

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

На правах рукопису

Шкурдода Юрій Олексійович

УДК 539.216:544.003.26

**СТРУКТУРА, ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ ТА МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ
ВЛАСТИВОСТІ НАНОКРИСТАЛІЧНИХ ПЛІВКОВИХ СИСТЕМ
НА ОСНОВІ Co, NiFe, Cu та Ag**

01.04.07 – фізика твердого тіла

Дисертація на здобуття наукового ступеня
кандидата фізико-математичних наук

Науковий керівник:
Лобода Валерій Борисович,
кандидат фізико-математичних
наук, доцент

Суми - 2008

ЗМІСТ

Список умовних позначень.....	4
ВСТУП	5
РОЗДІЛ 1	
ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ БАГАТОШАРОВИХ ПЛІВКОВИХ СИСТЕМ (ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД)	12
1.1. Фазовий склад та кристалічна структура одно- та багатошарових плівок.....	12
1.2. Електропровідність багатошарових плівок.....	15
1.3. Ефект гігантського магнітоопору в три- та багатошарових плівкових системах	19
1.3.1. Експериментальне виявлення та дослідження ефекту гігантського магнітоопору	19
1.3.2. Теоретичні моделі гігантського магнітоопору	26
Висновки до розділу 1.....	31
РОЗДІЛ 2	
МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТУ	32
2.1. Отримання тришарових плівкових зразків.....	33
2.2. Методика дослідження електропровідності тришарових плівок	36
2.3. Методика дослідження фазового складу та кристалічної структури плівкових зразків.....	39
2.4. Методика дослідження елементного складу	40
2.4.1. Метод рентгеноспектрального мікроаналізу.....	40
2.4.2. Метод вторинно-іонної мас-спектрометрії.....	42
2.5. Методика дослідження магнітоопору плівок	44
Висновки до розділу 2.....	57

РОЗДІЛ 3.**КРИСТАЛІЧНА СТРУКТУРА І ФАЗОВИЙ СКЛАД ПЛІВОК..... 48**

3.1. Кристалічна структура та фазовий склад тришарових плівок..... 48

3.2. Дифузійні процеси в тришарових плівках Co/Cu(Ag)/Co..... 63

Висновки до розділу 3..... 65

РОЗДІЛ 4.**ПРОВІДНІСТЬ ТРИШАРОВИХ ПОЛІКРИСТАЛІЧНИХ ПЛІВОК..... 66**

4.1. Теоретичний розрахунок провідності тришарових полікристалічних плівок..... 67

4.1.1. Асимптотичні вирази для провідності полікристалічних тришарових плівок..... 67

4.1.2. Чисельний розрахунок..... 73

4.1.3. Апробація аналітичних співвідношень..... 76

4.2. Температурні залежності питомого опору та термічного коефіцієнта опору 77

4.3. Розмірний ефект в електропровідності тришарових плівок..... 87

Висновки до розділу 4..... 93

РОЗДІЛ 5.**МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ ТРИШАРОВИХ ПЛІВОК.... 95**

5.1. Теоретичне дослідження ефекта гігантського магнітоопору..... 95

5.2. Результати експериментального дослідження ефекту гігантського магнітоопору та їх обговорення..... 102

5.3. Магнітоопір свіжосконденсованих плівок..... 105

5.4. Результати дослідження впливу температури відпалювання на магнітоопір плівок..... 118

5.5. Температурні залежності магнітоопору тришарових плівок 130

5.6. Вплив товщини немагнітного прошарку на амплітуду магніторезистивного ефекту тришарових плівок 137

Висновки до розділу 5..... 141

ВИСНОВКИ..... 142**СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ..... 145**

СПИСОК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

- a, a_0 – параметр кристалічної решітки плівки і масивних зразків
 F_1 – функція Фукса
 d, d_F, d_N – товщина плівки, товщина магнітного шару, товщина немагнітного шару
 ГЦК – гранецентрована кубічна кристалічна решітка
 ГЦП – гексагональна щільно пакована кристалічна решітка
 hkl – індекси Міллера
 L – середній розмір кристалітів
 R, ρ, ρ_0 – електроопір, питомий опір зразків у плівковому та масивному стані
 ММП – мультишарова магнітна плівка
 P – ймовірності дзеркального розсіювання носіїв заряду на межі поділу шарів
 Q – ймовірності проходження електрона з одного шару металу в інший без розсіювання
 Φ_m – розмірна функція
 α_m – зерномежовий параметр
 T – температура, К
 $T_{\text{відп}}$ – температура відпалювання, К
 $\text{ТКО}, \beta, \beta_0$ – термічний коефіцієнт опору плівки та масивного зразка
 λ – середня довжина вільного пробігу носіїв заряду
 H, B – напруженість, індукція магнітного поля
 МО – магнітоопір
 $\Delta R/R_0$ – величина магнітоопору
 R_0 – опір зразка в розмагніченому стані
 ГМО – гігантський магнітоопір
 $\beta_s =$ – коефіцієнт спінової асиметрії
 H_C – коерцитивна сила
 ω – швидкість конденсації
 J – густина струму

ВСТУП

Актуальність теми. Дослідження штучно синтезованих надструктур – це один з найважливіших напрямів сучасної фізики твердого тіла. До таких надструктур належать і одержувані за допомогою новітніх технологій мультишари – періодичні системи, що складаються із по чергово нанесених шарів різних матеріалів [1]. Інтерес до дослідження багатошарових плівок пов'язаний з тим, що вони можуть мати властивості, які не реалізуються в однорідних плівкових провідниках [2]. Поглиблене вивчення фізичних властивостей нанокристалічних плівкових систем дає можливість отримати важливу інформацію, необхідну для розв'язання фундаментальних проблем фізики твердого тіла [3-7], та стимулює розвиток мікро- і оптоелектроніки, спінтроніки та інших галузей сучасної науки і техніки [8-16].

Основною особливістю електронного транспорту в багатошарових плівках, у порівнянні з одношаровими, є взаємодія носіїв заряду із внутрішніми межами шарів. Незважаючи на велику кількість експериментальних та теоретичних досліджень у цій галузі ряд фундаментальних питань залишаються до кінця не з'ясованими. Так, існує необхідність в розробці та апробації теоретичних моделей розмірного ефекту в електропровідності багатошарових плівок, які б коректно враховували розсіювання носіїв заряду на межах зерен і поділу шарів та задовільно відповідали експерименту. На момент поставлення задачі остаточно не було встановлено, який з механізмів є домінуючим при формуванні амплітуди ефекту гігантського магнітоопору (ГМО) [17-23]. Поряд з цим потребує встановлення взаємозв'язку електрофізичних і магніторезистивних властивостей з одного боку, та дифузійними процесами і фазоутворення – з іншого.

Отже, є очевидний науковий та практичний інтерес до фундаментальної проблеми фізики тонких плівок, яка пов'язана із комплексним дослідженням кристалічної структури, фазового складу, розмірної і температурної залежності повздовжнього та поперечного магнітоопору (МО), електроопору

і термічного коефіцієнта опору (ТКО) магнітних та немагнітних тришарових плівок. Це відкриває широкі можливості для прогнозування поведінки електрофізичних та магніторезистивних властивостей багатошарових плівок зі зміною товщини шарів металу, структури, температури і величини зовнішнього магнітного поля.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.

Дослідження проводилися частково в рамках держбюджетних тем № 0104U000637 “Структура та фізичні властивості плівкових матеріалів з гігантським магнітоопором” (2004-2006 рр.) та № 0107U002245 “Дослідження явища гігантського магнітоопору у багатошарових плівкових зразках” (2007-2009 рр.) Міністерства науки і освіти України.

Мета і задачі дослідження. Мета роботи полягає у встановленні загальних закономірностей впливу температури і розмірних ефектів 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 наступні наукові **задачі:**

- одержання тришарових плівкових структур Co/Cu(Ag)/Co/P , $\text{FeNi/Cu(Ag)/FeNi/P}$ та FeNi/Cu(Ag)/Co/P (P - підкладка);
- дослідження структурних характеристик та фазового складу свіжосконденсованих та термостабілізованих плівкових зразків;
- моделювання розмірних залежностей питомого опору та магнітоопору тришарових полікристалічних плівок;
- проведення апробації теоретичної моделі Р. Дімміха та макроскопічної моделі для ТКО тришарових плівок та моделей, на основі модифікованої теорії Маядаса і Шатцкеса;

- дослідження дифузійних процесів в тришарових системах Co/Cu/Co та Co/Ag/Co
- встановлення закономірностей у польових залежностях анізотропного та гігантського магнітоопору для невідпалених та відпалених при різних температурах тришарових плівок з різною товщиною магнітних та немагнітних шарів;
- встановлення особливостей взаємозв'язку структурно-фазового стану тришарових плівок та їх електро- і магніторезистивних властивостей.

Об'єкт дослідження – польові, розмірні та температурні ефекти у 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 та коерцитивна сила) властивості тришарових нанокристалічних систем Co/Cu(Ag)/Co, FeNi/Cu(Ag)/FeNi, FeNi/Cu(Ag)/Co в інтервалі товщин магнітних шарів $d_F = (10-50)$ нм та немагнітних $d_N = (1-50)$ нм в інтервалі температур (100-700) К.

Для реалізації поставлених задач використовувалися такі **методи отримання та експериментального дослідження зразків**: вакуумна пошарова конденсація металів та сплаву пермалой 50Н термічним і електронно-променевим способами з незалежних джерел; метод резистометрії в умовах надвисокого безмасляного вакууму ($10^{-6}-10^{-7}$ Па) та впливу зовнішніх температурних та магнітних полів; електронна мікроскопія та електронографія; рентгеноспектральний мікроаналіз; вторинно-іонна мас-спектрометрія, методи теоретичного аналізу і узагальнення результатів.

Наукова новизна отриманих результатів. Проведене у дисертаційній роботі комплексне і систематичне дослідження кристалічної структури, фазового й елементного складу, електро- та магніторезистивних властивостей тришарових плівок дозволило встановити наступні закономірності:

1. Вивчені фазовий склад та кристалічна структура невідпалених та термостабілізованих тришарових систем і встановлено:

- виявлено, що невідпалена плівкова система на основі сплаву FeNi і Cu або Ag складається із ГЦК-FeNi ($a = 0,357-0,358$ нм), ГЦК-Cu ($a = 0,360-0,362$ нм) або ГЦК-Ag ($a = 0,408-0,409$ нм) відповідно;
 - для системи FeNi/Cu/FeNi, яка пройшла термообробку при температурі 700 К, спостерігається утворення ГЦК твердого розчину (т.р.) (FeNi, Cu) з параметром решітки $a = 0,359-0,361$ нм, а для системи FeNi/Ag/FeNi зміна фазового складу електроннографічно не фіксується.
2. Встановлено, що залежність питомого опору від товщини прошарку тришарових плівок відрізняється від розмірної залежності для одношарових полікристалічних плівок:
- уперше теоретично показано, що в області малих значень відношення товщини прошарку до товщини базового шару (d_2/d_1) величина питомого опору визначається характером взаємодії носіїв заряду із зовнішніми межами та інтерфейсами провідника; зі зростанням товщини прошарку, коли $d_2 \sim d_1$, на залежності $\rho(d_2/d_1)$ виникає максимум, який зумовлений дифузним розсіянням електронів межами шарів;
 - показано, що експериментальні значення питомого опору плівок узгоджуються з розрахованими на основі запропонованої моделі з точністю до 20%;
 - уперше запропоновано співвідношення для теоретичного розрахунку ТКО трикомпонентних плівкових сплавів та проведена його апробація для сплавів FeNiCu; показано, що розходження між розрахунковими та експериментальними результатами становить величину до 30%, що дозволяє говорити про можливість застосування даного співвідношення для оцінки величини ТКО трикомпонентного сплаву.
3. Встановлені закономірності польових залежностей магнітоопору:
- для всіх досліджених невідпалених тришарових систем з немагнітним прошарком ефективною товщиною менше 2 нм спостерігається анізотропний магнітоопір (АМО), величина якого не перевищує 0,2%;

- при збільшенні товщини немагнітного прошарку до 3-15 нм в усіх досліджуваних системах реалізується ефект ГМО. Максимальне значення ефекту (1,2%) для невідпалених плівок спостерігається для системи Co/Cu/Co при однакових товщинах магнітних шарів і товщині прошарку 3 нм, що відповідає результатам числового розрахунку.
- 4. Встановлено вплив термомагнітної обробки на вид польових залежностей магнітоопору та величину магнітоопору тришарових плівок:
 - уперше показано, що при термомагнітному відпалюванні для всіх систем, за винятком Co/Cu/Co, спостерігається перехід від ГМО до АМО. Для системи Co/Cu/Co даний перехід не спостерігається, і амплітуда ефекту ГМО зростає до 4% при кімнатній температурі для плівок, відпалених при температурі 700 К;
 - уперше показано, що для одношарових плівок кобальту та тришарових на основі Co з АМО спостерігається максимум на залежності МО від T при температурі, нижчій за кімнатну. Для систем з ефектом ГМО зазначений максимум не спостерігається, а амплітуда ефекту збільшується в 1,5-2 рази при зниженні температури від кімнатної до 150 К (до 7% для системи Co/Cu/Co);
 - встановлено, що залежність ГМО від товщини немагнітного прошарку для тришарових плівок має немонотонний характер. У досліджуваних структурах інтервал оптимальних товщин немагнітного прошарку становить 3-7 нм.

Практичне значення отриманих результатів. Фундаментальне значення отриманих у роботі результатів полягає в подальшому розвитку уявлень про вплив структурно-фазового стану, елементного складу та температури обробки на ефект гігантського магнітоопору в тришарових плівкових системах. Запропоновані теоретичні моделі електропровідності та ГМО дають можливість кращого розуміння особливостей електронного транспорту в полікристалічних мультишарових магнітних плівках порівняно з масивними провідниками. Проведені дослідження дозволяють отримати додаткову інформацію про

особливості спін-залежного розсіювання електронів провідності у мультишарових плівках, а також доповнити розвинуті уявлення про природу гігантського магнітоопору.

Практичне значення дослідження полягає в тому, що отримані у роботі систематичні дані відносно фазового стану, кристалічної структури, електрофізичних та магнітних властивостей плівкових систем з ГМО можуть бути використані у плівковому матеріалознавстві, металофізиці, мікро- і наноелектроніці. Зокрема, отримані результати дослідження впливу відпалювання на величину ГМО мають важливе прикладне значення і можуть бути використані при розробці технологічних процесів одержання тонкоплівкових елементів з поліпшеними параметрами.

