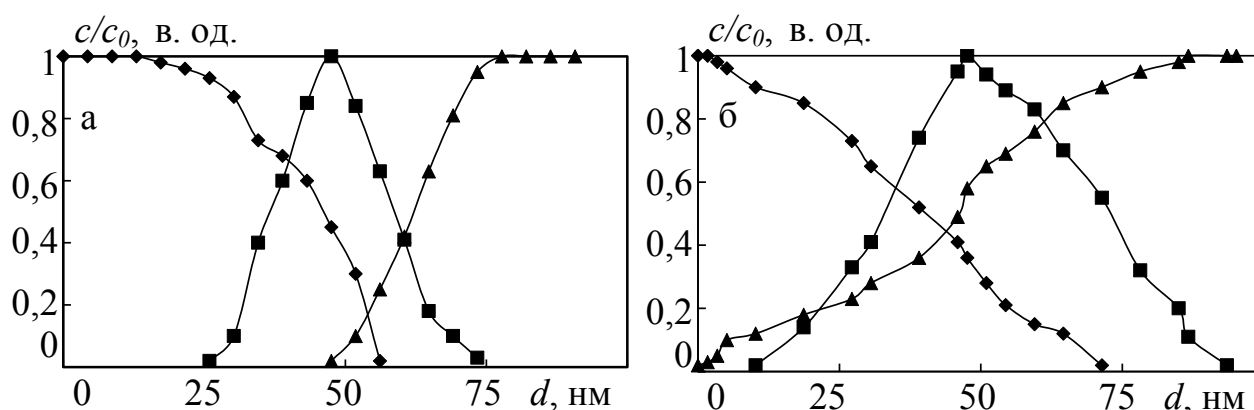


Рис. 3.14. Дифузійні профілі для плівки Co(40 нм)/Cu(15 нм)/Fe(40 нм)/П (◆◆◆- Co, ■■■- Cu, ▲▲▲- Fe) отриманої за температури підкладки  $T_{\text{п}} = 400$  К в свіжосконденсованому (а) та відпаленому (за температури 550 К (б)) стані

Відпалювання цих зразків за температури 550 К (рис. 3.13 б) протягом 30 хв приводить до подальшого взаємного проникнення атомів Co, Fe та Cu в сусідні шари (особливо Fe), але в цілому система залишається тришаровою, що підтверджується реалізацією в таких плівках ефекту ГМО та проведеними електроннографічними дослідженнями.

### Висновки до розділу 3

1. На основі досліджень електронної мікроскопії, електроннографії та вторинно-іонної мас-спектрометрії можна зробити наступні висновки:

– всі невідпалені плівки на основі Co, Fe, Ni та Cu, Ag, Cr є полікристалічними з малим (менше 10 нм) розміром зерна. Відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 700$  К призводить до збільшення середнього розміру зерна Co, Fe, Ni до (20 – 50) нм, Cr до (40 – 60) нм, Cu до (70 – 80) нм та Ag до (100 – 200) нм залежно від товщини шарів плівкової системи;

– невідпалені плівкові системи Co/Cu(Ag)/Fe мають фазовий склад, що включає фази ГЦП-Co, ГЦК-Cu або ГЦК-Ag та ОЦК-Fe. Для даної системи, відпаленої за  $T_{\text{відп}} = 700$  К, з наступним охолодженням до 300 К на електроннограмах фіксується поява дифракційних максимумів, які відповідають ГЦК-Co з параметром решітки  $a = (0,355 - 0,356)$  нм і в значній мірі зберігається індивідуальність шарів при  $d_{\text{Cu}} > 5$  нм, про що свідчать і результати дослідження дифузійних процесів;

– для зразків Co/Cu/Fe/П з  $d_{\text{Cu}} < 5$  нм при концентрації  $C_{\text{Co}} > 40\%$  після відпалювання за температури 700 К утворюється т.р. [ $\beta$ -Co,(Fe,Cu)] з параметром решітки  $a = (0,357 - 0,358)$  нм;

– невідпалені плівкові системи Co/Cu/Co з додатковими шарами Ni та Cr складаються із ГЦП-Co, ГЦК-Cu та ГЦК-Ni чи ОЦК-Cr. Для системи з шаром Ni, яка пройшла аналогічну термообробку, спостерігається утворення ГЦК т.р. [ $\beta$ -Co,(Ni,Cu)] при концентрації  $C_{\text{Co}} > 55\%$  з параметром решітки  $a = (0,355 - 0,359)$  нм, а для системи з шаром Cr після відпалювання спостерігається двофазний

стан Co ( $\alpha$ -Co і  $\beta$ -Co);

– у зразках Co/Cu/Fe/П, які отримані за  $T_{\text{п}} = 400$  К та 550 К ( $d_f = (30 - 40)$  нм,  $d_n = (10 - 20)$  нм), як і в зразках, які отримані за кімнатної температури, зберігається індивідуальність окремих шарів, як в свіжосконденсованому стані, так і після відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 700$  К.

2. Дослідження топології поверхні плівок Fe та Cu/Fe показали, що мідь у значній мірі згладжує поверхню плівки Fe. Причому після відпалювання за температури 700 К в шарі міді з'являються мікроотвори, що означає порушення структурної суцільності немагнітного шару.

## РОЗДІЛ 4

### ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ БАГАТОШАРОВИХ ПОЛКРИСТАЛІЧНИХ ПЛІВОК [133]

#### 4.1 Температурні залежності питомого опору та термічного коефіцієнта опору

**Система Co/Fe та Co/Cu(Ag)/Fe.** Оскільки кобальт і залізо є вихідними компонентами тришарової плівки Co/Cu(Ag)/Fe/П, то доцільним є спочатку розглянути двошарову систему Co/Fe, а потім вже розглянути вплив НМ прошарку на електрофізичні властивості цих систем. На рисунку 4.1 в якості ілюстрації представлені типові графіки залежності питомого опору ( $\rho$ ) від температури відпалювання  $T_{\text{відп}}$  (рис. 4.1 а) та температурні залежності  $\rho$  і ТКО ( $\beta$ ) (рис. 4.1 б) на прикладі плівки Co(40 нм)/Fe(40 нм)/П. Питомий опір та ТКО невідпалених плівок Co/Fe/П лежать в межах ( $T = 300$  К)  $\rho = (6 - 15) \cdot 10^{-7}$  Ом·м,  $\beta = (0,5 - 2) \cdot 10^{-3}$  К<sup>-1</sup> залежно від товщини шарів. З літературних даних значення  $\rho_0$  і  $\beta_0$  для чистих металів у масивному стані становлять для Co ( $\rho_0 = 6,24 \cdot 10^{-8}$  Ом·м,  $\beta_0 = 6,04 \cdot 10^{-3}$  К<sup>-1</sup>), для Fe ( $\rho_0 = 9,71 \cdot 10^{-8}$  Ом·м,  $\beta_0 = 6,51 \cdot 10^{-3}$  К<sup>-1</sup>) [134]. Відмінність питомого опору багатошарових систем і чистих металів у масивному стані пояснюється дефектною структурою тонких шарів (значно більша концентрація вакансій та дефектів пакування), існуванням дефектів на границях поділу шарів (невідповідність кристалічних решіток шарів суміжних металів) і малими розмірами кристалітів та розмірними ефектами електропровідності.

Плівки відпалювалися за схемою «нагрівання – витримка за максимальної температури (400 К, 550 К та 700 К) протягом 30 хв – охолодження». Як видно з рис. 4.1 а при відпалюванні відбувається необоротне зменшення електричного опору в результаті «заліковування» дефектів та збільшення розміру кристалітів. Така особливість також спостерігається і у одношарових плівках. Для описання процесу «заліковування» дефектів у випадку тонких одношарових плівок можна користуватися теорією Венда (див, наприклад, [97]), яка також дає можливість

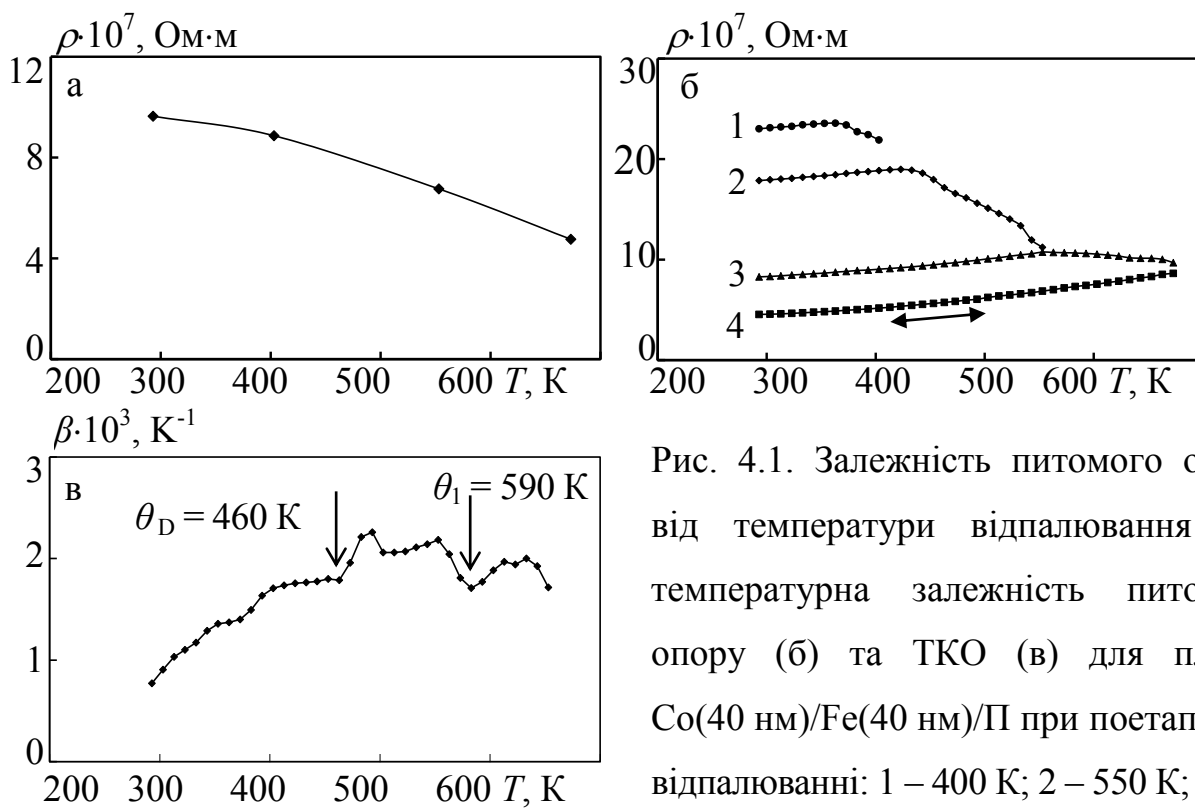


Рис. 4.1. Залежність питомого опору від температури відпалювання (а), температурна залежність питомого опору (б) та ТКО (в) для плівки Co(40 нм)/Fe(40 нм)/П при поетапному відпалюванні: 1 – 400 К; 2 – 550 К; 3 – 700 К (I цикл); 4 – 700 К (II цикл)

визначити енергію активації цього процесу. Для плівок Co/Fe/П з  $d_{\text{Co,Fe}} = (30 - 40)$  нм в результаті відпалювання спостерігається зменшення  $\rho$  у  $(2 - 3)$  рази.

На наведеній температурній залежності ТКО (рис. 4.1 в) можна вказати дві характерні точки, що можуть бути пов'язані з температурою Дебая кобальту ((460 – 470) К) і температурою  $\theta_1$  кобальту (590 К). Відповідно до результатів роботи [135] точка  $\theta_1$  пов'язана з переходом на залежності питомого опору  $\rho(T)$  для плівок Co від  $\rho \sim T^2$  до  $\rho \sim T$ . Додатній знак ТКО вказує на металічну поведінку залежності  $\rho(T)$ .

Питомий опір та ТКО свіжосконденсованих плівок Co/Cu/Fe/П ( $T = 300$  К) лежать у межах  $\rho = (5 - 25) \cdot 10^{-7}$  Ом·м,  $\beta = (1,2 - 2) \cdot 10^{-3}$  К<sup>-1</sup> та Co/Ag/Fe/П ( $T = 300$  К)  $\rho = (2 - 20) \cdot 10^{-7}$  Ом·м,  $\beta = (2 - 5,5) \cdot 10^{-3}$  К<sup>-1</sup> залежно від товщини ФМ шарів та НМ прошарку. З довідкових даних  $\rho_0$  і  $\beta_0$  чистих металів у масивному стані становить для Cu ( $\rho_0 = 1,7 \cdot 10^{-8}$  Ом·м,  $\beta_0 = 4,3 \cdot 10^{-3}$  К<sup>-1</sup>), для Ag ( $\rho_0 = 1,46 \cdot 10^{-8}$  Ом·м,  $\beta_0 = 4,03 \cdot 10^{-3}$  К<sup>-1</sup>) [134]. Така відмінність обумовлена більш дефектною структурою тришарових плівок порівняно з масивними чистими металами.

Залежності питомого електричного опору  $\rho$  від температури відпалювання  $T_{\text{відп}}$  для плівок систем Co/Cu/Fe та Co/Ag/Fe приведені на рис. 4.2. При відпалюванні цих зразків відбувається необоротне зменшення величини питомого опору, що зумовлено такими ж причинами, що і у випадку двошарових плівок Co/Fe. Для деяких зразків (рис. 4.2 б (криві 1, 4)) з товщиною прошарку більше (10 – 15) нм внаслідок відпалювання за температури  $T_{\text{відп}} = 700$  К спостерігається незначне збільшення питомого опору, що можливо пов'язано із проходженням дифузійних процесів [136]. Необхідно відзначити, що для обох тришарових систем зі збільшенням товщини НМ прошарку необоротне зменшення величини питомого опору в результаті відпалювання стає менш чітко вираженим.

Для системи Co/Cu/Fe при  $d_{\text{Cu}} = 4$  нм (рис. 4.2 а) величина питомого опору  $\rho$  в результаті відпалювання за температури 700 К зменшується в 1,6 рази, а при  $d_{\text{Cu}} = 20$  нм – лише в 1,1 рази. Для плівки Co/Ag/Fe/П ця величина становить при  $d_{\text{Ag}} = 10$  нм (рис. 4.2 б) – 2,7 рази, при  $d_{\text{Ag}} = 20$  нм – 1,7 рази. Така поведінка питомого електричного опору в результаті відпалювання для плівкових систем з різною товщиною  $d_{\text{Cu}}$  і  $d_{\text{Ag}}$  зумовлена різною ступінню дефектності плівок Co, Fe, Cu



і Ag. Якщо збільшувати товщину менш дефектних у свіжосконденсованому стані НМ шарів, зменшується і необоротне падіння питомого опору всієї тришарової системи в результаті відпалювання. Також при цьому слід враховувати процеси взаємодифузії та наявність (або відсутність) структурної цілісності НМ прошарку.

Для плівок, які пройшли термообробку за  $T_{\text{відп}} = 700$  К протягом 30 хв, спостерігається практично повна стабілізація їх електричних властивостей. На рис. 4.3 в якості ілюстрації представлені графіки температурної залежності питомого опору  $\rho(T)$  в процесі поетапного відпалювання за температур 400 К, 550 К та 700 К для плівок Co/Cu/Fe/П (рис. 4.3 а) і Co/Ag/Fe/П (рис. 4.3 б). На рисунках 4.4 та 4.5 наведені типові залежності  $\rho(T)$  і  $\beta(T)$  для плівкових структур Co/Cu/Fe (рис. 4.4 а, рис. 4.5 а) та Co/Ag/Fe (рис. 4.4 б, рис. 4.5 б), відпалених за температури 700 К.

На представлених залежностях  $\beta(T)$  (рис. 4.5) для тришарових плівок практично не спостерігаються особливості, які пов'язані із характерними точками (температура Дебая кобальту ((460 – 470) К), міді ((260 – 270) К), срібла (225 К), заліза (343 К) і температури  $\theta_1$  (перехід від  $\rho \sim T^2$  до  $\rho \sim T$ ) й  $\theta_2$  (перехід від  $\rho \sim T^3$  до  $\rho \sim T^2$ ) для кобальту 590 й 180 К, відповідно) [135], що обумовлено процесами взаємодифузії атомів компонент систем, яка призводить до розмиття та майже повного згладжування особливостей в характерних точках за рахунок концентраційних процесів.

**Система Co/Cu/Co з додатковими шарами Ni, Fe і Cr.** Розглянемо одержані експериментальні результати дослідження температурних залежностей питомого опору  $\rho(T)$  і ТКО  $\beta(T)$  свіжосконденсованих тришарових плівок Co(30 нм)/Cu(10 нм)/Co(30 нм)/П ( $T = 300$  К) з додатковими шарами Fe, Ni та Cr товщиною 5 нм. Питомий опір і ТКО цих зразків лежать в межах  $\rho = (18 - 32) \cdot 10^{-7}$  Ом·м,  $\beta = (0,5 - 1,2) \cdot 10^{-3}$  К<sup>-1</sup> залежно від типу металу додаткового шару. Зазначимо, що для невідпалених тришарових плівкових систем Co/Cu/Co величина питомого опору становить  $(3 - 20) \cdot 10^{-7}$  Ом·м залежно від товщини ФМ та НМ шарів і для плівки Co(30 нм)/Cu(10 нм)/Co(30 нм) становить  $\rho = 3 \cdot 10^{-7}$  Ом·м [137].

Таку відмінність у питомих опорах плівок системи Co/Cu/Co і плівок цієї ж системи з додатковими шарами Fe, Ni та Cr можна пояснити наявністю більшої

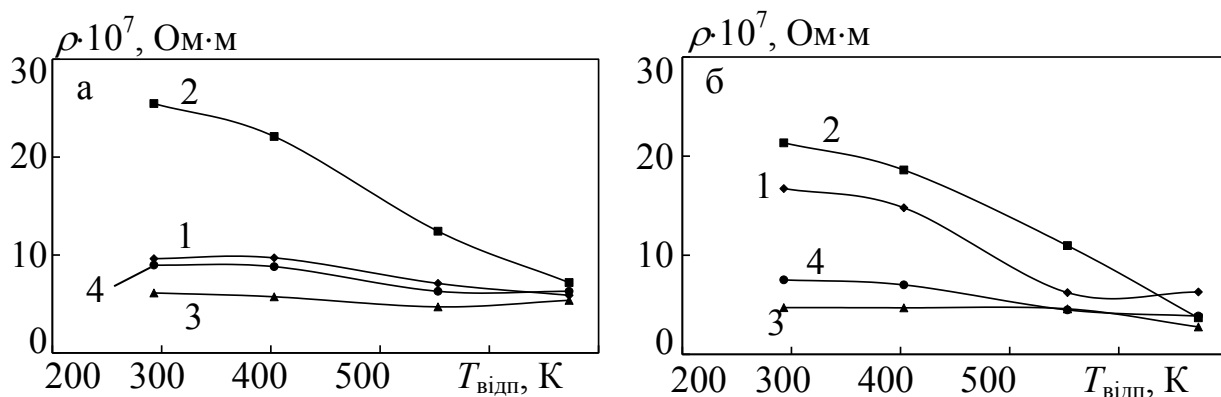


Рис. 4.2. Залежність питомого опору від температури відпалювання для плівок:  
 а – Co/Cu/Fe/П (1 –  $d_{\text{Co}}=35$  нм,  $d_{\text{Cu}}=4$  нм,  $d_{\text{Fe}}=35$  нм; 2 –  $d_{\text{Co}}=20$  нм,  $d_{\text{Cu}}=6$  нм,  $d_{\text{Fe}}=20$  нм; 3 –  $d_{\text{Co}}=30$  нм,  $d_{\text{Cu}}=20$  нм,  $d_{\text{Fe}}=30$  нм; 4 –  $d_{\text{Co}}=30$  нм,  $d_{\text{Cu}}=7$  нм,  $d_{\text{Fe}}=30$  нм);  
 б – Co/Ag/Fe/П (1 –  $d_{\text{Co}}=20$  нм,  $d_{\text{Ag}}=10$  нм,  $d_{\text{Fe}}=20$  нм; 2 –  $d_{\text{Co}}=35$  нм,  $d_{\text{Ag}}=15$  нм,  $d_{\text{Fe}}=35$  нм; 3 –  $d_{\text{Co}}=25$  нм,  $d_{\text{Ag}}=20$  нм,  $d_{\text{Fe}}=25$  нм; 4 –  $d_{\text{Co}}=25$  нм,  $d_{\text{Ag}}=15$  нм,  $d_{\text{Fe}}=25$  нм)

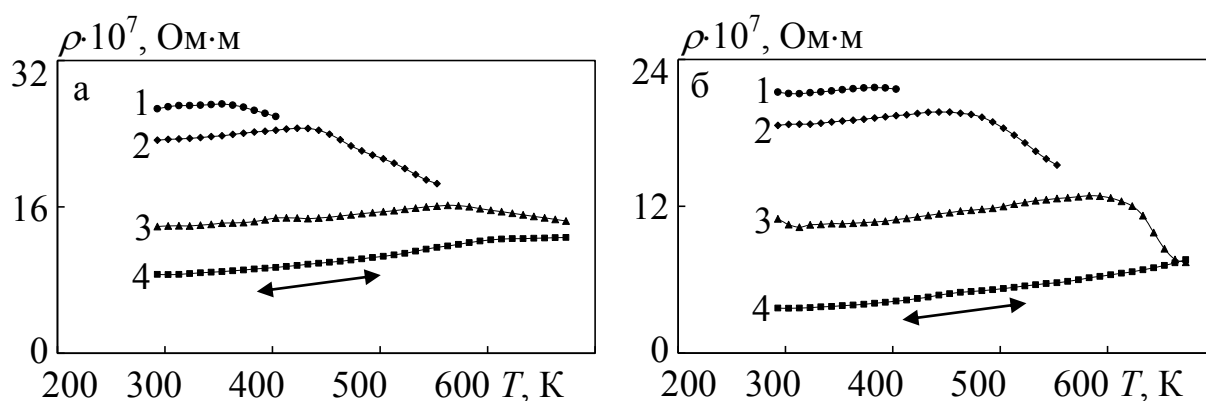


Рис. 4.3. Температурна залежність питомого опору плівок Co(20 нм)/Cu(6 нм)/Fe(20 нм)/П (а) і Co(35 нм)/Ag(15 нм)/Fe(35 нм)/П (б) при поетапному відпалюванні:  
 1 – 400 К; 2 – 550 К; 3 – 700 К (I цикл); 4 – 700 К (II цикл)

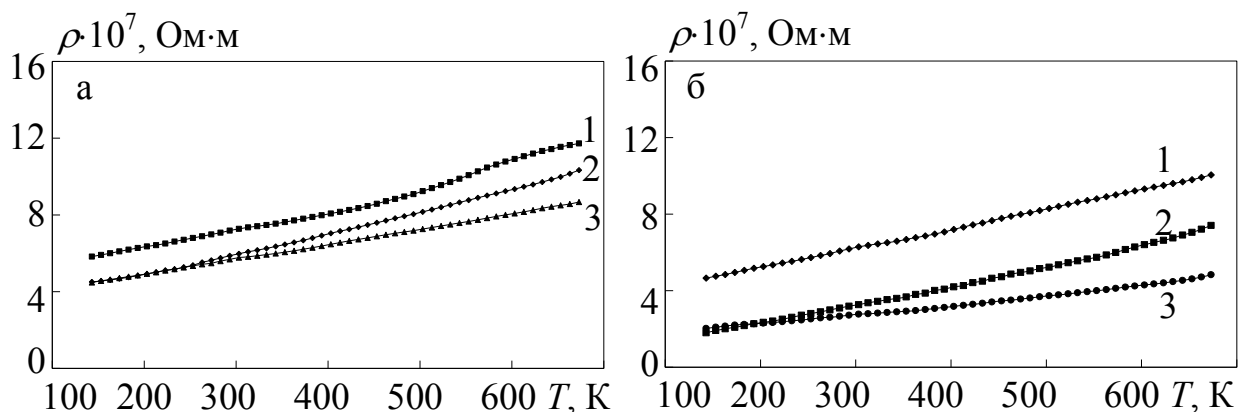


Рис. 4.4. Температурна залежність питомого опору для відпалених протягом II циклу плівок: а – Co/Cu/Fe/П (1 –  $d_{\text{Co}}=35$  нм,  $d_{\text{Cu}}=4$  нм,  $d_{\text{Fe}}=35$  нм; 2 –  $d_{\text{Co}}=20$  нм,  $d_{\text{Cu}}=6$  нм,  $d_{\text{Fe}}=20$  нм; 3 –  $d_{\text{Co}}=30$  нм,  $d_{\text{Cu}}=20$  нм,  $d_{\text{Fe}}=30$  нм); б – Co/Ag/Fe/П (1 –  $d_{\text{Co}}=20$  нм,  $d_{\text{Ag}}=10$  нм,  $d_{\text{Fe}}=20$  нм; 2 –  $d_{\text{Co}}=35$  нм,  $d_{\text{Ag}}=15$  нм,  $d_{\text{Fe}}=35$  нм; 3 –  $d_{\text{Co}}=25$  нм,  $d_{\text{Ag}}=20$  нм,  $d_{\text{Fe}}=25$  нм)

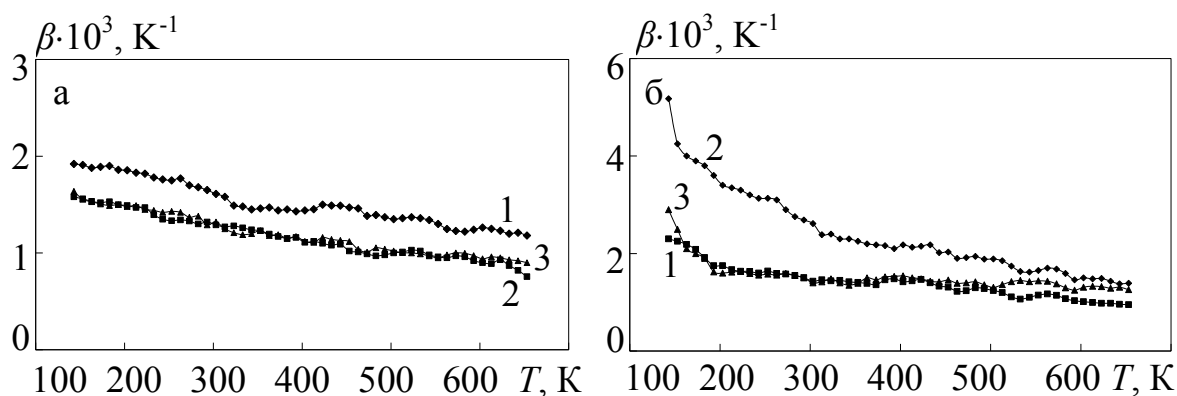


Рис. 4.5. Температурна залежність ТКО для відпалених протягом II циклу плівок: а – Co/Cu/Fe/П (1 –  $d_{\text{Co}}=35$  нм,  $d_{\text{Cu}}=4$  нм,  $d_{\text{Fe}}=35$  нм; 2 –  $d_{\text{Co}}=20$  нм,  $d_{\text{Cu}}=6$  нм,  $d_{\text{Fe}}=20$  нм; 3 –  $d_{\text{Co}}=30$  нм,  $d_{\text{Cu}}=20$  нм,  $d_{\text{Fe}}=30$  нм); б – Co/Ag/Fe/П (1 –  $d_{\text{Co}}=20$  нм,  $d_{\text{Ag}}=10$  нм,  $d_{\text{Fe}}=20$  нм; 2 –  $d_{\text{Co}}=35$  нм,  $d_{\text{Ag}}=15$  нм,  $d_{\text{Fe}}=35$  нм; 3 –  $d_{\text{Co}}=25$  нм,  $d_{\text{Ag}}=20$  нм,  $d_{\text{Fe}}=25$  нм)

кількості границь поділу шарів, в яких виникають дефекти внаслідок невідповідності кристалічних решіток. Цей факт узгоджується також з результатами роботи [138].

На рис. 4.6 наведені залежності питомого електричного опору плівок системи Co/Cu/Co з додатковими шарами Ni, Fe та Cr від температури відпалювання, в яких,

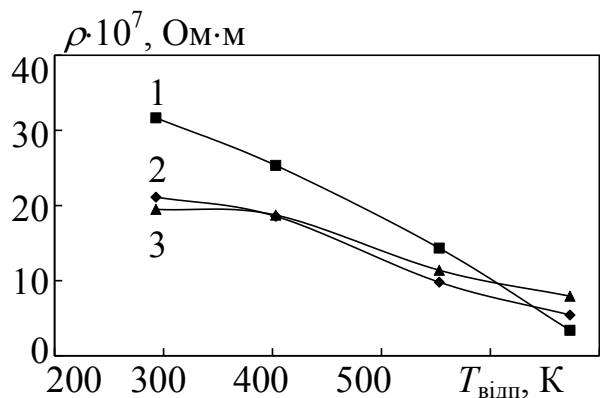


Рис. 4.6. Залежність питомого опору від температури відпалювання для плівок Co(30 нм)/Cu(10 нм)/Co(30 нм) з додатковими шарами: 1 – Fe(5 нм); 2 – Ni(5 нм); 3 – Cr(5 нм)

як і у зразках попередніх систем, при збільшенні товщини НМ прошарку необоротне падіння питомого опору зменшується, що пояснюється причинами описаними вище. Питомий опір  $\rho$  для плівки системи Fe/Co/Cu/Co/Fe в результаті відпалювання зменшується значно більше (9,4 рази), ніж питомий опір  $\rho$  плівки системи Ni/Co/Cu/Co/Ni (3,9 рази) та плівки системи Co/Cu/Co/Cr (2,5 рази). Цей факт обумовлений рядом причин, а саме: різною дефектністю шарів Ni, Fe та Cr, різним перерозподілом дефектів під час відпалювання, а також відмінностями в утворенні твердих розчинів та сплавів. Для плівки Co(30 нм)/Cu(10 нм)/Co(30 нм)/П питомий опір зменшується в результаті відпалювання за температури 700 К лише в 2 рази.

Згідно [139], складова електричного опору, яка обумовлена розсіюванням носіїв заряду на міжзеренних межах, повинна змінюватися завдяки появі атомів іншого сорту. При відносно малих концентраціях дифундуючих атомів по межах кристалітів  $C_g$  коефіцієнт розсіювання носіїв на межі зерен ( $R'$ ) можна представити у такому вигляді [140]:

$$R' = R + \gamma_g C_g, \quad (4.1)$$

де  $R$  – коефіцієнт розсіювання границею розділу шарів при відсутності дифундуючих атомів;

$\gamma_g$  – коефіцієнт, який визначає характер межі: при  $\gamma_g < 0$  домішкові атоми призводять до того, що межа стає більш прозорою, а при  $\gamma_g > 0$  – більш розсіювальною.

Наприклад, згідно результатів наведених в роботі [141], у плівках Co при дифузії в них атомів Ni із покриття спостерігається покращення прозорості меж зерен, а у плівках Cu/Ni/П і Ni/Cu/П – їх погіршення.

Тобто в залежності від сорту домішки межі зерен можуть стати або більш прозорими, або більш розсіювальними, що в масштабі плівки призводить або до зменшення, або ж до збільшення питомого опору.

На жаль, в нашому випадку, впевнено стверджувати (через складність зразків, що обумовлено наявністю декількох вихідних компонент плівки), що зерномежова дифузія призводить до збільшення дзеркальності меж зерен, не можна. Але можна стверджувати, що навіть якщо деяке збільшення дзеркальності меж і присутнє, то воно незначне, оскільки не перевищує зменшення величини питомого опору за рахунок збільшення розміру зерна і вдосконалення кристалічної структури, але впливає на швидкість зміни опору в результаті відпалювання.

Плівки Fe/Co/Cu/Co/Fe/П, Ni/Co/Cu/Co/Ni/П та Co/Cu/Co/Cr/П відпалювалися за температури 700 К протягом 30 хв. На рис. 4.7 для цих плівок приведені графіки температурних залежностей  $\rho$  і  $\beta$ . На наведених залежностях  $\beta(T)$  практично не спостерігаються особливості, які пов'язані із характерними точками вихідних металів [135].

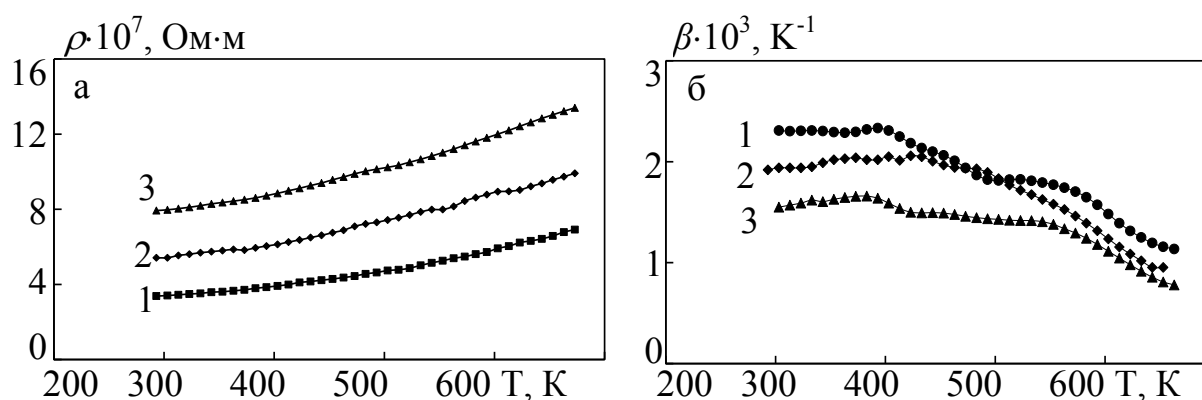


Рис. 4.7. Температурна залежність питомого опору (а) та ТКО (б) для відпалених протягом II циклу плівок Co(30 нм)/Cu(10 нм)/Co(30 нм)/П з додатковими шарами: 1 – Fe(5 нм); 2 – Ni(5 нм); 3 – Cr(5 нм)

Отже, збільшення кількості додаткових шарів у плівковій системі приводить до більш інтенсивного проходження процесів взаємної дифузії, що пояснює майже повне згладжування особливостей  $\rho(T)$  і  $\beta(T)$  у характерних точках за рахунок концентраційних процесів. Зміна величини питомого опору під час термовідпалювання зразків визначається ступенем дефектності додаткових шарів металів, їх товщиною (внеском у загальну товщину плівки), енергією активації «заліковування» дефектів та процесами взаємодифузії і фазоутворення.