Особистий внесок здобувача. Особистий внесок автора полягає у самостійному пошуку та аналізі літературних джерел, що стосуються дисертаційного дослідження. Постановка мети і задач дослідження, вибір експериментальних методик і обговорення отриманих результатів проводилися разом із науковим керівником доцентом Лободою В.Б. Автором особисто проводилося отримання плівкових зразків, дослідження їх електрофізичних та магніторезистивних властивостей, фазового складу і кристалічної структури, обробка експериментальних результатів. Дослідження елементного складу методом вторинної іонної мас-спектрометрії проводились при консультаціях з доцентом Салтиковою А.І. Теоретичні розрахунки проводилися разом з доцентом кафедри фізики Харківського технічного університету будівництва та архітектури Дехтяруком Л.В. Особисто автором підготовлені статті [127, 133, 141] і окремі розділи в роботах [126, 132, 139, 140]. Основна частина результатів представлялась автором на конференціях та семінарах.

Апробація результатів дисертації. Основні результати роботи доповідались та обговорювались на таких наукових конференціях і семінарах: X та XI Міжнародні конференції “Фізика і технології тонких плівок” (Івано-Франківськ, 2005, 2007 рр.); Міжнародній конференції “Нанорозмірні системи” (Київ, 2007 р.); Міжнародній конференції студентів і молодих учених з

теоретичної та експериментальної фізики “ЕВРИКА” (Львів, 2006, 2007 рр.); Науково-технічних конференціях викладачів, співробітників, аспірантів і студентів фізико-технічного факультету Сумського держуніверситету (Суми, 2004, 2006-2008 рр.).

Публікації. Основні матеріали дисертації відображені у 18 публікаціях (назви 15 приведені у списку опублікованих робіт в авторефераті), із них 7 статей опубліковані у виданнях, які входять до переліку ВАК України.

Структура та зміст роботи. Дисертаційна робота складається із вступу, п’яти розділів, загальних висновків, списку використаних джерел. Об’єм дисертації становить 163 сторінки, у тому числі 56 рисунків і 12 таблиць. Список використаних джерел містить 196 найменувань.

РОЗДІЛ 1

ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ БАГАТОШАРОВИХ ПЛІВКОВИХ СИСТЕМ (ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД)

Фізичні властивості багатошарових плівкових систем представляють для дослідників особливий інтерес завдяки тому, що в таких об'єктах у порівнянні з одношаровими плівками присутня взаємодія носіїв заряду з межами поділу окремих шарів, які суттєво впливають на величини електропровідності та температурного коефіцієнта опору.

Особливо значна увага в наш час приділяється дослідженню електронного транспорту в магнітовпорядкованих тришарових та мультишарових плівках, що обумовлено відкриттям у таких системах ефекту гігантського магнітоопору. Крім того, таким магнітним наногетероструктурам властиві специфічні магнітні властивості (специфічна доменна структура, магнітна анізотропія та ін.)

1.1. Фазовий склад та кристалічна структура одно- та багатошарових плівок

Кристалічна структура одношарових металевих плівок Co, Cu, Ag та інших вивчена досить добре [6, 7, 24-27]. Надійно встановлено, що ГЦК метали Cu, Ag і сплав $Fe_{0.5}Ni_{0.5}$ (пермалой) не мають поліморфізму в усьому інтервалі температур стійкості кристалічної фази. На відміну від них кобальт має дві поліморфні модифікації: низькотемпературну з гексагональною (ГЦП) і високотемпературну (ГЦК) кристалічними ґратками [25-31]. Дослідження тонких плівок Co показали, що при конденсації на вуглецеві підкладки спостерігалася ГЦП або ГЦК-фази залежно від розміру частинок (товщини плівки) і температури підкладки. У зразках, отриманих на (001) NaCl, спостерігалася двофазна сполука ГЦК+ГЦП як в острівцевих, так і суцільних

плівках. Фазовий склад у цьому випадку залежить не від товщини та умов одержання, а повністю визначається розміром кристалітів.

У процесі конденсації тонких плівок у високому вакуумі можливе утворення ряду аномальних фаз [32] у результаті взаємодії з залишковими газами, в умовах надвисокого вакууму аномальні фази не спостерігаються. Збільшуючи швидкість конденсації, і в умовах високого вакууму, можна з достатньо високою відтворюваністю одержувати плівки з кристалічною структурою відповідних масивних зразків.

У зв'язку з поліморфізмом кобальту в масивному стані є доцільним проаналізувати питання про фазовий розмірний ефект у рамках двошарової металевої плівкової системи Co/Cu.

Критична товщина фазового переходу буде залежати від поверхневої енергії підкладки. У двошарових плівках, очевидно, необхідно враховувати також енергію границі поділу двох шарів.

Згідно з [6, 7, 28] зниження температури поліморфного ГЦП→ГЦК переходу при зменшенні ефективної товщини (або розміру острівця) можна записати в такий спосіб:

$$\frac{\Delta T'}{T_0} = \frac{T_0 - T'}{T_0} = \frac{(\sigma_1 - \sigma_2) + (\sigma_{13} - \sigma_{23})}{d^* \lambda_{12}}, \quad (1.1)$$

де T_0 , T' – температура поліморфного переходу в масивному Co і у плівці Co відповідно;

σ_1 і σ_2 – питомі поверхневі енергії відповідно 1 і 2 фази;

σ_{12} і σ_{23} – відповідні їм енергії на границі поділу шарів Me_1/Me_2 , λ_{12} – теплота переходу;

d^* – критична товщина переходу.

Перетворивши вираз (1.1), одержимо:

$$\frac{\Delta T'}{T_0} = \frac{\Delta T}{2T_0} + \frac{(\sigma_{13} - \sigma_{23})}{d\lambda_{12}}, \quad (1.2)$$

де ΔT – зниження температури переходу для одношарової металевієї плівки.

Провівши аналіз отриманого виразу, можна зробити наступні висновки:

1) при $\sigma_{12} \approx \sigma_{23}$ $\frac{\Delta T'}{T_a} \approx \frac{\Delta T}{2T_a}$, тобто зниження температури переходу у

двошарових плівках буде у два рази меншим, ніж в одношарових;

2) при $\sigma_{13} > \sigma_{23}$ $\frac{\Delta T'}{T_a} > \frac{\Delta T}{2T_a}$, тобто буде спостерігатися велике зниження

температури;

3) при $\sigma_{13} < \sigma_{23}$ $\frac{\Delta T'}{T_a} < \frac{\Delta T}{2T_a}$, у цьому випадку зниження температури може і

не бути, тобто фазовий розмірний ефект не буде спостерігатися.

З більш конкретної умови $\sigma_1 + \sigma_{13} = \sigma_2 + \sigma_{23}$ одержуємо $d^* = 0$.

Отже, виходячи з вищесказаного, можна очікувати ситуацію, коли поліморфний перехід ГЦК-Co не відбудеться при конденсації на металевий підшар.

Виходячи з отриманих авторами [33,34] результатів, у випадку плівкової системи Co/Cu утворення ГЦК Co, можливо, не відбувається. Метастабільний ГЦК-твердий розчин Co-Cu, швидше за все, утвориться на основі ГЦК-Cu. Ці висновки певною мірою підтверджуються даними, згідно з якими у двошарових плівках Co/Cr/П та Co/Pd/П ГЦК-Co не утворюється.

У роботі [35] досліджена структурна стабільність адсорбованих атомів і кластерів Co на поверхні (100) Cu. Було встановлено, що при нанесенні атомів Co на поверхню Cu утворюється поверхневий сплав. Енергія системи Co/Cu значно знижується у тому випадку, коли атоми Co перебувають усередині шару Cu, а не у вигляді адсорбованих атомів на поверхні. Ще більш значна стабілізація даної плівкової системи відбувається, коли атоми Co утворюють кластери в глибинних шарах плівки Cu. Цей висновок повністю узгоджується з

результатами роботи [36], у якій аналізують способи включення частинок Co у моно- або полікристалічну плівку Cu.

У серії робіт І.Ю. Проценка та співробітників [37-39] проведене детальне дослідження структурно-фазового стану, дифузійних процесів та електрофізичних властивостей плівкових матеріалів із спін-залежним розсіюванням електронів. Аналіз цих робіт вказує на утворення в системах Au/Co і Ag/Co твердого розчину (Au-Co) і (Ag/Co) з елементом гранульованого стану, а в системі Fe/Cu – сплаву евтектичного типу.

1.2. Електропровідність багатошарових плівок

Основною особливістю розмірного ефекту в електропровідності багатошарових плівок порівняно з одношаровими полягає в тому, що поряд з відомими механізмами розсіювання носіїв електричного струму в одношарових плівках з'являється новий, пов'язаний з наявністю границі поділу шарів які суттєво впливають на величини електропровідності та ТКО. З нею пов'язані також і макронапруження термічного походження, які також повинні впливати на електричні властивості.

Крім цього середні довжини вільного пробігу носіїв електричного струму в шарах (l_{01} та l_{02}) можуть значно відрізнятись. У зв'язку із цим переходи носіїв з одного шару в інший можуть істотно впливати на величину опору. І, нарешті, дуже важливу роль відіграє співвідношення між товщинами d_1 та d_2 , оскільки в обох плівках окремо будуть проявлятися як внутрішні так і зовнішні розмірні ефекти. Вперше цей факт був відмічений у роботі Лукаса [40], в якій проводилось вимірювання опору двошарових плівок золота. Теоретична модель електропровідності монокристалічної двошарової плівки була також вперше запропонована Лукасом [41], який розглянув найпростіший випадок, коли наявність МП не впливає на електронний транспорт (носії заряду проходять МП без розсіювання). Врахування розсіювання на МП монокристалічної двошарової плівки було здійснено в роботах [42, 43]. Однак, реальні металеві

багатошарові зразки, які використовуються в мікроелектроніці, мають полікристалічну структуру. Відповідно, в них, окрім зовнішнього, спостерігається і внутрішній розмірний ефект, який може бути врахований у рамках теорії Маядаса-Шатцкеса (МШ) [44], що і було здійснено у роботах [45, 46]. Так, у [45] було вперше отримано загальний аналітичний вираз для ТКО, а у [46] – для питомої провідності двошарових полікристалічних плівок.

Отримані загальні аналітичні вирази для термічного коефіцієнту опору та питомої провідності мають досить громіздкий вигляд, що не дозволяє провести їх пряму експериментальну перевірку.

Необхідно відзначити, що в роботі Л.В. Дехтярука і Ю.О. Колесніченка [47] отримані асимптотичні співвідношення для питомої провідності двошарових плівок в умовах взаємної дифузії атомів із одного шару в інший. Автори враховують вплив дифундуючих атомів на умови розсіювання меж зерен. Однак, незважаючи на це, апробація співвідношень моделі, запропонованої в [47], є також досить складною задачею, оскільки, по-перше, точність визначення питомої провідності є нижчою ніж ТКО, а, по-друге, в аналітичні вирази входить велика кількість параметрів, які складно визначити. У зв'язку з цим нами далі буде використаний підхід, застосований у [46] для отримання точних та асимптотичних співвідношень для ТКО дво- та багатошарових плівок.

Порівняння експериментальних даних стосовно питомого опору багатошарових систем з розрахунковими здійснювалось у роботі [48] при використанні різних значень коефіцієнта розсіювання на МП. Необхідно відмітити, що величина ймовірності розсіювання носіїв заряду P на межі поділу між шарами на всіх МП мультишарів була однаковою. Як видно з рис. 1.1, найкраще узгодження розрахункових та експериментальних значень питомого опору спостерігається у випадку, коли величина P складає 0,68-0,70. Цей результат показує, що розсіювання носіїв заряду на МП дає суттєвий внесок у загальну величину опору багатошарової структури. Теоретичні розрахунки, проведені в [48], показують, що збільшення коефіцієнта розсіювання носіїв

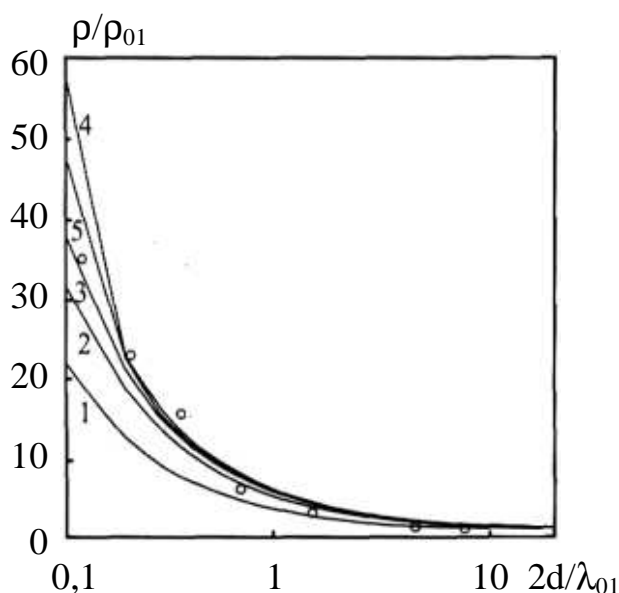


Рис. 1.1. Експериментальні та розрахункові розмірні залежності питомого опору багатошарової плівкової структури на основі Ті та А1 [48]: \circ – експериментальні дані; 1-5 – розрахункові дані при $P = 0,50; 0,65; 0,68; 0,69$ та $0,70$ відповідно; ρ_{01} – об’ємне значення питомого опору матеріалу базисного шару

заряду на МП призводить до росту питомого опору багатошарової плівки. Згідно даних [49], збільшення товщини проміжного шару з Fe, Co або Ni у тришарових плівках Au/(Fe, Co, Ni)/Au/П викликає в цілому збільшення величини питомого опору зразка. Автори [49] розглянули випадок, коли носії заряду розсіюються на МП дифузно без проходження або з проходженням межі. Методика експерименту [49]

дозволяє оцінити лише суму коефіцієнтів дзеркальності зовнішньої поверхні та проходження МП ($p + Q$). У фуксівському наближенні $p + Q = 1,3$ (Au/Fe); $0,8$ (Au/Co) та $1,2$ (Au/Ni). З урахуванням зерномежового розсіювання відповідні величини зменшуються до $0,6; 0,2$ та $0,5$. Узагальнюючи ці дані, можна прийти до висновку, що величини коефіцієнтів p і Q лежать в інтервалах $0 \leq (p, Q) \leq 0,6$ для Fe; $0 \leq (p, Q) \leq 0,2$ для Co та $0 \leq (p, Q) \leq 0,5$ для Ni.