#### 4.2 Вплив температури підкладки при конденсації на температурні залежності питомого опору плівок Co/Cu/Fe/П

Розглянемо одержані експериментальні результати дослідження впливу температури підкладки ( $T_{\text{п}}$ ) при конденсації на питомий електричний опір  $\rho$  тришарових плівок Co/Cu/Fe/П отриманих за  $T_{\text{п}} = 300$  К, 400 К та 550 К. Швидкість конденсації шарів в межах  $w = (0,5 - 1,5)$  нм/с. На рис. 4.8 представлений графік залежності питомого опору від температури підкладки  $\rho(T_{\text{п}})$  для свіжосконденсованих систем Co/Cu/Fe. Особливістю поведінки  $\rho(T_{\text{п}})$  є те, що опір

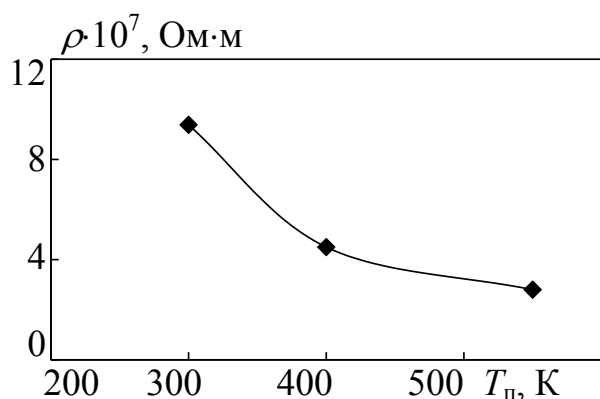


Рис. 4.8. Залежність питомого опору від температури підкладки при конденсації для плівки Co/Cu/Fe/П ( $d_{\text{Co}}=30$  нм,  $d_{\text{Cu}}=10$  нм,  $d_{\text{Fe}}=30$  нм)

зразків різко зменшується при збільшенні  $T_{\text{п}}$  при конденсації шарів. Це можна пояснити як зменшенням кількості дефектів, так і збільшенням розміру кристалітів, що призводить до збільшення СДВП електронів провідності. Підвищення  $T_{\text{п}}$  при конденсації, згідно проведених досліджень дифузійних процесів, призводить також і до збільшення швидкості проходження конденсаційно-стимульованої дифузії. Але Co, Cu та Fe,

згідно діаграм фазового стану [113] та проведеного дослідження структурно-фазового стану плівкових зразків Co/Cu/Fe/П, слабозчинні між собою, тому дифузія в основному відбувається по межах зерен (зерногранична дифузія) без утворення високоомних сплавів.

Після конденсації плівки відпалювалися за температури 700 К протягом 30 хв. На рис. 4.9 наведені графіки  $\rho(T)$  для плівок Co/Cu/Fe/П, отриманих за різної температури підкладки.

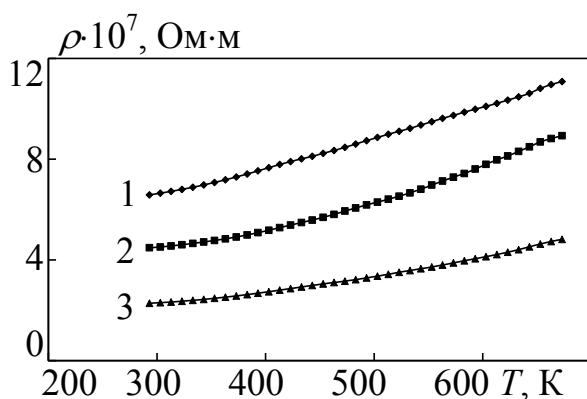


Рис. 4.9. Температурна залежність питомого опору для відпалених протягом П циклу плівок Co/Cu/Fe/П ( $d_{\text{Co}}=30$  нм,  $d_{\text{Cu}}=10$  нм,  $d_{\text{Fe}}=30$  нм): 1 –  $T_{\text{п}} = 300$  К; 2 –  $T_{\text{п}} = 400$  К; 3 –  $T_{\text{п}} = 550$  К

Дослідження залежності питомого опору плівкових зразків від температури підкладки при конденсації шарів та температурних умов обробки необхідні для коректного обговорення та пояснення їх магніторезистивних властивостей, а саме, величини ГМРЕ.

### 4.3 Розмірний ефект ТКО тришарових плівок

Для теоретичного розрахунку величини ТКО тришарових плівок Co/Cu/Fe/П нами були використані теоретична модель Р. Дімміха [48] і макроскопічна модель [49]. Для розрахунку  $\beta$  твердого розчину  $[\beta\text{-Co, (Fe, Cu)}]$  ( $C_{\text{Co}} > 40\%$ ), який утворюється у плівках Co/Cu/Fe/П з товщиною ФМ шарів менше 30 нм та з товщиною НМ прошарку менше 5 нм після відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 700$  К, була використана формула для розрахунку величини ТКО трикомпонентних сплавів.

Виходячи з теорії Дімміха для двошарових плівок співвідношення (1.1) можна легко поширити на тришарові системи (якщо вважати тришарову плівкову систему

як паралельне з'єднання трьох провідників). Тоді формула (1.1) запишеться у вигляді:

$$\beta = \sum_{i=1}^3 A_i \beta_{\infty i} \left[ 1 - \frac{d \ln F_i}{d \ln k_i} - \frac{d \ln F_i}{d \ln l_i} \right], \quad (4.2)$$

Співвідношення (1.2) для прогнозування величини ТКО за макроскопічною моделлю для тришарових плівок запишеться, згідно [49], у такому вигляді

$$\beta = \beta_1 + \beta_2 + \beta_3 - \frac{d_1 \rho_2 \rho_3 (\beta_2 + \beta_3)}{d_1 \rho_2 \rho_3 + d_2 \rho_1 \rho_3 + d_3 \rho_1 \rho_2} - \frac{d_2 \rho_1 \rho_3 (\beta_1 + \beta_3) + d_3 \rho_1 \rho_2 (\beta_1 + \beta_2)}{d_1 \rho_2 \rho_3 + d_2 \rho_1 \rho_3 + d_3 \rho_1 \rho_2}, \quad (4.3)$$

де  $\rho_i$  та  $\beta_i$  – питомий опір і ТКО окремого шару.

Співвідношення моделі Р. Дімміха важливе з точки зору аналізу фундаментальних питань розмірного ефекту в ТКО плівкових систем, а макроскопічна модель дозволяє аналізувати особливості розмірного ефекту при зміні товщини окремих шарів та здійснювати прогнозування електрофізичних властивостей [142].

Також потрібно зазначити, що макроскопічна модель у явному вигляді не оперує мікроскопічними параметрами (ДВП електронів, розмір кристалітів тощо).

Про ступінь відповідності теоретично розрахованих і експериментальних значень ТКО для плівкових зразків Co/Cu/Fe/П можна судити із таблиці 4.1. Порівняння цих значень ТКО показало, що вони узгоджуються з точністю до 20% за моделлю Дімміха та з точністю до 30% за макроскопічною моделлю. З представлених у таблиці 4.1 результатів видно, що при збільшенні товщини НМ прошарку для зразків з товщиною ФМ шарів ( $d_f < 30$  нм) величина ТКО збільшується, а для плівок з  $d_f > 30$  нм, при збільшенні товщини НМ шару – зменшується. Відмітимо той факт, що відповідності розрахункових і експериментальних значень мають якісний характер. Це значить, що крім розмірних ефектів, суттєво проявляються й інші ефекти, що спричиняють дану невідповідність [49].

У випадку перехідних металів, по аналогії із співвідношенням для питомого



опору бінарних сплавів [61], запишемо формулу для трикомпонентного сплаву:

$$\rho(T) = \rho_{зал} + C_1\rho_1(T) + C_2\rho_2(T) + C_3\rho_3(T) \quad (4.4)$$

Тоді

$$\beta = \frac{1}{\rho} \{C_1\beta_1\rho_1 + C_2\beta_2\rho_2 + C_3\beta_3\rho_3\} = \frac{C_1\beta_1\rho_1}{\rho_{зал} + C_1\rho_1 + C_2\rho_2 + C_3\rho_3} + \frac{C_2\beta_2\rho_2}{\rho_{зал} + C_1\rho_1 + C_2\rho_2 + C_3\rho_3} + \frac{C_3\beta_3\rho_3}{\rho_{зал} + C_1\rho_1 + C_2\rho_2 + C_3\rho_3} \quad (4.5)$$

Виконуючи перетворення маємо:

$$\beta = \frac{\beta_1}{1 + \frac{C_2\rho_2}{C_1\rho_1} + \frac{C_3\rho_3}{C_1\rho_1} + \frac{\rho_{зал}}{C_1\rho_1}} + \frac{\beta_2}{1 + \frac{C_1\rho_1}{C_2\rho_2} + \frac{C_3\rho_3}{C_2\rho_2} + \frac{\rho_{зал}}{C_2\rho_2}} + \frac{\beta_3}{1 + \frac{C_1\rho_1}{C_3\rho_3} + \frac{C_2\rho_2}{C_3\rho_3} + \frac{\rho_{зал}}{C_3\rho_3}}$$

Якщо виконується нерівність  $\rho_{зал} \ll C_n\rho_n$ , то вище зазначену формулу наближено можна записати наступним чином:

$$\beta = \frac{\beta_1}{1 + \frac{C_2\rho_2}{C_1\rho_1} + \frac{C_3\rho_3}{C_1\rho_1}} + \frac{\beta_2}{1 + \frac{C_1\rho_1}{C_2\rho_2} + \frac{C_3\rho_3}{C_2\rho_2}} + \frac{\beta_3}{1 + \frac{C_1\rho_1}{C_3\rho_3} + \frac{C_2\rho_2}{C_3\rho_3}} \quad (4.6)$$

При розгляді твердих розчинів  $[\beta\text{-Co, (Fe, Cu)}]$  індекс 1 у співвідношенні (4.6) відноситься до кобальту, індекси 2 і 3 відповідно до заліза та міді.

Для плівок Co/Cu/Fe/П, в яких згідно електронографічних досліджень та ВІМС аналізу спостерігається твердий розчин після відпалювання при 700 К при товщині ФМ шарів менше 30 нм, була розрахована величина ТКО за співвідношенням (4.6). В таблиці 4.2 представлено порівняння експериментальних та розрахованих значень ТКО. Як видно з таблиці ці значення досить добре співпадають з точністю до 20%. У той же час потрібно зазначити, що компоненти твердого розчину  $[\beta\text{-Co, (Fe, Cu)}]$ , не завжди ведуть себе як квазіізоелектронні метали, тому використання співвідношення (4.6) в таких випадках може бути не зовсім коректним. Однак даний вираз, завдяки своїй простоті у використанні, досить зручний для оцінки порядку величини ТКО.

Таблиця 4.1

Експериментальні та розрахункові за співвідношенням (4.2) і (4.3) значення ТКО для термостабілізованих при 700 К тришарових плівок Co/Cu/Fe/П

№ зразка	Товщина, нм				$\beta \cdot 10^3, \text{K}^{-1}$			$\frac{ \beta_{\text{експ}} - \beta_{\text{розрах}} }{\beta_{\text{експ}}}, \%$	
	$d$	$d_1$	$d_2$	$d_3$	експ.	розрахунок за		(4.2)	(4.3)
						(4.2)	(4.3)		
1	40	15	10	15	0,78	0,70	0,57	10,3	26,9
2	45	15	15	15	0,83	0,75	0,59	9,6	28,9
3	50	15	20	15	1,00	0,85	0,74	15,0	26,0
4	55	15	25	15	1,10	0,89	0,81	19,1	26,4
5	50	20	10	20	1,42	1,15	1,00	19,0	29,6
6	55	20	15	20	1,30	1,20	1,05	7,7	19,2
7	60	20	20	20	1,59	1,28	1,14	19,5	28,3
8	65	20	25	20	1,60	1,31	1,23	18,1	23,1
9	60	25	10	25	1,51	1,25	1,26	17,2	16,6
10	65	25	15	25	1,55	1,36	1,28	12,3	17,4
11	70	25	20	25	1,62	1,40	1,36	13,6	16,0
12	75	25	25	25	1,63	1,39	1,40	14,7	14,1
13	70	30	10	30	1,43	1,26	1,11	11,9	22,4
14	75	30	15	30	1,36	1,12	1,01	17,7	25,7
15	80	30	20	30	1,33	1,11	0,97	16,5	27,0
16	85	30	25	30	1,30	1,10	0,96	15,4	26,2
17	80	35	10	35	1,60	1,43	1,23	10,6	23,1
18	85	35	15	35	1,56	1,28	1,18	18,0	24,4
19	90	35	20	35	1,43	1,22	1,16	14,7	18,9
20	95	35	25	35	1,38	1,20	1,08	13,0	21,7
21	90	40	10	40	1,59	1,61	1,29	1,3	18,9
22	95	40	15	40	1,52	1,45	1,14	4,6	25,0
23	100	40	20	40	1,46	1,35	1,06	7,5	27,4
24	105	40	25	40	1,45	1,30	1,04	10,3	28,3
25	100	45	10	45	1,62	1,75	1,35	8,0	16,7
26	105	45	15	45	1,49	1,59	1,26	6,7	15,4
27	110	45	20	45	1,41	1,47	1,17	4,3	17,0
28	115	45	25	45	1,38	1,41	1,14	2,2	17,4

Таблиця 4.2

**Експериментальні та розрахункові на основі (4.6) значення ТКО для термостабілізованих за 700 К тришарових плівок Со/Сu/Fe/П**

№	$C_{Co}, \text{ат.}\%$	$C_{Cu}, \text{ат.}\%$	$C_{Fe}, \text{ат.}\%$	$d = d_1 + d_2 + d_3,$ нм	$\beta \cdot 10^{-3}, \text{K}^{-1}$		$\frac{ \beta_{\text{експ}} - \beta_{\text{розрах}} }{\beta_{\text{експ}}}, \%$
					експ.	розрах.	
1	47,95	9,65	42,4	33	0,71	0,57	19,7
2	39,14	26,26	34,6	40	0,78	0,68	12,8
3	49,13	7,42	43,45	43	1,36	1,10	19,1
4	41,88	21,08	37,04	50	1,42	1,15	19,0
5	49,87	6,03	44,1	53	1,46	1,26	13,7
6	43,72	17,61	38,67	60	1,51	1,25	17,2
7	50,38	5,07	44,55	63	1,65	1,44	12,7
8	45,04	15,12	39,84	70	1,79	1,52	15,0

Слід відмітити, що в роботах [143] та [144] співвідношення для розрахунку величини ТКО бінарних сплавів було успішно застосоване для двошарових плівок на основі Ni, V або Cr (у яких спостерігається утворення твердих розчинів у процесі відпалювання) та сплаву NiCu.

Розглянемо більш ґрунтовно фактори, які можуть призводити до невідповідності експериментальних значень ТКО з теоретичними. Потрібно відзначити, що коректно обговорювати розмірні ефекти в електричних властивостях плівкових систем можна лише у випадку існування індивідуальності їх окремих шарів. Найкраще цій умові відповідає плівкова система Co/Cu/Fe, у якій зберігається індивідуальність шарів при товщині  $d_f > 20$  нм та  $d_n > 5$  нм, навіть після відпалювання за 700 К. Тому саме ця система і була вибрана для апробації теоретичних моделей.

Одним із основних факторів, який впливає на величину ТКО, є технологічний, тобто це наявність домішкових атомів у плівкових зразках із залишкової атмосфери. Він суттєво проявляється тільки у плівках, які отримані у звичайному технологічному вакуумі. Проведені в [142] розрахунки показують, що вплив цього фактору не перевищує 20%. У роботі [145] проаналізовано питання щодо впливу ступеня чистоти підкладки на структуру та електрофізичні властивості плівкових зразків. Згідно з [145] більш чисті зразки можна отримати шляхом попередньої термообробки підкладок у вакуумі. У нашому випадку підкладки витримувались у вакуумній установці протягом 1 години за температури 600 К.

Також на величину ТКО можуть впливати макронапруження термічного походження на межі поділу шарів. Хоча зазначимо, що у моделі Р. Дімміха [48] вплив цього фактору не враховується. Оцінку впливу термічних макронапружень на величину питомого опору було проведено в роботі [146] та виявлено, що вони можуть зумовити зміну величини питомого опору системи на (2 – 5)%.

Досить суттєво на зміну величини опору в плівкових системах впливає взаємна дифузія атомів металів, що входять до плівкової структури. Згідно з [140], опір, обумовлений розсіюванням носіїв заряду на межах зерен, суттєво змінюється при появі атомів іншого сорту. Однак взаємодифузія практично не впливає на

величину електричного опору, який зумовлений розсіюванням електронів в об'ємі зерна та на зовнішніх поверхнях шарів. В роботі [62] наголошується, що найкраща відповідність теоретичних та експериментальних значень ТКО за моделями Дімміха та макроскопічним підходом спостерігається при максимальному збереженні індивідуальності шарів у плівковій системі. У випадку плівок Co/Cu/Fe/П внаслідок конденсаційно-стимульованої дифузії та термодифузії відбувається незначне перемішування сусідніх шарів в інтерфейсах (хоча при  $d_n > 5$  нм утворення т.р. не фіксувалося), що призводить до збільшення невідповідності між результатами.

Також причиною розбіжності в теоретичних і експериментальних значеннях ТКО може бути ще й той факт, що у моделі Р. Дімміха зовсім не розглядається внесок в електричний опір електрон-магнетонного розсіювання, яке присутнє у досліджуваних нами плівках.

Відмінність між експериментальними і розрахованими значеннями ТКО за співвідношенням (4.6) пов'язана з тим, що на електронограмах від плівок Co/Cu/Fe/П ( $d_n < 5$  нм), крім т.р.[ $\beta$ -Co<sub>3</sub>(Fe,Cu)], фіксується фаза ОЦК-Fe. Тобто не має рівномірного розподілу концентрацій вихідних металів по об'єму плівки.

#### 4.4 Розмірна залежність питомого опору

На рис. 4.10 представлені експериментальні залежності величини питомого опору і ТКО від товщини НМ прошарку ( $d_n$ ) для плівок системи Co/Cu/Fe (рис. 4.10 а) та Co/Ag/Fe (рис. 4.10 б). Точка на вісі ординат ( $d_n=0$ ) відповідає двошаровій плівці Co/Fe/П. Як можна бачити з цього рисунка, при досить малій ефективній товщині НМ шару ( $d_n < 10$  нм) залежність  $\rho(d_n)$  має слабо виражений максимум, який пов'язаний, перш за все, з появою додаткових меж поділу шарів, оскільки питомий опір тришарових плівок більший, ніж двошарових. В роботі [56] наголошується на тому, що при малих товщина прошарку (точніше малих значеннях відношення товщини прошарку до товщини сусіднього ФМ шару  $d_{2,1}=d_2/d_1$ ) числове значення питомого опору визначається характером взаємодії носіїв заряду з

зовнішніми межами та інтерфейсами плівкової системи. Зі зростанням товщини прошарку на залежності  $\rho(d_{2,1})$  виникає максимум, оскільки, зі зростанням дзеркального проходження носіїв заряду у сусідні шари плівки максимум вироджується і питомий опір монотонним чином змінюється зі зростанням товщини зразка.

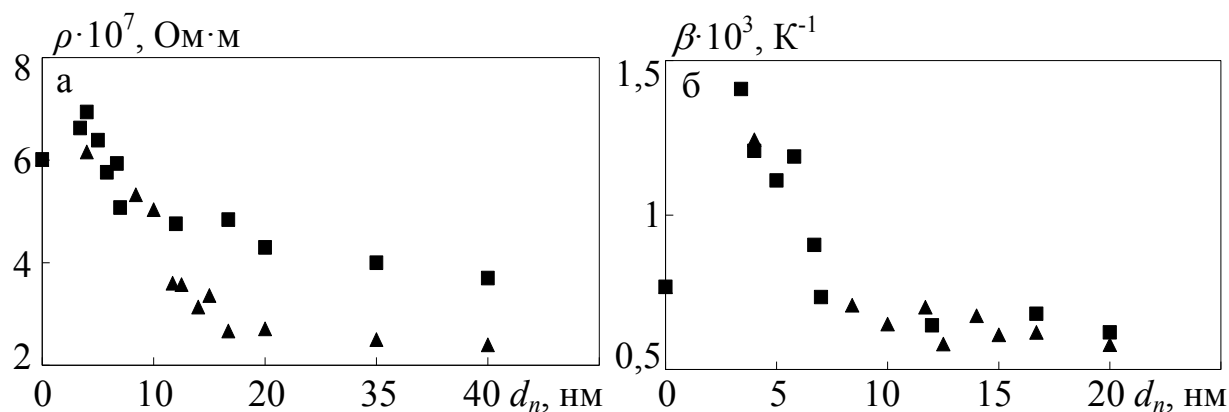


Рис. 4.10. Розмірна залежність питомого опору (а) та ТКО (б) для тришарових плівок: ■ – Co/Cu/Fe/П; ▲ – Co/Ag/Fe/П ( $d_{Co}=d_{Fe}=30$  нм)

Для можливості подальшого теоретичного прогнозування величини питомого опору була проведена апробація моделі на основі модифікованої теорії Маядаса і Шатцкеса, на прикладі плівкової системи Co/Cu/Fe за співвідношеннями (1.3)-(1.5). Для розрахунку величини питомого опору значення параметрів електроперенесення ( $\lambda_0$  – СДВП електронів в масивних зразках;  $\rho_\infty$  – питомий опір масивних зразків з такою ж концентрацією і типом дефектів, як і в плівці;  $R$  – коефіцієнт розсіювання електронів на міжзеренних межах) для одношарових плівок Co і Cu, були взяті з роботи [147]. Оскільки користуючись лише експериментальними даними коефіцієнти  $P$  та  $Q$  визначити неможливо, то по аналогії з [148, 149] допустивши, що межі кристалітів і межі поділу окремих шарів є ідентичними розсіюючими центрами електронів, то можна з деякою незначною похибкою у розрахунках питомої провідності (опору) використати замість  $P$  та  $Q$  коефіцієнти розсіювання  $R$  та проходження  $r$  міжзеренних меж.

В таблиці 4.3 представлені результати порівняння експериментальних та теоретично розрахованих значень питомого опору для тришарових полікристалічних

плівки Co/Cu/Fe/П з різною товщиною НМ шару, яке показало, що вони узгоджуються з точністю до 15%. Необхідно відзначити, що замість величини  $\rho_0$  використовувалася величина  $\rho_\infty = \lim_{d \rightarrow \infty} \rho_0$  - питомий опір масивного зразка з такою ж концентрацією і типом дефектів як і у плівці. Внаслідок проведеного аналізу результатів було виявлено, що експериментальні та розрахункові значення питомого опору найкраще співпадають (плівка Co/Cu/Fe/П) при значеннях  $P = 0,2$ ,  $Q = 0,4$  для Cu та  $P = 0,1$ ,  $Q = 0,6$  для Co, Fe.

Таблиця 4.3.

**Порівняння експериментальних і розрахункових значень питомого опору для тришарових плівок Co/Cu/Fe/П**

Плівка ( $d$ , нм)	Питомий опір $\times 10^7$ , Ом·м		
	експер. дані	розрах. дані	$\frac{\rho_{\text{експ}} - \rho_{\text{розрах}}}{\rho_{\text{експ}}}$ , %
Co(30)/Cu(5)/Fe(30)/П	6,5	6,0	7,7
Co(30)/Cu(10)/Fe(30)/П	4,8	4,1	14,6
Co(30)/Cu(20)/Fe(30)/П	4,2	3,7	11,9
Co(30)/Cu(30)/Fe(30)/П	4,0	3,6	10,0
Co(30)/Cu(40)/Fe(30)/П	3,7	3,4	8,1

Незначна відмінність цих результатів, ймовірно, пов'язана з неврахуванням того факту, що  $\lambda_0$  та  $\rho_\infty$  залежать від розміру зерна і неврахуванням проходження в плівковій системі зерномежевої дифузії. Також слід звернути увагу, на досить великі значення питомого електричного опору  $\rho$  для плівок з прошарком  $d_2 \approx 5$  нм (див. перший рядок таблиці 4.3). Це можна пояснити тим, що при таких товщинах плівка міді може бути несучільною (острівцевою), що створює додаткові розсіюючі центри електронів внаслідок порушення періодичності мікрорельєфу інтерфейсу. Перехід прошарку від острівцевої структури до суцільної приводить до зменшення величини питомого опору всієї плівкової структури [141]. Цей висновок співзвучний з результатами роботи [150], в якій було досліджено характер розсіювання електронів на границях поділу в епітаксialних плівках Cu/(111)Si і Co/(111)Si з тонким покриваючим шаром Co чи Cu, відповідно.

Розрахунки термічного коефіцієнта опору  $\beta$  проводилися згідно співвідношення запропонованого в [54]:

$$\beta = \sum_{j \neq n} \frac{\beta_{\infty j}}{1 + D_{n,j}} \left\{ \begin{array}{l} 1 - \frac{3}{2} \alpha_j + \frac{3\lambda_j}{8d_j} \left[ (1-P) \left( 1 - \frac{12}{\pi} \alpha_j \right) + \frac{3}{5\pi} Q \frac{\lambda_n}{\lambda_j} \alpha_j \right] + \\ + \frac{3}{8} \frac{\lambda_n}{d_j} \frac{\beta_{\infty n}}{\beta_{\infty j}} \left[ 1 - \frac{16}{15\pi} (\alpha_j + 10\alpha_n) \right] \end{array} \right\}, \quad (4.7)$$

де  $\beta_{\infty}$  – ТКО масивного зразка з такою ж концентрацією і типом дефектів як і у плівці;

$\lambda_i$  – СДВП електронів у шарі;

$\alpha_j$  – зерномежовий параметр,

а функція  $D_{n,j}$  має наступний вигляд:

$$D_{n,j} = (d_n \sigma_{0n} \Phi_n) / (d_j \sigma_{0j} \Phi_j). \quad (4.8)$$

В таблиці 4.4 наведено експериментальні і розрахункові значення ТКО для тришарових полікристалічних плівок Co/Cu/Fe/П з різною товщиною НМ прошарку. З наведених у ній результатів видно, що внаслідок збільшення товщини мідного прошарку для плівок із  $d_{\text{Co,Fe}} = 30$  нм величина  $\beta$  поступово зменшується.

Таблиця 4.4

**Порівняння експериментальних і розрахункових значень ТКО для тришарових плівок Co/Cu/Fe/П**

Плівка ( $d$ , нм)	Термічний коефіцієнт опору $\times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$		
	експер. дані	розрах. дані	$\frac{ \beta_{\text{екс}} - \beta_{\text{роз}} }{\beta_{\text{екс}}}, \%$
Co(30)/Cu(5)/Fe(30)/П	1,80	1,69	6,5
Co(30)/Cu(10)/Fe(30)/П	1,43	1,64	12,8
Co(30)/Cu(20)/Fe(30)/П	1,33	1,53	13,0
Co(30)/Cu(30)/Fe(30)/П	1,30	1,34	3,0
Co(30)/Cu(40)/Fe(30)/П	1,17	1,29	9,3



Порівняння експериментальних і теоретично розрахованих значень ТКО для цих плівок показує, що вони співпадають з точністю до 15%. Однією з причин цієї невідповідності може бути взаємна дифузія, за рахунок якої змінюються умови розсіювання електронів на міжзеренних межах та на межах поділу шарів.

#### Висновки до розділу 4

1. Експериментально показано, що на залежностях  $\beta(T)$  для тришарових плівок Co/Cu/Fe/П ( $T_n = 300$  К) практично не спостерігаються особливості, які можна пов'язати із характерними точками (температура Дебая вихідних металів і температури  $\theta_1$  й  $\theta_2$  для кобальту. Хоча для плівок Co/Fe/П ( $T_n = 300$  К) проявляються дві характерні точки, пов'язані з температурою Дебая кобальту і температурою  $\theta_1$  кобальту.
2. Встановлено, що для системи Co/Cu/Fe при збільшенні товщини НМ шару значення ТКО зростає (якщо  $d_f = \text{const} < 30$  нм) або зменшується (якщо  $d_f = \text{const} > 30$  нм).
3. Проведено розрахунок величини ТКО для тришарових плівкових зразків Co/Cu/Fe/П, у яких утворюється твердий розчин у процесі термообробки за співвідношенням для трикомпонентного плівкового сплаву; показано, що розбіжність (20%) з експериментальними результатами пов'язана з нерівномірним розподілом концентрацій вихідних металів по об'єму плівкового зразка.
4. Проведено теоретичний розрахунок величини ТКО за моделлю Дімміха, макроскопічною моделлю та моделлю на основі модифікованої теорії Маядаса і Шатцкеса для плівкових зразків Co/Cu/Fe/П, в яких при  $d_f > 30$  нм та  $d_n > 5$  нм в значній мірі зберігається індивідуальність шарів. Показано, що розбіжність з експериментальними значеннями ТКО становить менше 20%, 30% та 15% відповідно. Для макроскопічної моделі з ростом товщини ФМ і НМ шарів вказана розбіжність зменшується.

## РОЗДІЛ 5

### МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ ТРИШАРОВИХ ПОЛІКРИСТАЛІЧНИХ ПЛІВОК [107, 108, 151, 152]

#### 5.1 Магнітоопір свіжосконденсованих плівок

**Система Co/Cu(Ag)/Fe.** Для більш ґрунтовного розуміння магніторезистивних властивостей в тришарових плівках систем Co/Cu/Fe та Co/Ag/Fe спочатку були проведені докладні дослідження МО в двошарових магнітних плівках Co/Fe/П. У всіх досліджуваних зразках Co/Fe/П з товщиною шарів  $d_f = (20 - 40)$  нм спостерігається анізотропія магнітоопору (АМО), яка характерна для однорідних ФМ матеріалів. АМО в феромагнетиках реалізується за рахунок взаємодії «вільних» електронів провідності з внутрішніми електронами атомів, спінові моменти яких обумовлюють спонтанну намагніченість [104]. На рис. 5.1 а наведені типові залежності повздовжнього ( $\parallel$ ) і поперечного ( $\perp$ ) МО від напруженості зовнішнього магнітного поля для свіжосконденсованої двошарової плівки Co/Fe/П ( $d_{Fe} = 40$  нм,  $d_{Co} = 40$  нм). Величина МО для цих зразків для повздовжнього складає  $(0,04 - 0,06)$  % та для поперечного –  $(0,14 - 0,16)$  %.

В результаті проведеного дослідження магніторезистивного ефекту в свіжосконденсованих зразках Co/Cu(Ag)/Fe/П ( $T_n = 300$  К) з товщинами ФМ шарів  $d_f = (20 - 40)$  нм та НМ шарів  $d_n = (2 - 30)$  нм було встановлено, що для всіх досліджуваних систем при ефективній товщині НМ прошарку  $d_{Cu} < 3$  нм (рис. 5.1 б) та  $d_{Ag} < 5$  нм реалізується позитивний повздовжній магніторезистивний ефект (опір збільшується при внесенні зразка в магнітне поле). Тобто в таких системах реалізується АМО, який властивий крім однорідних феромагнітних матеріалів, також і магнітним структурам з феромагнітним зв'язком.

У роботах [27, 40, 153] показано, що при малих товщинах НМ прошарку в тришарових плівкових системах існує пряма обмінна взаємодія між ФМ шарами через магнітні «містки» в НМ прошарку. Внаслідок цього стає неможливим виникнення явища ГМО. Такий зразок можна вважати двошаровою плівкою

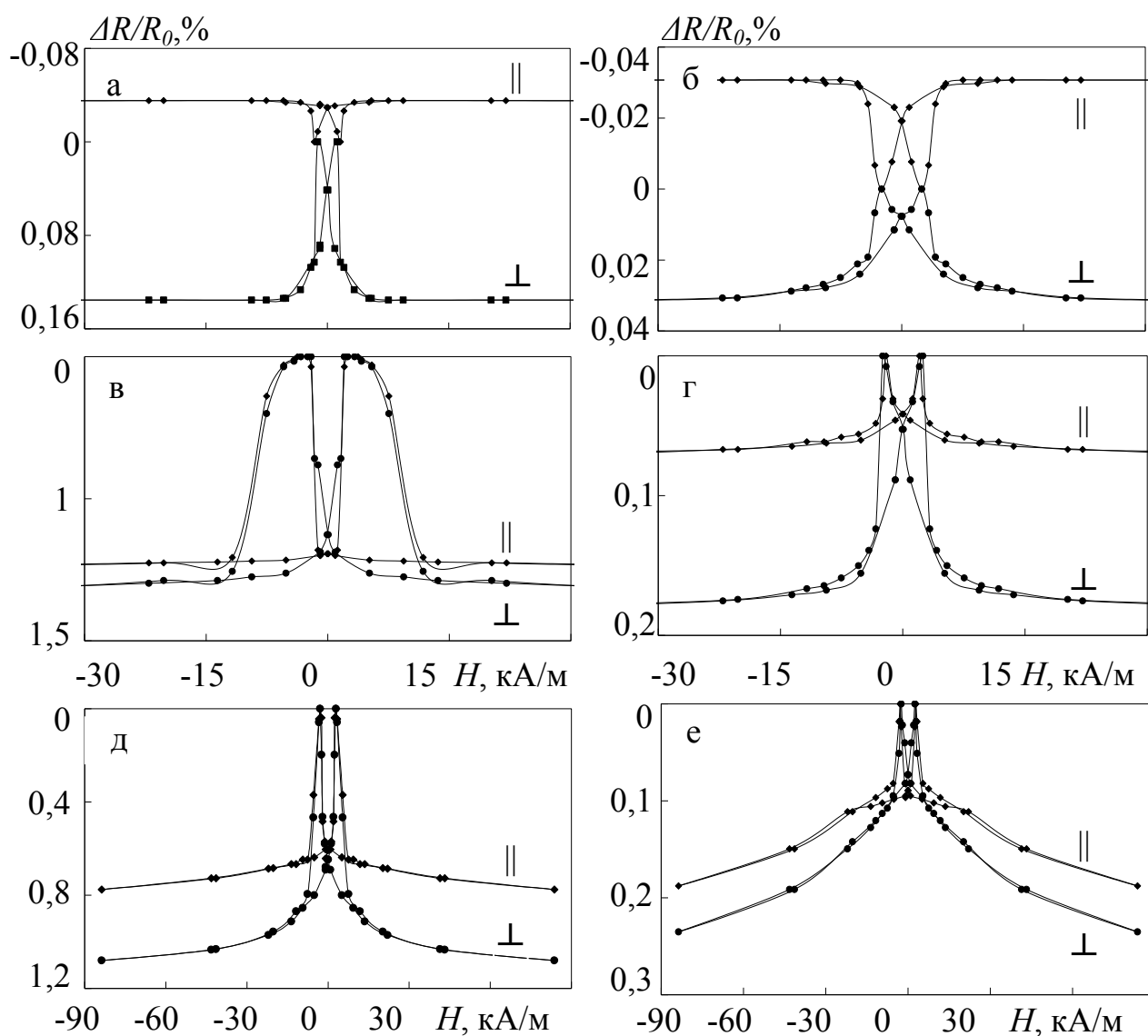


Рис. 5.1. Залежність повздовжнього ( $\parallel$ ) та поперечного ( $\perp$ ) МО від напруженості магнітного поля для свіжосконденсованих плівок: двошарової плівки Co/Fe/Π ( $d_{\text{Co,Fe}} = 50$  нм) (а), тришарових Co/Cu/Fe/Π (б, в, г) (б:  $d_{\text{Co,Fe}} = 40$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 2$  нм; в:  $d_{\text{Co,Fe}} = 40$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 3$  нм; г:  $d_{\text{Co,Fe}} = 40$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 10$  нм) та тришарових плівок Co/Ag/Fe/Π (д, е) (д:  $d_{\text{Co,Fe}} = 30$  нм,  $d_{\text{Ag}} = 6$  нм; е:  $d_{\text{Co,Fe}} = 25$  нм,  $d_{\text{Ag}} = 15$  нм). Температура вимірювання 300 К

товщиною  $2d_f$  із вкрапленням острівців міді чи срібла між ФМ шарами.

У свіжосконденсованих тришарових плівках систем Co/Cu/Fe та Co/Ag/Fe ( $T_n = 300$  K) з ефективною товщиною шару міді  $d_{Cu} = (3 - 15)$  нм (рис. 5.1 в, г) та срібла  $d_{Ag} = (5 - 20)$  нм (рис. 5.1 д, е) спостерігається явище ГМО, величина якого складає  $(0,3 - 1,2)\%$  та  $(0,3 - 1,1)\%$  відповідно за кімнатної температури. Для таких зразків диполь-дипольна взаємодія є нехтовно малою, а пряма обмінна взаємодія між цими шарами відсутня, бо хвильові функції магнітних іонів у сусідніх шарах не перекриваються (шари розділені спейсером (НМ прошарок), набагато товщим за типовий іонний радіус). Але металеві ФМ шари і НМ спейсер мають спільну систему електронів провідності. Внаслідок цього виникає непряма обмінна взаємодія сусідніх шарів, яка є проявом взаємодії Рудемана-Кіттеля-Косуя-Іосіда для відповідної структури [83]. Як і звичайна РККІ-взаємодія, вона виявляється осцилюючою функцією товщини НМ прошарку і може набувати як антиферомагнітного, так і феромагнітного характеру. Підібравши відповідним чином товщину НМ прошарку, можна досягти антипаралельної конфігурації магнітних моментів ФМ шарів у початковому стані. Такі багатошарові плівки показують великі значення МО. Проте поля, які потрібні для того, щоб перебороти антиферомагнітну взаємодію, є досить великими (близько 1 кЕ), що значно звужує коло практичних застосувань таких зразків [4]. Міжшарова обмінна взаємодія багатошарових плівок складається з двох компонентів: звичайної РККІ-взаємодії та феромагнітного зв'язку, який зумовлений магнітостатичною взаємодією внаслідок міжфазної шорсткості (зв'язок типу «апельсинової шкірки» [154]).

У наших плівкових системах внаслідок відносно товстого прошарку міжшарова обмінна взаємодія значно послаблюється, оскільки величина обох її компонент зменшується при збільшенні товщини НМ шару (феромагнітний зв'язок зменшується з товщиною прошарку експоненціально) [155]. Підтвердженням цього є наявність петлі магніторезистивного гістерезису та малі значення полів насичення ( $H_S < 20$  кА/м) [76, 156]. Тому магнітна конфігурація плівкової системи змінюється від антипаралельної впорядкованості намагніченостей ФМ шарів до паралельної, і навпаки, під дією зовнішнього магнітного поля за рахунок того, що верхній і нижній

ФМ шари мають різну коерцитивну силу. Ефект ГМО у тришарових структурах зумовлений наявністю асиметрії спін-залежного розсіювання (СЗР) електронів провідності на межах зерен [13, 76].

При товщині НМ прошарків  $d_{\text{Cu}} \sim 3$  нм (рис. 5.1 в),  $d_{\text{Ag}} \sim 6$  нм (рис. 5.1 д) величина ГМО максимальна і становить 1,2 % та 1,1 % відповідно за кімнатної температури та за однакової товщини магнітних шарів. Незначна величина ефекту ГМО при вказаних товщинах НМ прошарку обумовлена наявністю ФМ містків через нього, що призводить до часткового порушення антипаралельної конфігурації.

При охолодженні зразків до 100 К вид магніторезистивних петель залишається практично незмінним (незалежно від товщини шарів). Спостерігається лише збільшення величини ефекту ГМО (рис. 5.2) та зміщення піків на залежності  $(\Delta R/R_0)_{\text{max}}$  від  $(H)$  в область більш сильного магнітного поля (рис. 5.3). Збільшення амплітуди ефекту при зниженні температури зумовлене зменшенням розсіювання електронів на фонах (особливо в НМ прошарку), що приводить до збільшення ролі процесів СЗР, яке є фізичною основою (як вже зазначалося раніше) явища ГМО, а також збільшується кількість електронів, що проходять з одного ФМ шару в інший.

Для визначення магнітного стану системи Co/Cu/Fe/П були проведені магнітні дослідження за допомогою вібраційного магнітометра LDJ-9500 (визначені петлі магнітного гістерезису (рис. 5.4 а, в, д)). На рис. 5.4 наведені петлі магнітного гістерезису, які отримані за допомогою магнітометра в магнітному полі, прикладеному в площині плівки, та магніторезистивні петлі (рис. 5.4 б, г, е) для свіжосконденсованих тришарових плівок Co/Cu/Fe/П, які отримані за кімнатної температури. Як видно з рисунка, для плівок характерні майже прямокутні петлі гістерезису.

Такі петлі є типовими для шарів з планарною орієнтацією намагніченості (“тонкоплівковий” стан [157]). Одержані нами результати якісно подібні результатам представленим в роботі [158] і пояснюються суперпозицією петель гістерезису кожного із матеріалів та говорить про практично повне вирівнювання магнітних моментів ФМ шарів. За петлями магнітного гістерезису були визначені коерцитивна

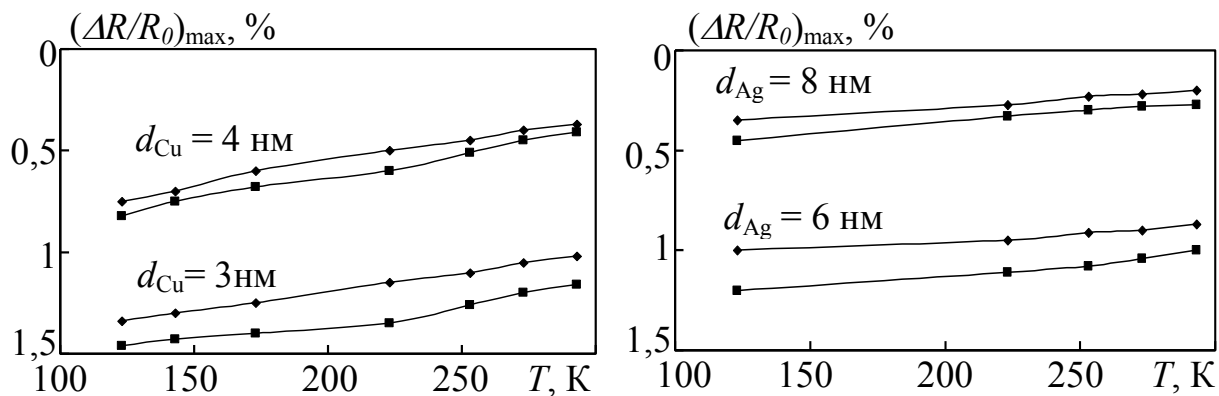


Рис. 5.2. Залежність повздовжнього (◆◆) та поперечного (■ ■) МО від температури вимірювання для свіжосконденсованих тришарових плівок Co/Cu/Fe/П (а) та Co/Ag/Fe/П (б)

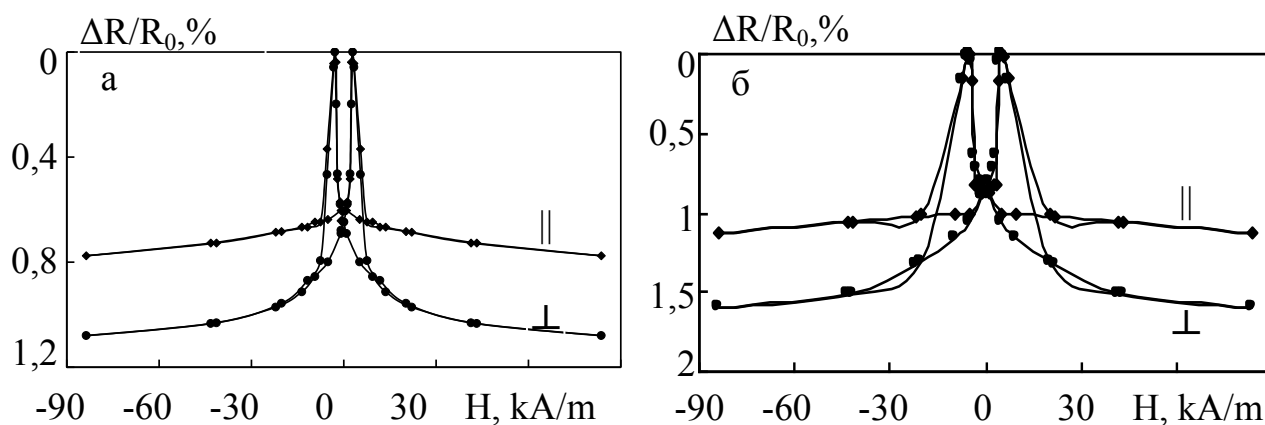


Рис. 5.3. Залежність повздовжнього (||) та поперечного ( $\perp$ ) МО від напруженості зовнішнього магнітного поля для свіжосконденсованої тришарової плівки Co(40 нм)/Cu(3 нм)/Fe(40 нм), а – температура вимірювання 293 К, б – температура вимірювання 150 К

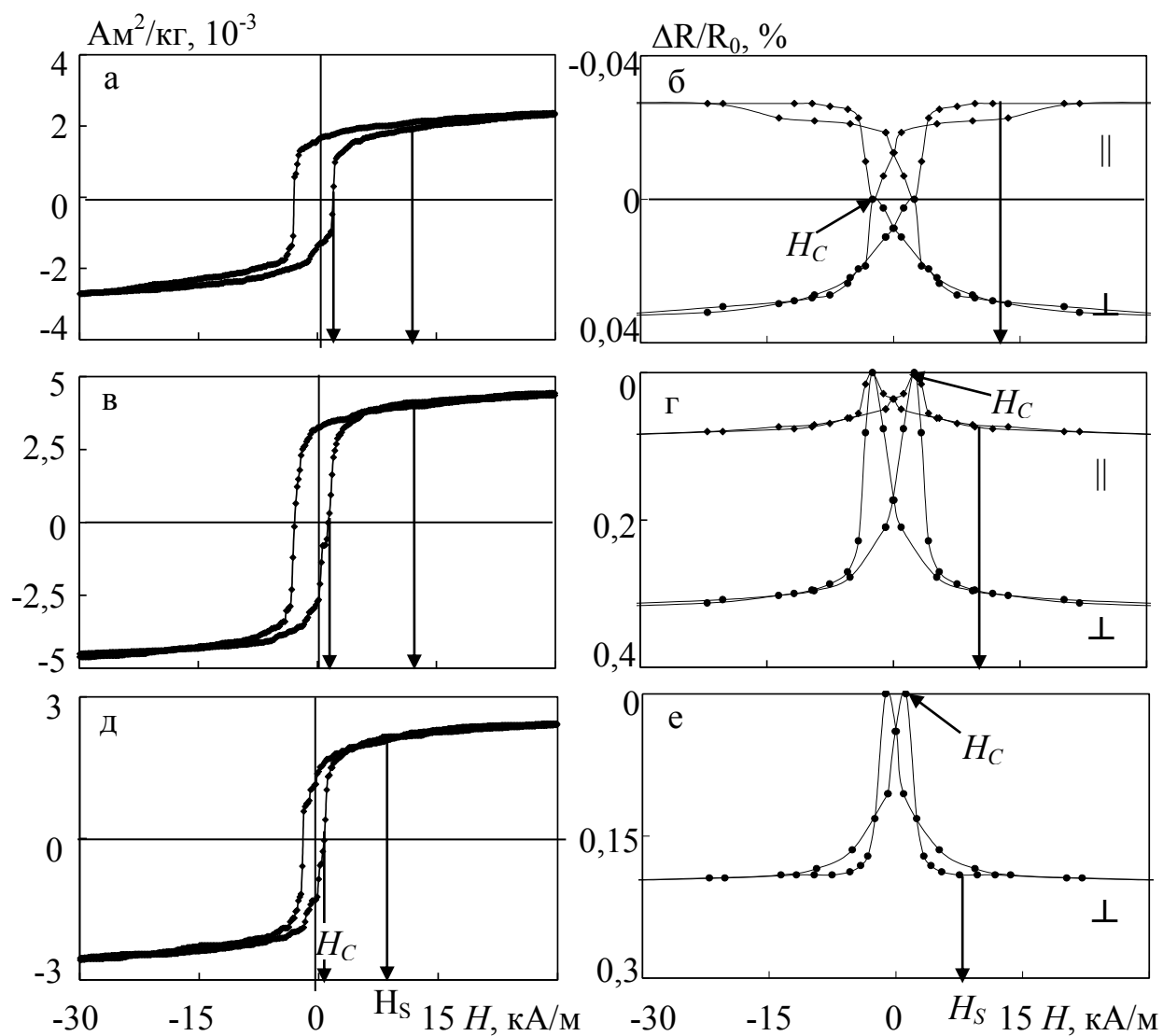


Рис. 5.4. Петлі гістерезису (а, в, д), отримані за допомогою вібраційного магнітометра в магнітному полі, прикладеному в площині плівки та магніторезистивні петлі (б, г, е) для невідпалених тришарових плівок Co/Cu/Fe/Pi: а, б:  $d_{\text{Co,Fe}} = 40$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 2$  нм; в, г:  $d_{\text{Co,Fe}} = 40$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 8$  нм; д, е:  $d_{\text{Co,Fe}} = 40$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 15$  нм

сила ( $H_C$  при  $M(H) = 0$ ) і поле насичення  $H_S$ . Порівняння (рис. 5.4 а, в, д) цих магнітних параметрів з відповідними параметрами, отриманими за допомогою магніторезистивних петель (рис. 5.4 б, г, е) показує їх хорошу відповідність. За величину поля насичення  $H_S$  приймали таке значення напруженості магнітного поля, коли  $(\Delta R/R_0) = 0,9(\Delta R/R_0)_{\max}$ . на кривій  $(\Delta R/R_0) = f(H)$ . Розбіжності значень  $H_C$  та  $H_S$ , отриманих із кривої намагнічування  $M(H)$  і відповідної їй петлі зміни електроопору в магнітному полі  $(\Delta R/R_0)(H)$ , не перевищують 15% (див. таблицю 5.1).

Таблиця 5.1.

### Значення $H_C$ та $H_S$ визначені з магніторезистивних та магнітних петель

Система $d_i$ , нм	Дані з магніторезистивної петлі		Дані з петлі гістерезису		$\delta H_C$ , %	$\delta H_S$ , %
	$H_C$ , кА/м	$H_S$ , кА/м	$H_C$ , кА/м	$H_S$ , кА/м		
Co(40)/Cu(2)/Fe(40)/П	2,46	41,38	2,45	40,22	0,4	2,9
Co(40)/Cu(5)/Fe(40)/П	5,43	83,68	5,75	75,09	5,6	11,4
Co(40)/Cu(7)/Fe(40)/П	7,54	92,65	7,37	107,92	2,3	14,2
Co(40)/Cu(8)/Fe(40)/П	2,46	43,22	2,14	45,34	15,0	4,7
Co(40)/Cu(15)/Fe(40)/П	1,19	41,38	1,37	38,72	13,1	6,9

Відтак можна говорити про співпадіння результатів, отриманих обома методами. Надалі коерцитивна сила й поле насичення будуть визначатися з магніторезистивних петель  $(\Delta R/R_0)(H)$ .

**Система Fe/Co/Cu/Co/Fe.** Відомо, що магніторезистивні властивості багат шарових магнітних структур із ефектом ГМО суттєво залежать від наявності атомів домішок у об'ємі ФМ шарів та на інтерфейсах [91]. З часу виникнення гіпотези, що ефект ГМО обумовлений асиметрією СЗР носіїв заряду, було проведено значну кількість спроб модифікувати СЗР електронів за рахунок введення відповідних домішкових атомів (шарів) у інтерфейси або в об'єм ФМ шарів. Теоретично показано [159], що коли в ФМ шарах плівкової системи ефективними є електрони з різними спіновими індексами, тобто в одному шарі ефективними є електрони зі спіном  $s\uparrow$ , а в іншому – зі спіном  $s\downarrow$  ( $\alpha_1 > 1$ ,  $\alpha_2 < 1$  ( $\alpha$  – коефіцієнт спінової



асиметрії) або навпаки), то можлива зміна знаку ефекту, тобто інверсія.

При проведенні дослідження магніторезистивного ефекту серій багатошарових плівкових зразків Fe/Co/Cu/Co/Fe з різними товщинами НМ прошарків було встановлено, що при товщині НМ шару  $d_{Cu} < 4$  нм спостерігається лише анізотропний магнітоопір (рис. 5.6 а).

Для невідпалених плівок Fe/Co/Cu/Co/Fe з товщиною  $d_{Cu} = (5 - 15)$  нм,  $d_{Co} = (20 - 40)$  нм та  $d_{Fe} = (5 - 10)$  нм (рис. 5.6 б, в, г) АМО відсутній і спостерігається лише зменшення електричного опору зразка незалежно від взаємної орієнтації напрямку прикладеного магнітного поля та струму в плівковій системі. Таким чином, у даних багатошарових плівках реалізується ефект ГМО. У переважній більшості робіт ГМО багатошарових плівок пов'язують з утворенням антиферомагнітно впорядкованих областей у магнітних шарах [160]. У досліджених нами зразках обмінний зв'язок між ФМ шарами суттєво послаблюється достатньо товстим ( $d_{Cu} = (5 - 15)$  нм) НМ провідним прошарком. Величина ГМО для свіжосконденсованих систем Fe/Co/Cu/Co/Fe складає  $(0,1 - 0,25)\%$  за кімнатної температури.

**Система Ni/Co/Cu/Co/Ni та Co/Ni/Cu/Ni/Co.** Для всіх досліджуваних систем з ефективною товщиною НМ прошарку до 2 нм (рис. 5.7 а) (незалежно від товщини та порядку розташування ФМ шарів Co та Ni) спостерігається лише АМО.

Для невідпалених плівок Ni/Co/Cu/Co/Ni з товщиною  $d_{Cu} = (3 - 15)$  нм,  $d_{Co} = (20 - 40)$  нм та  $d_{Ni} = (5 - 10)$  нм (рис. 5.7 б) спостерігається ГМО. Величина ГМО для свіжосконденсованих плівок систем Ni/Co/Cu/Co/Ni складає  $(0,1 - 0,2)\%$  за кімнатної температури. Для систем Co/Ni/Cu/Ni/Co ефект ГМО не був виявлений навіть для свіжосконденсованих плівок (рис. 5.7 а). Спостерігається тільки АМО дуже малої величини близько  $(0,02 - 0,04)\%$ . Згідно електроннографічних досліджень, вже у процесі осадження шарів Ni та Cu утворюється твердий розчин [ $\beta$ -Co,(Ni,Cu)], який виключає можливість антиферомагнітного впорядкування шарів Co.

**Система Co/Cu/Co/Cr та Co/Cu/Cr/Co.** Для всіх зразків з товщиною шару міді  $d_{Cu} < 3$  нм реалізується лише АМО. Для свіжосконденсованих плівок

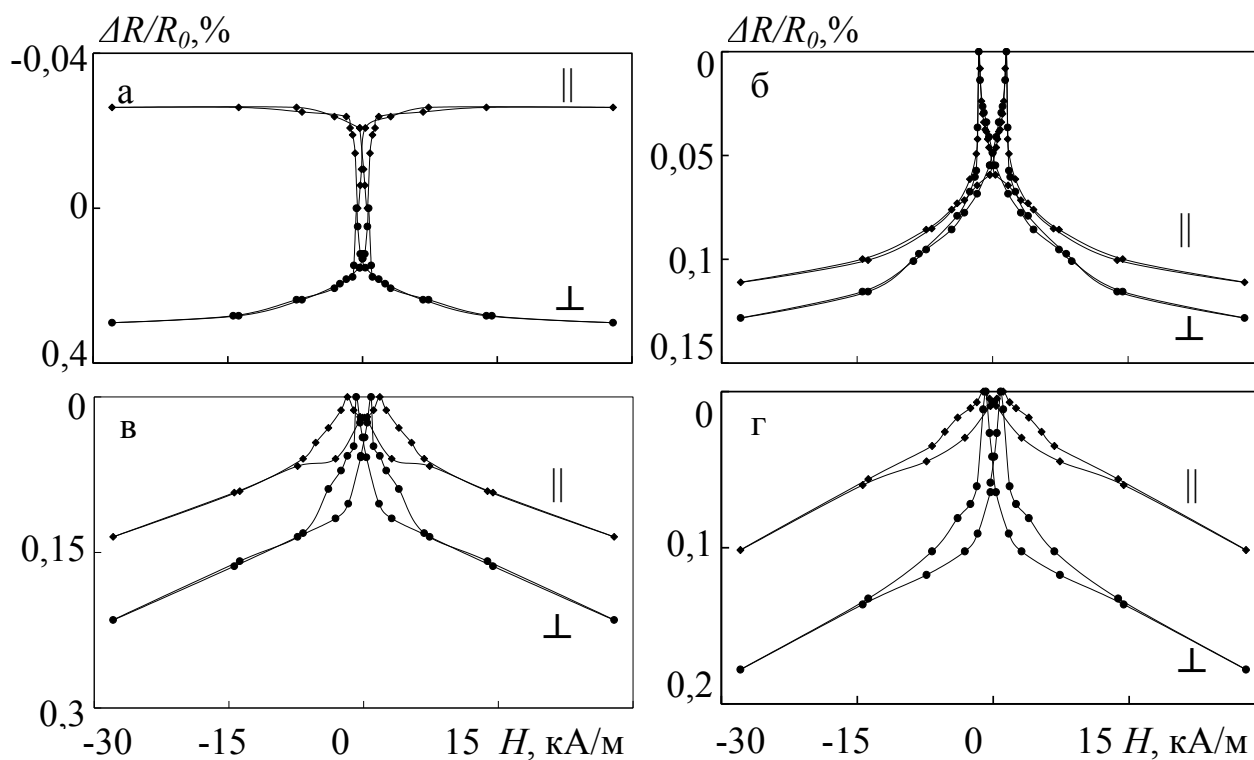


Рис. 5.6. Залежність повздовжнього (||) та поперечного ( $\perp$ ) МО від напруженості магнітного поля для свіжосконденсованих плівок Fe/Co/Cu/Co/Fe/П а –  $d_{\text{Co}} = 20$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 3$  нм,  $d_{\text{Fe}} = 5$  нм; б –  $d_{\text{Co}} = 20$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 5$  нм,  $d_{\text{Fe}} = 10$  нм; в –  $d_{\text{Co}} = 20$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 10$  нм,  $d_{\text{Fe}} = 5$  нм; г –  $d_{\text{Co}} = 20$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 12$  нм,  $d_{\text{Fe}} = 5$  нм. Температура вимірювання 300 К

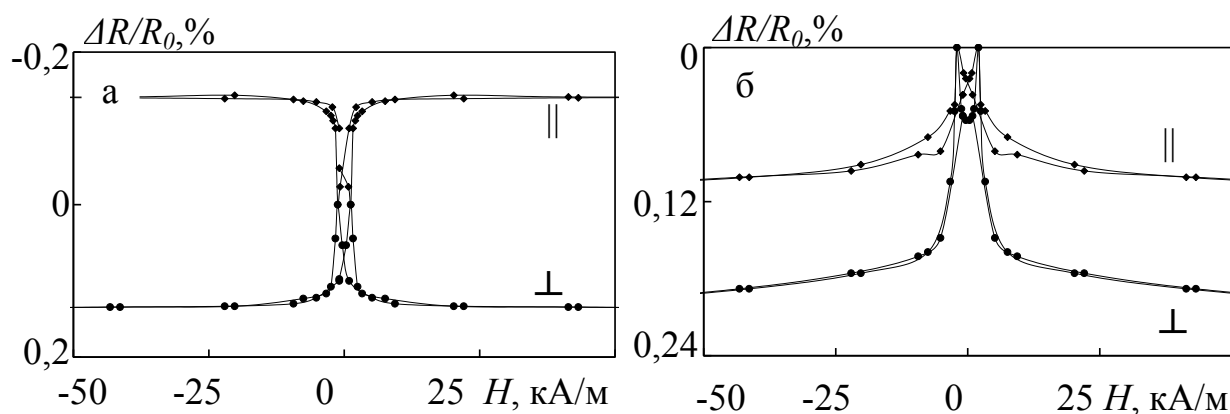


Рис. 5.7. Залежність повздовжнього (||) та поперечного ( $\perp$ ) МО від напруженості магнітного поля для свіжосконденсованих плівок: а – Co/Ni/Cu/Ni/Co ( $d_{\text{Co}} = 25$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 2$  нм,  $d_{\text{Ni}} = 5$  нм); б – Ni/Co/Cu/Co/Ni ( $d_{\text{Co}} = 30$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 10$  нм,  $d_{\text{Ni}} = 10$  нм). Температура вимірювання 300 К

Co/Cu/Co/Cr/П з  $d_{Co} = (20 - 40)$  нм,  $d_{Cu} = (3 - 15)$  нм,  $d_{Cr} = (3 - 10)$  нм спостерігається ефект ГМО, величиною  $(0,3 - 0,5)\%$  за кімнатної температури.

Слід відмітити нетиповий характер поведінки польових залежностей при повздовжній геометрії. На рис. 5.8 в якості ілюстрації наведені польові залежності для свіжосконденсованих систем Co/Cu/Co/Cr ( $T_n = 300$  К). Як видно з рисунку, для деяких зразків з гігантським магніторезистивним ефектом спостерігається нетиповий характер залежностей  $(\Delta R/R_0)(H)$  для повздовжнього МО (рис. 5.8 г, рис. 5.9). В результаті зменшення напруженості зовнішнього магнітного поля від поля насичення  $H_S$  до 0 величина електричного опору спочатку слабо зростає, а далі різко падає. Потім після зміни напрямку зовнішнього магнітного поля опір різко росте у полі коерцитивної сили  $H_C$  і досягає свого максимального значення. Подальше збільшення напруженості магнітного поля приводить до різкого зменшення величини магнітоопору, подібно до типових ізотропних польових залежностей ГМРЕ.

На нашу думку, нетипову поведінку залежностей  $(\Delta R/R_0)(H)$  для плівок системи Co/Cu/Co/Cr, в яких реалізується ефект ГМО, можна пояснити наявністю домішкових атомів Cr в одному з шарів Co, оскільки навіть у свіжосконденсованих плівках атоми Cr можуть проникати в шар Co внаслідок конденсаційно-стимульованої дифузії.

Потрібно також враховувати той факт, що Cr – антиферомагнетик. В ідеальному випадку (абсолютно гладка межа поділу Co/Cr) шар Cr повинен закріпити намагніченість ФМ нижнього шару Co. Але в реальних структурах границі розділу є шорсткими, тому характер міжшарового зв'язку різний в різних частинах плівки. В цьому випадку конкуренція обмінних взаємодій всередині ФМ шарів, антиферомагнітного шару і на межі поділу Co/Cr приводить до спотворення магнітної структури системи, що також може бути причиною виникнення нетипової поведінки польових залежностей.

Введення додаткового шару Cr з товщиною  $d_{Cr} = (3 - 10)$  нм на границю поділу шарів Co/Cu приводить до появи анізотропії МО незалежно від товщини мідного прошарку.

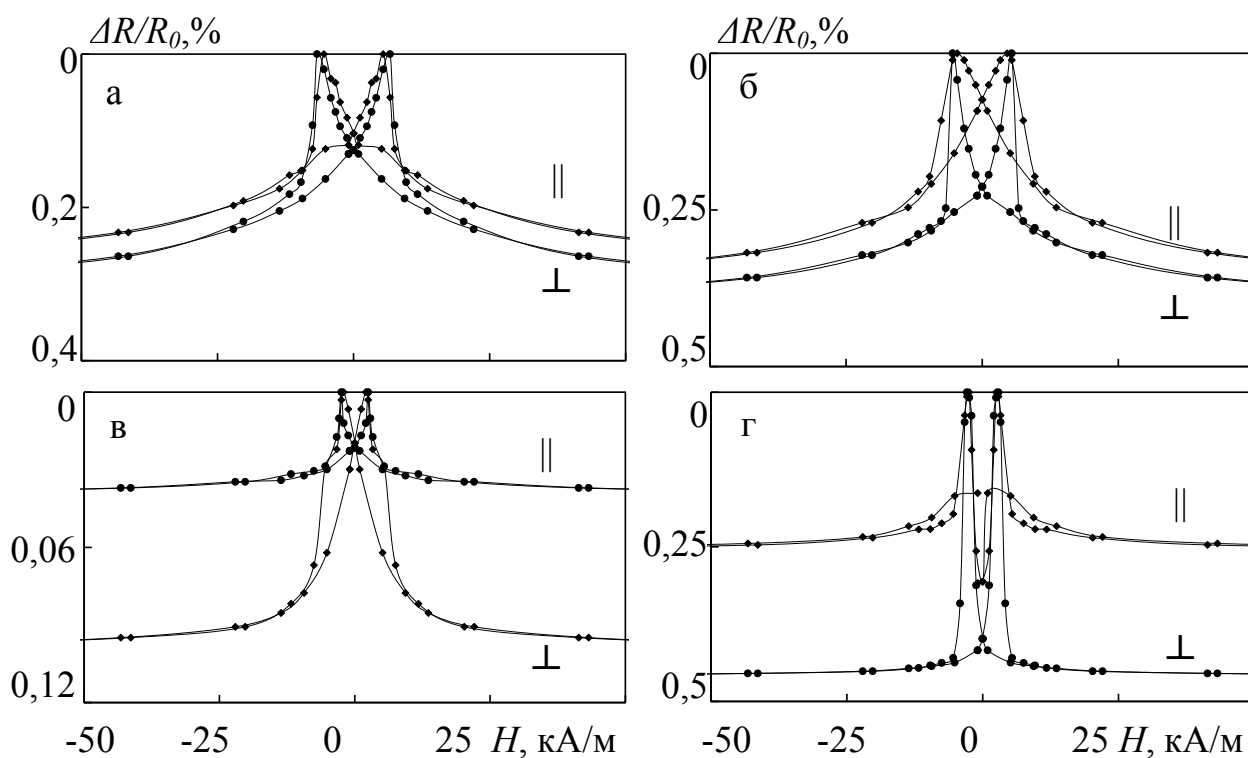


Рис. 5.8. Залежність повздовжнього (||) та поперечного ( $\perp$ ) МО від напруженості магнітного поля для свіжосконденсованих плівок Co/Cu/Co/Cr/П а –  $d_{\text{Co}} = 30$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 3$  нм,  $d_{\text{Cr}} = 10$  нм; б –  $d_{\text{Co}} = 30$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 5$  нм,  $d_{\text{Cr}} = 5$  нм; в –  $d_{\text{Co}} = 30$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 5$  нм,  $d_{\text{Cr}} = 10$  нм; г –  $d_{\text{Co}} = 30$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 7$  нм,  $d_{\text{Cr}} = 10$  нм. Температура вимірювання 300 К

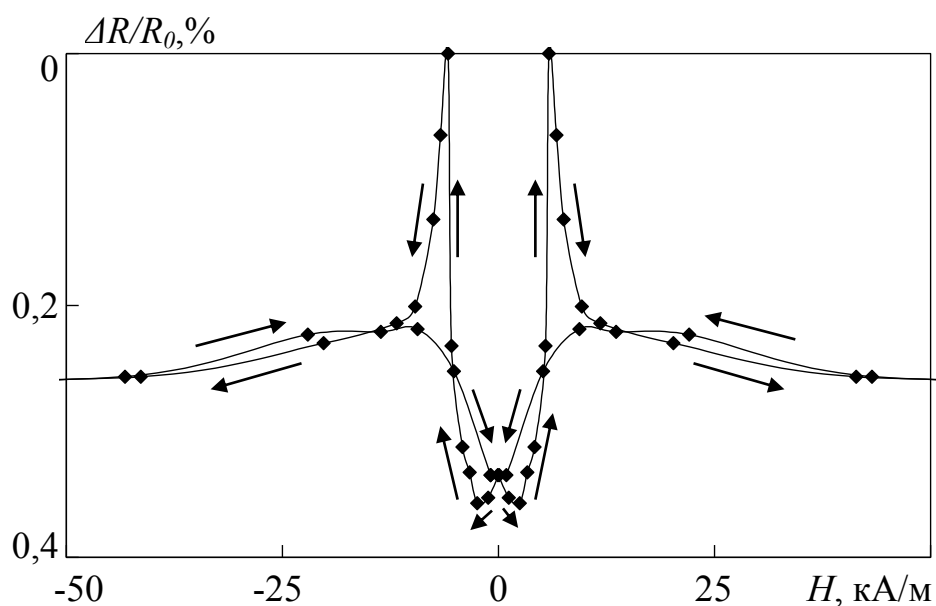


Рис. 5.9. Залежність повздовжнього МО від напруженості магнітного поля для невідпаленої плівкової системи Co(30 нм)/Cu(5 нм)/Co(30 нм)/Cr(5 нм)

Отже розміщення додаткового шару з Ni чи Cr на інтерфейсі Co/Cu зумовлює реалізацію в таких системах (як невідпалених, так і відпалених за  $T_{\text{відп}} = 700 \text{ K}$ ) тільки АМО.