Теоретичному вивченню електропровідності багатошарової структури періодичного типу присвячена робота [50]. Автором показано, що у випадку, коли на МП існує випадковий розсіюючий потенціал, провідність системи зменшується зі збільшенням відношення середньої довжини вільного пробігу до товщини фрагменту періодичної структури.

Завдяки теоретичним роботам Майядаса й Шатцкеса [44], та Тельє, Тоссе й Пішар, узагальнених у монографії [51], Ф. Варкуша, узагальнених в огляді [52], виявилось можливим запропонувати теоретичні моделі для розмірного ефекту в електропровідності дво- і багатошарових металевих плівок [42, 45, 47, 53, 54]. У

роботі [45] запропонована теоретична модель розмірного ефекту як для питомого опору, так і для ТКО двошарових зразків.

Співвідношення для ТКО згідно Дімміха для тришарових плівок має вигляд:

$$\beta = \sum_{i=1}^3 A_i \beta_{\infty i} \left[1 - \frac{d \ln F_1}{d \ln k_i} - \frac{d \ln F_1}{d \ln l_i} \right], \quad (1.3)$$

де $A_i = \frac{d_i \sigma_{0i} F_1}{\sum_{i=1}^3 d_i \sigma_{0i} F_1}$, а $F_1 = \frac{\sigma_i}{\sigma_{0i}}$ – функція Фукса (σ_i , σ_{0i} – питома провідність

плівки та масивного зразка, відповідно);

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

середня довжина вільного пробігу носіїв електричного струму);

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

У рамках макроскопічної моделі [59] співвідношення для ТКО дво- і тришарових плівок записуються у вигляді:

$$\beta = \beta_1 + \beta_2 + \beta_3 - \frac{d_1 \rho_2 \rho_3 (\beta_2 + \beta_3)}{d_1 \rho_2 \rho_3 + d_2 \rho_1 \rho_3 + d_3 \rho_1 \rho_2} - \frac{d_2 \rho_1 \rho_3 (\beta_1 + \beta_3) + d_3 \rho_1 \rho_2 (\beta_1 + \beta_2)}{d_1 \rho_2 \rho_3 + d_2 \rho_1 \rho_3 + d_3 \rho_1 \rho_2}, \quad (1.4)$$

де β_i та ρ_i – ТКО і питомий опір окремо взятого шару.

Дана модель не оперує мікроскопічними параметрами (довжиною вільного пробігу, розміром кристалітів та ін) у явному вигляді. Більш загальною в цьому плані є теорія Дімміха.

У багатошаровій плівковій системі залежність ТКО від товщини має осцилюючий характер: у межах фрагмента буде збільшуватися ($\beta_{g1} < \beta_{g2} < \dots < \beta_{gn}$), зменшуватися (при зворотній нерівності) або осцилювати ($\beta_{g1} < \beta_{g2}$,

$\beta_{g2} < \beta_{g3}$, або $\beta_{g1} > \beta_{g2}$, $\beta_{g2} < \beta_{g3}$, ...), виходячи з відповідного асимптотичного значення β_{gi} при збільшенні товщини d_i .

Порівняння експериментальних і розрахункових значень, отриманих на основі співвідношень (1.3), (1.4) [56, 60], показує, що теоретичні моделі для ТКО багат шарових плівок цілком задовільно описують експериментальні результати. Деякі відмінності, за припущенням авторів [56, 60], можуть бути зумовлені дифузійними процесами, які приводять до зміни коефіцієнтів розсіювання та проходження границі зерна носіями електричного струму, і дією термічних макронапруг.

Слід відзначити, що в роботі [61] отримані точні та асимптотичні вирази для ТКО багат шарових плівок, які складаються з полікристалічних шарів металу різної товщини, та проведена апробація отриманих співвідношень для мультишарів на основі Co і Cr, Cu та Cr. Автори стверджують, що розрахункові та експериментальні значення ТКО кількісно узгоджуються.

Аналізуючи приведені літературні дані стосовно дослідження розмірних ефектів у провідності багат шарових плівкових систем відмічаємо той факт, що є потреба у подальшій розробці та послідуєчій апробації теоретичних моделей електропровідності тришарових плівок.

1.4. Ефект гігантського магнітоопору в три- та багат шарових плівкових системах

1.4.1. Експериментальне виявлення і дослідження гігантського магнітоопору

Фізична природа гальваномагнітних явищ у класичних феромагнетиках (Fe, Co, Ni та їх сплавах) була предметом досліджень Н.С. Акулова, С.В. Вонсовського, К.П. Белова та їх учнів. Величина магнітоопору при паралельній орієнтації магнітного поля і струму (повздовжній ефект) та при їх взаємно перпендикулярній орієнтації (поперечний ефект) складає при кімнатній

температурі для феромагнітних заліза і нікеля відповідно $(\Delta R/R_0)_{\parallel} \sim 0,07\%$ і $(\Delta R/R_0)_{\perp} \sim 1,5\%$ у полі $H = 10^3$ кА/м [62].

Наступний етап у дослідженні магнітоопору був пов'язаний з його вивченням у шаруватих феро- та антиферомагнетиках (рідкоземельні метали, сплави залізо-родій, сполуки SmMn_2Ge_2 та ін.) [63]. У ряді випадків була виявлена значна зміна електроопору магнетиків при індукуванні зовнішнім магнітним полем фазових переходів антиферомагнетизм-феромагнетизм. Ці дані поза сумнівом сприяли проведенню досліджень магнітоопору в штучно створених магнітних структурах, у яких довжина вільного пробігу носіїв струму сумірна з періодом цієї структури на відміну від масивних матеріалів, для яких характерна довжина магнітних неоднорідностей значно перевищує довжину вільного пробігу електронів.

Створення багатошарових структур із феромагнітними та немагнітними шарами, які чергуються, стало першим кроком до відкриття ефекту гігантського магнітоопору. Іншою важливою передумовою цього відкриття стало те, що електрони провідності з орієнтацією спінів вздовж (\uparrow) і проти (\downarrow) намагніченості у феромагнітних сплавах розсіюються по різному [64].

Вперше гігантський магнітоопір був виявлений у штучно створеній магнітній надрешітці Fe/Cr у 1988 р. [22]. Величина $\delta = \Delta R/R_0$ ($\Delta R = R(H) - R_0$, де $R(H)$ – опір зразка в зовнішньому магнітному полі напруженістю H , R_0 – опір зразка при відсутності зовнішнього магнітного поля) при $T = 4,2$ К у полі $H \sim 2 \cdot 10^3$ кА/м перевищувала 90% (рис. 1.2). Аналогічний, хоча й значно менший ефект, одночасно був виявлений у тришаровій системі Fe/Cr/Fe [65].

У надрешітці або мультишарах Fe/Cr шари Fe з товщиною ~ 3 нм чергувалися з шарами хрому Cr товщиною 0,9-1,8 нм (рис. 1.3). Було встановлено, що магнітні моменти атомів Fe у межах одного шару паралельні, а магнітні моменти сусідніх шарів Fe орієнтовані антипаралельно (антиферомагнітно). У магнітному полі, яке перевищує поле насичення H_s і прикладеному в площині шарів, антиферомагнітний обмінний зв'язок між магнітними моментами шарів Fe руйнується і всі магнітні моменти атомів Fe

виявляються паралельними один одному (див. рис. 1.3). Магнітне поле, яке викликає цей перехід, складає досить велику величину $H \sim 2 \cdot 10^3$ кА/м. У результаті стрибкоподібної переорієнтації магнітних моментів електроопір різко зменшується (рис. 1.2), оскільки його величина при паралельній орієнтації моментів (у феромагнітній структурі) набагато менша, ніж в антиферомагнітній.

Джерелом гігантського магнітоопору є механізм неоднакового розсіювання двох груп електронів зі спінами, що відрізняються орієнтацією, по відношенню до напрямку намагніченості розсіюючої електрони магнітної структури. Для реалізації цього механізму необхідно, щоб середні довжини вільного пробігу l істотно розрізнялися для електронів з напрямками спінів "вгору" і "вниз". Така ситуація спостерігається в 3d-феромагнітних металах, де внаслідок обмінного розщеплювання (зміщення) $3d^+$ - і $3d^-$ -зон (див. рис. 1.4) при $E > E_F$ виникають відмінності в густині незайнятих станів, в які розсіюються електрони із спінами "вгору" і "вниз", що і приводить до залежності величини розсіювання від напрямку спіну електронів. У результаті електрони із спіном "вгору" слабо розсіюються. Навпаки, електрони із спіном "вниз" розсіюються сильніше. Розсіюючими центрами для цих електронів є магнітні неоднорідності, дефекти кристалічної решітки, межі зерен, теплові коливання решітки (фонони). Відношення довжин вільного пробігу [66] цих двох груп електронів у мультишарових структурах становить $l_{\uparrow}/l_{\downarrow} \sim 5-10$.

Багатошарові структури Fe/Cr, досліджені в роботах Бінаша, Байбіха та ін. [22], були отримані методом молекулярно-променевої епітаксії. Паркін та ін. [67] виявили ефект ГМО (і навіть більший по величині) у напилених багатошарових зразках Fe/Cr, вони також виявили осциляції ефекту ГМО зі зміною товщини немагнітного прошарку. Ці осциляції обумовлені зміною типу зв'язку між магнітними шарами, а саме, максимальна величина ГМО спостерігається при антиферомагнітному зв'язку у початковому стані (яка, у свою чергу, приводить до антипаралельної конфігурації намагніченостей

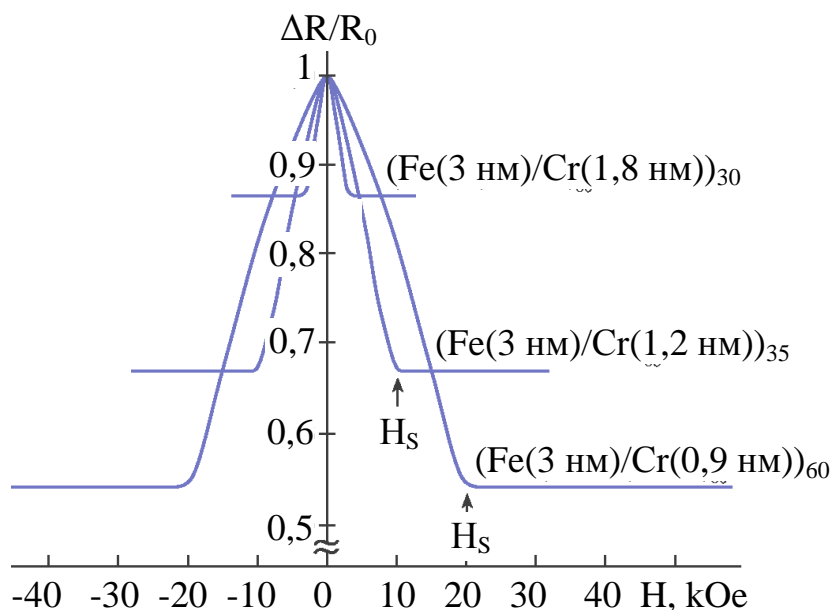


Рис. 1.2. Залежність магнітоопору від магнітного поля для магнітних мультишарів Fe/Cr при 4,2 К. Струм та магнітне поле лежать в площині плівки [22]

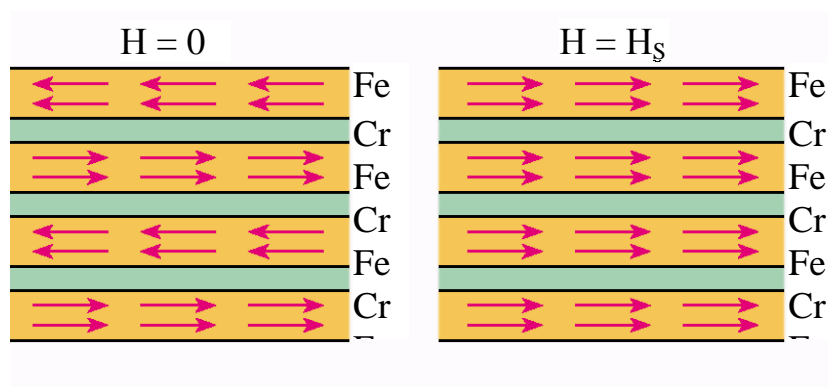


Рис. 1.3. Схематичне зображення атомних шарів Fe і Cr в мультишаровій структурі Fe/Cr. Стрілки показують напрями магнітних моментів атомів Fe

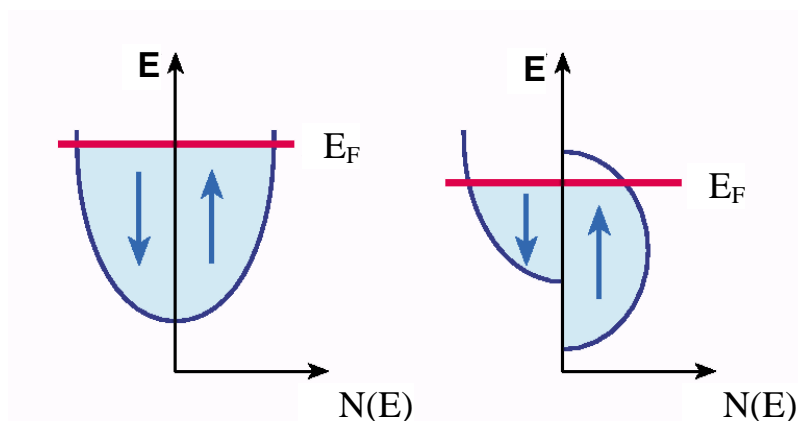


Рис. 1.4. Залежність густини станів $N(E)$ в міді та кобальті від енергії E 3d-електронів. E_F – рівень Фермі, що відокремлює заповнені стани від незаповнених [62]

сусідніх феромагнітних шарів). У протилежному випадку (феромагнітний зв'язок) значення ГМО мале.

Подальші експерименти привели до виявлення значного ефекту ГМО у напиленних надрешітках Co/Cu [68-70]. Наприклад, для структури Fe (2,5 нм)[0,8 нм Co /0,83 нм Cu]₆₀Fe (50 нм) величина ефекту складає 115 % при 4 К [70]. У даних надрешітках також були виявлені осциляції залежності ефекту ГМО від товщини мідного прошарку, які, однак, зникають при досить великих товщинах, у той час як ефект залишається [67]. Тут він обумовлений тільки випадковою конфігурацією намагніченостей сусідніх феромагнітних шарів у початковому стані, що виникає при відсутності магнітного зв'язку між ними [67]. Оптимальна товщина проміжного шару, як правило, перебуває в діапазоні 1-2 нм. У роботі [71] показано, що при антиферомагнітному обмінному зв'язку між шарами Co у структурі Co/Cu/Co система має планарну анізотропію. При феромагнітному зв'язку, який реалізується при товщині мідного прошарку 0,7-1,4 нм, з'являється анізотропія, якій відповідає анізотропний магнітоопір. Ці результати відповідають висновкам теорії РККІ (Рудерман-Кіттель-Касуя-Іосіда) для осциляції міжшарової взаємодії між магнітними шарами через немагнітний прошарок [72-74].

Осциляції залежності амплітуди ефекту ГМО від товщини мідного прошарку були виявлені також і для інших багатошарових систем [75-80]. У роботі [80] експериментально показано, що для надрешіток [Co(0,8 нм)/Cu(d_{Cu})(111)]₂₀, отриманих магнетронним розпиленням у магнітних полях $H = 1,5 \cdot 10^3$ кА/м, орієнтованих паралельно або перпендикулярно шарам, спостерігаються осциляції при зміні товщини прошарку міді ($d_{Cu} = 0,6-4$ нм) не тільки магнітоопору $\Delta R/R_S$, а й питомого опору в насиченні ρ_S . Екстремуми ρ_S і $\Delta R/R_S$ спостерігались при $d_{Cu} = n d_{(111)}$, де n – ціле або напівціле число, $d_{(111)}$ – відстань між площинами (111)Cu ($d_{(111)} = 0,2087$ нм), причому відстань між сусідніми максимумами чи мінімумами складала 1; 1,5; 2; 2,5 і $3d_{(111)}$.

Проведені у 1988-2007 рр. дослідження [65-91] показали, що ефект гігантського магнітоопору існує у багатьох магнітних мультишарах із

загальною формулою $\Phi_1/\Pi/\Phi_2$, де Φ_1 і Φ_2 – шари 3d-ферромагнітного металу, а Π – шар неферромагнітного перехідного металу (V, Cr, Nb, Mo, Ru, Re, Os, Ir) або благородного металу (Cu, Ag, Au). Гігантський магнітоопір спостерігався у магнітних мультишарах при зміні відносної орієнтації магнітних моментів шарів від антипаралельної до паралельної.

На основі аналізу теоретичних та експериментальних робіт з дослідження гігантського магнітоопору в гетерогенних матеріалах і багатошарових плівках [65-99] можна виділити три напрямки досліджень основних його властивостей: 1 – аномально велика амплітуда ефекту порівняно зі звичайним анізотропним магнітоопором; 2 – осциляційна залежність магніторезистивного ефекту від товщини немагнітного прошарку; 3 – його ізотропність, тобто практична незалежність величини магніторезистивного відношення від напрямку струму і перемагнічуючого поля.

Таким чином, можна говорити про три основних типи мультишарових структур, у яких реалізується ефект ГМО.

1. Мультишари, в яких сусідні ферромагнітні шари зв'язані між собою антиферромагнітною обмінною взаємодією (Fe/Cr).

2. Мультишари, що складаються з ферромагнітних шарів з різними коерцитивними силами, наприклад $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Cu}/\text{Co}/\text{Cu}$. Тут під дією зовнішнього магнітного поля магнітна конфігурація змінюється від антипаралельної впорядкованості магнітних моментів до паралельної.

3. Спін-вентильні сендвічі. У цих структурах обмінний зв'язок між ферромагнітними шарами значно послаблюється за рахунок достатньо товстого (1,5-5 нм) немагнітного провідного прошарку з благородного металу. Ферромагнітні шари виготовляють з м'якого ферромагнетика, наприклад, сплаву $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ товщиною 1,5-5 нм, причому один з цих шарів спарюють з шаром з антиферромагнітного FeMn, який фіксує орієнтацію намагніченості дотичного шару $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$. Сендвіч, що утворюється $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Cu}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{FeMn}$ має ту властивість, що намагніченість ізольованого міддю шару $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ може вільно

обертатися відносно намагніченості шару $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, намагніченість якого закріплена обмінним зв'язком з FeMn .

4. Гранульовані плівки і структури. У цих структурах феромагнітні зерна з розмірами в декілька нанометрів вкраплені до немагнітної матриці.

Ще одним важливим, з точки зору технічного використання систем із ГМО, напрямком дослідження є вивчення питання про його температурну залежність. Цій проблемі присвячено досить багато експериментальних робіт [91-94], з яких слідує, що при зміні температури від 4 К до кімнатної величина ефекту ГМО зменшується тим сильніше, чим більшою вона була при 4 К. Зменшення амплітуди ефекту пов'язане з розсіюванням електронів на фононах (особливо в немагнітному прошарку), що приводить до зменшення ролі процесів спін-залежного розсіювання, головним чином відповідальних за ГМО. Воно також перешкоджає проходженню електронів з одного феромагнітного шару до іншого [94].

Величина ГМО залежить і від якості кристалічної структури мультишарів. Наявність "містків" через немагнітний прошарок може стати причиною виникнення феромагнітного зв'язку між шарами, що у свою чергу порушить у них антипаралельну конфігурацію, внаслідок чого величина ГМО зменшується [71, 94]. Слід зазначити, що максимальне значення величини ГМО спостерігається в багатошарових структурах Fe/Cr і Co/Cu , виготовлених методом напилення, а не молекулярно-променевої епітаксії, із чого можна зробити висновок, що ідеальна якість кристалічної структури шарів не є необхідною умовою виникнення ГМО [94].

Проблема впливу шорскості інтерфейсів на величину ГМО і відносної ролі об'ємного та поверхневого спін-залежного розсіювання досліджувалась у ряді робіт [95, 96]. Одержані результати не мають однозначної інтерпретації, а тому ця проблема до нинішнього часу залишається до кінця не вивченою. Її теоретичний аналіз зроблено в роботі [97]. Показано, що коли спінові асиметрії для об'ємного і міжфазного механізмів розсіювання однакові, гігантський магнітоопір монотонно збільшується зі збільшенням

шорскостей поверхні шарів. У випадку, коли спінові асиметрії різні, ГМО має мінімум при деяких параметрах шорскостей поверхні шарів.

Таким чином, згладжування поверхні поділу між феромагнітними шарами при відпалюванні може цілком пояснити зростання ефективного зв'язку та магніторезистивного відношення, які спостерігаються при відпалюванні.

Значний інтерес представляє ефект ГМО і в іншій геометрії: коли струм перпендикулярний до площини шарів. Однак опір багат шарової структури в цій геометрії настільки малий (у 10^6 разів менше, ніж у паралельній геометрії), що його вимірювання є досить складною експериментальною проблемою [98-99].

1.4.3. Теоретичні моделі гігантського магнітоопору

Спроба теоретично обґрунтувати ефект гігантського магнітоопору була започаткована у роботах [100-107]. Автори цих робіт розраховували величину ГМО у рамках узагальненої на випадок багат шарових структур теорії класичних розмірних ефектів Фукса-Зондгаймера [108-109] з урахуванням спин-залежного розсіювання електронів провідності в об'ємі мультишару та на границі розділу шарів. У роботі [110] отримані вирази для провідності та магнітоопору у напрямку перпендикулярному міжшаровим границям. Узагальнення основних теоретичних та експериментальних робіт стосовно досліджень властивостей магнітних мультишарів наведений в оглядовій роботі [111] та [112-125].

Аналіз цих робіт говорить про те, що для теоретичного опису явища ГМО у магнітних багат шарових і гранульованих системах використовується два підходи: квазікласичний, який ґрунтується на розв'язанні кінетичного рівняння, і квантовий, який ґрунтується на формалізмі Кубо. Останній дозволяє виявити межі квазікласичного підходу та урахувати квантові розмірні ефекти.

Обмеження й труднощі, що виникають при квазікласичному підході, переборюються за допомогою квантових теорій, які дозволяють адекватно описати і об'ємне, і поверхневе розсіювання за допомогою тих самих потенціалів розсіювання, а також урахувати процеси квантової інтерференції і квантування моменту імпульсу, обумовлених кінцевою товщиною структури [112]. У роботі Леві та ін. [110] електрони провідності представлені у вигляді плоских хвильових пакетів зі спін-залежними потенціалами розсіювання як у об'ємі, так і в інтерфейсах, що є однією з переваг квантового підходу. Іншою важливою перевагою такого підходу є поява залежності провідності багат шарової структури від координати z , перпендикулярної площині шарів, що є наслідком просторової й спінової неоднорідності багат шарових структур.

Підхід, що базується на формалізмі Кубо для розрахунку кінетичних властивостей систем обмежених розмірів, який дозволяє врахувати як класичний, так і квантовий розмірні ефекти, був запропонований Ведяєвим та ін. [112]. У даному підході для опису процесів домішкового розсіювання використовується метод наближення когерентного потенціалу. За допомогою даного підходу вдалося пояснити експериментальні дані ГМО у пермалоєвих сендвічах FeNi/Cu/FeNi, у яких домінуючу роль грає спін-залежне розсіювання в об'ємі феромагнітних шарів [113].

Найбільш простою кількісною моделлю ГМО є згадана вище двохструмова або резисторна модель. При перпендикулярній геометрії (CPP) (струм протікає перпендикулярно шарам) зміну опору можна визначити, виходячи з таких міркувань [114].

Провідність зразка можна наближено подати як суму провідностей двох спінових каналів з опорами R^+ та R^- , кожний із яких приблизно дорівнює сумі опорів трьох послідовно з'єднаних резисторів. Два із цих опорів відповідають феромагнетикам (R_1^+ , R_2^+ та R_1^- , R_2^-), а третій – неферомагнітному металу (R_N). Тоді ГМО при зміні намагніченості одного із магнітних шарів дорівнює:

$$\Gamma_{\text{МО}} = \frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow}}{R_{\uparrow\uparrow}} = \frac{(\rho_{\text{F}}^+ - \rho_{\text{F}}^-)^2}{(2\rho_{\text{F}}^+ + \chi\rho_{\text{N}})(2\rho_{\text{F}}^- + \chi\rho_{\text{N}})}, \quad (1.5)$$

де $\chi = \frac{d_1}{d_2}$, а d_1, d_2 – товщина магнітного та немагнітного шарів.

За умови $\rho_{\text{N}} \ll \rho_{\text{F}}$ співвідношення спрощується до вигляду:

$$\Gamma_{\text{МО}} = \frac{\beta_{\text{s}}^2}{1 - \beta_{\text{s}}^2}, \quad (1.6)$$

де $\beta_{\text{s}} = \sigma^+/\sigma^-$ – коефіцієнт спінової асиметрії.

Більш послідовною теорією ГМО в СРР-геометрії є модель Валета-Ферта [114], побудована на основі кінетичного рівняння Больцмана. У ній враховується, що функція розподілу електронів за хвильовим вектором (\vec{k}) залежить від квантового спінового числа s . Крім того, вважається, що товщина немагнітного прошарку мала величина.

При експериментальному дослідженні для збільшення величини ГМО використовується багатошарова плівкова система у вигляді мультишару. Відмітимо, що розглянуті теоретичні моделі відносно легко перенести із тришарової системи на багатошарові.

У роботі Дехтярука та Колесниченка [115] проведено теоретичне дослідження провідності металевих магнітних мультишарів (ММШ), товщина феромагнітної складової яких перевищує ларморівський радіус r траєкторії носіїв заряду в полі спонтанної індукції B , залишаючись, проте, меншою їх довжини вільного пробігу l . У роботі показано, що у випадку, коли розсіювання електронів на границях мале, то електропровідність ММШ σ , вимірювана у напрямі, перпендикулярному вектору B , суттєво залежить від ймовірності тунелювання Q носіїв заряду із шару в шар, а також від співвідношення між ларморівським радіусом r і товщиною d шарів немагнітного металу.

У роботі [116] у рамках квазікласичного наближення показано, що дзеркальне розсіювання носіїв заряду міжшаровою та зовнішніми межами збільшує амплітуду ефекту ГМО внаслідок того, що, дзеркально відбиваючись від поверхні, носії заряду не втрачають своєї „пам'яті” про спін і багаторазово можуть переходити з шару до шару, залишаючись ефективними. Однак слід відмітити, що у випадку коли розсіюючі центри в основному сконцентровані на міжшаровій межі, то це призводить до каналування струму [23] і відповідно до зменшення ефекту, оскільки інтерфейси при дзеркальному відбиванні електронів стають практично непрозорими.

Квазікласична узагальнена теорія ГМО для обох геометрій була запропонована Устиновим та ін. у роботі [117]. Тут розсіювання електронів у інтерфейсах описується за допомогою феноменологічних параметрів – ймовірностей проходження (відбиття) електронів крізь (від) інтерфейс (а). Однак у різних геометріях за процеси розсіювання відповідають різні параметри, із чого випливає, що між ГМО у паралельній і перпендикулярній геометріях немає певного зв'язку. Відзначимо також, що істотною проблемою моделей, оснований на квазікласичному підході є наявність достатньо великої кількості різних параметрів, зміна яких значно впливає на величину ефекту ГМО. У зв'язку з вищесказаним виникає необхідність створення квантово-статистичної узагальненої теорії ГМО, у якій процеси спін-залежного розсіювання і в об'ємі, і в інтерфейсах трактуються однаковою чином в обох геометріях.

Авторами робіт [113] у рамках квантово-статистичного підходу при використанні формалізму Кубо та методу функцій Гріна побудована теорія ГМО у магнітних сендвічах при струмі, паралельному (CIP) і перпендикулярному (CPP) шарам. В обох геометріях ГМО осцилює при зміні товщини структури за рахунок квантового розмірного ефекту, що впливає на величину ефекту [118]. Залежність ГМО від кута θ між намагніченостями шарів сендвіча повинна відхилитися від звичайно постулюваної залежності $\cos \theta$. Ці

відхилення виникають за рахунок квантових ефектів як в СІР-, так і в СРР-геометрії.

Значний інтерес представляє проблема оцінки величини внеску в ГМО обумовленого об'ємним та поверхневим розсіюванням електронів. Її розв'язання вимагає теоретичного дослідження залежності ефекту ГМО від амплітуди розсіювання електронів у інтерфейсах. Цій проблемі був присвячений ряд робіт, у яких використовувався як квазікласичний, так і квантовий підхід [119-123], з яких слідує, що розсіювання на ідеальних інтерфейсах не дає внеску в ГМО і величина ГМО росте зі збільшенням шоркості інтерфейсів [120-123]. Однак у цих роботах розсіювання в інтерфейсах описується за допомогою ряду феноменологічних параметрів, які значно впливають на величину ГМО. Крім того, процеси об'ємного та поверхневого розсіювання, як ми вже відзначали, описуються по-різному. Наприклад, у роботах [120, 121] шоркстість інтерфейсу описується за допомогою двох статистичних параметрів: середнім квадратичним відхиленням від ідеальності r_j і кореляційною довжиною в площині інтерфейсу L .