## **5.2 Результати дослідження впливу температури відпалювання на магнітоопір плівок**

Відомо, що одним із ефективних засобів впливу на мікроструктуру та фізичні властивості плівкових структур є термічна обробка [22]. У нашому експерименті поетапному відпалюванню у вакуумі за температур ( $T_{\text{відп}}$ ) 400 К, 550 К та 700 К були піддані всі отримані зразки. Тривалість термічної обробки при кожній температурі становила 30 хв.

Спочатку є доцільним розглянути вплив температури відпалювання на вид магніторезистивних петель і величину повздовжнього та поперечного МО для двошарових плівок Co/Fe/П (рис. 5.10). Внаслідок відпалювання цих зразків за температури 400 К (рис. 5.10 б) спостерігається зменшення величини як повздовжнього, так і поперечного МО. Слід зазначити, що зменшення повздовжнього МО є більш значним (в 2 – 3 рази), ніж поперечного (в 1,2 – 1,5 рази). Причиною зменшення величини МО для цих зразків, скоріш за все, є зниження рівня макронапружень структурного походження в результаті термообробки.

Відпалювання за температури 550 К (рис. 5.10 в) приводить до незначного зростання МО (як повздовжнього, так і поперечного). Піки магніторезистивних залежностей зміщуються в область більш сильного магнітного поля.

Відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 700 \text{ K}$  (рис. 5.10 г) приводить до подальшого росту величини МО (повздовжній (0,2 – 0,23)%, поперечний (0,24 – 0,26)%) та подальшого зсуву піків у область більш сильного магнітного поля. На нашу думку, величина МО при високотемпературному відпалюванні ( $T_{\text{відп}} = 550 \text{ K}$ , 700 К) збільшується в результаті збільшення розміру кристалітів та проходження взаємної дифузії атомів Co та Fe.

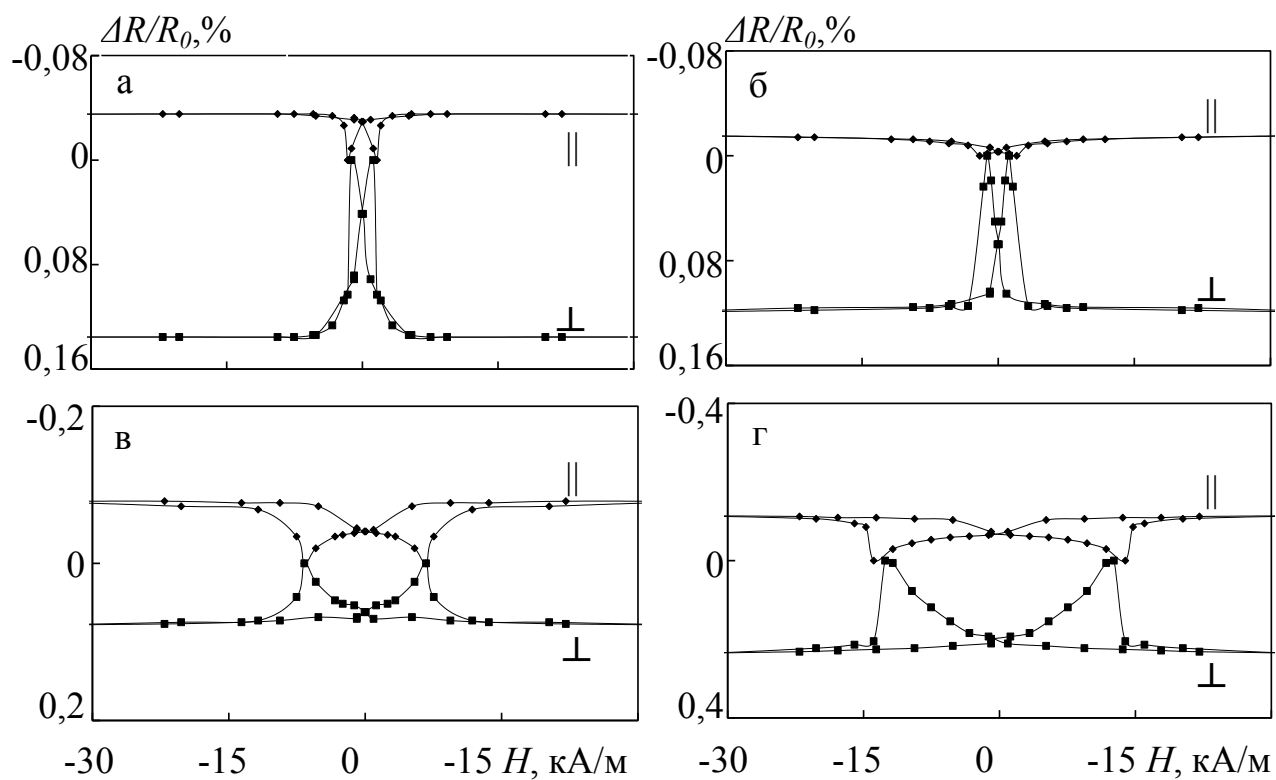


Рис. 5.10. Залежність повздовжнього (||) та поперечного ( $\perp$ ) МО від напруженості магнітного поля для невідпаленої (а) та відпаленої при різних температурах (б, в, г) плівкової системи Fe(40)/Co(40); б – температура відпалювання 400 К, в – температура відпалювання 550 К, г – температура відпалювання 700 К

Розглянемо вплив відпалювання на вид магніторезистивних петель і величину повздовжнього та поперечного МО в тришарових плівках системи Co/Cu(Ag)/Fe з товщинами шарів  $d_{\text{Co}} = (20 - 40)$  нм,  $d_{\text{Cu}} = (2 - 20)$  нм та  $d_{\text{Ag}} = (2 - 30)$  нм.

Для всіх досліджуваних свіжосконденсованих і відпалених за різних температур зразків Co/Cu(Ag)/Fe/П з  $d_{\text{Cu}} = (1 - 2)$  нм та  $d_{\text{Ag}} = (1 - 5)$  нм спостерігається тільки АМО. Відпалювання цих плівок за  $T_{\text{відп}} = 400$  К, 550 К та 700 К приводить до незначного зміщення піків на польових залежностях до області з більш сильним полем та збільшення величини МО в (2 – 4) рази.

При товщинах  $d_{\text{Cu}} = (3 - 15)$  нм та  $d_{\text{Ag}} = (6 - 20)$  нм у невідпалених плівках характерним є поява ГМРЕ.

Далі розглянемо вплив температури відпалювання на величину ефекту ГМО. Було досліджено зразки Co/Cu/Fe/П та Co/Ag/Fe/П, які отримані за кімнатної температури, з різними товщинами НМ прошарків.

На рис. 5.11 в якості ілюстрації наведені залежності МО від напруженості зовнішнього магнітного поля для свіжосконденсованих і відпалених за температури відпалювання  $T_{\text{відп}} = 400$  К, 550 К та 700 К таких плівок. Як можна бачити, при товщині НМ прошарку для міді рівному 4 нм та срібла 6 нм поетапне відпалювання до температури 700 К призводить до зникнення ефекту ГМО та появи анізотропії МО. При цьому піки на залежності  $(\Delta R/R_0)$  від  $H$  зміщуються в область більш сильного магнітного поля.

Більш детально зміну МО в результаті поетапного відпалювання для структур Co/Cu/Fe та Co/Ag/Fe з різною товщиною НМ шарів можна простежити на рис. 5.12 та рис. 5.13. Як бачимо, поведінка залежностей МО від  $T_{\text{відп}}$  суттєво залежить від товщини НМ прошарку. Для плівок з  $d_{\text{Cu}} = (3 - 5)$  нм (рис. 5.12) та  $d_{\text{Ag}} = (7 - 10)$  нм (рис. 5.13) залежності мають монотонний характер. Після відпалювання цих зразків за  $T_{\text{відп}} = 400$  К відбувається зменшення величини ефекту ГМО у (1,2 – 1,5) рази.

В результаті відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 700$  К з'являється анізотропія МО. Поява АМО при такій товщині НМ шару пов'язана із повним дифузійним перемішуванням шарів, що підтверджується структурно-фазовими та дифузійними дослідженнями. Ці результати співпадають з результатами роботи [114], в якій автори після

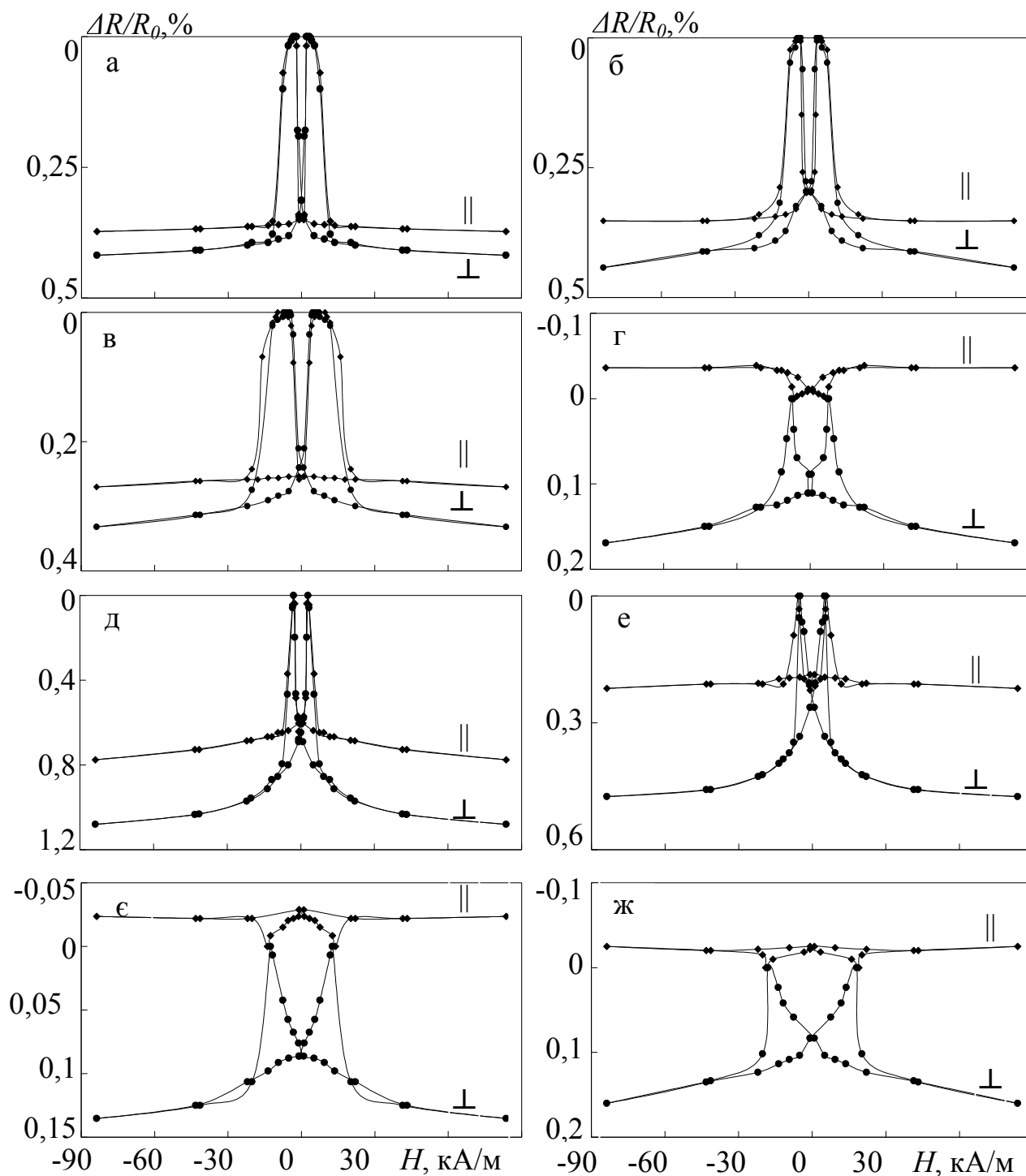


Рис. 5.11. Залежність повздовжнього (||) та поперечного ( $\perp$ ) МО від напруженості магнітного поля для плівок  $\text{Co}(40 \text{ нм})/\text{Cu}(4 \text{ нм})/\text{Fe}(40 \text{ нм})/\Pi$  (а – г) та  $\text{Co}(30 \text{ нм})/\text{Ag}(6 \text{ нм})/\text{Fe}(30 \text{ нм})/\Pi$  (д – ж): а, д – невідпалена; б, е – температура відпалювання 400 К, в, є – температура відпалювання 550 К, г, ж – температура відпалювання 700 К



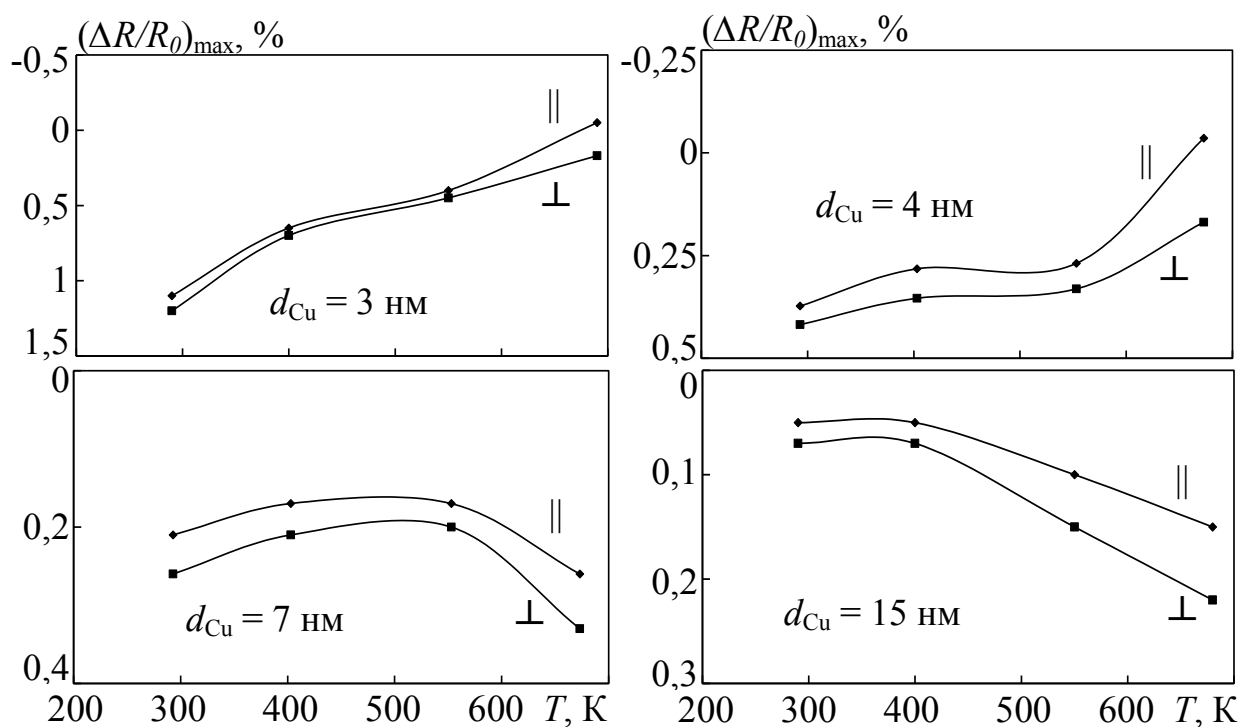


Рис. 5.12. Залежність  $(\Delta R/R_0)_{\text{max}}$  від  $T_{\text{вдп}}$  для тришарових структур Co/Cu/Fe з різною ефективною товщиною прошарку ( $d_{\text{Co}} = d_{\text{Fe}} = 40 \text{ нм}$ )

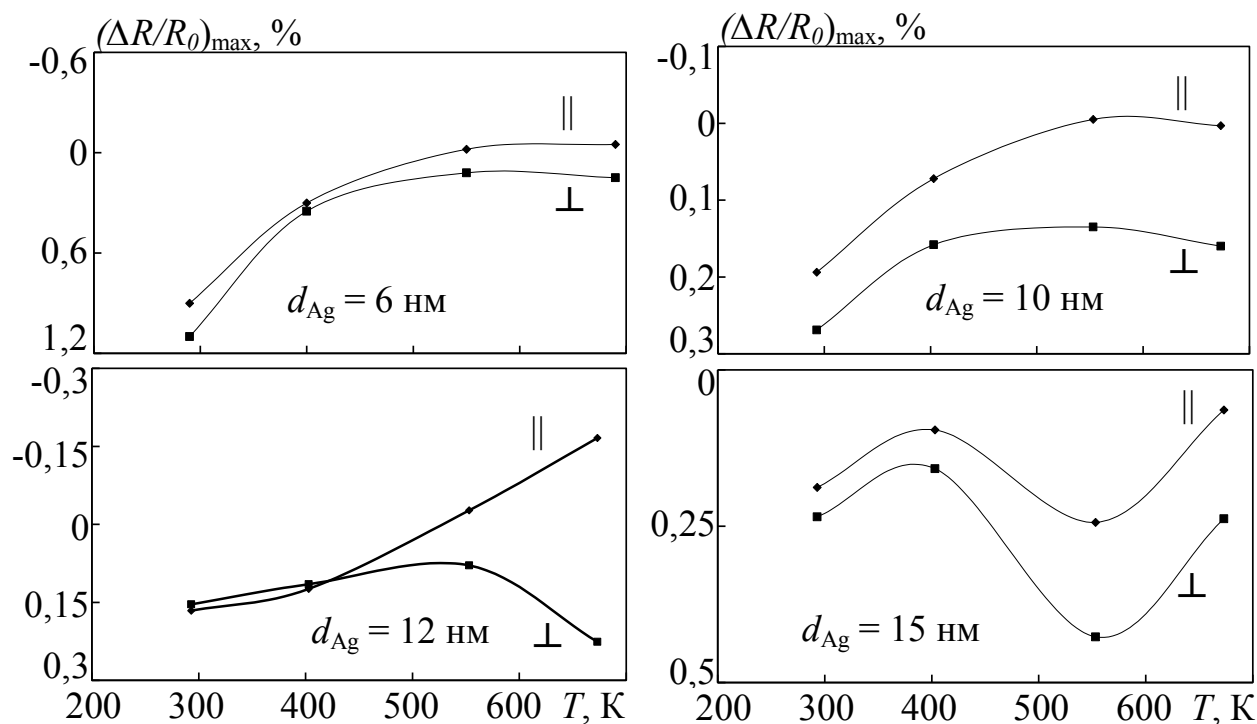


Рис. 5.13. Залежність  $(\Delta R/R_0)_{\text{max}}$  від  $T_{\text{вдп}}$  для тришарових структур Co/Ag/Fe з різною ефективною товщиною прошарку ( $d_{\text{Co}} = d_{\text{Fe}} = 40 \text{ нм}$ )

відпалювання за температури 573 К спостерігали гранулярний сплав (FeCuCo).

Для тришарових плівок системи Co/Cu/Fe з товщиною шару міді  $d_{\text{Cu}} = (6 - 8)$  нм (рис. 5.12) на залежності  $(\Delta R/R_0)_{\text{max}} = f(T_{\text{відп}})$  можна виділити область температур відпалювання, де величина ефекту ГМО зменшується, та область більш високих температур, де величина ГМО поступово зростає. Для зразків з  $d_{\text{Cu}} = (6 - 8)$  нм збільшення величини ефекту ГМО спостерігається лише після відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 700$  К. При цьому вид польових залежностей  $(\Delta R/R_0)_{\text{max}} = f(H)$  практично не змінюється. При проведенні повторного відпалювання плівок, при нижчих за 700 К температурах, значення  $(\Delta R/R_0)_{\text{max}}$  не змінюється. Для плівок зразків з  $d_{\text{Cu}} = (10 - 20)$  нм ріст величини  $(\Delta R/R_0)_{\text{max}}$  відбувається вже після відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 550$  К, але його величина в цьому випадку не перевищує 0,5% навіть після відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 700$  К.

Для тришарових плівок Co/Ag/Fe/П (рис. 5.13) з товщиною срібного прошарку (5 – 12) нм поведінка  $(\Delta R/R_0)_{\text{max}} = f(T_{\text{відп}})$  якісно подібна відповідним залежностям для плівок Co/Cu/Fe/П з ефективною товщиною шару міді (3 – 5) нм.

А для зразків з  $d_{\text{Ag}} = (15 - 20)$  нм спостерігається дещо інша картина. Для цих плівок внаслідок відпалювання за температури 400 К відбувається зменшення величини  $(\Delta R/R_0)_{\text{max}}$  практично у 2 рази. Подальше відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 550$  К приводить до росту величини ефекту ГМО більш, ніж у 2 рази. Після збільшення температури відпалювання до 700 К фіксується зменшення величини повздовжнього МО у 2-3 рази, а поперечного у (1,5 – 2) рази. При цьому польові залежності МО залишаються ізотропними.

Зменшення амплітуди ефекту ГМО і поява анізотропії МО, при збільшенні  $T_{\text{відп}}$  до 550 К, у плівках Co/Cu/Fe/П із  $d_{\text{Cu}} = (3 - 5)$  нм (рис. 5.12) та Co/Ag/Fe/П із  $d_{\text{Ag}} < 15$  нм (рис. 5.13) зумовлена руйнуванням вихідного магнітного порядку ФМ шарів у цих системах. В результаті процесів рекристалізації, взаємної дифузії атомів срібла, міді, заліза й кобальту та досить малої ефективної товщини НМ шару ( $d_{\text{Cu,Ag}} = (3 - 12)$  нм) порушується його суцільність і, як наслідок, механізм СЗР електронів виключається.

Отже можна зробити висновок, що температура початку деградації магніторезистивних властивостей (перехід від ГМО до АМО) суттєво залежить від товщини та виду НМ прошарку.

Явище зміни величини  $(\Delta R/R_0)_{\max}$  в процесі поетапного відпалювання може бути зумовлене як збільшенням  $\Delta R = R_{\max} - R_s$  ( $R_{\max}$  – електричний опір зразка, який виміряний у полі  $H=H_C$ ,  $R_s$ -електричний опір зразка, який виміряний у максимальному полі), так і зменшенням  $R_s$ . Справді, обидві ці величини ( $R_{\max}$ ,  $R_s$ ) в процесі поетапного відпалювання зменшувалися. Але таким чином, що відношення  $(\Delta R/R_0)_{\max}$  може як збільшуватись, так і зменшуватись (рис. 5.14, рис. 5.15). Зменшення опору плівкових систем відбувається внаслідок згладжування поверхневих меж плівок (зазначимо, що загальна товщина структури менша СДВП електронів) – це так зване підвищення ступеня «дзеркальності відбиття» [161].

Ріст величини  $\Delta R$  пояснити досить складно, але і це явище, скоріш за все, пов'язане з процесами, які відбуваються в процесі відпалювання в при поверхневих областях розділу (не лише зовнішніх, але і внутрішніх). Як показано в теоретичній роботі [70], коли амплітуда шорсткості незначна, то розсіяння електронів зовнішніми межами зразка та інтерфейсами практично дзеркальне, тому ефект ГМО в цьому випадку максимальний. При збільшенні величини шорсткостей величина ефекту ГМО зменшується в результаті втрати кореляції між падаючими і відбитими електронами. В плівкових системах, у яких їх компоненти слабозрозчинні один в одному (до них відносяться і досліджувані системи), шорсткості границь поділу можуть суттєво згладжуватися при відпалюванні, що і дає результуюче підвищення величини  $\Delta R$  і, відповідно,  $(\Delta R/R_0)_{\max}$ . На жаль, експериментально перевірити цей факт досить важко у зв'язку з тим, що зміна шорсткостей повинна відбуватися в вузькому інтервалі (порядку декількох ангстрем).

У мультишарових структурах типу сандвічів (ФМ/НМ/ФМ) одноосьова анізотропія сприяє виникненню в процесі перемагнічування стану з антипаралельним розташуванням векторів намагніченості на найбільшій площі шарів, а це є однією з умов досягнення максимальної величини магніторезистивного відношення. В процесі відпалювання анізотропія через релаксацію напруг може

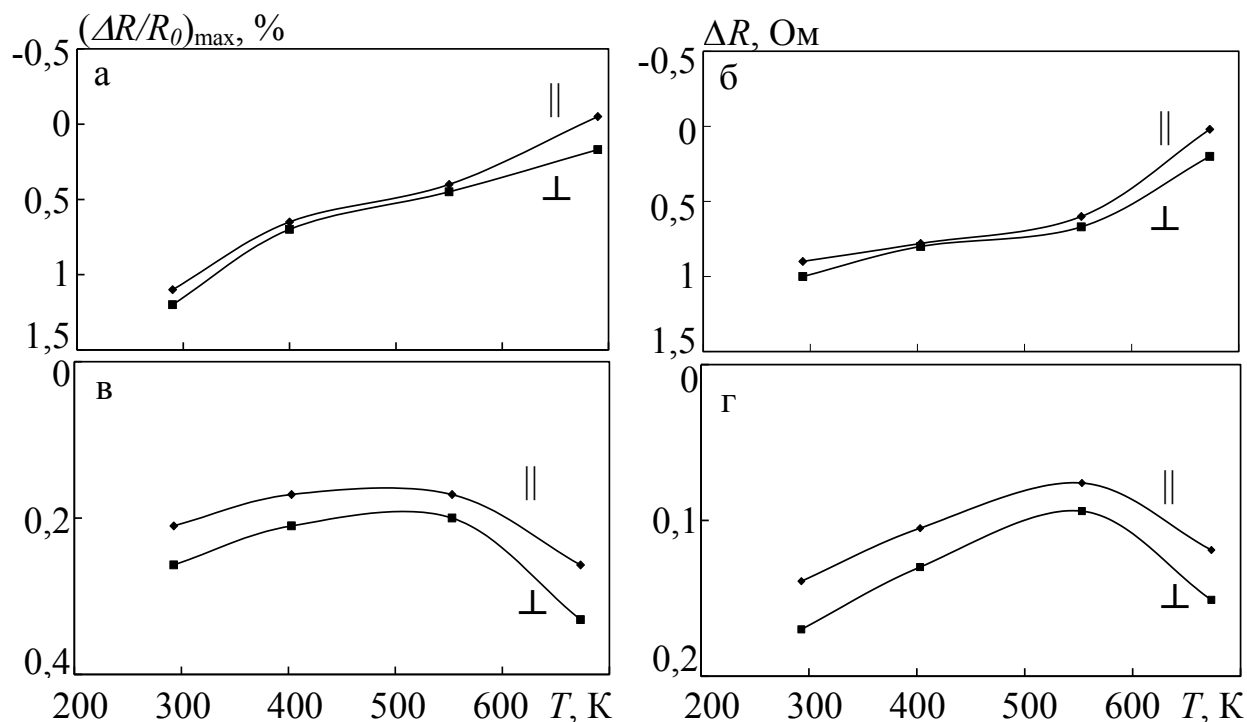


Рис. 5.14. Залежність  $(\Delta R/R_0)_{\max}$  та  $\Delta R$  від температури відпалювання  $T_{\text{відп}}$  для тришарових плівок: а, б – Co(35 нм)/Cu(3 нм)/Fe(35 нм)/Π; в, г – Co(30 нм)/Cu(7 нм)/Fe(30 нм)/Π

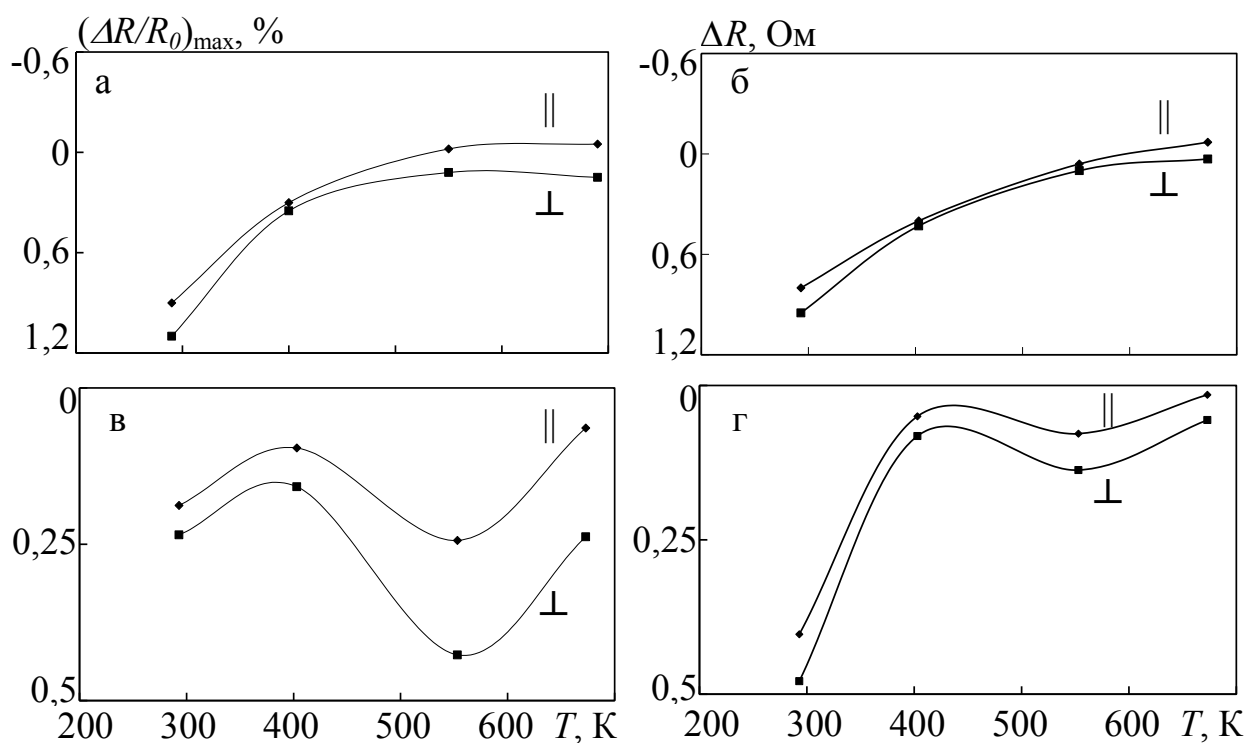


Рис. 5.15. Залежність  $(\Delta R/R_0)_{\max}$  та  $\Delta R$  від температури відпалювання  $T_{\text{відп}}$  для тришарових плівок: а, б – Co(35 нм)/Ag(6 нм)/Fe(35 нм)/Π; в, г – Co(25 нм)/Ag(15 нм)/Fe(25 нм)/Π

почати зменшуватися вже при порівняно невисоких температурах (нагадаємо, що плівки осаджували на підкладки без спеціального нагрівання), що порушує умови появи строго антипаралельного розташування намагніченостей в сусідніх шарах і веде до зменшення магніторезистивного відношення.

Таким чином, проведені дослідження дозволяють встановити, що максимальна величина ГМРЕ для систем Co/Cu/Fe та Co/Ag/Fe спостерігається після відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 700$  К і  $T_{\text{відп}} = 550$  К, відповідно, при товщинах НМ прошарків  $d_{\text{Cu}} = (6 - 15)$  нм і  $d_{\text{Ag}} = (15 - 20)$  нм (при майже однакових товщинах ФМ шарів). Зазначимо, що оптимальними значеннями ефективної товщини НМ шару, для одержання максимально великого значення ГМО для цих свіжосконденсованих плівок є товщина шару міді  $d_{\text{Cu}} \sim 3$  нм та срібла  $d_{\text{Ag}} \sim 6$  нм.

З петель магніторезистивного гістерезису для свіжосконденсованих та відпалених за температури  $T_{\text{відп}} = 400$  К, 550 К та 700 К плівок систем Co/Cu(Ag)/Fe були визначені значення коерцитивної сили  $H_C$  і поля насичення  $H_S$ .

Добре відомо [27], що в тришарових плівкових системах величина коерцитивної сили визначається двома компонентами: перша зумовлена обмінним зв'язком ФМ шарів  $H_C^*$ , друга – закріпленням доменної стінки структурними дефектами  $H_C^0$ , такими як міжкристалічні межі, дисперсія осей кристалографічної анізотропії, шорсткості поверхонь тощо:

$$H_C = H_C^* + H_C^0. \quad (5.1)$$

Залежності  $H_C = f(T_{\text{відп}})$  для тришарових плівок систем Co/Cu/Fe та Co/Ag/Fe з різною товщиною мідного та срібного прошарку представлені на рис. 5.16 а.

Для всіх зразків Co/Ag/Fe/П з  $d_{\text{Ag}} = (5 - 20)$  нм залежності  $H_C = f(T_{\text{відп}})$  (крива 2, рис. 5.16 а) подібні подібні аналогічним кривим для одношарових плівок чистого кобальту [27, 162] та двошарових зразків Co/Fe/П (крива 1). Відпалювання цих плівок за  $T_{\text{відп}} = 400$  К не приводить до суттєвої зміни величини коерцитивної сили, Але після відпалу за температури  $T_{\text{відп}} = 550$  К  $H_C$  збільшується в (2 – 4) рази, а у

відпалених за  $T_{\text{відп}} = 700 \text{ K}$  – у (4 – 7) рази.

В більшості випадків, збільшення величини  $H_C$  у тришарових структурах пояснюється посиленням обмінної взаємодії між ФМ шарами. Але у нашому дослідженні ефективна товщина шару срібла складає (5 – 20) нм, що значно послаблює обмінну взаємодію. Отже, компонентою коерцитивної сили, яка зумовлена обмінним зв'язком ФМ шарів, можна знехтувати. Виходячи з цих міркувань, можна припустити, що збільшення величини  $H_C$  для плівок системи Co/Ag/Fe з  $d_{\text{Ag}} = (5 - 20) \text{ нм}$  обумовлено такими ж причинами, що і для одно- та двошарових магнітних плівок.

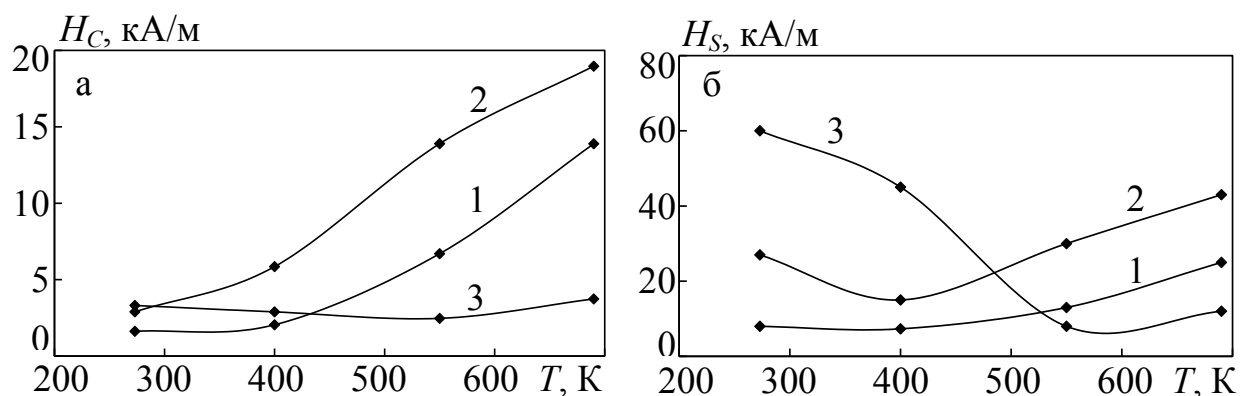


Рис. 5.16. Залежність коерцитивної сили  $H_C$  (а) та поля насичення  $H_S$  (б) від температури відпалювання  $T_{\text{відп}}$  для досліджуваних зразків: 1 – Co(50 нм)/Fe(50 нм)/П; 2 – Co(20 нм)/Ag(10 нм)/Fe(20 нм)/П; 3 – Co(20 нм)/Cu(6 нм)/Fe(20 нм)/П

Згідно із [162], у одно- та двошарових плівках збільшення величини коерцитивної сили в результаті відпалювання пов'язано зі збільшенням розміру кристалітів і перерозподілом точкових дефектів по міжкристалітних межах, що приводить до збільшення ролі об'ємних механізмів закріплення доменних стінок. Збільшення  $H_C$  з ростом температури обробки може бути також обумовлене зміною шорсткостей інтерфейсів, що призводить до зміни магнітостатичної взаємодії [163].

У плівках системи Co/Cu/Fe з  $d_{\text{Cu}} = (3 - 5) \text{ нм}$  (крива 3) термічна обробка за  $T_{\text{відп}} = 400 \text{ K}$  і  $550 \text{ K}$  призводить до зменшення величини  $H_C$  у (1,5 – 2) рази. Причиною зменшення коерцитивної сили є збільшення дзеркальності поверхні, що

приводить до зменшення ролі закріплення доменних стінок. В результаті відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 700$  К відбувається ріст величини  $H_C$  майже у 2 рази. У роботі [162] дослідженна зміна коерцитивної сили внаслідок відпалювання для системи Co/Cu/Co з  $d_{\text{Cu}} = 1,4$  нм. При термообробці за температур (473 – 523) К в цій плівці відбувається незначне збільшення розміру зерен і часткове зняття внутрішніх напруг. Перша причина повинна збільшити величину  $H_C$ , друга – дещо зменшити. При чому вони можуть і компенсувати одна одну. Тому як і в системі Co/Cu/Co, так і у зразках Co/Cu/Fe/П, відпалювання при 550 К не призводить до значної зміни величини коерцитивної сили. Після відпалювання за температури 700 К збільшення  $H_C$  обумовлено тими ж причинами, що і для одношарових плівок Co.

На рис. 5.16 б представлені графіки залежностей  $H_S = f(T_{\text{відп}})$  для дво- та тришарових плівок з різною товщиною шарів зі срібла та міді ( $H_S$  – величина напруженості поля, в якому магнітні моменти в ФМ шарах розміщуються паралельно, тобто поле насичення).

Для двошарових плівок (крива 1) внаслідок відпалювання за температури 700 К відбувається тільки збільшення величини  $H_S$  у (2 – 3) рази. Для тришарових плівок системи Co/Ag/Fe (крива 2) після відпалювання за температури 400 К величина поля насичення  $H_S$  зменшується в (1,5 – 2) рази та зростає у (2 – 3) рази при подальшому збільшенні температури відпалювання. Для плівок Co/Cu/Fe/П (крива 3) величини  $H_S$  суттєво зменшується у (5 – 7) разів після відпалу до температури  $T_{\text{відп}} = 550$  К. Відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 700$  К приводить до незначного збільшення величини поля насичення. Мінімум на залежностях  $H_S = f(T_{\text{відп}})$  пов'язаний із переходом від ефекту ГМО до анізотропії МО.

**Система Fe/Co/Cu/Co/Fe.** Розглянемо результати дослідження впливу температури відпалювання на вид магніторезистивних петель та величину повздовжнього і поперечного МО у плівках системи Fe/Co/Cu/Co/Fe з товщинами шарів  $d_{\text{Co}} = (20 - 40)$  нм,  $d_{\text{Cu}} = (2 - 15)$  нм та  $d_{\text{Fe}} = (5 - 10)$  нм (рис. 5.17).

Для свіжосконденсованих зразків з товщиною прошарку  $d_{\text{Cu}} < 5$  нм фіксується лише АМО і відпалювання приводить тільки до збільшення величини анізотропії в (20 – 30) разів (рис. 5.17 а). Для плівкових зразків з  $d_{\text{Cu}} > 5$  нм у свіжосконден-

сованому стані проявляється ефект ГМО величиною до 0,4% (рис. 5.17 в, д). Основні закономірності зміни виду залежностей ( $\Delta R/R_0$ ) від ( $H$ ) в результаті відпалювання за різних температур для систем Fe/Co/Cu/Co/Fe з ГМО можна прослідкувати на рис. 5.18. На цьому рисунку наведені графіки залежностей МО від напруженості зовнішнього магнітного поля для свіжосконденсованої (рис. 5.18 а) і відпаленої за температур 400 К (рис. 5.18 б), 550 К (рис. 5.18 в) та 700 К (рис. 5.18 г) плівкової системи Fe(10)/Co(20)/Cu(5)/Co(20)/Fe(10), отриманої за температури 300 К.

Після відпалювання цих плівкових зразків за  $T_{\text{відп}} = 400$  К (рис. 5.17 в, д, рис. 5.18 б) спостерігається ріст величини ГМРЕ в (1,2 – 1,3) рази. Збільшення величини ефекту ГМО у плівкових структурах з відносно товстими НМ прошарками ( $d_{\text{Cu}} > 5$  нм) при відпалюванні, ймовірно, зумовлено просторовим розшаруванням кобальту та міді на межі їх поділу, що приводить до збільшення ступеня дзеркальності цих меж [160]. Оскільки відомо, що електрони, які дзеркально розсіюються границею поділу (як внутрішньою, так і зовнішньою), залишаються ефективними завдяки тому, що не втрачають своєї «пам'яті» про спін. Просторове розділення шарів супроводжується також збільшенням коерцитивної сили, але не приводить до збільшення питомого електричного опору в результаті того, що фрактація границь зерен незначна [164]. Як відзначається в роботі [76], у цій ситуації не виключено, що поведінка величини ГМО плівок також може суттєво залежати від механізму розсіювання електронів у ФМ шарах, який пов'язаний із шорсткостями міжзеренних границь. Оскільки, при збільшенні  $T_{\text{відп}}$ , збільшується і глибина дифузії шарів міді та заліза в об'ємі шарів кобальту, що приводить до росту ролі СЗР електронів на границях зерен в ефекті ГМО плівкових систем.

Відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 550$  К (рис. 5.18 в) приводить до незначного збільшення величини ГМО. В результаті відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 700$  К (рис. 5.18 г) відбувається зменшення величини ефекту ГМО і поява АМО. Мінімальна величина МО фіксується при переході від ГМО до АМО. При меншій товщині НМ прошарку  $d_{\text{Cu}} = (5 - 9)$  нм поява анізотропного магнітоопору відбувається вже після відпалювання за температури  $T_{\text{відп}} = 550$  К (рис. 5.17 в).



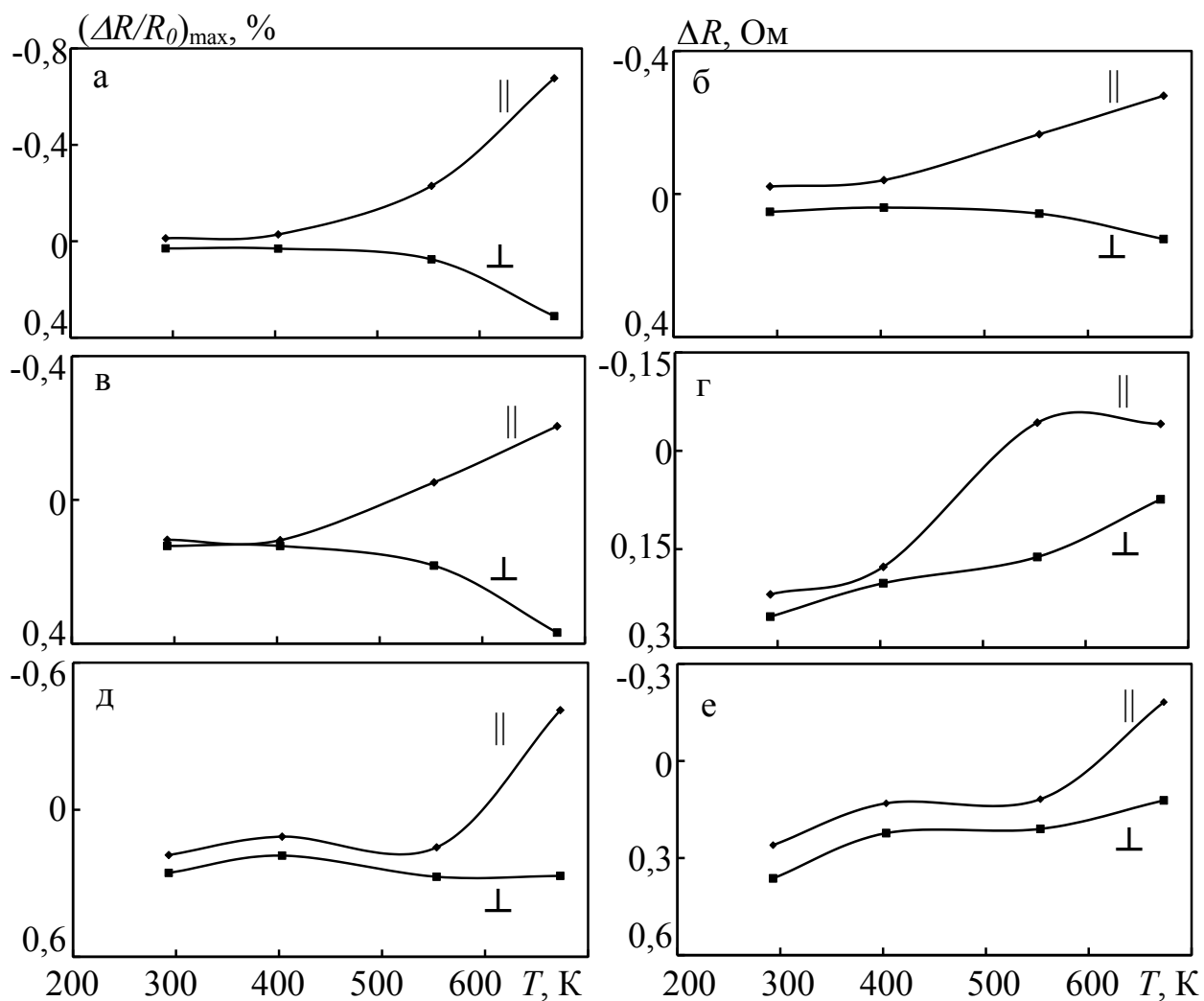


Рис. 5.17. Залежність  $(\Delta R/R_0)_{\max}$  (а, б, д) та  $\Delta R$  (в, г, е) від  $T_{\text{відп}}$  для плівкових структур Fe/Co/Cu/Co/Fe: а, б –  $d_{\text{Co}} = 20$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 3$  нм,  $d_{\text{Fe}} = 5$  нм; в, г –  $d_{\text{Co}} = 20$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 5$  нм,  $d_{\text{Fe}} = 10$  нм; д, е –  $d_{\text{Co}} = 20$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 10$  нм,  $d_{\text{Fe}} = 5$  нм

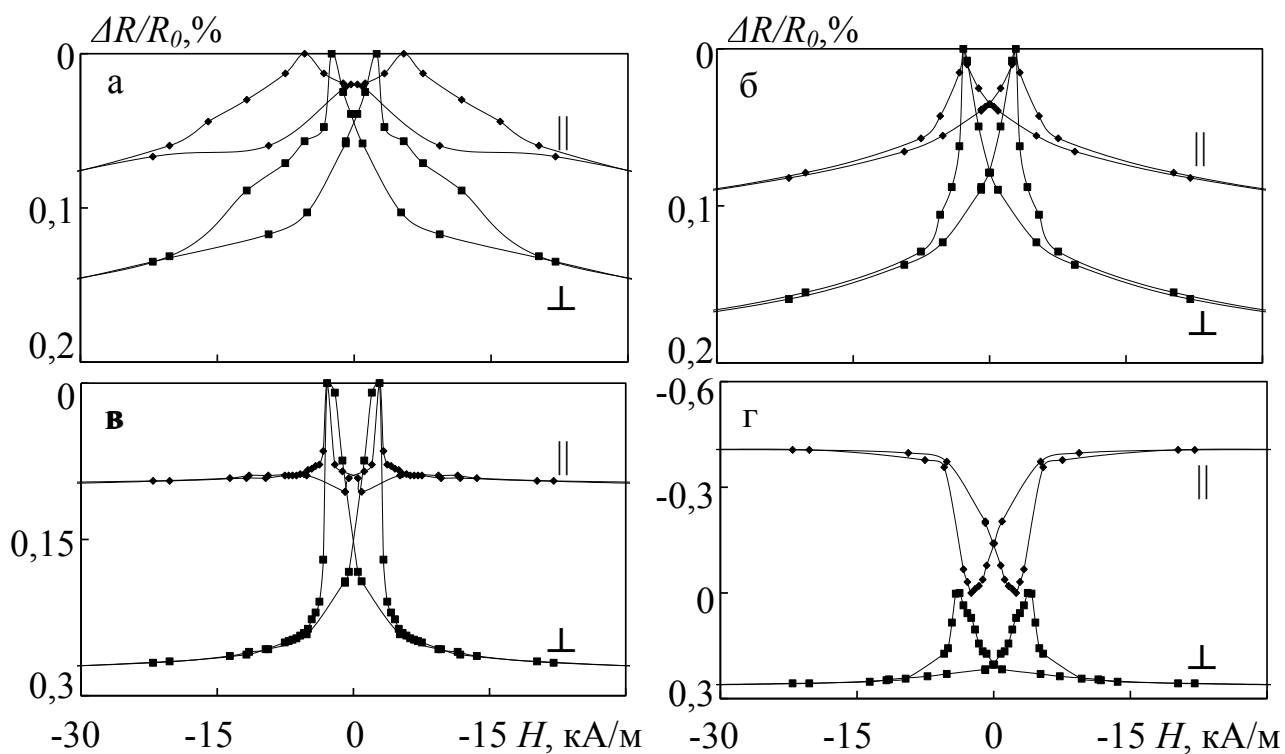


Рис. 5.18. Залежність повздовжнього (||) та поперечного ( $\perp$ ) МО від напруженості магнітного поля для невідпаленої (а) та відпаленої при різних температурах (б, в, г) плівкової системи Fe(5)/Co(20)/Cu(10)/Co(20)/Fe(5); б – температура відпалювання 400 К, в – температура відпалювання 550 К, г – температура відпалювання 700 К

**Система Ni/Co/Cu/Co/Ni та Co/Ni/Cu/Ni/Co.** Для всіх отриманих зразків Co/Cu/Co з додатковими шарами Ni було досліджено вплив температури відпалювання на вид магніторезистивних петель і величину повздожнього та поперечного МО. Як і в попередніх випадках, відпалювання зразків з тонким НМ прошарком (у даному випадку  $d_{\text{Cu}} < 3$  нм) приводить тільки до збільшення величини АМО (рис. 5.19 а), що в основному обумовлено збільшенням розміру кристалітів. Основні закономірності зміни форми залежностей ( $\Delta R/R_0$ ) від ( $H$ ) та величини МО в результаті відпалювання для системи Ni/Co/Cu/Co/Ni з товщиною шару міді  $d_{\text{Cu}} > 3$  нм наведені на рис 5.19 (в) та рис. 5.20 (а – г). На рисунку 5.20 в якості ілюстрації представлені графіки залежності величини МО від напруженості зовнішнього магнітного поля для свіжосконденсованої (рис. 5.20 а) і відпаленої за температур 400 К (рис. 5.20 б), 550 К (рис. 5.20 в) та 700 К (рис. 5.20 г) плівкової системи Ni(10)/Co(20)/Cu(5)/Co(20)/Ni(10), отриманої за температури 300 К. Цікавим є результат, що для таких зразків відпалювання за температури 400 К (рис. 5.20 б) приводить до значного збільшення величини ГМРЕ, майже в 3 рази, що пов'язано з дифузійними процесами на межі поділу шарів Co та Ni і, можливо, з утворенням твердого розчину (Co,Ni), причому, при низькотемпературному відпалюванні за 400 К збільшується і  $\Delta R$  (рис. 5.19 г).

Збільшення величини ефекту ГМО внаслідок відпалювання у плівках з досить товстим шаром міді ( $d_{\text{Cu}} > 5$  нм), ймовірно, як і у попередніх випадках, відбувається в результаті розшарування кобальту і міді на межі їх поділу. Також процеси дифузії, що проходять під час відпалювання, приводять до появи надлишкових вакансій в об'ємі шарів кобальту, що є причиною невеликого росту величини ефекту ГМО, оскільки збільшується густина потоку спін-поляризованих електронів, які рухаються до межі поділу шарів. Подальше відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 550$  К (рис. 5.20 в) приводить до зменшення амплітуди ГМО (майже в 10 разів) і появи АМО внаслідок утворення твердого розчину  $[\beta\text{-Co}(\text{Ni,Cu})]$ , що підтверджується дослідженнями фазового складу цих систем. Відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 700$  К приводить до збільшення величини АМО в (2 – 4) рази (рис. 5.20 г).

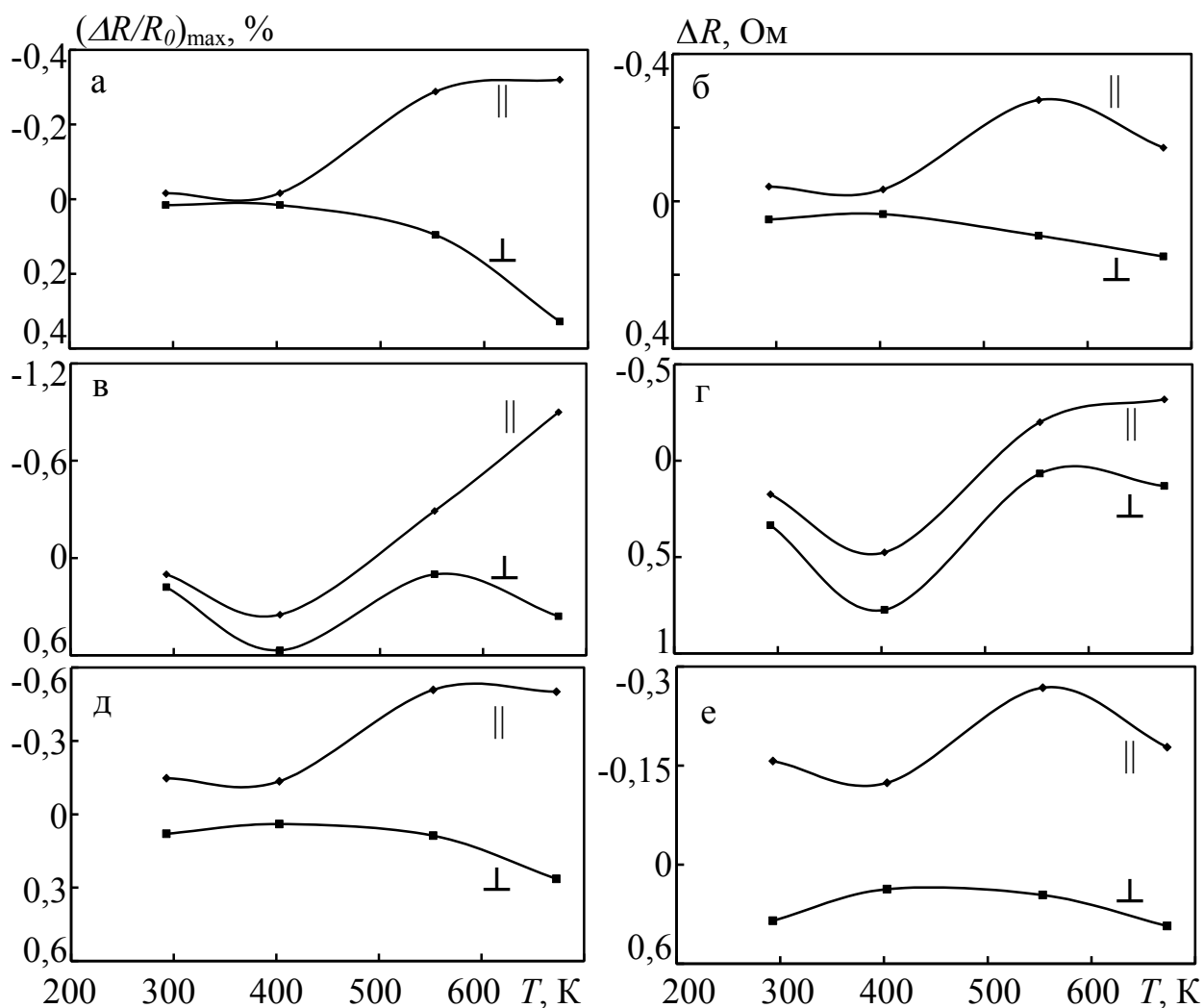


Рис. 5.19. Залежність  $(\Delta R/R_0)_{\max}$  (а, б, д) та  $\Delta R$  (в, г, е) від  $T_{\text{відп}}$  для плівкових структур Ni/Co/Cu/Co/Ni (а, б –  $d_{\text{Co}} = 20$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 3$  нм,  $d_{\text{Fe}} = 5$  нм; в, г –  $d_{\text{Co}} = 20$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 5$  нм,  $d_{\text{Fe}} = 10$  нм) та Co/Ni/Cu/Ni/Co (д, е –  $d_{\text{Co}} = 20$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 10$  нм,  $d_{\text{Fe}} = 5$  нм)

Для свіжосконденсованих систем Co/Ni/Cu/Ni/Co ( $T_{\text{п}} = 300$  К) ефект ГМО не спостерігався, скоріш за все, тому, що додаткові шари Ni, які розміщені на інтерфейсі Co/Cu, вже на стадії конденсації плівки приводять до утворення твердого розчину [ $\beta$ -Co,(Ni,Cu)], внаслідок чого відбувається порушення вихідного порядку шарів. Подальше збільшення  $T_{\text{відп}}$  призводить до росту величини АМО (рис. 5.19 д).

**Система Co/Cu/Co/Cr та Co/Cu/Cr/Co.** Розглянемо особливості впливу температури відпалювання на магніторезистивний ефект тришарових плівок системи Co/Cu/Co з додатковим тонким шаром Cr. На рис. 5.20 (д – ж) наведені польові залежності для свіжосконденсованої (рис. 5.20 д) і відпаленої за температур 400 К (рис. 5.20 е), 550 К (рис. 5.20 є) та 700 К (рис. 5.20 ж) плівкової системи Co/Cu/Co/Cr, отриманої за температури 300 К. Як видно з цього рисунка, для деяких залежностей  $(\Delta R/R_0)(H)$  повздожнього МО проявляється нетиповий характер (нетиповий хід залежності  $(\Delta R/R_0)(H)$  для цих систем детально описаний в п. 5.1) як для зразків з ГМРЕ. Величина ефекту ГМО для цих плівкових систем у свіжосконденсованому стані становить (0,3 – 0,5)% за кімнатної температури в залежності від товщини шарів (рис. 5.21). Нетипова поведінка польових залежностей МО для плівок системи Co/Cu/Co/Cr, в яких реалізується ефект ГМО, на нашу думку, зумовлена наявністю домішкових атомів Cr в одному з шарів Co.

Основним фактором аномального ходу польових залежностей МО для зразків Co/Cu/Co/Cr/P з товщиною міді  $d_{\text{Cu}} < 3$  нм є вклад АМО в загальний опір системи, оскільки при такій ефективній товщині прошарку початкова щільність мікроотворів може бути близькою до критичної (необхідної для існування прямої обмінної взаємодії між ФМ шарами). Це приводить до суттєвого зменшення вкладу СЗР електронів провідності в загальний опір системи і посилення ролі анізотропного розсіювання електронів, який визначається спін-орбітальною взаємодією. В цьому випадку, навіть низькотемпературна обробка ( $T_{\text{відп}} = 400, 550$  К) привела б до появи звичайного АМО. Хоча потрібно звернути увагу на те, що значення поперечного МО (0,02 – 0,05%) менші порівняно з повздожнім (0,15 – 0,3%).

Зникнення аномальної поведінки польових залежностей МО для плівок з  $d_{\text{Cu}} = (5 - 10)$  нм відбувається після відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 700$  К (рис. 5.20 ж).

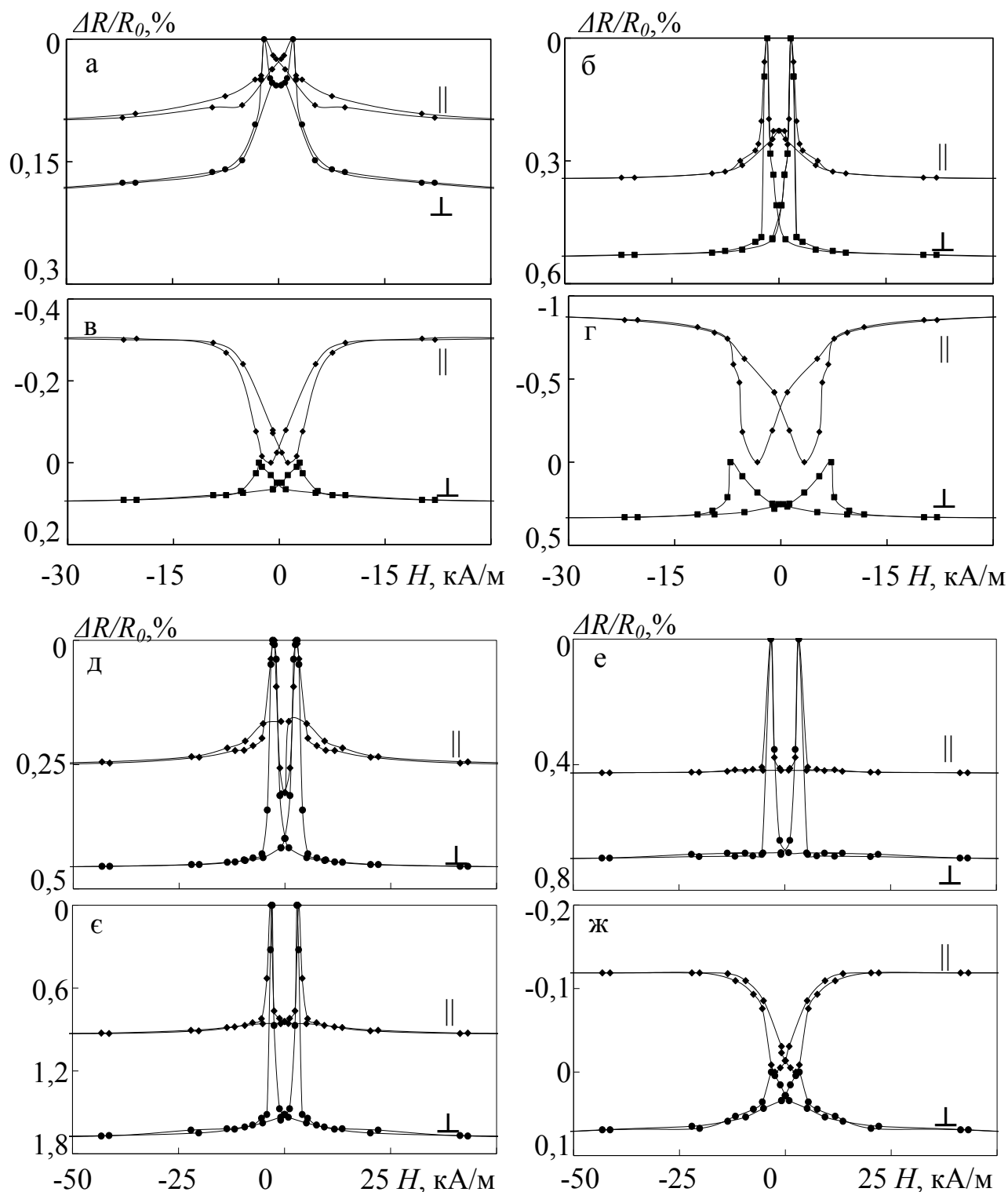


Рис. 5.20. Залежність повздовжнього (||) та поперечного ( $\perp$ ) МО від напруженості магнітного поля для плівок Ni(10)/Co(20)/Cu(8)/Co(20)/Ni(10) (а – г) і Co(30 нм)/Cu(7 нм)/Co(30 нм)/Cr(10 нм)/Π (д – ж): а, д – невідпалена; б, е – температура відпалювання 400 К, в, є – температура відпалювання 550 К, г, ж – температура відпалювання 700 К

Розглянемо детально, як змінюється в результаті відпалювання від польових залежностей МО та величина максимального магніторезистивного відношення  $(\Delta R/R_0)_{\max}$ . На рис. 5.21 представлені залежності  $(\Delta R/R_0)_{\max}(T_{\text{відп}})$  та  $\Delta R(T_{\text{відп}})$  для плівок з різною товщиною шару Cu та Cr. Як видно з рис. 5.21 хід залежностей  $(\Delta R/R_0)_{\max}(T_{\text{відп}})$  майже повністю визначається ходом відповідних залежностей  $\Delta R(T_{\text{відп}})$ . Для всіх досліджуваних плівок системи Co/Cu/Co з шаром Cr електричний опір при відпалюванні зменшувався, що може свідчити про згладжування як зовнішніх, так і внутрішніх границь розділу плівки.

Для плівок з товщиною шару міді  $d_{\text{Cu}} = (7 - 10)$  нм відбувається зростання величини  $\Delta R$  після відпалювання за температури  $T_{\text{відп}} = 700$  К (рис. 5.21 б, е). Це може бути пов'язано з процесами, що проходять при відпалюванні в приповерхневих областях розділу плівки.

Відомо, що вплив шорсткостей меж поділу шарів на величину ГМРЕ визначається конфігурацією центрів розсіювання, які асиметрично розсіюють електрони з різним напрямком спіну по відношенню до вектора локальної намагніченості в ФМ шарі плівки. В теоретичній роботі [70] зроблений висновок про те, що при незначній амплітуді шорсткостей ефект ГМО буде максимальним, оскільки розсіяння електронів зовнішніми межами та інтерфейсами в цьому випадку є практично дзеркальним.