Ряд теоретичних робіт спрямовано також на вирішення ще двох основних проблем ГМО. По-перше, з'ясування фізичних механізмів посилення магнітоопору в багат шаровій структурі феромагнетик/немагнітний метал і, по-друге, – природи осциляції міжшарової взаємодії. Власне кажучи, для вирішення останнього завдання є два теоретичних підходи – обчислення повної енергії багат шарової структури і обчислення енергії на основі моделей. У першому випадку ідея полягає в тому, щоб обчислити енергію системи для конфігурації паралельного і антипаралельного впорядкування намагніченості в сусідніх магнітних шарах, і інтерпретувати розходження в енергіях міжшаровим обмінним зв'язком. При очевидній ясності підходу, фактично цей шлях дуже складний, оскільки енергетичне розходження між паралельною й антипаралельною конфігураціями невелике (10^{-3} еВ на елементарну комірку). Такі обчислення були виконані в роботі [124], однак отримані результати виявились на порядок більшими, ніж експериментальні.

Висновки до розділу 1:

1. Аналіз існуючих літературних даних про вивчення розмірних ефектів у ТКО тришарових плівкових систем вказує на потребу у розв'язанні таких завдань:
 - апробація моделей розмірного ефекту для ТКО тришарових плівок;
 - отримання співвідношення для теоретичного розрахунку ТКО трикомпонентного плівкового сплаву та його експериментальна перевірка.
2. Для більш повного розуміння механізму реалізації ГМО у тришарових полікристалічних системах і як наслідок у багатошарових плівках є необхідність вирішити питання пов'язані з:
 - об'ємним та інтерфейсним механізмами спін-залежного розсіювання електронів провідності;
 - впливом температури відпалювання на вид і величину магніторезистивного ефекту;
 - встановленням впливу товщини та виду магнітних і немагнітних шарів на величину ГМО;
 - визначенням закономірностей у польових залежностях магнітоопору у свіжосконденсованих одношарових і тришарових плівках з різною товщиною і видом прошарку;
 - встановленням впливу температури відпалювання на вид і величину магніторезистивного ефекту;
 - з'ясуванням закономірностей зміни природи і величини магнітоопору при зміні товщини шарів.
3. Для коректного обговорення та узагальнення результатів дослідження магніторезистивного ефекту нанокристалічних плівкових систем є необхідність у вивченні їхніх структурних характеристик, процесів взаємної дифузії та фазоутворення.

РОЗДІЛ 2

МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Узагальнюючи результати літературного огляду, було визначено напрям наших досліджень. Вибір для дослідження тришарових плівкових систем $\text{Co}/\text{Cu}(\text{Ag})/\text{Co}$, $\text{FeNi}/\text{Cu}(\text{Ag})/\text{FeNi}$ та $\text{FeNi}/\text{Cu}(\text{Ag})/\text{Co}$ був обумовлений цілим рядом причин. По-перше, якщо фізичні властивості одношарових плівок Co , Cu , Ag та сплаву FeNi вивчені дуже детально, що дало конкретний прикладний результат у вигляді їх широкого використання в мікроелектроніці та інших галузях [8-16], то у разі тонких три- та багатошарових плівок на їх основі дослідження носять фрагментарний характер. По-друге, відкриття явища гігантського магнітоопору в плівкових системах, у яких магнітні шари (Fe , Co , FeNi та ін.) розділені немагнітними металевими прошарками (Cr , Cu , Ag) товщиною декілька нанометрів, дало надзвичайно потужний імпульс для експериментального та теоретичного дослідження явища ГМО. В цілому, не зважаючи, на велику кількість робіт у цьому напрямку, ряд питань до цього часу залишаються до кінця не з'ясованими. Так, залишається ряд нез'ясованих питань щодо особливостей спін-залежного розсіювання електронів провідності у тришарових системах, а також до кінця не з'ясована природа ГМО.

Таким чином, плівкова система $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co}$ є як би «модельною» для вивчення явища гігантського магнітоопору. У той же час, донині електрофізичні, і особливо магніторезистивні властивості багатошарових плівкових систем на основі пермалою вивчені недостатньо. Комплексне дослідження структури, фазового складу, електричних і гальваноманітних властивостей тришарових плівок $\text{Co}/\text{Cu}(\text{Ag})/\text{Co}$, $\text{FeNi}/\text{Cu}(\text{Ag})/\text{FeNi}$ та $\text{FeNi}/\text{Cu}(\text{Ag})/\text{Co}$ у широкому інтервалі товщини і температур дасть можливість систематизувати експериментальні результати.

2.1. Отримання тришарових плівкових зразків [126, 127]

Для досягнення поставлених у роботі завдань, нами був вибраний метод почергової роздільної конденсації компонент, що дозволяє безпосередньо отримувати на підкладці багат шарові плівки з різними товщинами шарів.

Для отримання тонких тришарових плівок використовувалася промислова вакуумна установка ВУП-5М виробництва Сумського ВАТ «Selmi», пристосована до вирішення наших завдань. Тиск залишкової атмосфери у процесі отримання тришарових плівок складав 10^{-4} Па.

Осадження плівок здійснювалося методом почергового випаровування чистих металів з двох незалежних джерел за методикою, описаною в [128]. Вибір методів випаровування металів-компонент тришарових плівок обумовлювався такими фізичними властивостями матеріалів, як температура плавлення і тиск насиченої пари [129]. Так, для конденсації міді та срібла використовувався метод термічного випаровування. При цьому випаровувачами були стрічки з вольфрамової фольги товщиною 0,05 мм. Плівки Со та сплаву FeNi отримували методом електронно-променевого випаровування за допомогою електронної діодної гармати, схема якої представлена на рис. 2.1. Вона складається з анодного і катодного вузлів, механічно скріплених керамічними пластинами-ізоляторами. Висока напруга на анод гармати (до 3 кВ) подавалася за допомогою переполюсованного блоку живлення БП-100. Кобальт (або пермалой) прикріплювався до вольфрамового анода точковою зваркою. Розігрів анода до необхідної температури відбувався при його бомбардуванні розфокусованим пучком електронів, що вириваються з термокатода (вольфрамовий дріт діаметром 0,3 мм). Чистота випаровуваних металів складала не менше ніж 99,98%.

Конденсація плівок проводилася при кімнатній температурі (300 К) підкладки. Швидкість конденсації визначалася за часом осадження і кінцевою товщиною зразка. У процесі конденсації вона підтримувалася постійною і складала (0,5-1,5) нм/с залежно від режимів випаровування.

Конструкція виготовленого нами підкладкотримача, схема якого представлена на рис. 2.2, дозволяла отримувати за один технологічний цикл напилення два плівкові зразки (3) з дещо різною товщиною немагнітного прошарку при практично однаковій товщині магнітних шарів. Геометричні розміри досліджуваних зразків задавалися за допомогою спеціальної маски, виготовленої з високою точністю з ніхромової фольги.

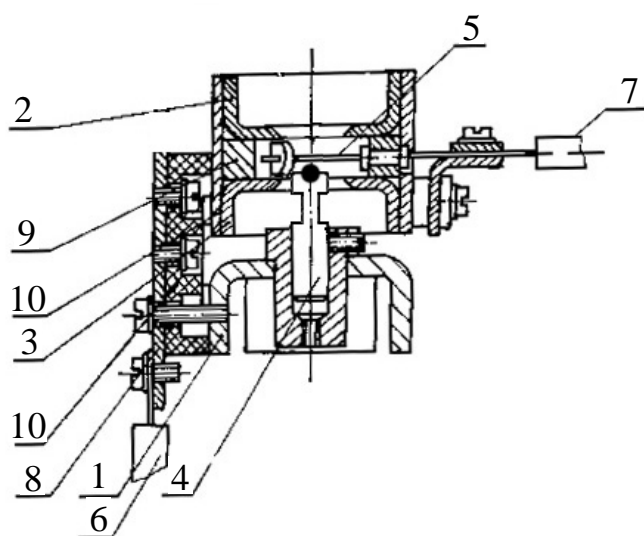
В якості підкладок використовувалися поліровані оптичні скельця із заздалегідь нанесеними контактними площадками (2) (дослідження електрофізичних і магніторезистивних властивостей), монокристали KBr і вуглецеві плівки (5) (структурні дослідження). Екрани (1) забезпечували роздільне попадання на «свідки» товщини (4) компонент тришарової плівки. Обробка підкладок проводилася за загальноприйнятою методикою – хімічне очищення з подальшим кип'ятінням у дистильованій воді і сушкою перед установкою у вакуумну камеру і дегазацією нагріванням до 600 К протягом півгодини.

Товщина плівок вимірювалася за допомогою мікроінтерферометра МП-4. Нами була проведена його модернізація для спрощення процесу вимірювання товщини плівки і підвищення точності вимірювань. Як джерело світла використовувався мініатюрний напівпровідниковий лазер ($\lambda = 647$ нм).

Інтерференційна картина реєструвалася за допомогою цифрової фотокамери з передачею даних до комп'ютера. На рис. 2.3, в якості ілюстрації, представлена типова інтерференційна картина від плівкового зразка з товщиною $d = 85$ нм. При такому способі вдається зменшити похибку вимірювання товщини, особливо в області товщин $d < 50$ нм. Похибка вимірювання товщини складає 5-10% для товщини (50-200) нм і 10-15% для товщини $d < 50$ нм.

Необхідно відзначити, що у разі ультратонких ($d < 10$ нм) прошарків, як правило, під товщиною плівки d прийнято розуміти вагову товщину плівки, яка визначається за часом напилення і відомою швидкістю осадження. У цьому випадку говорять про ефективну (приведену) товщину плівки (див., наприклад

Рис. 2.1. Схема електронно-променевої гармати діодного типу [130]:



- 1 – корпус;
- 2, 3 – екран;
- 4 – анод;
- 5 – катод;
- 6,7 – струмопідвід;
- 8 – кронштейн;
- 9, 10 – ізолятор

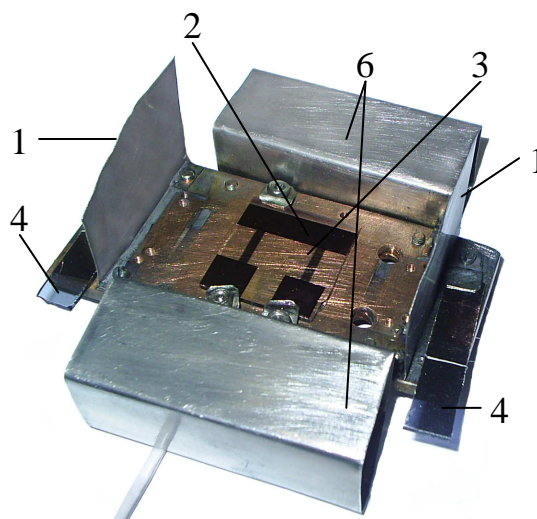
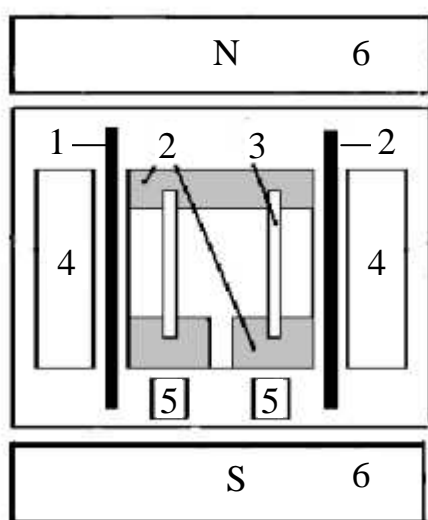


Рис. 2.2. Схема підкладкотримача:

- 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

[131]). Ультратонкі немагнітні прошарки (Cu, Ag) отримувались при експонуванні підкладки в потоці пари протягом (1-10) секунд. Процес конденсації плівок-«свідків» складав (100-150) секунд, що дозволяло вимірювати їх товщину з точністю (5-10)%. Враховуючи похибку при вимірюванні часу конденсації t_k , похибка визначення ефективної товщини складає (55-60)% при $t_k = 1$ с з і зменшується до (10-15)% при збільшенні t_k до 10 с.

Для визначення товщини шарів використовувався розрахунковий метод. Суть розрахункового методу ілюструє схема, представлена на рис. 2.4.

Виходячи з геометрії системи «підкладка-випаровувачі», товщину окремих компонент в точці М можна розрахувати із співвідношень [161]:

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

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 здійснювалась у зовнішньому магнітному полі з напруженістю $H = 8$ кА/м, яке створювалося постійними магнітами (рис. 2.3) що дозволяло формувати вісь легкого намагнічення у площині плівки.

2.2. Методика дослідження електропровідності тришарових плівок [132]

Для дослідження електроопору плівкові зразки конденсувалися на поліровані скляні пластини із попередньо нанесеними при $T = 600$ К контактними площадками. Пластина закріплювалася на мідному підкладкотримачі і мала з ним хороший теплоконттакт. Для забезпечення адгезії

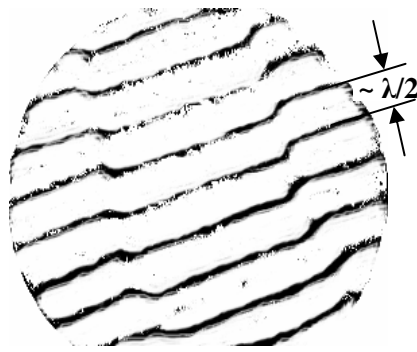


Рис. 2.3. Інтерференційна картина для розрахунку товщини плівки

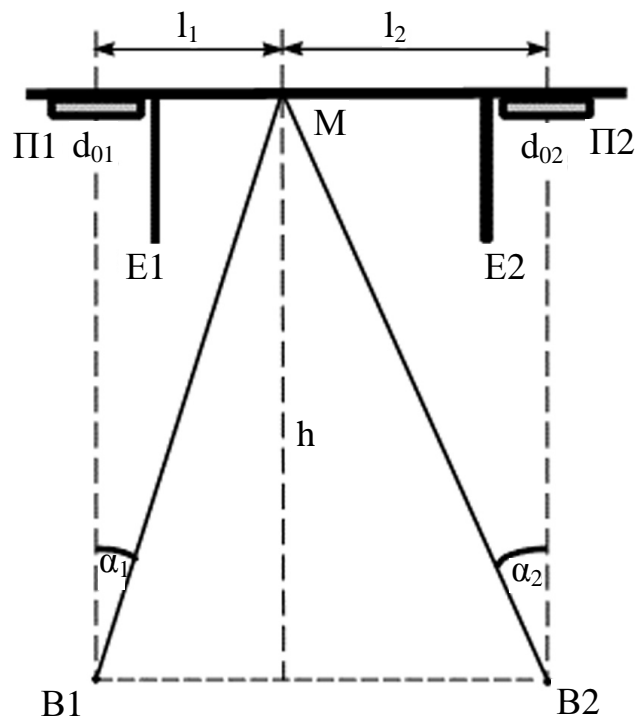


Рис. 2.4. Геометрія системи «підкладка-випаровувач» для розрахунку товщини шарів:

E1, E2 – екрани;

B1, B2 – випарники;

П1, П2 – скляні пластини «свідки» товщини

контактної площадки з поверхнею скла першим шаром наносився Cr товщиною $d \approx 50$ нм, другим – шар Cu товщиною $d = (100-150)$ нм, який забезпечував високу електропровідність.