При збільшенні величини шорсткостей величина ГМРЕ зменшується в результаті втрати кореляції між падаючими і відбитими електронами. У досліджуваних нами системах (компоненти яких не змішуються) шорсткості меж поділу можуть істотно згладжуватися при відпалюванні. Цей процес відбувається завдяки зниженню вільної енергії такої плівкової структури внаслідок проходження дифузії атомів уздовж поверхні розділу шарів для того, щоб зменшити її площу. Тобто в результаті відпалювання відбувається зміна шорсткостей в оптимальну сторону і (за умови, що переважаючим механізмом СЗР електронів є їх розсіювання в об'ємі ФМ шарів, а зразки мають дрібнокристалічну структуру) величина ефекту ГМО буде збільшуватися.

Завдяки високому ступеню дефектності плівкових структур у них у процесі

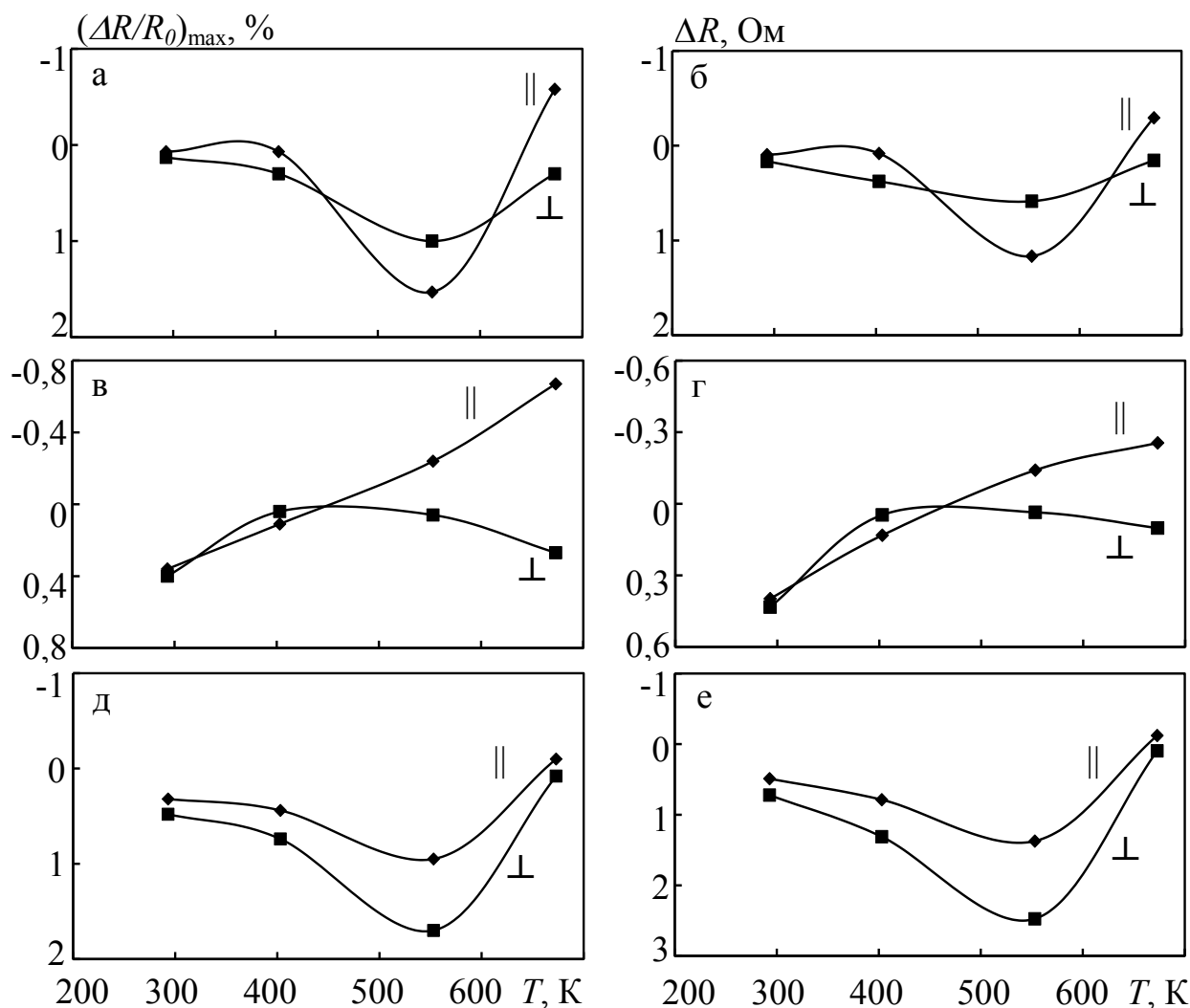


Рис. 5.21. Залежність  $(\Delta R/R_0)_{\max}$  (а, в, д) та  $\Delta R$  (б, г, е) від  $T_{\text{відп}}$  для плівкових структур: а, б – Co(30 нм)/Cu(7 нм)/Co(30 нм)/Cr(2 нм)/Пі; в, г – Co(30 нм)/Cu(5 нм)/Co(30 нм)/Cr(5 нм)/Пі; д, е – Co(30 нм)/Cu(7 нм)/Co(30 нм)/Cr(10 нм)/Пі

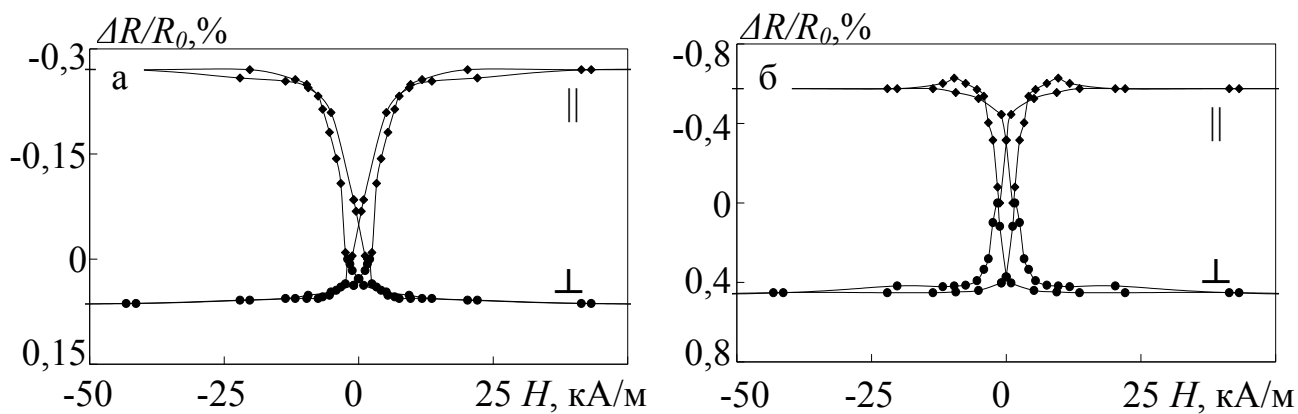


Рис. 5.22. Залежність повздовжнього (||) та поперечного ( $\perp$ ) МО від напруженості магнітного поля відпаленої за температури 550 К (а) та 700 К (б) плівкової системи Co(25 нм)/Cu(15 нм)/Cr(10 нм)/Co(25 нм)/Пі



відпалювання відбуваються процеси швидкого переносу домішкових атомів однієї речовини в іншу. На нашу думку, дифузія атомів Cr в шар Co приводить також до значного росту величини ефекту ГМО після відпалювання за  $T_{\text{відп}}=550$  К (рис. 5.20 є, 5.21 а, д). При подальшому відпалюванні за температури 700 К, коли атоми Cr досягають інтерфейсу Co/Cu, відбувається деградації ефекту ГМО (рис. 5.20 ж). Введення додаткового шару Cr з товщиною  $d_{\text{Cr}} = (2 - 10)$  нм на межу розділу шарів Co і Cu призводить в усіх досліджуваних зразках Co/Cu/Cr/Co/П до появи анізотропії МО незалежно від товщини прошарку Cu (рис. 5.22).

Слід зазначити, що для всіх досліджуваних зразків Co/Cu/Cr/Co/П, в яких шар Cr розміщений на інтерфейсі Co/Cu, ефект ГМО не спостерігається аж до температури відпалювання  $T_{\text{відп}} = 550$  К. Після відпалювання за цієї температури з'являється АМО величиною  $(0,1 - 0,4)\%$ . Подальше відпалювання призводить до росту величини анізотропії МО до  $(0,3 - 0,7)\%$ .

Отже, як показують результати експериментальних досліджень, характер поведінки МО і його величина від відпалювання для системи Co/Cu(Ag)/Fe визначаються в основному товщиною та видом НМ шару, оскільки у цих плівкових зразках у значній мірі (при  $d_n > 5$  нм) зберігається індивідуальність окремих шарів. Що ж стосується плівок Co/Cu/Co/П з додатковими шарами Fe, Ni та Cr, то в даному випадку важливу роль відіграє також місце розміщення домішок. Як уже зазначалося, для невідпалених зразків з розмішеними додатковими шарами на інтерфейсі Co/Cu, так як і для зразків з структурно-несуцільним прошарком, спостерігається АМО. Відпалювання таких плівок приводить лише до збільшення величини анізотропії, що в основному обумовлено збільшенням розмірів кристалітів. Для зразків, у яких у невідпаленому стані реалізується ефект ГМО, відпалювання за температури 700 К приводить до появи АМО внаслідок утворення твердих розчинів ( $[\beta\text{-Co, (Fe, Cu)}]$ ,  $[\beta\text{-Co, (Ni, Cu)}]$ ) та порушення початкового порядку шарів внаслідок дифузії.

При термомагнітному відпалюванні для всіх систем, за виключенням Co/Cu(Ag)/Fe/П ( $d_{\text{Cu}} = (7 - 15)$  нм,  $d_{\text{Ag}} = (12 - 17)$  нм), спостерігається перехід від ГМО до АМО.

### 5.3 Вплив температури підкладки при конденсації на магніторезистивні властивості

Розглянемо дослідження впливу температури підкладки при конденсації на вид польових залежностей та величину повздовжнього і поперечного МО зразків.

Для всіх свіжосконденсованих зразків Co/Cu/Fe/П з товщиною шарів  $d_{\text{Fe,Co}} = 40$  нм,  $d_{\text{Cu}} = (3 - 15)$  нм, які отримані за температури підкладки ( $T_{\text{п}}$ ) 400 К, 550 К та 700 К (рис. 5.23 а) спостерігається АМО величиною (0,02 – 0,1)%.

Зазначимо, що для цих же зразків, але отриманих за  $T_{\text{п}}=300$  К спостерігається ефект ГМО з амплітудою (0,1 – 1,2)% (рис. 5.23 а, 5.1 в). Цікаво, що для плівок, отриманих за  $T_{\text{п}} = 400$  К з  $d_{\text{Cu}} = (5 - 15)$  нм (з вихідним АМО), після їх відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 550$  К спостерігається поява ГМО з амплітудою (0,5 – 0,8)% за кімнатної температури (рис. 5.23 б, 5.24 а). При подальшому відпалюванні за 700 К спостерігається знову перехід до АМО (рис. 5.23 б, 5.24 а).

В результаті проведення електроннографічних досліджень цих систем було встановлено, що плівкові зразки як в свіжосконденсованому ( $T_{\text{п}} = 400$  К) стані, так і після відпалювання при  $T_{\text{відп}} = 550$  К зберігають індивідуальність окремих шарів (необхідна умова реалізації ГМРЕ в системах типу ФМ/НМ/ФМ).

Таку складну поведінку МО можна пояснити впливом термообробки на суперпозицію анізотропного (обумовленого спіно-орбітальною взаємодією) і СЗР електронів провідності. Також потрібно враховувати той факт, що ефект ГМО є результатом впливу двох факторів: спінової залежності зонної структури від вільних дефектів і спінової залежності розсіюючого потенціалу. В ФМ плівках ці процеси є спіно-залежні і спінова асиметрія для об'ємного розсіювання може в загальному випадку відрізнитися від спінової асиметрії для розсіювання на межі поділу шарів. При певних варіаціях амплітуди шорсткостей, концентрації домішок та дефектів (на ці параметри впливає і температура підкладки при конденсації чи відпалювання) спінова асиметрія для об'ємного і міжфазного розсіювання може бути протилежною, що призводить до зменшення величини ГМРЕ або, навіть, до його зникнення [165].

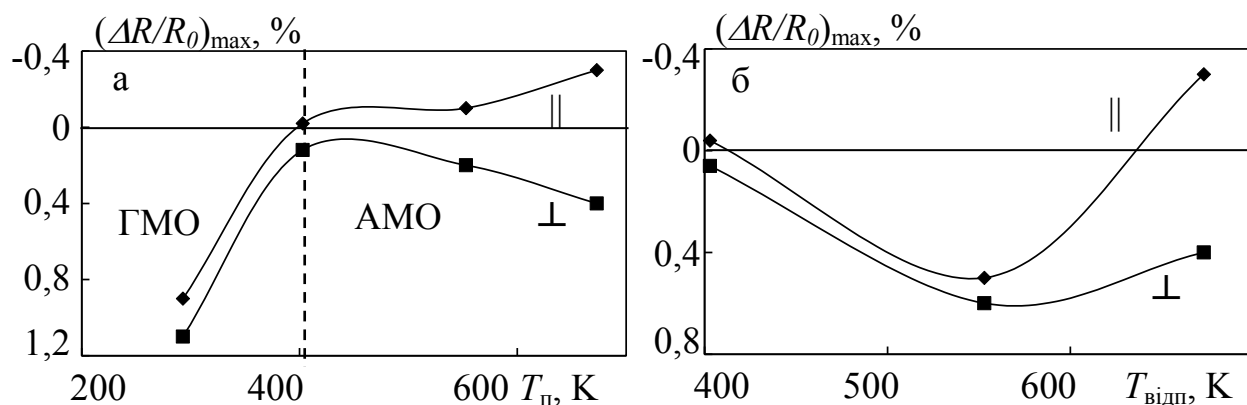


Рис. 5.23. Залежність МО від температури підкладки при конденсації (а) та температури відпалювання (б) для плівки  $\text{Co/Cu/Fe/Pt}$  ( $d_{\text{Fe,Co}}=40$  нм,  $d_{\text{Cu}}=8$  нм). Температура вимірювання  $T_{\text{вим}} = 300$  К

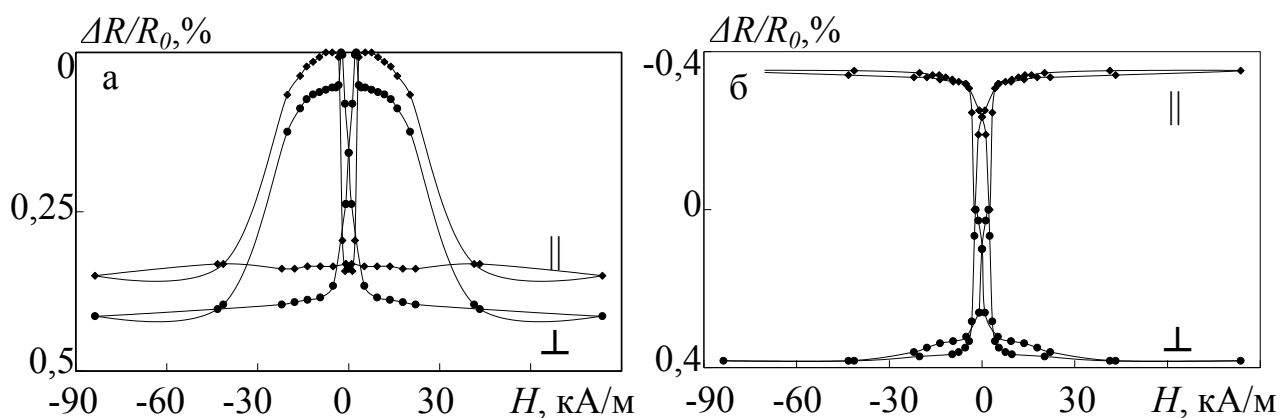


Рис. 5.24. Залежність повздовжнього (||) та поперечного ( $\perp$ ) МО від напруженості магнітного поля відпаленої за температур  $T_{\text{відп}} = 550$  К (а) та  $T_{\text{відп}} = 700$  К (б) плівкової системи  $\text{Co}(40 \text{ нм})/\text{Cu}(10 \text{ нм})/\text{Fe}(40 \text{ нм})$

В плівках отриманих за  $T_{\pi} = 550$  К та 700 К відпалювання приводить тільки до збільшення величини АМО незалежно від товщини як магнітних, так і немагнітних шарів.

#### 5.4 Анізотропія ефекта ГМО в тришарових плівках [166]

В загальному випадку ефект ГМО в магнітних мультишарах анізотропний, тобто їх МО залежить від орієнтації вектора густини струму  $\vec{j}$  відносно вектора локальної намагніченості в магнітному шарі  $\vec{M}$ . Анізотропія ГМО (А ГМО) пов'язана з впливом анізотропного спін-залежного розсіювання електронів, обумовленого дією спін-орбітальної взаємодії [13]. У випадку суттєвої величини анізотропії опору в ФМ шарах змінюється також і величина ГМО [167, 168].

Розглянемо тришарову магнітну плівку, яка складається із ФМ шарів різної товщини, що розділені НМ прошарком. Будемо вважати, що прошарок дуже тонкий, внаслідок чого його провідність значно менша провідності магнітних шарів і нею можна знехтувати. В цьому випадку роль НМ шару зводиться лише до формування початкової антиферомагнітної конфігурації в зразку.

Кількісно ефект ГМО можна описати за допомогою співвідношення (2.5). У випадку, коли домінуючим механізмом, який обумовлює реалізацію ГМО, є об'ємне СЗР електронів [76], то для аналізу анізотропії ефекту гігантського магнітоопору можна скористатися резисторною моделлю, відповідно до якої кожний магнітний шар розглядається як резистор, який, в свою чергу, (відповідно двохструменевій моделі [79]) складається також з двох резисторів, що відповідають двом каналам провідності для електронів із спіном по ( $\uparrow$ , знак «+») і проти ( $\downarrow$ , знак «-») вектора локальної намагніченості ФМ шару.

В рамках резисторної і двохструменевої моделей ефект ГМО може бути описаний наступним виразом [166]:

$$\delta = \frac{(\alpha_{\sigma_1} - 1)(\alpha_{\sigma_2} - 1)}{\alpha_{\sigma_1}(\sigma_{2,1}^+ d_{1,2} + 1)(\sigma_{1,2}^- d_{2,1} + 1)}, \quad (5.2)$$

де  $d_{2,1} = d_2 / d_1$  – відношення товщин магнітних шарів металу;

$\sigma_{j,n}^s = \sigma_j^s / \sigma_n^s$ , ( $j \neq n = 1, 2$ ),  $s = \pm$  – спіновий індекс.

Величини  $\alpha_{\sigma_j} = \sigma_j^+ / \sigma_j^-$  визначають різницю провідностей двох спінових каналів  $j$ -го магнітного шару і, внаслідок залежності довжини вільного пробігу електронів від кутів  $\theta_j$  між векторами  $\vec{j}$  і  $\vec{m}_j$  [167-169],

$$\lambda_j^s = \lambda_{0j}^s (1 - \beta_j^s \cos 2\theta_j), \quad (5.3)$$

стає функцією  $\theta_j$

$$\alpha_{\sigma_j}(\theta) = \frac{\alpha_{\lambda_j} (1 - \beta_j^+ \cos 2\theta_j)}{1 - \beta_j^- \cos 2\theta_j}. \quad (5.4)$$

Тут  $\alpha_{ij} = \lambda_{0j}^+ = \lambda_{0j}^- = const$ , а параметр анізотропії  $\beta_j^s$  можна визначити за експериментальними результатами вимірювань анізотропного МО  $\Delta\rho_j^s$  в масивному зразку [167-169]:

$$\beta_j^s = \frac{\Delta\rho_j^s}{2\rho_j^s}. \quad (5.5)$$

Враховуючи залежність  $\alpha_{\sigma_j}$  від  $\theta_j$  в формулі (5.2) для величини  $\delta(\theta)$  отримаємо:

$$\delta(\theta) = \frac{(\alpha_{\lambda_1} - 1)(\alpha_{\lambda_2} - 1)}{\alpha_{\lambda_1} \left( (\lambda_{02,1}^+ d_{1,2} + 1)(\lambda_{01,2}^- d_{2,1} + 1) \right)} \times$$

$$\times \left\{ 1 + \sum_{s=\pm} \sum_{j \neq n=1,2} \left( \frac{1}{\lambda_{0n,j}^s d_{j,n}} + \frac{(-\gamma_j)^{0,5(s+1)}}{\gamma_j - 1} \right) \beta_j^s \cos 2\theta_j \right\}, \quad (5.6)$$

де  $\lambda_{0n,j}^s = \lambda_{0j}^s / \lambda_{0n}^s$ , а верхній індекс в другому доданку в круглих дужках  $0,5(s+1)$  рівний 1 при  $s = +$  і рівний нулю при  $s = -$ .

Множник  $\beta_j^s \cos 2\theta_j$  у фігурних дужках формули (5.6) і визначає безпосередньо залежний від кута між  $\vec{j}$  і  $\vec{iv}_j$  внесок анізотропного опору в величину ГМО, при цьому максимальна різниця  $\Delta$  значень  $\delta(\theta)$  при двох ортогональних напрямках струму в площині плівки  $\delta(0)$  і  $\delta\left(\frac{\pi}{2}\right)$  становить:

$$\Delta = \delta(0) - \delta\left(\frac{\pi}{2}\right) = \frac{2(\alpha_{\lambda_1} - 1)(\alpha_{\lambda_2} - 1)}{\alpha_{\lambda_1}((\lambda_{02,1}^+ d_{1,2} + 1)(\lambda_{01,2}^- d_{2,1} + 1))} \times$$

$$\times \left\{ 1 + \sum_{s=\pm} \sum_{j \neq n=1,2} \left( \frac{1}{\lambda_{0n,j}^s d_{j,n}} \frac{(-\gamma_j)^{0,5(s+1)}}{\gamma_j - 1} \right) \beta_j^s \right\}. \quad (5.7)$$

При подальшому аналізі впливу анізотропії опору магнітних шарів на величину ГМО будемо вважати, що тришарова плівка складається із ФМ шарів одного і того ж металу, тобто  $\alpha_{\lambda_j} = \alpha_{\lambda_n} = \alpha_\lambda$ ,  $\lambda_{0n,j}^s = 1$ . В цьому випадку загальний вигляд формули (5.6) суттєво спрощується

$$\delta(\theta) = \frac{(\alpha_\lambda - 1)^2}{\alpha_\lambda (d_{1,2} + 1)(d_{2,1} + 1)} \left\{ 1 + (\beta^- - \beta^+) \frac{\alpha_\lambda + 1}{\alpha_\lambda - 1} \cos 2\theta \right\}, \quad (5.8)$$

А величина  $\Delta$  (формула (5.7)) становить:

$$\Delta = (\beta^- - \beta^+) \frac{(\alpha_\lambda - 1)^2}{\alpha_\lambda (d_{1,2} + 1)(d_{2,1} + 1)} \frac{\alpha_\lambda + 1}{\alpha_\lambda - 1}. \quad (5.9)$$

Аналіз отриманого виразу для АГМО (5.8) показує, що в області малих значень товщини верхнього шару металу ( $d_{2,1} \ll$  із збільшенням  $d_2$  величина

ефекту пропорційна  $d_2$  ( $\delta(\theta) \sim d_2$ ), в той час як при виконанні протилежної нерівності ( $d_{2,1} \gg \delta$  пропорційна  $1/d_2$  із збільшенням покриваючого шару ( $\delta(\theta) \sim 1/d_2$ ), тобто

$$\delta = \frac{(\alpha_\lambda - 1)^2 \left( 1 + (\beta^- - \beta^+) \frac{\alpha_\lambda + 1}{\alpha_\lambda - 1} \cos 2\theta \right)}{\alpha_\lambda (d_{1,2} + 1)(d_{2,1} + 1)} \cong \frac{1 + (\beta^- - \beta^+) \frac{\alpha_\lambda + 1}{\alpha_\lambda - 1} \cos 2\theta}{\alpha_\lambda} \begin{cases} \frac{d_2}{d_1}, d_{2,1} \ll \\ \frac{d_1}{d_2}, d_{2,1} \gg \end{cases} \quad (5.10)$$

Протилежна тенденція поведінки розмірної залежності величини  $\delta$  на інтервалі товщин шарів вказує на те, що можливі такі товщини шарів коли ефект буде максимальним. Дослідивши вираз (5.8) на екстремум, одержуємо, що ефект досягає свого амплітудного значення  $\delta_{extr}$  при  $d_{2,1} = 1$ , (тобто  $d_2 = d_1$ ) і максимальна величина АГМО становить:

$$\delta(1) = \frac{(\alpha_\lambda - 1)^2}{4\alpha_\lambda} \left( 1 + (\beta^- - \beta^+) \frac{\alpha_\lambda + 1}{\alpha_\lambda - 1} \cos 2\theta \right). \quad (5.11)$$

При граничних значеннях товщин (як ( $d_{2,1} \ll$ ), так і ( $d_{2,1} \gg$ ), коли або базовий шар має велику товщину ( $d_{2,1} \ll$ ), або покриваючий ( $d_{2,1} \gg$ ), можливе зменшення величини ефекту за рахунок шунтування електричного струму шаром зі значною провідністю. При відсутності шунтуючого ефекту при  $d_{2,1} = 1$  АГМО максимальна.

Одержані теоретичні результати були перевірені нами для системи Co/Cu/Co. Для плівок Co/Cu/Co, відпалених за температури 700 К, була розрахована максимальна величина АГМО за формулою (5.11). Розрахунок за цим співвідношенням був виконаний за таких значень параметрів:  $\alpha = 7$  ( $T_{вим} = 300$  К),

$\beta^- = -0,0378$ ,  $\beta^+ = 0,338$  [170]. При цьому ми вважали, що коефіцієнти анізотропії не залежать від температури.

Розрахункова величина анізотропії ГМО склала 1,28%. Експериментально визначена величина максимально можливої анізотропії ГМО становила 1,1% [118]. Таким чином можна зробити висновок, що теоретично розраховані й експериментально виміряні значення АГМО якісно (з точністю до 20%) співпадають.

Деяка відмінність теоретичних і експериментальних результатів, на нашу думку, обумовлена наступним. По-перше, АМО є парним ефектом відносно до намагніченості, тому (при відсутності електронного переносу між шарами) ГМО не повинен залежати від орієнтації струму. Коли НМ шар дуже тонкий, анізотропія ГМО обумовлена тим, що шари зв'язані обмінною взаємодією. По-друге, вираз (5.11) визначає максимально можливу величину ефекту при об'ємному розсіюванні електронів в магнітних шарах. Але для реальних структур потрібно враховувати ще й розсіяння електронів в кінцевій товщині прошарку, наявність розсіювання електронів на поверхні шарів та їх розсіяння, обумовлене спотворенням чіткої границі шарів внаслідок взаємодифузії.

При збільшенні температури або товщини шарів величина АГМО зменшується.

### **5.5 Чутливість плівкових зразків Co/Cu/Co/Cr/П та Co/Cu/Cr/Co/П**

Більшість тонкоплівкових матеріалів, навіть з ГМО, не дозволяють в значній мірі підвищити чутливість ефекту до магнітного поля: порівняно великі значення МО таких матеріалів досягаються в досить сильному магнітному полі. Наприклад, величина амплітуди ГМО багат шарової плівки Co/Cu близько 60% – реалізується в магнітному полі напруженістю біля 160 кА/м [78]. Чутливість виготовленого із такого матеріалу магніторезистивного елемента не більше за  $4 \cdot 10^{-4} \%$ (А/м), що на порядок менше, ніж для традиційних магніторезистивних елементів. Чутливість



багатошарових систем істотно збільшується при зменшенні антиферомагнітної взаємодії між ФМ шарами, тому послаблюючи останню, можна підвищити чутливість плівки. Найпростіше це реалізувати за рахунок збільшення товщини НМ прошарку. Так, при товщині близько 2,1 нм, (другий антиферомагнітний максимум) напруженість магнітного поля насичення для багатошарових зразків Co/Cu зменшується до 40 кА/м, тобто в 4 рази. В стільки ж разів підвищиться і чутливість.

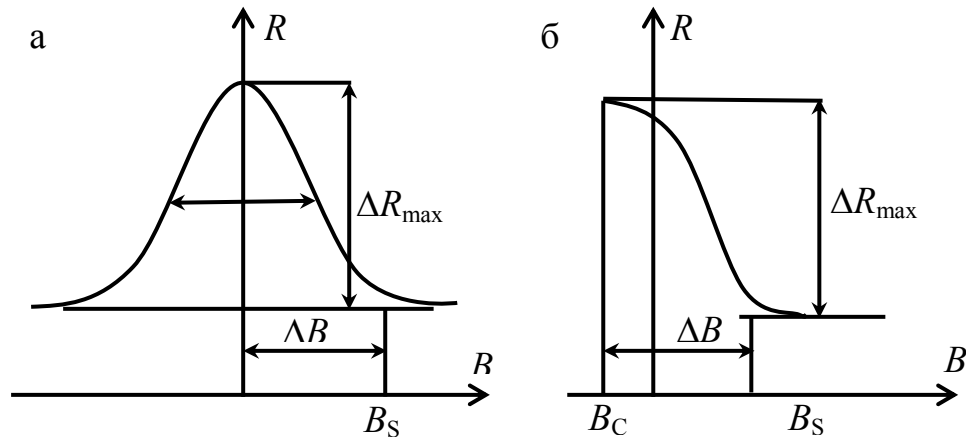
При виборі плівкової системи в якості елементної бази мікроелектроніки важливу роль, крім МО, відіграє ще й величина поля насичення  $H_S$ . Найменші значення  $H_S$  досягаються в спін-вентильних структурах за рахунок різниці величини коерцитивної сили магнітних шарів, різної товщини шарів або виготовленням з шарів різних матеріалів [3]. На величину поля насичення плівкових зразків у значній мірі впливає термообробка – потрібно враховувати зміну МО при відпалюванні, яка може бути також досить значною. Тому в роботах, присвячених застосуванню ГМО-структур в сенсорній техніці (див., наприклад [171]) вводиться поняття чутливості  $S_B$  плівкової системи до магнітного поля, максимальне значення якої визначається за формулою:

$$S_B = \left| \frac{(\Delta R / R(B_S))_{max}}{\Delta B} \right|. \quad (5.12)$$

де  $(\Delta R / R(B_S))_{max}$  - максимальне значення магнітоопору;

$\Delta B$  – зміна магнітної індукції при зміні магнітного поля від насичення  $B_S$  (або максимальної величини) до розмагнічування  $B_C$ , величина якого фактично рівна  $\Delta B = B_S + B_C$  (рис. 5.25).

Величина  $S_B$  вимірюється в %/Тл (або %/кА/м [171]) і дає поняття про співвідношення МО і  $H_S$ . Типовими значеннями чутливості є (1 – 10)%/Тл. Для невідпалених систем Co/Cu(Ag)/Fe з товщиною НМ прошарку  $d_n < 10$  нм величина чутливості МО до магнітного поля становить (20 – 30)%/Тл і поступово зменшується при відпалюванні за температур 400 К, 550 К та 700 К. Для цих плівок з  $d_n > 10$  нм (чутливість близько (5 – 10)%/Тл для свіжосконденсованих зразків)



5.25. Схема визначення чутливості до МО поля для випадку магніторезистивної залежності без (а) і з гістерезисом (б) [171]

відпалювання призводить до незначного зростання чутливості (див. табл. 5.2).

У плівкових системах Co/Cu/Co/Cr і Fe/Co/Cu/Co/Fe чутливість МО до магнітного поля зростає при відпалюванні за температури 700 К. Виключенням є тільки системи Co/Cu/Co/Cr з товщиною НМ прошарку  $d_n = (6 - 10)$  нм (незалежно від товщини шару Cr), в яких найбільше значення чутливості МО (в тому числі й ГМО) до магнітного поля спостерігається після відпалювання даних зразків за температури  $T_{\text{відп}} = 550$  К і становить  $(40 - 90)\%/Tл$ .

Для систем Co/Cu/Co з додатковими шарами Ni максимальні значення чутливості (близько  $30\%/Tл$ ) спостерігаються після відпалювання за температур 400 К або 550 К в залежності від товщини НМ прошарку. У таблиці 5.2 наведені значення чутливості до магнітного поля три- та багатошарових плівок. Як видно з таблиці 5.2, найбільше значення чутливості до магнітного поля ( $30 - 90\%/Tл$ ) мають плівкові системи Co/Cu/Co з додатковими шарами Cr та Ni, що є важливим при практичному їх використанні.

Відносно великі значення  $S_B$  в досліджуваних плівкових системах спостерігаються завдяки малим полям насичення  $H_S$ . При цьому потрібно відмітити той факт, що для систем Co/Cu/Co з додатковим шаром Cr в основному переважає чутливість до магнітного поля в повздовжній геометрії, для решти зразків – в поперечній.

Таблиця 5.2

**Чутливість до магнітного поля  $S_B$  плівкових зразків Co/Cu(Ag)/Fe/П і Co/Cu/Co/П з додатковими шарами Fe, Ni та Cr в невідпаленому та відпаленому за різних температур станах**

Зразок	$S_B$ , %/Тл							
	Повздожня геометрія				Поперечна геометрія			
	невідп.	400 К	550 К	700 К	невідп.	400 К	550 К	700 К
Co(35)/Cu(7)/Co(35)/Cr(2)/П	4,96	5,76	88,65	14,39	9,22	24,67	59,10	7,57
Co(35)/Cu(15)/Co(35)/Cr(10)/П	—	—	2,65	3,65	—	—	10,21	16,64
Co(35)/Cu(5)/Co(35)/Cr(10)/П	2,96	2,07	8,59	15,13	1,18	0,59	5,21	1,51
Co(35)/Cu(7)/Co(35)/Cr(10)/П	10,44	40,26	44,91	3,26	15,65	67,71	79,91	2,61
Co(35)/Cu(3)/Co(35)/Cr(10)/П	3,90	0,57	7,86	14,93	4,33	0,28	1,12	2,00
Co(25)/Cu(5)/Co(25)/Cr(3)/П	6,46	3,15	11,94	37,64	7,18	1,15	3,00	15,17
Co(35)/Cu(6)/Co(35)/Cr(5)/П	3,48	9,59	47,28	42,69	5,47	6,39	15,13	21,35
Co(25)/Cu(15)/Cr(10)/Co(25)/П	—	—	10,00	32,42	—	—	2,22	24,86
Co(30)/Cu(3)/Fe(30)/П	33,10	21,27	15,62	19,30	39,71	25,14	18,71	23,52

Продовження таблиці 5.2

Зразок	$S_B$ , %/Тл							
	Повздовжня геометрія				Поперечна геометрія			
	невідп.	400 К	550 К	700 К	невідп.	400 К	550 К	700 К
Co(35)/Cu(4)/Fe(35)/П	17,37	6,43	5,72	1,18	20,35	5,86	5,2	2,35
Co(30)/Cu(7)/Fe(30)/П	15,60	8,18	2,56	3,13	9,65	5,21	3,53	4,30
Co(30)/Ag(6)/Fe(30)/П	27,63	7,94	5,12	6,32	31,2	11,35	1,82	2,15
Co(20)/Ag(10)/Fe(20)/П	6,53	2,13	0,47	0,44	7,66	3,63	1,53	1,53
Co(25)/Ag(15)/Fe(25)/П	1,82	5,59	6,25	0,91	2,31	9,56	7,59	1,90
Ni(10)/Co(30)/Cu(2)/Co(30)/Ni(10)	—	—	37,15	8,03	—	—	9,92	8,55
Ni(5)/Co(30)/Cu(10)/Co(30)/Ni(5)	3,63	29,68	27,38	16,14	6,62	93,24	7,56	14,63
Co(25)/Ni(5)/Cu(10)/Ni(5)/Co(25)	10,12	41,92	18,75	15,64	5,78	2,94	4,24	6,88
Fe(5)/Co(20)/Cu(2)/Co(20)/Fe(5)	2,17	1,06	7,87	36,45	0,51	1,03	5,00	18,94
Fe(10)/Co(20)/Cu(5)/Co(20)/Fe(5)	1,03	1,30	5,37	8,27	1,22	1,53	6,65	11,30
Fe(5)/Co(20)/Cu(10)/Co(20)/Fe(5)	1,21	1,05	9,93	14,12	2,12	1,82	12,62	16,50

Таким чином, чутливість плівкових систем до магнітного поля можна змінювати відпалюванням, збільшенням товщини НМ прошарку, додатковими шарами. Тобто способами, які призведуть до збільшення величини МО та зменшення коерцитивної сили і поля насичення (див. (5.12)). Для досліджуваних зразків найкраще цим умовам відповідає система Co/Cu/Co з додатковим шаром Cr після відпалювання за температури 550 К.

### 5.6 Вплив товщини немагнітного прошарку на амплітуду магніторезистивного ефекту тришарових плівок

У результаті дослідження магніторезистивного ефекту серії зразків була встановлена залежність величини МО від товщини НМ прошарку. Розглянемо особливості залежності  $MO(d)$  для свіжосконденсованих тришарових плівок систем Co/Cu/Fe та Co/Ag/Fe (рис. 5.26). Максимальне значення ефекту ГМО спостерігається при  $d_{Cu} \sim 3$  нм (рис. 5.26 а) та  $d_{Ag} \sim 6$  нм (рис. 5.26 б) і складає 1,2% та 1,1% відповідно за кімнатної температури та однакової товщині ФМ шарів. При зростанні ефективної товщини НМ шару  $d_{Cu} > 3$  нм ( $d_{Ag} > 6$  нм) величина зазначеного ефекту зменшується, що зумовлено шунтуванням електричного струму високопровідним НМ прошарком та об'ємним розсіюванням в ньому електронів, з одного боку, та істотним послабленням обмінного зв'язку між магнітними шарами, з іншого.

На рисунку 5.27 представлені залежності  $MO(d)$  для цих плівок відпалених за температури  $T_{відп} = 700$  К. При товщині мідного прошарку  $< 5$  нм спостерігається АМО, що пояснюється повним дифузійним перемішуванням шарів при відпалюванні за температури 700 К та утворенням твердого розчину  $[\beta\text{-Co},(\text{Fe,Cu})]$ . Для зразків з товщиною прошарку (5 – 15) нм спостерігається ефект ГМО, що обумовлено обмеженою розчинністю компонент системи і збереженням індивідуальності окремих шарів, з максимумом при товщині мідного шару 7 нм (рис. 5.27 а). Для відпалених плівок з товщиною срібного прошарку менше 10 нм спостерігається АМО, що пояснюється порушенням вихідного магнітного порядку

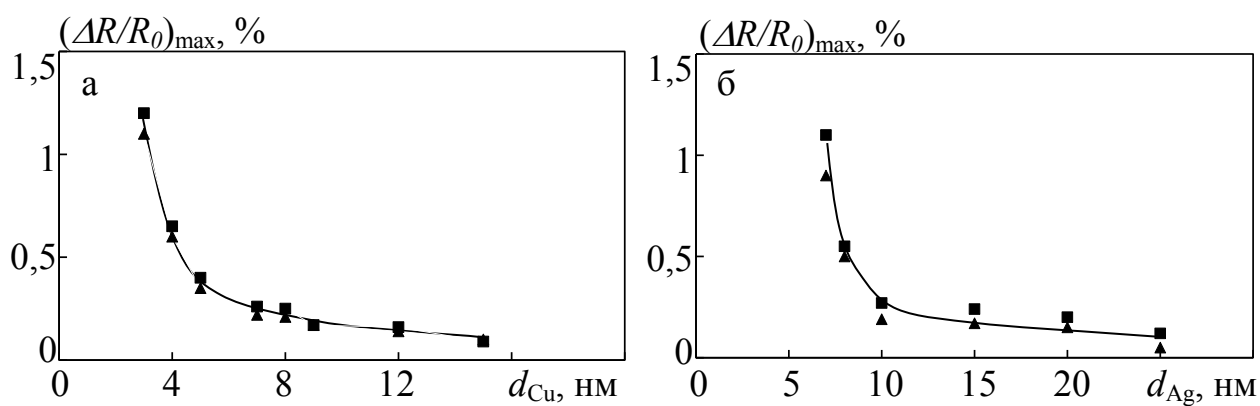


Рис. 5.26. Залежність повздовжнього ( $\blacktriangle\blacktriangle\blacktriangle$ ) та поперечного ( $\blacksquare\blacksquare\blacksquare$ ) МО для невідпалених плівок (а – Co/Cu/Fe/П; б – Co/Ag/Fe/П) від товщини прошарку Cu та Ag

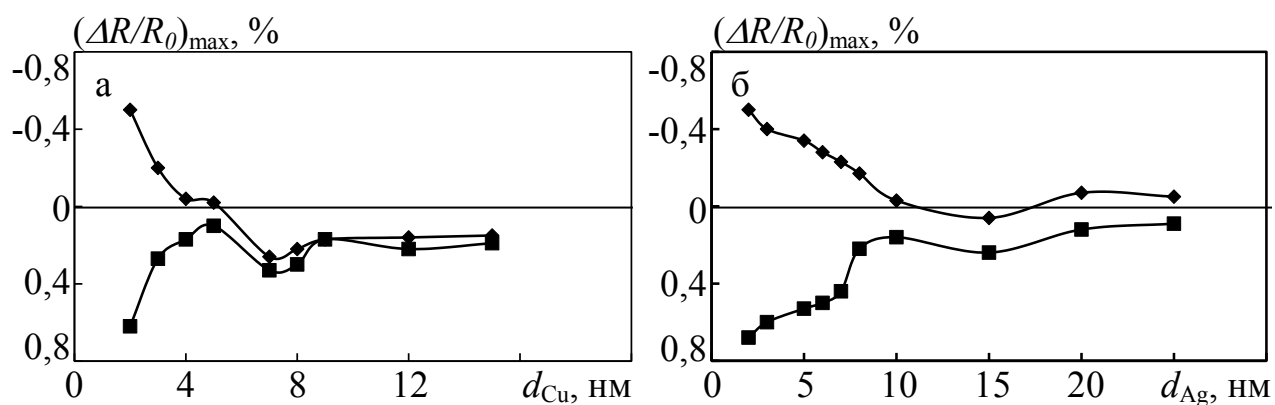


Рис. 5.27. Залежність повздовжнього ( $\blacklozenge\blacklozenge$ ) та поперечного ( $\blacksquare\blacksquare\blacksquare$ ) МО для відпалених за  $T_{\text{відп}} = 700$  К плівок (а – Co/Cu/Fe/П; б – Co/Ag/Fe/П) від товщини прошарку Cu та Ag

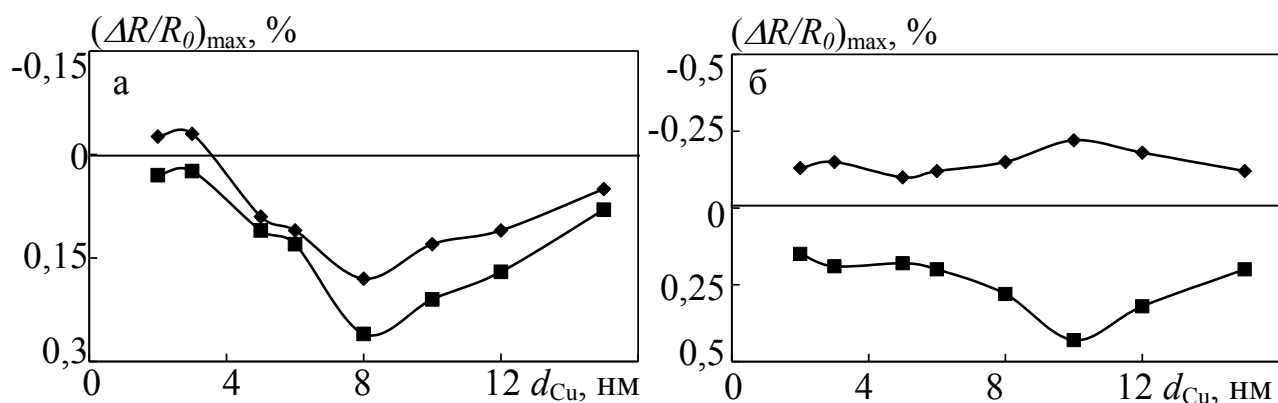


Рис. 5.28. Залежність повздовжнього (◆◆) та поперечного (■■■) МО для невідпалених (а) та відпалених за  $T_{\text{відп}} = 700$  К плівок Fe/Co/Cu/Co/Fe/П (б) від товщини прошарку Cu

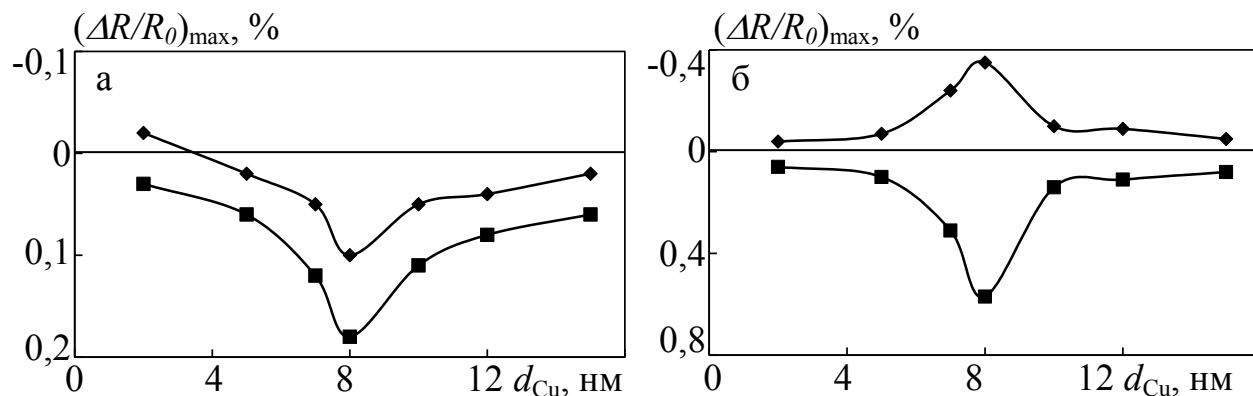


Рис. 5.29. Залежність повздовжнього (◆◆) та поперечного (■■■) МО для невідпалених (а) та відпалених за  $T_{\text{відп}} = 700$  К плівок Ni/Co/Cu/Co/Ni/П (б) від товщини прошарку Cu

ФМ шарів в результаті відпалювання за температури 700 К. Для зразків з товщиною прошарку (10 – 17) нм проявляється ГМО. При подальшому збільшенні товщини знову з'являється АМО. (рис. 5.27 б).

На наступних рисунках представлені залежності величини повздовжнього та поперечного  $(\Delta R/R_0)_{\max}$  від товщини НМ прошарку для свіжосконденсованих та відпалених за температури  $T_{\text{відп}} = 700$  К плівок систем Fe/Co/Cu/Co/Fe (рис. 5.28), Ni/Co/Cu/Co/Ni (рис. 5.29) та Co/Cu/Co/Cr (рис. 5.30). При проведенні дослідження магніторезистивного ефекту цих зразків з різними товщинами шару міді було встановлено, що для систем Fe/Co/Cu/Co/Fe (рис. 5.28) і Ni/Co/Cu/Co/Ni (рис. 5.29) як свіжо сконденсованих, так і відпалених за  $T_{\text{відп}} = 700$  К поведінка  $MO(d)$  якісно подібна поведінці  $MO(d)$  для тришарових плівок Co/Cu(Ag)/Fe/П.

Для плівок Co/Cu/Co/Cr/П (рис. 5.30) розмірна залежність  $MO$  носить осцилюючий характер і має у випадку невідпалених плівок (рис. 5.30 а) два більш явно виражених максимуми. Перший максимум на залежності  $(\Delta R/R_0)(d_{\text{Cu}})$  становить 4 нм. Після відпалювання він зміщується в область більшої товщини прошарку міді.

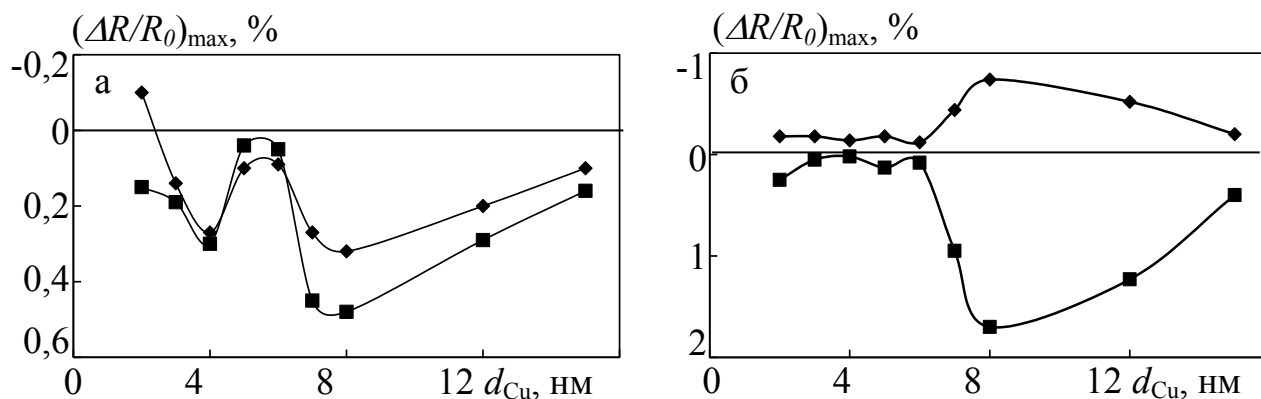


Рис. 5.30. Залежність повздовжнього (◆◆◆) та поперечного (■■■) магнітоопору для невідпалених (а) та відпалених за  $T_{\text{відп}} = 700$  К плівок Co/Cu/Co/Cr/П (б) від товщини прошарку Cu

Таке зміщення, очевидно, пов'язане з ростом розміру зерна і утворенням більшої кількості містків через НМ прошарок. Слід, зазначити, що другий максимум ( $d_{\text{Cu}} = 8$  нм) співпадає як для невідпалених, так і відпалених за  $T_{\text{відп}} = 700$  К зразків Co/Cu/Co/Cr/П (рис. 5.30 б).



Ці осциляції можуть бути зумовлені зміною типу зв'язку між магнітними шарами, густиною «містків» між ними, а також послабленням обмінного зв'язку за рахунок збільшення товщини НМ прошарку.

### Висновки до розділу 5

1. Експериментально показано, що при ефективних товщинах прошарків ( $d_{\text{Cu}} = (3 - 15)$  нм,  $d_{\text{Ag}} = (6 - 25)$  нм) в системі Co/Cu(Ag)/Fe реалізується ефект ГМО. Максимальне значення ГМО для цих плівок (до 1,2%) спостерігається при однакових товщинах магнітних шарів і товщинах прошарків  $d_{\text{Cu}} \sim 3$  нм та  $d_{\text{Ag}} \sim 6$  нм відповідно. Для систем Co/Cu/Co з додатковими шарами Fe, Ni та Cr ефект ГМО спостерігається при  $d_n > (3 - 5)$  нм за умови відсутності твердого розчину.
2. При термомагнітному відпалюванні для всіх систем, за виключенням Co/Cu(Ag)/Fe ( $d_{\text{Cu}} = (7 - 15)$  нм,  $d_{\text{Ag}} = (12 - 17)$  нм), спостерігається перехід від ГМО до АМО. Зміна МО (перехід від ГМО до АМО) і його величини внаслідок відпалювання для системи Co/Cu(Ag)/Fe визначаються товщиною та видом НМ шару.
3. Показано, що для плівок Co/Cu(Ag)/Fe/П величина МО монотонно зростає при зменшенні температури вимірювання.
4. Залежність ГМО від товщини немагнітного прошарку для всіх досліджуваних зразків носить немонотонний характер. Для системи Co/Cu/Co/Cr/П ця залежність є осцилюючою. У досліджуваних структурах інтервал оптимальних товщин немагнітного прошарку, при яких спостерігається ефект ГМО складає  $(3 - 10)$  нм.
5. При збільшенні температури підкладки при конденсації шарів (400 К, 550 К, 700 К) для систем Co/Cu/Fe незалежно від товщини ФМ і НМ шарів спостерігається АМО. Для зразків, які отримані за температури підкладки 400 К, після їх відпалювання при температурі 550 К, спостерігається поява ГМО з амплітудою  $(0,5 - 0,8)\%$  за кімнатної температури.

## ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі проведено комплексне дослідження структурно-фазового стану, електро- і магніторезистивних властивостей тришарових плівок систем Co/Cu(Ag)/Fe та Co/Cu/Co з тонкими додатковими шарами Fe (Fe/Co/Cu/Co/Fe), Ni (Ni/Co/Cu/Co/Ni, Co/Ni/Cu/Ni/Co, Co/Ni/Co/Cu/Co/Ni/Co) і Cr (Co/Cu/Co/Cr, Co/Cu/Cr/Co) в інтервалі товщин магнітних  $d_f = (10 - 50)$  нм, немагнітних  $d_n = (1 - 50)$  нм та додаткових  $d_{imp} = (3 - 25)$  нм шарів при температурах вимірювання 150 К, 300 К. У результаті виконання роботи сформульовано такі узагальнюючі висновки:

1. Методами просвічуючої електронної мікроскопії, електроннографії та вторинно-іонної мас-спектрометрії проведено дослідження структурно-фазового стану плівок систем Co/Cu(Ag)/Fe і Co/Cu/Co з додатковими шарами Ni та Cr:

– показано, що всі свіжосконденсовані зразки є полікристалічними з дрібнозернистою структурою (середній розмір зерна менше 10 нм) із фазовим складом ГЦП-Co+(ГЦК-Cu або ГЦК-Ag)+ОЦК-Fe (система Co/Cu(Ag)/Fe); ГЦП-Co+ГЦК-Cu+(ГЦК-Ni або ОЦК-Cr) (система Co/Cu/Co з додатковими шарами Ni та Cr); параметри решіток з точністю до 4% узгоджуються з відповідними параметрами для масивних металів;

– відпалювання при  $T_{відп} = 700$  К призводить до збільшення розміру зерен у (2 – 20) разів залежно від товщини та виду шарів; для систем Co/Cu(Ag)/Fe, яка відпалена при  $T_{відп} = 700$  К, фіксується поява ГЦК-Co; для цієї системи при товщині  $d_{Cu} < 5$  нм спостерігається утворення твердого розчину  $[\beta\text{-Co},(\text{Fe},\text{Cu})]$  з параметром решітки  $a = (0,357 - 0,358)$  нм при вмісту  $C_{Co} > 40\%$ ; для системи Co/Cu/Co з шаром Cr після відпалювання при  $T_{відп} = 700$  К для Co фіксуються ГЦП і ГЦК фази, а для системи Co/Cu/Co з шаром Ni, при вмісту  $C_{Co} > 55\%$ , спостерігається утворення твердого розчину  $[\beta\text{-Co},(\text{Ni},\text{Cu})]$  з параметром решітки  $a = (0,355 - 0,359)$  нм;

2. Для системи Co/Cu/Fe, у якій зберігається індивідуальність шарів, розмірні залежності питомого опору і ТКО від товщини шару міді носять немонотонний характер, обумовлений дифузним розсіюванням електронів інтерфейсами плівкою

структури. Порівняння експериментальних значень питомого опору і ТКО з теоретично розрахованими на основі модифікованої теорії Маядаса і Шатцкеса показало їх узгодження з точністю до 15%.

3. Встановлена закономірність розмірного ефекту ТКО у тришарових плівках Co/Cu/Fe/П: зі зростанням товщини НМ прошарку значення ТКО зростає (якщо  $d_{\text{Co,Fe}} = \text{const} < 30$  нм) або зменшується (якщо  $d_{\text{Co,Fe}} = \text{const} > 30$  нм).

4. Експериментально показано, що при  $d_{\text{Cu}} = (3 - 15)$  нм та  $d_{\text{Ag}} = (6 - 25)$  нм у досліджуваних системах Co/Cu(Ag)/Fe реалізується ГМРЕ. Максимальне значення ГМО (1,2, 1,1%) для свіжосконденсованих плівок спостерігається при однакових товщинах ФМ шарів і товщині НМ прошарку  $d_{\text{Cu}} \sim 3$  нм та  $d_{\text{Ag}} \sim 6$  нм. При зменшенні температури вимірювання до 150 К відбувається збільшення величини ефекту в (1,3 – 1,5) рази. Для системи Co/Cu/Co з додатковими шарами Fe, Ni та Cr величина МО і вид магніторезистивних петель визначається товщиною, видом та розміщенням домішкового шару в плівці Co/Cu/Co. Встановлено, що розміщення додаткових шарів Ni та Cr на інтерфейсі Co/Cu приводить до появи АМО.

5. Вивчення впливу термообробки на магніторезистивний ефект плівкових зразків дозволило встановити такі закономірності:

– відпалювання для всіх досліджуваних зразків, у яких фіксується ГМРЕ, за виключенням Co/Cu(Ag)/Fe з товщиною НМ прошарків  $d_{\text{Cu}} = (7 - 15)$  нм  $d_{\text{Ag}} = (12 - 17)$  нм, призводить до переходу від ГМО до АМО;

– для системи Co/Cu/Co з шаром Ni як покривного шару низькотемпературне відпалювання за 400 К призводить до значного росту величини ГМО (майже в 3 рази), що зумовлено проходженням дифузії на межі поділу шарів Co та Ni;

– найбільше значення чутливості МО спостерігається після відпалювання зразків Co/Cu/Co з шаром Cr при температурі  $T_{\text{відп}} = 550$  К і становить (40 – 90)%/Тл.

6. Для зразків Co/Cu/Fe/П, які отримані за температури підкладки при конденсації 400 К (з АМО у вихідному стані), відпалювання при 550 К призводить до появи ГМО величиною (0,5 – 0,8)%.

## ПРИМІТКИ

Основні результати дисертаційної роботи опубліковані у співавторстві з Лободою В.Б., який запропонував тему роботи та Шкурдою Ю.О., який прийняв участь у обговоренні результатів і підготовці статей.

У дослідженні дифузійних процесів методом ВІМС прийняла участь Салтикова А.І.

Експериментальне дослідження плівкових зразків методом АСМ здійснювалось за безпосередньою участю Литвин О.С.

Магнітостатичні вимірювання проводилися за підтримки Рябченка С.М.

У електронно-мікроскопічних та електроннографічних дослідженнях прийняли участь Кравченко В.О. та Хурсенко С.М.

Автор висловлює щире подяку науковому керівнику кандидату фізико-математичних наук, професору Лободі Валерію Борисовичу за постановку наукових задач, керівництво і організаційні зусилля, які зробили можливим виконання цієї роботи; кандидату фізико-математичних наук, доценту кафедри фізики Шкурді Юрію Олексійовичу за підтримку у виконанні роботи та при її обговоренні, кандидату фізико-математичних наук, доценту кафедри експериментальної і теоретичної фізики Салтиковій Аллі Іванівні; кандидату фізико-математичних наук, старшому викладачу кафедри експериментальної і теоретичної фізики Кравченко Володимирі Олексійовичу; кандидату фізико-математичних наук, доценту кафедри фізики Хурсенко Світлані Миколаївні; доктору фізико-математичних наук, професору, член-кореспонденту НАН України, Лауреату Державної премії України, Заслуженому діячу науки і техніки України Рябченку Сергію Михайловичу; кандидату фізико-математичних наук, старшому співробітнику центру колективного користування приладами НАН України Литвин Оксані Степанівні; кандидату фізико-математичних наук Бикову Валерію Микитовичу за допомогу у проведенні експериментів. Я також висловлюю щире подяку всьому колективу кафедри фізики за підтримку під час роботи над дисертацією.

**СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ**

1. Ферт А. Происхождение, развитие и перспективы спинтроники / А. Ферт // УФН. – 2008. – Т. 178, № 12. – С. 1336 – 1348.
2. Shinjo T. Nanomagnetism and spintronics (Second edition) / Shinjo T. – Elsevier Science and Technology: Japan, 2013. – 372 p.
3. Tumanski S. Thin film magnetoresistive sensors / Tumanski S. – L.: Institute of Physics Publishing, 2001. – 441 p.
4. Погорілий А.М. Спінтроніка. Основні явища. Тенденції розвитку / А.М. Погорілий, С.М. Рябченко, О.І. Товстоликін // УФЖ. (Огляди). – 2010. – Т. 6, № 1. – С. 37 – 97.
5. Третьяк О.В. Фізичні основи спінової електроніки / Третьяк О.В., Львов В.А., Барабанов О.В. – К.: КНУ, 2002. – 314 с.
6. Гусев А.И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнология / Гусев А.И. – М.:Физматлит., 2005. – 416 с.
7. Bakonyi I. Electrodeposited multilayer films with giant magnetoresistance (GMR): progress and problems / I. Bakonyi, L. Peter // Progr. Mater. Sci. – 2010. – V. 55, № 3. – С. 107 – 245.
8. Candid R. Magnetic field sensors based on giant magnetoresistance (GMR) technology: applications in current sensing / R. Candid, M. C.-Beltran, D. Munoz // Sensors. – 2009. – V. 9. – P. 7919 – 7942.
9. Структура, дифузійні процеси і магніторезистивні та електрофізичні властивості плівкових матеріалів: [монографія] / за заг. ред. проф. І.Ю. Проценка. – Суми: Вид-во СумДУ, 2007. – 197 с.
10. Пул Ч.П. Нанотехнологии / Ч.П. Пул, Ф.Дж. Оуэнс. – М.: Техносфера, 2006. – 336 с.
11. Спинтроника: обменное переключение ферромагнитных металлических переходов при малой плотности тока / Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.И. Панас [и др.] // УФН. – 2009. – Т. 179, № 4. – С. 359 – 368.
12. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices / I.N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert [et all.] // Phys. Rev. Lett. – 1988. – V. 61, № 21. – P. 2472 - 2475.

13. Dieny B. Giant magnetoresistance in spin-valve multilayers / B. Dieny // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1994. – V. 136, № 3. – P. 355 – 359.
14. Layered magnetic structures: evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers / P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 1986. – V. 57, № 19. – P. 2442 – 2445.
15. Ковтун Г.П. Наноматериалы: технологии и материаловедение: обзор по источникам отечественной и зарубежной печати за 1974-2009 гг. / Г.П. Ковтун, А.А. Веревкин. – Харьков: ННЦ ХФТИ, 2010. – 72 с.
16. Evolution from multilayer to granular behavior via Cobalt layers fragmentation in Co/Cu multilayers / P. Vavassori, F. Spizzo, E. Angeli [et al.] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2003. – V. 262, № 1. – P. 120 – 123.
17. Collective states of interacting ferromagnetic nanoparticles / O. Petracic, X. Chen, S. Bedanta [et al.] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2006. – V. 300, № 1. – P. 192 – 197.
18. Структурно-фазовий стан, стабільність інтерфейсів та електрофізичні властивості двошарових плівкових систем / С.І. Проценко, І.В. Чешко, Д.В. Великодний [та ін.] // *Успехи физ. мет.* – 2007. – Т. 8, №4 – С. 247 – 278.
19. Особенности наноструктуры и удельной проводимости тонких пленок различных металлов / И.В. Антонец, Л.Н. Котов, С.В. Некипелов [и др.] // *ЖТФ.* – 2004. – Т. 74, в. 3. – С. 24 – 27.
20. Growth types and surface topography of Co, Cu and Co/Cu multilayers studied by AES and STM/SFM / M. Marszalek, J. Jaworski, H. Wider [et al.] // *Vacuum.* – 2003. – V. 72, № 2 – С. 97 – 101.
21. Маршалек М. Структурно-фазовое состояние двухслойных пленок Co/Cu и Co/Cr в кн. «Тонкие пленки в оптике и электронике» / Маршалек М., Проценко С.И., Черноус А.Н. – Х.: ННЦ ХФТИ, 2003. – С. 205 – 208.
22. Самардак А.С. Поведение магнитных и магниторезистивных свойств нанокристаллических Co/Cu/Co пленок при ступенчатом отжиге / А.С. Самардак, Л.А. Чеботкевич // *ФММ.* – 2006. – Т. 101, № 1. – С. 1 – 6.
23. Федосюк В.М. Исследование перехода от мультислойных пленок к гранулированным в системе кобальт-медь / В.М. Федосюк, Х.П. Ривас,

- О.И. Касютич // ЖТФ. – 1997. – Т. 67, № 12. – С. 89 – 91.
24. Protsenko I. Solid solution formation in Cu/Co ultrathin film systems / I. Protsenko, I. Cheshko, Ja. Javorsky // Functional Materials. – 2006. – V. 13, № 2. – P. 219 – 222.
25. Бібік В.В. Дослідження методом ВІМС взаємної дифузії атомів у тонкоплівковій системі Cr/Fe / В.В. Бібік, Л.В. Однодворець, І.О. Шпетний. // Вісник СумДУ. Серія Фізика, математика, механіка. – 2006. – № 9(93). – С. 91 – 95.
26. Лобода В.Б. Структура и гальваномагнитные свойства трехслойных пленок Co/Cu/Co / В.Б. Лобода, Ю.А. Шкурдода, С.Н. Пирогова // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2004. – № 8(67). – С. 107 – 115.
27. Структура и магнитные свойства отожженных пленок Co/Cu/Co / Л.А. Чеботкевич, Ю.Д. Воробьев, И.Н. Буркова [и др.] // ФММ. – 2000. – Т. 89, № 3. – С. 56 – 61.
28. Структурно-обусловленные особенности свойств гранулированных сред Co-Cu / В.О. Васьковский, Н.Н. Щёголева, В.Н. Лепаловский [и др.] // Известия вузов. Физика. – 2002. – Т. 45, № 12. – С. 35 – 42.
29. Structural and magnetic properties of Cu/Fe multilayers / D.W. Lee, D.H. Ryan, Z. Altounian [et all.] // Phys. Rev. B. – 1999. – V. 59, № 10. – P. 7001 – 7009.
30. The lattice structure of antiferromagnetic  $\gamma$ -iron / P. Ehrhard, B. Schonfeld, H.H. Ettwig [et all.] // J. Magn. Magn. Mater. – 1980. – V. 22, № 1. – P. 79 – 85.
31. Interface structure and surface morphology of (Co, Fe, Ni)/Cu/Si(100) thin films / B.G. Demczyk, V.M. Naik, A. Lukaszew [et all.] // J. Appl. Phys. – 1996 – V. 80, № 9. – P. 5035 – 5038.
32. Кондрахова Д. М. Кристалічна структура і магнеторезистивні властивості плівкових систем на основі Fe і Cu / Д.М. Кондрахова, О.В. Синашенко, І.Ю. Проценко // Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології. – 2011. – Т. 9, № 3. – С. 589 – 598.
33. Fedosyuk V.M. Study of electrolytically deposited Fe/Cu multilayers using Mossbauer effect / V.M. Fedosyuk, O.I. Kasyutich // Functional Materials. – 1997. – V. 4, № 2. – P. 185 – 188.
34. Угасте Ю.Э. Исследование взаимной диффузии и эффекта Киркендалла в

системе Co–Ni–Fe. III. Зависимость диффузионных параметров от начальных условий / Ю.Э. Угасте, А.А. Коденцов, Я. Приймечтс // ФММ. – 2010. – Т. 110, № 5. – С. 508 – 514.