Геометричні розміри (довжина b , ширина a) плівки (див. рис. 2.2) задавалися отворами, виготовленими з високою точністю в механічних масках з ніхромової фольги. На дотичну з підкладкою поверхню маски в якості ізолятора наносився тонкий шар діелектрика (SiO_2). Маска жорстко закріплювалася на підкладкотримачі і щільно прилягала до поверхні скляної пластини-підкладки. Цим досягалася постійність розмірів отримуваних плівкових зразків у всіх експериментах.

Опір зразків під час конденсації і в процесі термостабілізації вимірювався за допомогою універсального цифрового вольтметра В7-23 з точністю 0,01 Ом (для плівок з опором більше 100 Ом – 0,1 Ом). Слід відзначити, що опір зразків суттєво залежить від товщини сконденсованих шарів. Це дало можливість вимірюючи опір під час конденсації зразків додатково контролювати товщини шарів за відомою залежністю $R(d)$.

Питомий опір плівки ρ був отриманий розрахунковим шляхом, знаючи розміри a і b , товщину d плівки та її електроопір R згідно співвідношення $\rho = Rdab^{-1}$. Похибка розрахунку 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 плівки витримувалися при температурі підкладки ($T_{\text{п}}$) протягом 30 хвилин. Термостабілізація фізичних властивостей плівок здійснювалася за схемою «нагрівання-охолодження» з постійною швидкістю (2-3) К/хв в інтервалі температур (300-700) К. Відпалювання, з наступним охолодженням до кімнатної температури, проводилося при різних температурах ($T_{\text{відп}} = 400, 550, 700$ К). Після проведення такої обробки температурний хід електроопору, як правило, відтворювався з великою точністю.

За отриманими в результаті термообробки залежностями $R(T)$ розраховувалася величина термічного коефіцієнта опору виходячи із співвідношення $\beta = \frac{1}{R} \frac{\Delta R}{\Delta T}$. Оскільки при визначенні β геометричні розміри плівки не враховуються, то точність визначення ТКО була вища, ніж для питомого опору, і залежала тільки від точності вимірювання опору і температури.

2.3. Методика дослідження фазового складу і кристалічної структури плівкових зразків [133]

З метою вивчення кристалічної структури і фазового складу тришарових плівок проводилися електронно-мікроскопічні (просвічуючі електронні мікроскопи EM-125, ПЕМ-100-01) і електронографічні (електронограф на базі електронного мікроскопа УЕМВ-100К) дослідження. Для проведення цих досліджень плівки конденсувалися на вуглецеві плівки, нанесені на сколи KBr. Після термостабілізуючої обробки необхідні для дослідження вільні плівки отримували шляхом розчинення KBr у дистильованій воді і виловлювання на мікроскопічну сіточку.

Обробка отриманих електронограм включала вимірювання діаметрів дифракційних кілець у двох взаємно перпендикулярних напрямках (компаратор ІЗА-3) та розрахунок міжплощинних відстаней і параметра решітки згідно відомих (див., наприклад [134]) 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:

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

де a і c – параметри решітки.

Постійні приладу визначалися за допомогою еталонного зразка у вигляді відпалених тонких плівок Al товщиною (30-40) нм. На рис. 2.5 представлена, як зразок, електронограма плівки еталону (Al), а у табл. 2.1 приведений приклад розрахунку постійної приладу C .

Інформацію про розміри і форму кристалітів отримували при обробці мікрознімків кристалічної структури плівкових зразків.

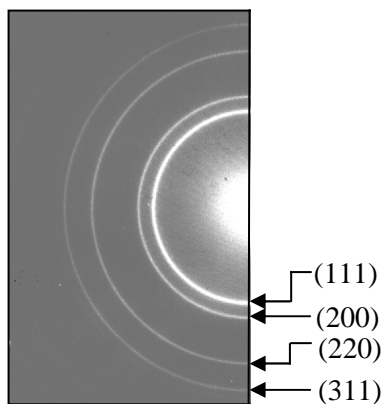


Рис. 2.5. Електронограма плівки еталону

Таблиця 2.1

Приклад розрахунку постійної приладу

hkl	D_{cp} , мм	d_{hkl} , нм	C , 10^{-13} м	C_{cp} , 10^{-13} 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	

2.4. Методика дослідження елементного складу плівкових зразків [135]

2.4.1. Метод рентгеноспектрального мікроаналізу

Дослідження елементного складу тонких плівок FeNi здійснювалося за допомогою рентгенівського мікроаналізатора встановленому на растровому електронному мікроскопі PEM-103-01, шляхом вимірювання інтенсивності

характеристичного рентгенівського випромінювання і подальшої обробки інформації за допомогою комп'ютера [136]. У наших дослідженнях для аналізу складу рентгенівського випромінювання використовувався спектрометр з дисперсією по енергії (ЕДС).

Точність аналізу елементного складу речовини за рентгенівськими спектрами залежить від багатьох чинників (струм пучка, прискорююча напруга, вибір еталону і т.д.), що приводить до необхідності введення поправок, які враховують відмінності в розсіянні електронів, генерації рентгенівського випромінювання та емісії рентгенівських променів для зразка і еталону. Необхідно відзначити, що існуючі методики внесення поправок (метод «матричних» поправок або ZAF-корекції, метод α -коефіцієнтів, емпіричний метод та ін.) у більшості випадків підходять лише для масивних зразків.

Метод кількісного аналізу складу тонких плівок, заснований на використанні масивного еталону, дає наступний вираз для відношення інтенсивностей випромінювання від плівкового зразка (I) і масивного еталону (I_0) з чистого елемента з атомною масою A [137]:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{QS}{C_A R} Dd, \quad (2.3)$$

де C_A – масова концентрація елемента;

R – фактор зворотного розсіювання, що враховує зменшення інтенсивності внаслідок виходу частини електронів з мішені;

S – гальмівний фактор, що враховує втрати енергії електронів при їх взаємодії з атомами мішені;

Q – поперечний переріз іонізації атомів речовини;

D – густина зразка.

Необхідно, проте, відзначити, що методи, засновані на використанні масивних еталонів, достатньо незручні в практиці мікроаналізу плівкових

зразків, оскільки оцінка масової товщини (Dd) може бути причиною помітних помилок.

Тому для дослідження елементного складу тонких плівок Fe-Ni нами використовувався метод, що базується на використанні в якості еталону тонкої плівки відомого складу. У даному випадку відношення інтенсивностей від зразка (I) і еталону ($I_{ет}$) можна записати в простому вигляді [136]:

$$\frac{I}{I_{ет}} = \frac{CDd}{C_{ет}D_{ет}d_{ет}}. \quad (2.4)$$

У разі близьких значень густини компонент, що має місце для досліджуваного сплаву ($D_{Ni} = 8,897 \text{ г/см}^3$, $D_{Fe} = 7,87 \text{ г/см}^3$), співвідношення (2.4) можна переписати у вигляді:

$$C = C_{ет} \frac{Id_{ет}}{I_{ет}d}. \quad (2.5)$$

При проведенні кількісного аналізу плівкових сплавів Fe-Ni за еталон були взяті тонкі плівки Ni, що дало можливість розрахувати концентрацію нікелю в зразку за допомогою співвідношення (2.5). Враховуючи, що плівки сплаву Fe-Ni є бінарними, концентрація заліза визначалася виходячи із співвідношення $C_{Fe} = 1 - C_{Ni}$.

2.4.2. Метод вторинно-іонної мас-спектрометрії

Для отримання інформації про дифузійні процеси в тришарових плівках Co/Cu/Co та Co/Ag/Co, нами використовувався метод вторинно-іонної мас-спектрометрії (ВІМС), який є одним з найбільш чутливих сучасних методів дослідження поверхонь і тонких плівок.

Для проведення наших досліджень застосовувався вторинно-іонний мас-спектрометр МС-7201 М, принципова схема якого представлена на рис. 2.6. Вторинні позитивно заряджені 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 [138]:

$$J_A^+ = h_A S_A^+ J_I, \quad (2.6)$$

де J_A^+ – іонний струм моноізотопного елементу;

h_A – ефективність реєстрації іонів цього ізотопу в даному приладі;

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

J_I – повний струм первинного пучка іонів, падаючого на зразок.

Після підсилення іонні струми реєструються самописним потенціометром (4) у вигляді мас-спектра.

При дослідженні елементного складу тришарових плівок методом ВІМС використовувалися підкладки з ситалу. Розшифровка мас-спектрів вторинних іонів, отриманих у результаті травлення зразків первинними іонами Ar^+ з енергією 3 кеВ, проводилася згідно методики, описаної в [138].

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 ізотопів), молекулярних іонів і їх фрагментів залежно від

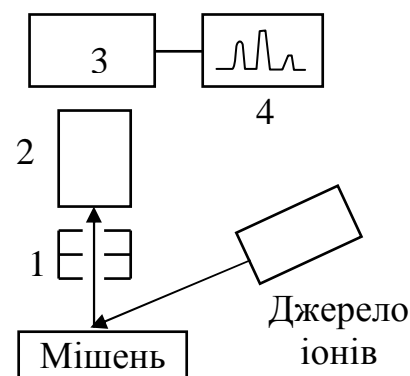


Рис. 2.6. Схематичне зображення МС-7201 М

масового числа M . На третьому етапі складається список ідентифікованих елементів і відповідних їм атомних концентрацій (з урахуванням ізотопного складу елементів).

2.5. Методика дослідження магнітоопору плівкових зразків [139-142]

Експерименти з термостабілізації фізичних властивостей тришарових систем проводилися у спеціально виготовленій нами установці, зовнішній вигляд і схематичне зображення якої представлені на рис. 2.7, 2.8. Конструкція даної установки дозволяла проводити відпалювання плівкових зразків в умовах надвисокого безмасляного вакууму (10^{-6} - 10^{-7}) Па у постійному магнітному полі напруженістю $H = 8$ кА/м.

Основними елементами установки (див. рис. 2.8) є робоча камера (7), яка може прогріватися до температури 700 К, ємність для заливання 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. 2.9) з нержавіючої сталі, привареної у верхній своїй частині до зйомного фланця робочої камери. У цьому ж фланці розташовувалися всі необхідні для проведення експерименту струмоводи.

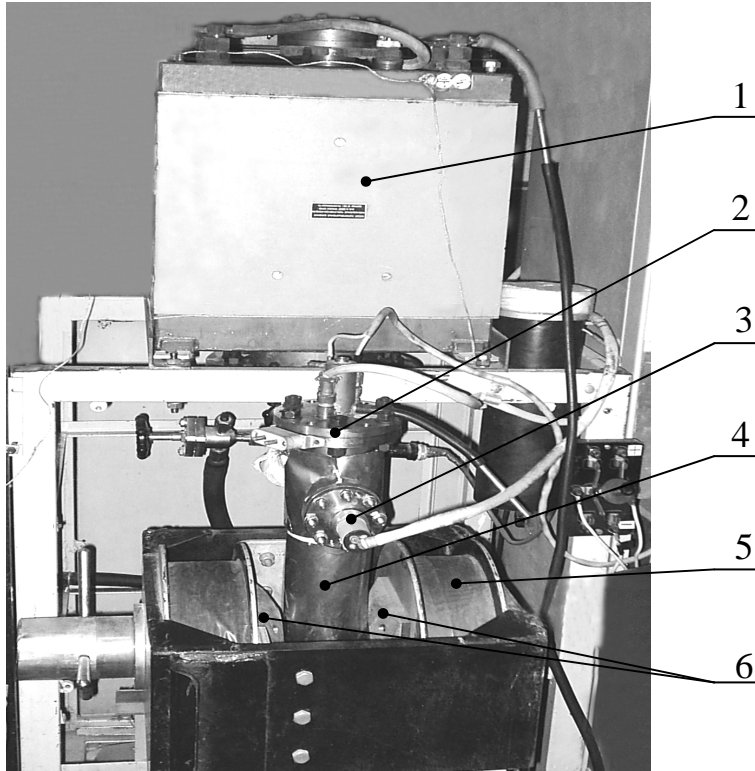


Рис. 2.7. Зовнішній вигляд установки для відпалювання зразків і дослідження магніторезистивного ефекту:

- 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

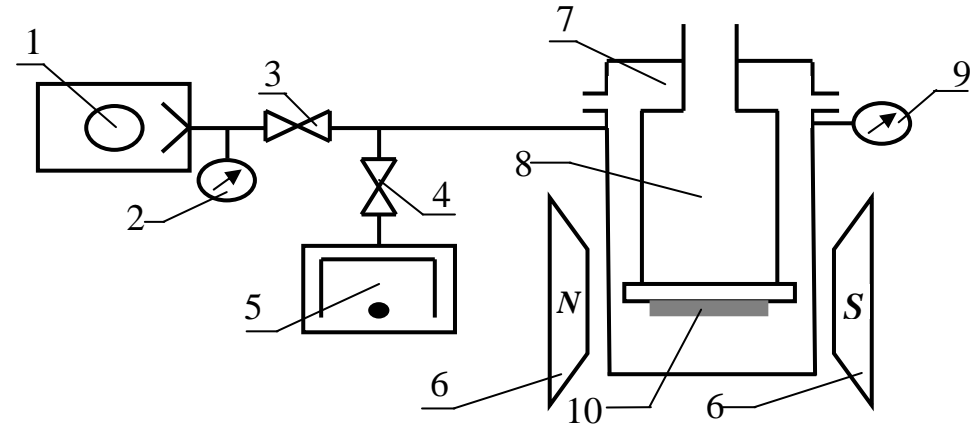


Рис. 2.8. Схема установки для відпалювання зразків і вимірювання їх МО:

- 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

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

У цій же установці нами проводилися і дослідження зміни електричного опору плівкових зразків під впливом зовнішнього магнітного поля (магніторезистивний ефект або магнітоопір (МО)). Встановлюючи напрям магнітного поля уздовж напрямку протікання електричного струму проводилися вимірювання повздовжнього магнітоопору, а повертаючи електромагніт на 90° , проводилися вимірювання поперечного магнітоопору плівкових зразків (рис. 2.10).

Оскільки в літературі не існує загальноприйнятої методики розрахунку величини магнітоопору, нами використовувалося співвідношення, вживане при розрахунках величини МО у більшості випадків (див., наприклад [62]):

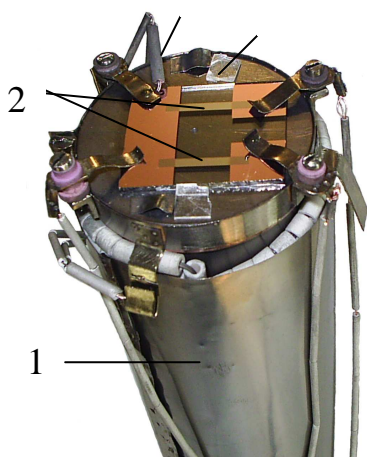


Рис. 2.9. Зовнішній вигляд підкладкотримача для проведення термообробки та вимірювання магнітоопору:

1 – ємність для рідкого азоту;
2 – зразки

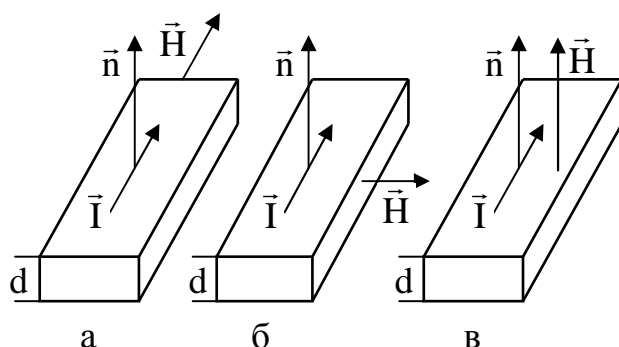


Рис. 2.10. Класифікація магніторезистивного ефекту в залежності від орієнтації \vec{H} , \vec{I} та \vec{n} : повздовжній (а); поперечний (б); перпендикулярний (в) ефекти

$$\frac{\Delta R}{R(0)} = \frac{R(H) - R(0)}{R(0)}, \quad (2.7)$$

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

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

Оскільки при вимірюванні магнітоопору вимірюється безпосередньо величина електроопору зразка, а не його питомий опір, то похибка цих вимірювань складає 0,02%.

Величина повздовжнього і поперечного магнітоопору виражалася в процентному відношенні, як це прийнято в літературі. Вимірювання магнітоопору проводилися в інтервалі температур (100-700) К.

Висновки до розділу 2:

1. У відповідності з напрямом досліджень була розроблена методика отримання тришарових плівок, заснована на почерговій вакуумній конденсації металів, випаровуваних з двох незалежних джерел (електронно-променева гармата для Со та сплаву Fe-Ni і стрічка з вольфрамової фольги для Си та Ag); сконструйований і виготовлений тримач підкладок, що дозволяє отримувати у магнітному полі $H = 8$ кА/м за один технологічний цикл конденсації 2 плівкових зразка з приблизно однаковою товщиною магнітних шарів, але з різною товщиною немагнітного прошарку.
2. Розроблена і реалізована методика контролю товщини шарів у процесі їх конденсації по одночасному вимірюванні електроопору при осадженні плівок.
3. Сконструйована і виготовлена установка, що дозволяє проводити вимірювання опору плівкових зразків у постійному магнітному полі в температурному інтервалі (150-700) К в умовах надвисокого безмасляного вакууму.

РОЗДІЛ 3

КРИСТАЛІЧНА СТРУКТУРА ТА ФАЗОВИЙ СКЛАД ТРИШАРОВИХ ПЛІВОК

3.1. Кристалічна структура та фазовий склад [126, 127, 132, 133, 135]

Система Co/Cu/Co. Проведені електронно-мікроскопічні та дифракційні дослідження вказують на те, що невідпалені плівки мають дрібнодисперсну структуру (розмір зерна не перевищує 10 нм) (рис. 3.1 а). На електроннограмах невідпалених плівок Co/Cu/Co спостерігаються широкі кільця, що належать фазам $\text{Cu}_{(\text{ГЦК})}$, $\alpha\text{-Co}_{(\text{ГЦП})}$ та можливо фазі $\beta\text{-Co}_{(\text{ГЦК})}$ (рис. 3.1 б). Лінії, що належать фазам ГЦК-Cu і ГЦК-Co для невідпалених плівок, електроннографічно не розділяються. Тому із впевненістю сказати, що лінії на електроннограмі належать саме ГЦК-фазі кобальту, не можна, оскільки їх можна віднести і до ГЦК-Cu. Неоднозначність інтерпретації обумовлена тим, що d_{hkl} для Co і d_{hkl} для Cu досить близькі ($d_{220\text{Cu}} = 1,271$, $d_{220\beta\text{Co}} = 1,253$, $d_{311\text{Cu}} = 1,083$, $d_{311\text{Co}} = 1,066$). Параметри решіток для ГЦП-Co ($a = 0,251\text{-}0,252$ нм, $c = 0,410\text{-}0,412$ нм) і ГЦК-Cu ($a = 0,358\text{-}0,361$ нм) добре узгоджуються з відповідними параметрами для масивного кобальту та міді ($a_{0\alpha\text{-Co}} = 0,2514$ нм, $c_{0\alpha\text{-Co}} = 0,4105$ нм, $a_{0\text{Cu}} = 0,3615$ нм).

Після відпалювання при температурі 700 К у плівках Co/Cu/Co присутні фази $\alpha\text{-Co}$, $\beta\text{-Co}$ та $\text{Cu}_{(\text{ГЦК})}$, а ширина дифракційних кілець істотно зменшується. На електроннограмах спостерігається «розщеплення» ліній (220) і (311), що належать ГЦК-Cu і ГЦК-Co (рис. 3.1 г). У випадку ліній (111) і (200) таке «розщеплення» не спостерігається через недостатню роздільну здатність електроннографа. Подібну картину спостерігали й автори роботи [12]. Параметри решіток для ГЦП-Co, ГЦК-Co й ГЦК-Cu для відпалених плівок також добре узгоджуються з відповідними параметрами для масивного кобальту та міді. Двофазний склад Co плівок Co/Cu/Co, відпалених при

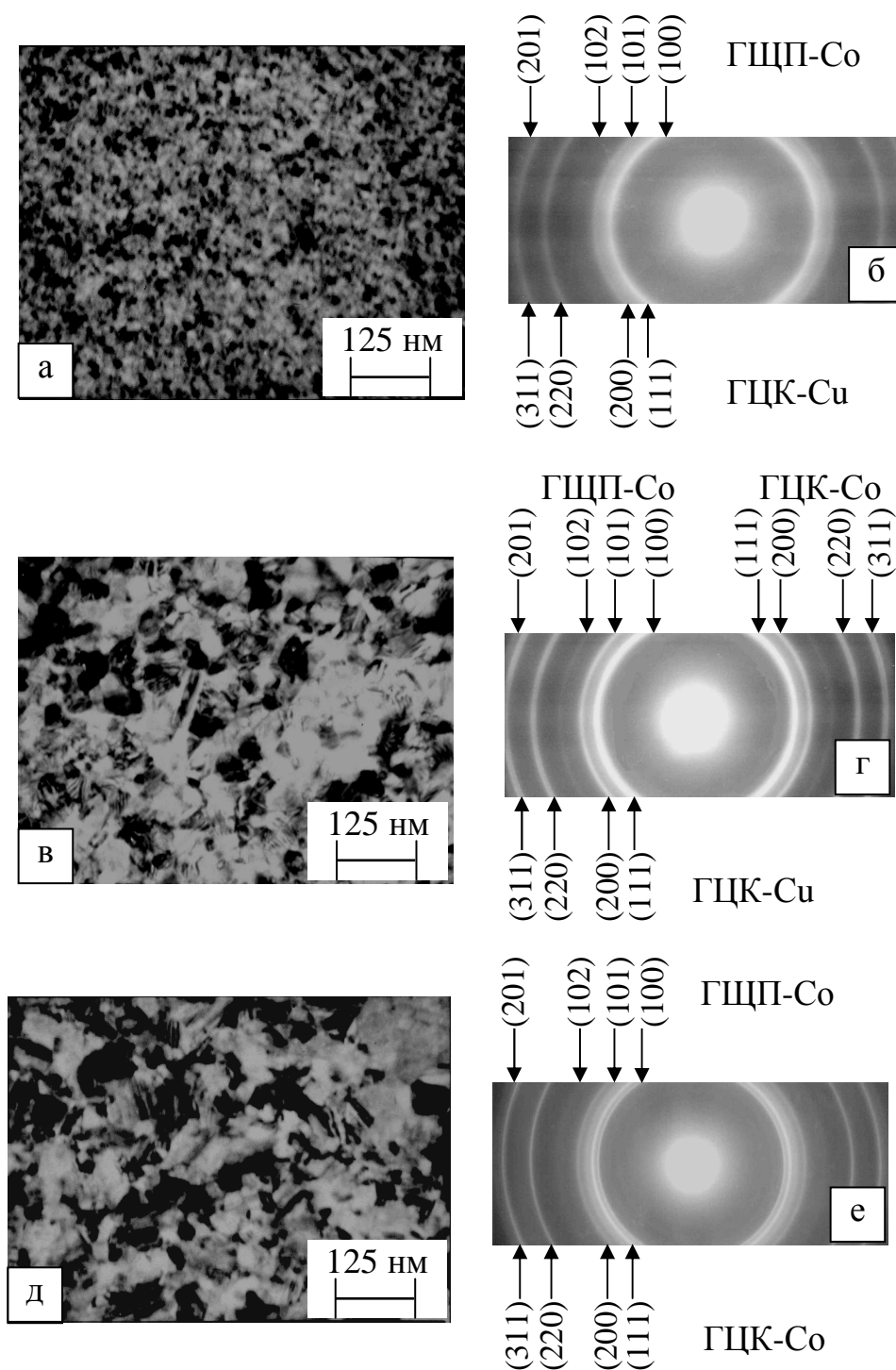


Рис. 3.1. Кристалічна структура та електронोगрами невідпаленої (а,б) і відпаленої при 700 К (в,г) плівки Co/Cu/Co ($2d_{\text{Co}} = 60$ нм, $d_{\text{Cu}} = 5$ нм) та відпаленої (д,е) плівки Co/Cu/Co ($2d_{\text{Co}} = 60$ нм, $d_{\text{Cu}} = 1,5$ нм)

$T_{\text{відп}} = 620 \text{ K}$, спостерігали і автори [143], однак автори [144] у плівках сплавів Co-Cu фіксували тільки ГЦП кобальт.

У роботах [35,37] після відпалювання при $T \geq 600 \text{ K}$ фіксували утворення метастабільного ГЦК твердого розчину (Co-Cu) з величиною параметра решітки в межах від $a = 0,355 \text{ нм}$ до $a = 0,362 \text{ нм}$. Твердий розчин Co-Cu частково розпадається при охолодженні до 300 K з виділенням частинок ГЦП-Co. У нашому випадку твердий розчин електроннографічно не фіксувався, можливо, у зв'язку з відносно великою товщиною шарів Co ($2d_{\text{Co}} = 50\text{-}80 \text{ нм}$) і малою товщиною прошарку міді ($d_{\text{Cu}} = 2\text{-}20 \text{ нм}$).

Слід відмітити, що на електроннограмах від тришарових плівок з ефективною товщиною міді $d_{\text{Cu}} < 2 \text{ нм}$ лінії, які належать ГЦК-Cu, взагалі не фіксуються (рис. 3.1 е).

У таблиці 3.1 наведена розшифровка електроннограм невідпаленої та відпаленої у надвисокому вакуумі при 700 K плівок Co/Cu/Co ($2d_{\text{Co}} = 55 \text{ нм}$, $d_{\text{Cu}} = 6 \text{ нм}$).

Середній розмір зерна у відпалених плівках збільшується приблизно в 10 разів. На знімках мікроструктури відпалених плівок сірий колір відповідає гексагональному кобальту, а темно-сірий – кубічному.

Система Co/Ag/Co. Проведені електронно-мікроскопічні та дифракційні дослідження вказують на те, що невідпалені плівки полікристалічні і мають дрібнодисперсну структуру (розмір зерна не перевищує 10 нм (рис. 3.2 а)). На електроннограмах невідпалених плівок Co/Ag/Co спостерігаються широкі кільця, що належать ГЦП-фазі Co і більш чіткі, які належать ГЦК-фазі Ag (рис. 3.2 б). Параметри решіток для ГЦП-Co ($a = 0,251\text{-}0,252 \text{ нм}$, $c = 0,410\text{-}0,412 \text{ нм}$) та ГЦК-Ag ($a = 0,408\text{-}0,409 \text{ нм}$) добре узгоджуються з відповідними параметрами для масивного кобальту та срібла $a_0 = 0,4087 \text{ нм}$ (у межах точності вимірювання $\Delta a = \pm 0,001 \text{ нм}$). Слід відмітити, що аналогічний фазовий склад спостерігали автори [145] для гранульованих плівок Co-Ag, отриманих методом одночасного термічного випаровування компонент у вакуумі на підкладки з кремнію, ситалу

Таблиця 3.1

Розшифровка електронограм від невідпаленої та відпаленої у надвисокому вакуумі при 700 К плівки Co/Cu/Co ($2d_{Co} = 60$ нм, $d_{Cu} = 6$ нм)

Невідпалена				Відпалена при 700 К			
I, в.о.	d, нм	hkl	Фаза	I, в.о.	d, нм	hkl	Фаза
Д.сл.	2,165	100	ГЦП-Co	сл.	2,157	100	ГЦП-Co
С.	2,060	111	ГЦК-Cu	Д.С.	2,065	111, 111	ГЦК-Co, ГЦК-Cu
сл.	1,920	101	ГЦП-Co	Д.сл.	1,916	101	ГЦП-Co
сл.	1,775	200, 200	ГЦК-Cu, ГЦП-Co	ср.	1,780	200, 200, 200	ГЦК-Co, ГЦК-Cu, ГЦП-Co
сл.	1,500	102	ГЦП-Co	Д.сл.	1,489	102	ГЦП-Co
ср.	1,260	220, 220	ГЦК-Cu	сл.	1,268	220	ГЦК-Cu
ср.	1,067	311, 311	ГЦК-Cu	ср.	1,249	220	ГЦК-Co
				сл.	1,080	311	ГЦК-Cu
				ср.	1,060	311	ГЦК-Co

Д.сл. – дуже слабка; сл. – слабка; ср. – середня; С. – сильна; Д.С. – дуже сильна.