35. 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.Ю. Проценко // Ж. нано- электрон. фіз. – 2009. – Т. 1, № 2. – С. 89 – 100.

36. Тонкие пленки. Взаимная диффузия и реакции / под ред. Дж. Поута, К. Ту, Дж. Мейера. – М.: Мир, 1982. – 576 с.

37. Allmers T. Controlling Cu diffusion in Co films grown on Cu(001) / T. Allmers, M. Donath // Surface Science. – 2011 – V. 605, № 21-22. – P. 1875 – 1880.

38. Fassbender J. Intermixing and growth kinetics of the first Co monolayers on Cu(001) / J. Fassbender, R. Allenspach, U. Dürig // Surface Science. – 1997. – V. 383, № 2-3. – P. L742 – L748.

39. Ordered surface alloying of Co monolayers on Cu(001) / F. Nouvertné, U. May, A. Rampe [et all.] // Surface Science. – 1999. – V. 436, № 1-3. – P. L653 – L660.

40. Fast interdiffusion in thin films: Scanning-tunneling-microscopy determination of surface diffusion through microscopic pinholes / A.K. Schmid, D. Atlan, H. Itoh [et all] // Phys. Rev. B. – 1993. – V. 48, № 4. – P. 2855 – 2858.

41. Структура та електропровідність ультратонких плівок міді, золота та срібла / А.П. Шпак, Р.І. Бігун, З.В. Стасюк [та ін.] // Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології. – 2010. – Т. 8, № 2. – С339 – 388.

42. Комник Ю.Ф. Физика металлических пленок. Размерные и структурные эффекты / Комник Ю.Ф. – М.: Атомиздат, 1979. – 264 с.

43. Стасюк З.В. Розмірні кінетичні явища в тонких плівках металів. Класичні ефекти / З.В. Стасюк, А.І. Лопатинський // ФХТТ. – 2001. – Т. 2, № 4. – С. 521 – 542.

44. Mayadas A.F. Electrical resistivity model for polycrystalline films: the case of specular reflection at external surfaces / A.F. Mayadas, M. Shatzkes, J.F. Janak // Appl. Phys. Lett. – 1969. – V. 14, № 11. – P. 345 – 347.

45. Mayadas A.F. Electrical – resistivity model for polycrystalline films: the case of



arbitrary reflection at external surfaces / A.F. Mayadas, M. Shatzkes // *Phys. Rev. B.* – 1970. – V. 1, № 4. – P. 1382 – 1389.

46. Dimmich R. The electrical conductance of continuous thin metallic double-layer films / R. Dimmich, F. Warkusz // *Thin Solid Films.* – 1983. – V. 109, № 2. – P. 103 – 114.

47. Dimmich R. The influence of the interface electrical transport phenomena of thin metallic double-layer films / R. Dimmich, F. Warkusz // *Acta Univer. Wrosl.* – 1984. – V. XLV, № 782. – P. 109 – 116.

48. Dimmich R. Electrical conductance and temperature coefficient of resistivity of double-layer films / R. Dimmich // *Thin Solid Films.* – 1988. – V. 158, № 1. – P. 13 – 24.

49. Protsenko I.Yu. Electroconductivity tensorsensitivity of multi-layer films / I.Yu. Protsenko, L.V. Odnodvoret's, A.M. Chornous // *Metal Physics and Advanced Technologies* – 1999. – V. 18, № 1. – P. 47 – 59.

50. Огрин Ю.Ф. О наблюдении квантовых размерных эффектов в тонких плёнках висмута / Ю.Ф. Огрин, В.Н. Луцкий, М.И. Елинсон // *Письма в ЖЭТФ.* – 1966 – Т. 3, № 3. – С. 114 – 118.

51. Surface roughness and surface-induced resistivity of gold films on mica: influence of the theoretical modelling of electron-surface scattering / R. Munoz, C. Arenas, G. Kremer [et all.] // *J. of Phys: Condens. Matter.* – 2000. – V. 12, № 24. – P. L379 – L385.

52. Однодворец Л.В. Электрофизические свойства одно- и многослойных пленок металлов. II. Кинетические явления в многослойных пленках / Л.В. Однодворец, И.Е. Проценко, А.Н. Черноус // *Вісник Сумського державного університету.* – 1996. – №2(6). – С. 20 – 27.

53. Проценко И.Е. Фазообразование, диффузионные процессы и электрофизические свойства многослойных металлических пленочных структур / И.Е. Проценко, В.А. Хворост, А.Н. Черноус // *Тонкие пленки в оптике и электронике : сборник докладов 14-го Международного симпозиума «Тонкие пленки в оптике и электронике».* – Харьков: ННЦ ХФТИ. – 2002. – С. 6 – 22.

54. Кінетичні розмірні ефекти у багатошарових плівках з полікристалічною структурою / А.Г. Басов, Ю.О. Шкурдода, Л.В. Дехтярук [та ін.] // *Успехи физики*

металлов. – 2010. – Т. 11, № 4. – С. 461 – 508.

55. Температурный коэффициент сопротивления мультислоев с поликристаллической структурой / Л.В. Дехтярук, М. Маршалек, И.Ю. Проценко [и др.] // Физическая инженерия поверхности. – 2004. – Т. 2, № 1. – С. 55 – 63.

56. Шкурдода Ю.О. Питома провідність тришарових полікристалічних плівок / Ю.О. Шкурдода, В.Б. Лобода, Л.В. Дехтярук // Металлофиз. и новейшие технол. – 2008. – Т. 30, № 3. – С. 295 – 309.

57. Фазовий склад та електрофізичні властивості плівок заліза / С.І. Воробйов, А.В. Ордворець, О.В. Пилипенко [та ін.] // Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології. – 2012. – Т. 10, № 4. – С. 829 – 840.

58. Ghodgaonkar A.M. Application of the Mayadas – Shatzkes model for electrical conduction in thin films with unlike surfaces / A.M. Ghodgaonkar, K. Ramani // Phys. Stat. Sol. A – 1982. – V. 73, № 1. – P. K21 – K25.

59. Fuchs K. The conductivity of thin metallic films according to the electron theory of metals / K. Fuchs // Proceedings of the Cambridge Philosophical Society. – 1938. – V. 34, № 1. – P. 100 – 108.

60. Проценко И.Е. Электрофизические свойства и диффузионные процессы в многослойных пленочных структурах // Сборник докладов 15 международного симпозиума «Тонкие пленки в оптике и электронике». – Харьков: ННЦ ХФТИ. – 2003. – С. 167-184.

61. Циовкин Ю.Ю. Расчет температурных и концентрационных зависимостей электросопротивления сплавов в двухполосном приближении когерентного потенциала / Ю.Ю. Циовкин, А.Н. Волошинский // ФММ. – 1993. – Т. 75, в. 3. – С. 25 – 37.

62. Проценко І.Ю. Апробація теоретичних співвідношень термічного коефіцієнта опору для систем з різним типом розчинності / І.Ю. Проценко, А.М. Черноус, І.О. Шпетний // Матеріали XII Міжнародної конференції «Фізика і технологія тонких плівок та наносистем», 7 – 12 травня 2007 р.: тези доп. – Івано-Франківськ, 2007. – С. 276.

63. Camley R.E. Theory of giant magnetoresistance effects in magnetic layered structures

with antiferromagnetic coupling / R.E. Camley, J. Barnas // *Phys. Rev. Lett.* – 1989. – V. 63, № 6. – P. 664 – 667.

64. Diény B. Classical theory of giant magnetoresistance in spin-valve multilayers: influence of thicknesses, number of periods, bulk and interfacial spin-dependent scattering / B. Diény // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 1992. – V. 4, № 40. – P. 8009 – 8020.

65. Trigui F. Fuchs-Sondheimer theory explanation of the magnetoresistance effects in multilayers Au/Co / F. Trigui, E. Velu, C. Dupas // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1991. – V. 93. – P. 421 – 424.

66. Zhang S. Conductivity perpendicular to the plane of multilayered structures / S. Zhang, P.M. Levy // *J. Appl. Phys.* – 1991. – V. 69, № 8. – P. 4786 – 4788.

67. Camley R.E. Magnetic multilayers: spin configurations, excitations and giant magnetoresistance / R.E. Camley, R.L. Stamps // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 1993. – V. 5, № 23. – P. 3727 – 3786.

68. A unified theory of CIP and CPP giant magnetoresistance in magnetic sandwiches / A. Vedyayev, M. Chshiev, C. Cowache // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1997. – V. 172. – P. 53 – 60.

69. Колесниченко Ю.А. Влияние спонтанной намагниченности на электропроводность металлических мультислоев на основе ферромагнетика / Ю.А. Колесниченко, Л.В. Дехтярук // *ФНТ.* – 1997. – Т. 23, № 9. – С. 936 – 945.

70. Дехтярук Л.В. Гигантский магниторезистивный эффект в магнитоупорядоченных трехслойных пленках / Л.В. Дехтярук // *Вісник СумДУ.* Серія: Фізика, математика, механіка. – 2007. – № 2. – С. 120 – 126.

71. Ustinov V.V. Correlation between giant magnetoresistance and magnetization in metallic superlattices: a comparison of perpendicular and in-plane geometries / V.V. Ustinov, E.A. Kravtsov // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1995. – V. 148, № 1-2. – P. 307 – 308.

72. Stoeffler D. Interface roughness, magnetic moments, and couplings in  $(A)_m/(Cr)_n(001)$  superlattices ( $A = Fe, Co, Ni$ ) / D. Stoeffler, F. Gautier // *Phys. Rev. B.* – 1991. – V. 44, № 18, – P. 10389 – 10392.

73. Influence of quantum effects on giant magnetoresistance for multilayer structures / X.H. Zeng, H.X. Chen, X.L. Xu [et all.] // *J. Appl. Phys.* – 2003. – V. 94, № 1. – P. 507 – 513.
74. Hood R.Q. Boltzmann-equation approach to the negative magnetoresistance of ferromagnetic-normal-metal multilayers / R.Q. Hood, L.M. Favilov // *Phys. Rev. B.* – 1992. – V. 46, №.13. – P. 8287 – 8296.
75. Zhang S. Conductivity and magnetoresistance of magnetic multilayered structures / S. Zhang, M. Levy, A. Fert // *Phys. Rev. B.* – 1992. – V. 46, № 15. – P. 8689 – 8702.
76. Tsymbal E.Y. Perspectives of Giant Magnetoresistance / E.Y. Tsymbal, D.G. Pettifor // *Solid State Physics* (New York: Academic Press). – 2001. – V. 56. – P. 113 – 237.
77. Ведяев А.В. Использование поляризованного по спину тока в спинтронике / Ведяев А.В // *УФН.* – 2002. – Т. 172, № 12. – С. 1458 – 1461
78. Davydenko A.V. Magnetic and magnetoresistive properties epitaxial Co/Cu/Co trilayers on Si (111) / A.V. Davydenko, Yu.P. Ivanov, L.A. Chebotkevich // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2012. – V. 324, № 6. – P. 1248 – 1252.
79. Mott N.F. Electrons in transition metals / N.F. Mott // *Adv. Phys.* – 1964. – V. 13, № 51. – P. 325 – 422.
80. Effect of roughness, frustration, and antiferromagnetic order on magnetic coupling of Fe/Cr multilayers / D.T. Pierce, J. Unguris, R.J. Celotta [et all.] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. – V. 200, № 1-3. – P. 290 – 321.
81. Bruno P. Theory of interlayer exchange interactions in magnetic multilayers / P. Bruno // *Journal of Physics: Condensed Matter.* – 1999. – V. 11, № 48. – P. 9403 – 9420.
82. Parkin S.S.P. Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr / S.S.P. Parkin, N. More, K.P. Roche // *Phys. Rev. Lett.* – 1990. – V. 64, № 19. – P. 2304 – 2307.
83. Parkin S.S.P. Spin engineering: Direct determination of the Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida far-field range function in ruthenium / S.S.P. Parkin, D. Mauri // *Phys. Rev. B.* – 1991. – V. 44, № 13. – P. 7131 – 7134.
84. Oscillatory interlayer exchange and magnetoresistance in Fe/Cu multilayers / F. Petroff, A. Barthelemy, D. H. Mosca [et all] // *Phys. Rev. B.* – 1991. – V. 44, № 10. –

P. 5355 – 5357.

85. Fullerton E.E. Spin-density-wave antiferromagnetism of Cr in Fe /Cr(001) superlattices / E.E. Fullerton, S.D. Bader J.L. Robertson // *Phys. Rev. Lett.* – 1996. – V. 77, № 7. – P. 1382 – 1385.

86. Wang Y. Interlayer magnetic coupling in Fe/Cr multilayered structures / Y. Wang, P.M. Levy, J.L. Fry // *Phys. Rev. Lett.* – 1990. – V. 65, № 21. – P. 2732 – 2735.

87. Quantum well theory of the exchange coupling in Co/Cu/Co(001) / J. Mathon, M. Villeret, R.B. Muniz [et all] // *Phys. Rev. Lett.* – 1995. – V. 74, № 18. – P. 3696 – 3699.

88. Domain observations on Fe/Cr/Fe layered structures. Evidence for a biquadratic coupling effect / M. Ruhrig, R. Schafer, A. Hubert [et all.] // *Physica status solidi A.* – 1991. – V. 125, №2. – P. 635 – 656.

89. Magnetic anisotropies and exchange coupling in ultrathin fcc Co(001) structures / B. Heinrich, J.F. Cochran, M. Kowalewski [et all.] // *Phys. Rev. B.* – 1991. – V. 44, № 17. – P. 9348 – 9361.

90. Barnas J. Interface roughness in the giant magnetoresistance in magnetic multilayers / J. Barnas, G/ Palasantzas // *J. Appl. Phys.* – 1997. – V. 82, № 8. – P. 3950 – 3956.

91. Marrows C.H. Impurity scattering from  $\delta$ -layer in giant magnetoresistance system / C.H. Marrows, B.I. Hickey // *Phys. Rev. B.* – 2001. - V. 63, № 22. – P. 220405(1) – 220405(4).

92. Shinjo T. Large magnetoresistance of field-induced giant ferromagnetic multilayers / T. Shinjo, H. Yamamoto // *Journal of the Physical Society of Japan.* – 1990. – V. 59, № 9. – P. 3061 – 3064.

93. Magnetoresistance of multilayers with two magnetic components / H. Yamamoto, T. Okuyama, H. Dohnomae [et all.] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1991. – V. 99 – P. 243 – 252.

94. Formation of microstructural defects in electrodeposited Co/Cu multilayer / D. Rafaja, C. Schimpf, V. Klemm [et all.] // *Acta Materialia.* – 2009. - V. 57, № 11. – P. 3211 – 3222.

95. Вакуумный универсальный пост ВУП-5М. Паспорт. – Книга 3. – Сумы: Selmi, 1993. – 67 с.

96. Смещение границ растворимости в высокодисперсных системах / С.П. Чижик,

- Н.Т. Гладких, Л.К. Григорьева [и др.] // *Металлы*. – 1985. – Т. 2. – С. 175 – 177.
97. *Технология тонких пленок: справочник: в 2 т.* / [под ред. Л. Майселла, Р. Гленга]. – М.: Сов. Радио, 1977. – Т. 2. – 1977. – 768 с.
98. Борзяк П.Г. Электронные процессы в островковых металлических пленках / П.Г. Борзяк, Ю.А. Кулюпин. – К: Наукова думка, 1980. – 240 с.
99. Горелик С.С. Рентгенографический и электронографический анализ металлов / Горелик С.С., Расторгуев Л.Н., Скаков Ю.А. – М.: ГНТИ, 1963. – 526 с.
100. Черепин В.Т. Ионный микрозондовый анализ/ Черепин В.Т. – К.: Наукова думка, 1992. – 334 с.
101. Миронов В.Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии / Миронов В.Л. – Нижний Новгород: Институт физики микроструктур, 2004. – 114 с.
102. Метрологічний аналіз та метрологічне забезпечення атомно-силової мікроскопії / Х.О. Надорожняк, Л.А. Витвицька, О.С. Литвин [та ін.] // *Методи та прилади контролю якості : науково-технічний журнал*. – 2011. – № 26. – С. 77 – 84.
103. An atomic-resolution atomic-force microscope implemented using an optical lever / S. Alexander, L. Hellemans, O. Marti [et all.] // *J. Appl. Phys.* – 1989. – V. 65, № 1. – P.164.
104. Вонсовский С.В. Магнетизм / Вонсовский С.В. – М.: Наука, 1971. – 1032 с.
105. Hirota E. Giant Magneto-Resistance Devices // Hirota E., Sakakima H., Inomata K. – Springer, 2002. – 177 p.
106. Структура та магніторезистивні властивості нанокристалічних плівкових систем на основі Co, Fe, Ag та Cu / В.Б. Лобода, В.М. Коломієць, Ю.О. Шкурдода [та ін.] // *Металлофиз. и новейшие технолог.* – 2012. – Т. 34, № 8. – С. 1043 – 1055.
107. Вплив додаткових шарів Ni на структуру та магніторезистивні властивості плівкових систем на основі Co та Cu / В.Б. Лобода, Ю.О. Шкурдода, В.М. Коломієць [та ін.] // *Ж. нано- та електрон. фіз.* – 2011. – Т. 3, № 2 – С. 27 – 35 .
108. Структурно-фазовий стан та дифузійні процеси в плівкових системах на основі Co, Cu та Cr / В.М. Коломієць, В.Б. Лобода, Ю.О. Шкурдода [та ін.] // *Физическая инженерия поверхности*. – 2012. – Т. 10, № 4. С. 397 – 402.
109. Структура, дифузійні процеси та магніторезистивні властивості тришарових

плівок Co/Ag/Co / В.Б. Лобода, Ю.О. Шкурдода, В.М. Коломієць [та ін.] // ФХТТ. – 2011 – Т. 12, № 4. – С. 972 – 979.

110. Проценко И.Е. Тензочувствительность одно- и двухслойных пленок на основе Cr, Ni и Co / И.Е. Проценко, А.Н. Черноус // Металлофиз. новейшие технол. – 1994. – Т. 16, № 12. – С.18 – 23.

111. Горбачева Т.Б. Рентгенография твердых сплавов / Горбачева Т.Б. – М.: Металлургия, 1985. – 102 с.

112. Самсонов Г.В. Физико-химические свойства элементов / Самсонов Г.В. – К.: Наукова думка, 1965. – 807 с.

113. Диаграммы состояния двойных металлических систем. Справочник: в 3 т. / [под ред. Н.П. Лякишева]. – М.: «Машиностроение», 1996. – Т. 2. – 1997. – 1024 с.

114. Giant magnetoresistance in Fe and Co based spin valve structures / M. Guth, G. Schmerber, A. Dinia [et all.] // Physics Letters A. – 2001. – V. 279, № 3. – P. 255 – 260.

115. Effenberg G. Ternary alloy systems: phase diagrams, crystallographic and thermodynamic. Part 2 // G. Effenberg, S. Ilyenko. – New York: Springer-Verlag, 2008. – 722.

116. Магниторезистивные, магнитные и структурные характеристики гранулированных пленок Co-Ag с гигантским магнитосопротивлением . Б.А Авраменко, С.Б. Малыхин А.Г Равлик [и др.] // Материалы 14 международного симпозиума «Тонкие пленки в оптике и электронике». – Харьков: ННЦ ХФТИ. – 2002. – С. 57 – 60.

117. Дифузійні процеси та інтерфейсне розсіювання електронів в багаточарових металевих плівках / І.М. Пазуха, С.І. Проценко, І.Ю. Проценко [та ін.] // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2006. – № 9(93). – С. 7 – 35.

118. Структура и магниторезистивные свойства поликристаллических пленок Co/Cu/Co / В.Б. Лобода, Ю.А. Шкурдода, В.Н. Коломиец [и др.] // Металлофиз и новейшие технолог. – 2011. – Т. 33, № 2. – С. 161 – 169.

119. Oksüzoglu R.M. Characterization of Co<sub>25</sub>Ag<sub>75</sub> and (Co<sub>90</sub>Al<sub>10</sub>)<sub>28</sub>Ag<sub>72</sub> granular films by electron diffraction, high-resolution transmission electron microscopy and electron spectroscopic imaging / R.M. Oksüzoglu, T.E. Weirich, H. Fuess // Journal of Electron

Microscopy. – 2003. – V. 52, № 2. – P. 91 – 100.

120. Касютич О.И. Структура наноразмерных систем Co/Cu и механизм его формирования / О.И. Касютич, В.М. Федосюк, Т.А. Точицкий // Поверхность. – 2002. – № 3. – С. 34 – 41.

121. Энергетические характеристики структурной стабильности адатомов и ультрамалых кластеров Co на поверхности Cu(001) / Н.А. Леванов, Д.И. Бажанов, В.С. Степанюк [и др.] // Поверхность. – 2000. – № 9. – С. 69 – 72.

122. Исаков М.Г. Аномальный массоперенос в окрестностях границы раздела двух металлических сред / М.Г. Исаков, В.А. Карпельев // ФТТ. – 2001. – Т. 43, № 3. – С. 563 – 568.

123. Бібик, В.В. Дослідження методом ВІМС взаємної дифузії атомів у тонкоплівковій системі Cr/Fe / В.В. Бібик, Л.В. Однорець, І.О. Шпетний // Вісник Сумського державного університету. Серія Фізика, математика, механіка. – 2006. – №9(93). – С. 91 – 95.

124. Каур И. Диффузия по границам зерен и фаз // И. Каур, В. Густ. – М.: Машиностроение, 1991. – 448 с.

125. Фізичні властивості нанокристалічних плівок Ni, Co, Fe, Cu, Ag, їх сплавів та багатошарових плівкових систем на їх основі: [монографія] / за заг. ред. проф. В.Б. Лободи. – Суми: Університетська книга, 2013. – 309 с.

126. Buffer effect on GMR in thin Co/Cu multilayers / K. Bouziane, A.D. Rawas, M. Al Maaza [et all.] // Alloys and Compounds. – 2006. - V. 414, № 1-2. – P. 42 – 47.

127. Correlation of GMR with texture and interfacial roughness in optimized rf sputtering deposited Co/Cu multilayers / J. Youssef, K. Bouziane, O. Koshkina [et all.] // J. Mag. Mag. Mater. – 1997. – V. 165, № 1-3. – P. 288 – 291.

128. Interface intermixing and magnetoresistance in Co/Cu spin valves with uncoupled Co layers / M.M.H. Willekens, Th.G.S.M. Rijks, H.J.M. Swagten [et all.] // J. Appl. Phys. – 1995. – V. 78, № 12. – P. 3950 – 3956.

129. Салтыков С.Н. Влияние структуры пленок железа на поверхности Si (100) на их электросопротивление / С.Н. Салтыков // Конденсированные среды и межфазные границы. – 2012. – Т. 14, № 1. – С. 77 – 83



130. Structural, magnetic and electrical properties of Fe/Cu/Fe films / P.J. Sadashivaiah, T. Sankarappa, T. Sujatha [et all.] // *Vacuum*. – 2010. – V. 85, № 3. – P. 466 – 473.
131. The temperatures' influence of substrate and annealing on a surface relief and diffusion in multilayer film systems / V.B. Loboda, A.I. Saltykova, V.M. Kolomiets [et all.] // *Proceedings of the international conference «Nanomaterials: Applications and Properties-2013»*, 16-21 September 2013 . – Alushta, 2013. – V. 2, № 1 – P. 01001(1) - 01001(3).
132. Низкотемпературная взаимная диффузия в тонкопленочной системе Cu-Ni / М.В. Белоус, СМ. Волошко, А.Д. Красюк [и др.] // *Металлофизика*. – 1986. – Т. 8, № 5. – С. 54 – 60.
133. Коломієць В.М. Розмірна залежність питомого опору та ТКО плівкових систем Co/Ag(Cu)/Fe/П / В.М. Коломієць, В.Б. Лобода, Ю.О. Шкурдода // Конференція молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання – 2012», 3 – 5 квітня 2012 р.: тези доп. – Київ, 2012. – С. 157.
134. Таблицы физических величин: справочник / [под ред. акад. И.К. Кикоина]. – М.: Атомиздат, 1976. – 1008 с.
135. Размерная и температурная зависимости электросопротивления пленок кобальта в области промежуточных температур / И.Е. Проценко, М.Д. Смолин, В.Г. Шамоля [и др.] // *УФЖ*. – 1984 – Т. 2, № 6. – С. 920 – 925.
136. Brajpuriya R. Thermally induced changes in magnetic, transport and electronic properties of Fe/Al multilayers / R. Brajpuriya, S. Tripathi, S.M. Chaudhari // *Solid State Communications*. – 2005. – V. 134, № 7. – P. 479 – 484.
137. Шкурдода Ю.О. Структура, електропровідність та магніторезистивні властивості нанокристалічних плівкових систем на основі Co, FeNi, Cu та Ag: автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. фіз-мат. наук: спец. 01.04.07 «Фізика твердого тіла» / Ю.О. Шкурдода. — Суми, 2008. — 20 с.
138. Lucas M. S. P. Surface scattering of conduction electrons in gold films / M. S. P. Lucas // *Appl. Phys. Lett.* – 1964. – V. 4, № 4. – P. 73 – 80.
139. Волкова Р.П. Резистометрический метод исследования низкотемпературной зернограничной диффузии в двухслойных поликристаллических пленках /

Р.П. Волкова, Л.С. Палатник, А.Т. Пугачев // ФТТ.– 1982.– Т. 24, № 4.– С. 1161 – 1165.

140. Дехтярук Л.В. Влияние взаимной диффузии на электропроводность двухслойных металлических пластин / Л.В. Дехтярук, Ю.А. Колесниченко // ФММ. – 1993. – Т. 75, № 5. – С. 21 – 30.

141. Говорун Т.П. Розмірний ефект в електрофізичних властивостях плівок Cu, Ni та Co з тонким металевим або діелектричним покриттям: автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. фіз.-мат. наук: спец. 01.04.07 „Фізика твердого тіла” / Т.П. Говорун. – Суми, 2009. – 20 с.

142. Черноус А.М. Розмірні ефекти в електрофізичних властивостях нанокристалічних плівкових систем в умовах взаємної дифузії та фазоутворення: автореф. дис. на здобуття наук. ступеня д-ра фіз.-мат. наук: спец. 01.04.07 «Фізика твердого тіла» / А.М. Черноус. – Суми, 2006. – 37 с.

143. Шпетний І.О. Формування структури і електрофізичних властивостей плівок на основі V, Cr, Co і Ni при фазоутворенні та взаємній дифузії: автореф. дис на здобуття наук. ступеня канд. фіз.-мат. наук: спец. 01.04.07 «Фізика твердого тіла» / І.О. Шпетний. – Суми, 2004. – 18 с.

144. Лобода В.Б. Структура та електрофізичні властивості сплаву Ni-Cu в температурному інтервалі 300-700К / В.Б. Лобода, С.М. Пирогова, С.І. Проценко // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2001. – № 3(24)-4(25). – С. 74 – 83.

145. Зиман З.З. Влияние загрязнения поверхности подложки на структуру и электропроводность пленок конденсированного титана / З.З. Зиман, В.Н. Глушко // Поверхность. – 1986. – № 3. – С. 89 – 95.

146. Температурная зависимость удельного сопротивления тонких пленок переходных d-металлов / И.Е. Проценко, М.Д. Смолин, А.В. Яременко [и др.] // УФЖ. – 1988. – Т. 3, № 6. – С. 875 – 880.

147. Розмірні ефекти в термічному коефіцієнті опору та коефіцієнті розсіювання електронів на межі зерен у тонких металевих плівках / О.А. Білоус, Л.В. Дехтярук, І.Ю. Проценко [та ін.] // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2001.

– № 3-4. – С. 67 – 73.

148. Conductivity and the temperature coefficient of resistance of two-layer polycrystalline films / L.V. Dekhtyaruk, S.I. Protchenko, A.M. Chornous [et all.] // Ukr. J. Phys. – 2004. – V. 49, № 6. – P. 587 – 597.

149. Conductivity and the temperature coefficient of resistance of multilayered polycrystalline films / A. Chornous, L. Dekhtyaruk, M Marszalek [et all.] // Crystal Research and Technology. – 2006. – V. 41, № 4. – P. 388 – 399.

150. David J.K. Diffuse interface electron scattering in onifax Co/Cu bilayers / J.K. David, K.S. Pur, F. Sharles // J. Appl. Phys. – 2002. – V. 91, № 10. – P. 8108 – 8110.

151. Магніторезистивні властивості плівок Co/Cu/Co з додатковим ультратонким шаром Cr / В.М. Коломієць, В.Б. Лобода, Ю.О. Шкурдода [та ін.] // Фізика і хімія твердого тіла. – 2013 – Т. 14, № 1. – С. 197 – 201.

152. 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- та електрон. фіз. – 2012. – Т. 4, № 2 – С. 02014-1 – 02014-6.

153. Харитонский П.В. Моделирование магнитных свойств трехслойных нанопленок Co/Cu/Co / П.В. Харитонский, А.С. Самардак, А.М. Фролов // Вестник Дальневосточного государственного технического университетаю – 2010. –Т. 1, № 1. – С. 61 – 67.

154. Barness D. Zero field resistance dip in magnetic tunnel junctions employing a granular electrode / D. Barness, A. Frydman // Physical Review B. – 2005. – V.72. – P. 012313-1 – 012413-4.

155. Interlayer exchange coupling and magnetic reversal in Co/Pt multilayers / L. Lei, L. Yafeng, L. Zhongyuan // J. Magn. Magn. Mater. – 2013 – V. 325. – P. 117 – 121.

156. Чеботкевич Л.А. Структура и магнитная анизотропия пленок Co/Cu/Co / Л.А. Чеботкевич, А.В. Огнев, Б.Н. Грудин // ФТТ. – 2004. – Т. 46, № 8. – С. 1449 – 1454.

157. Магніторезистивні та магнітні властивості мультислоїх структур Co/Cu з змінним числом шарів / С.Т. Рощенко, А.Г. Равлик, И.Г. Шипкова [и др.] //

ФММ. – 2000. – Т. 90, № 3. – С. 58 – 64.

158. Magnetoresistance, magnetization and FMR study of Fe/Ag/Co multilayer film / C. Birlikseven, C Topacli, H.Z. Durusoy [et all.] // J. Magn. Magn. Mater. – 1999. – V. 192, № 2 – P. 258 – 262.

159. Шкурдода Ю.А. Феноменологическая теория гигантского магниторезистивного эффекта в моно и поликристаллическом сэндвиче / Ю.А. Шкурдода, Л.В Дехтярук // Металлофиз. и новейшие технол. – 2011. – Т. 33, № 2. – С. 149 – 159.

160. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices / M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert [et all.] // Phys. Rev. Lett. – 1988. – V. 61, № 21. – P. 2472 – 2476.

161. Свиркова Н.Н. Влияние рассеяния электронов на межзеренных границах магнитных слоев на магниторезистивное отношение поликристаллического сэндвича при поперечном переносе заряда / Н.Н. Свиркова // ЖТФ. – 2004. – Т. 74, в. 3. – С. 14 – 19.

162. Влияние кристаллической структуры и межслоевой обменной связи на коэрцитивную силу Co/Cu/Co-пленок / Л.А. Чеботкевич, Ю.Д. Воробьев, А.С. Самардак, А.В. Огнев // ФТТ. – 2003. – Т. 45, № 5. – С. 863 – 866.

163. Influence of annealing on magnetoresistance of Co/Cu multilayers / L. Małkiński, J.-Q. Wang, W. Zhou / Thin Solid Films. – 2000. – V. 375, № 1–2. – P. 59 – 63.

164. Evolution of microstructure and magnetoresistance in Co/Cu multilayers during annealing / K. Rätzke, M.J. Hall, D.B. Jardine [et all.] // J. Magn. Magn. Mater. – V. 204, № 1–2. – P. 61 – 67.

165. Inverse spin-valve-type magnetoresistance in spin engineered multilayered structures / J.M. George, L.G. Pereira, A. Barthelemy // Phys. Rev. Lett. – 1994. – V. 72, № 3. – P. 408 – 411.

166. Коломієць В.М. Анизотропия эффекта гигантского магнетосопротивления в магнитных сэндвичах / В.М. Коломієць, Ю.А. Шкурдода, Л.В. Дехтярук, В.Б. Лобода // Конференція молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання – 2010», 5 – 7 жовтня 2010 р.: тези доп. – Київ, 2010. – С. 133.

167. Грановский А.Б. Анизотропия гигантского магнетосопротивления в магнитных многослойных структурах и гранулированных пленках / А.Б. Грановский,

А.В. Ведяев, А.В. Калицов // ФТТ. – 1995. – Т. 37, № 2. – С. 337 – 343.

168. Квантово-статистический расчет спонтанной анизотропии гигантского магнитосопротивления в спин-вентильных сэндвичах / А.Б. Грановский, А.В. Ведяев, Б. Диени [и др.] // ФТТ. – 1996. – Т. 38, № 8. – С. 2471 – 2477.

169. Malozemoff A.P. Anisotropic magnetoresistance with cubic anisotropy and weak ferromagnetism: a new paradigm / A.P. Malozemoff // Phys. Rev. B. – 1986. – V. 34, № 3. – P. 1853 – 1863.

170. Anisotropic magnetoresistance effect in Fe, Co, Ni, Fe<sub>4</sub>N and Half-metallic ferromagnet: a systematic analysis / S. Kokado, M. Tsunoda, K. Harigaya [et al.] // J. Phys. Soc. Jpn. – 2012. – V. 81. – P. 024705 – 024722.

171. Giant magnetoresistance and its application in recording heads / К.-М.Н. Lenssen, H.W. van Kesteren, Th.G.S.M. Rijks [et al.] // Sensors and Actuators A – 1997. – V. 60, № 1-3. – P. 90 – 97.