та слюди. Автори допускають, що ГЦК-Co у досліджуваних плівках відсутній, а середній розмір кристалітів ГЦП-Co складає 4-7 нм.

Після відпалювання при температурі 700 К ширина ліній істотно зменшується (рис. 3.2 г), а також з'являються лінії (200), (311) ГЦК-Co та (201) ГЦП-Co. Про присутність фази ГЦК-Co у відпалених плівках Co/Ag/Co з $d_{Co} = 30$ нм можна судити за появою ліній (200) з $d_{200} = 0,1770$ нм та (311) з $d_{311} = 0,106$ нм (таблиця 3.2). У той же час на знімках мікроструктури (рис. 3.2 в) спостерігаються дефекти пакування, які й можуть бути центрами зародження кристалітів ГЦК-фази. Поява цих дифракційних максимумів для зразків, що пройшли відпалювання, може бути пов'язана з поліморфним ГЦП - ГЦК переходом, оскільки в масивних зразках він відбувається при $T = 690$ К, а в малих частинках і тонких плівках у результаті прояву фазового розмірного ефекту може відбутися при більш низькій температурі [34]. Після відпалювання параметри решіток для ГЦП-Co, ГЦК-Co і ГЦК-Ag для відпалених плівок також добре узгоджуються з відповідними параметрами для масивного кобальту та срібла, що свідчить про відсутність розчинності компонентів.

У результаті відпалювання плівки представляли собою суміш кристалітів ГЦП-Co, ГЦК-Co і ГЦК-Ag, як і у випадку гранульованих плівок [146]. Середній розмір зерна Ag у плівках (рис. 3.2 в) збільшується до 100-200 нм в залежності від товщини. На знімках мікроструктури відпалених плівок світлий колір відповідає Ag, сірий – гексагональному кобальту, а темно-сірий – кубічному.

У таблиці 3.2 наведена розшифровка електронограм невідпаленої та відпаленої у надвисокому вакуумі при 700 К плівок Co/Ag/Co з $d_{Co} = 60$ нм, $d_{Ag} = 20$ нм.

У роботі [38] відзначається, що у плівковій системі значно більших товщин Co(20 нм)/Ag(60 нм) при відпалюванні утворюється твердий розчин на основі ГЦК решітки і спостерігається гранульований стан. У нашому випадку, очевидно, через малі товщини прошарку срібла, така картина не спостерігається.

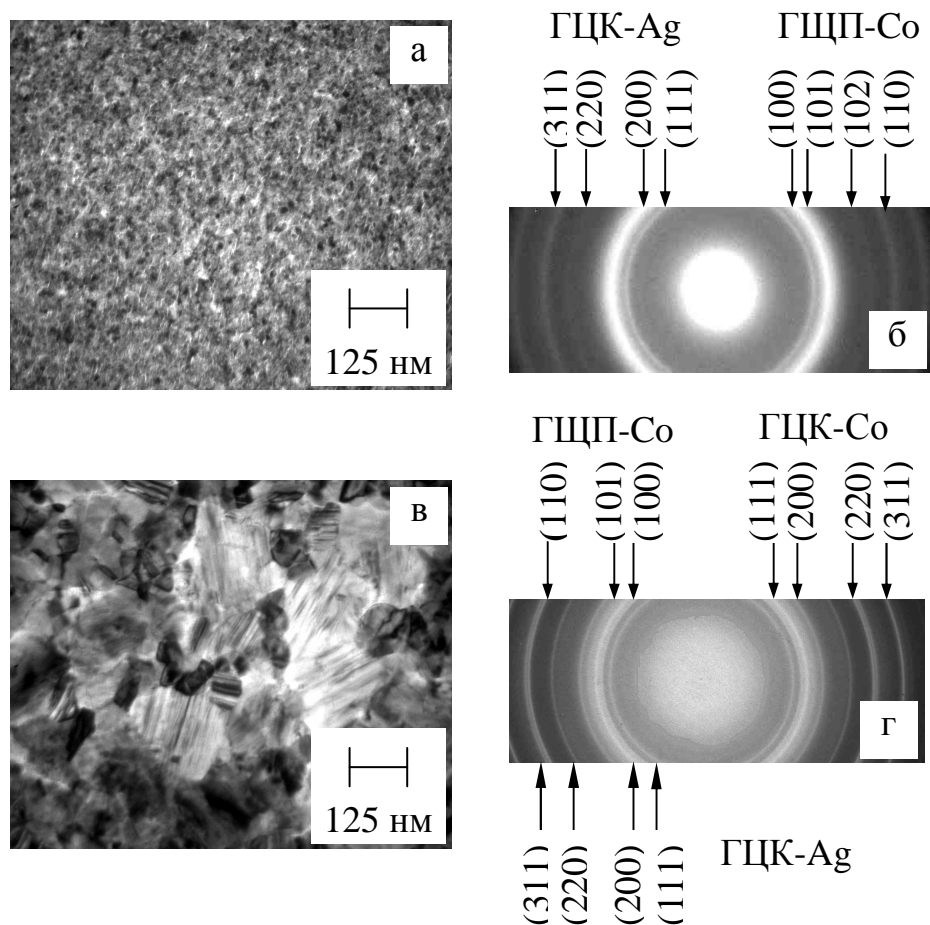


Рис. 3.2. Мікроструктура та електронограми невідпаленої (а, б) та відпаленої (в, г) при $T_{\text{відп}} = 700$ К тришарової плівкової системи Co/Ag/Co ($2d_{\text{Co}} = 60$ нм, $d_{\text{Ag}} = 20$ нм)

Таблиця 3.2

Розшифровка електронограм від невідпаленої та відпаленої у надвисокому вакуумі при 700 К плівки Co/Ag/Co ($2d_{Co}=60$ нм, $d_{Ag}=20$ нм)

Невідпалена				Відпалена при 700 К			
I, в.о.	d, нм	hkl	Фаза	I, в.о.	d, нм	hkl	Фаза
С.	0,236	111	ГЦК-Ag	С.	0,236	111	ГЦК-Ag
Д.сл.	0,217	100	ГЦП-Co	ср.	0,215	100	ГЦП-Co
Д.С.	0,204	200, 111	ГЦК-Ag, ГЦП-Co	Д.С	0,240	200, 111	ГЦК-Ag, ГЦК-Co
Д.сл.	0,190	101	ГЦП-Co	сл.	0,191	101	ГПУ-Co
сл.	0,150	102	ГЦП-Co	ср.	0,177	200	ГЦК-Co
ср.	0,144	220	ГЦК-Ag	Д.сл.	0,150	102	ГЦП-Co
ср.	0,123	311	ГЦК-Ag	ср.	0,144	220	ГЦК-Ag
ср.	0,060	201	ГЦП-Co	ср.	0,125	110, 220	ГЦП-Co, ГЦК-Co
Д.сл. – дуже слабка; сл. – слабка; ср. – середня; С. – сильна; Д.С. – дуже сильна.				сл.	0,123	311	ГЦК-Ag
				С.	0,106	311	ГЦК-Co
				сл.	0,105	201	ГЦП-Co

Система FeNi/Cu(Ag)/FeNi. Оскільки вихідним матеріалом для одержання шарів пермалою був масивний сплав пермалою 50Н, і при конденсації плівок з готового сплаву в більшості випадків спостерігається невідповідність складу плівкового сплаву вихідному, викликана фракціонуванням [147], то нами були проведені спеціальні дослідження хімічного складу вихідного сплаву й отриманих плівок пермалою.

У таблиці 3.3 подано результати дослідження хімічного складу вихідного сплаву та отриманих плівок. Як бачимо, вихідному матеріалу відповідає склад 52%Fe-48%Ni (похибка вимірювань не перевищувала 1,5%). До складу плівок входить приблизно 44-47% Fe й 53-56% Ni. Проте слід зазначити, що похибка при визначенні складу плівкових зразків (особливо з малою товщиною) трохи більша, ніж для масивних зразків. Це пояснюється малою кількістю речовини у матеріалі плівки, і як наслідок, відхиленнями реальних спектрів від отриманих математичною обробкою модельних.

Електронно-мікроскопічні дослідження [148] показали, що всі невідпалені одношарові плівки пермалою є полікристалічними з дуже малим розміром зерна порядку 5 нм (рис. 3.3 а). Відпалювання при температурі 700 К приводить до росту розмірів кристалітів, приблизно у 5-6 разів (до 25 нм) (рис. 3.3 б).

Згідно літературних даних [149] масивні зразки цього сплаву мають ГЦК-решітку (таеніт) з параметром, що змінюється від 0,3524 (чистий Ni) до 0,3596 нм ($C_{Ni} = 39\%$). При концентрації Ni біля 49% параметр решітки сплаву становить $a = 0,3586$ нм. Дослідження фазового складу плівок методом дифракції електронів показало, що в усіх плівкових зразках спостерігається ГЦК-фаза з параметром решітки $a = 0,359-0,361$ нм. Таким чином, у плівкових зразках спостерігається незначне (порівняно з масивними) збільшення

Результати дослідження елементного складу плівок сплаву $\text{Fe}_{0,5}\text{Ni}_{0,5}$

Товщина зразка, нм	C_{Fe} , %	C_{Ni} , %
Масив $\text{Fe}_{0,5}\text{Ni}_{0,5}$	51,8	48,2
47	43,9	56,1
100	44,4	55,6
110	47,7	52,3
120	47,1	52,9

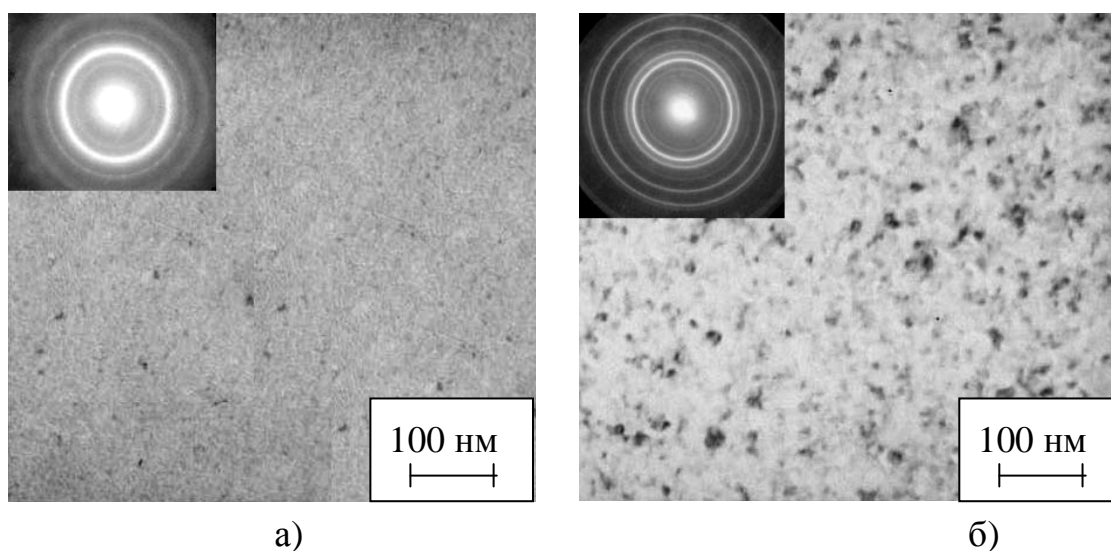


Рис. 3.3. Структура плівок сплаву FeNi ($d=36$ нм) у невідпаленому (а) і відпаленому (б) стані

параметра решітки. Слід зазначити, що на електроннограмах фіксуються також ряд слабких ліній, які, можливо, належать інтерметалідній фазі FeNi із просторовою групою $P4/mmm$ [150].

Електронно-мікроскопічні та електроннографічні дослідження тришарових плівок FeNi/Cu(Ag)/FeNi показали, що всі невідпалені плівки є полікристалічними з дуже малими розмірами зерен (менше 5 нм). Картини електронно-мікроскопічних зображень плівок із прошарками Cu та Ag подібні до зображень структури одношарових плівок сплаву FeNi [183]. На рис. 3.4 для ілюстрації представлені зображення мікроструктури і електроннограми плівок FeNi/Cu/FeNi з $d_{NiFe} = 30$ нм, $d_{Cu} = 8$ нм та електроннограма плівки FeNi/Ag/FeNi з $d_{NiFe} = 20$ нм, $d_{Ag} = 5$ нм

Дослідження фазового складу плівок FeNi/Cu/FeNi показало, що у свіжосконденсованих плівках спостерігається ГЦК-фаза з параметром решітки $a = 0,359-0,361$ нм (рис. 3.4 б). Лінії, що належать пермалою та Cu, не розділяються внаслідок дуже близьких міжплощинних відстаней (параметр решітки для масивного сплаву пермалою даного складу становить $a_0 = 0,3586$ нм [149], для міді $a_0 = 0,3608$ нм). На електроннограмах плівок FeNi/Ag/FeNi спостерігаються лінії, що належать фазі ГЦК-Ag з параметром решітки $a = 0,4085-0,4095$ нм ($a_0=0,4087$ нм) і ГЦК-фазі сплаву FeNi.

Після відпалювання плівок FeNi/Cu/FeNi при температурі 700 К, внаслідок збільшення розміру кристалітів до 50 нм, ширина дифракційних кілець зменшується (рис. 3.5 б). При цьому зміни параметра решітки електроннографічно не фіксуються. Ймовірно також, що в даній системі утвориться твердий розчин CuNiFe (куніфе).

На електроннограмах відпалених плівок FeNi/Ag/FeNi (рис. 3.5 г) спостерігаються ті ж лінії, що й для невідпалених, і параметри решіток істотно не змінюються. Утворення твердих розчинів у цій системі електроннографічно не фіксується.

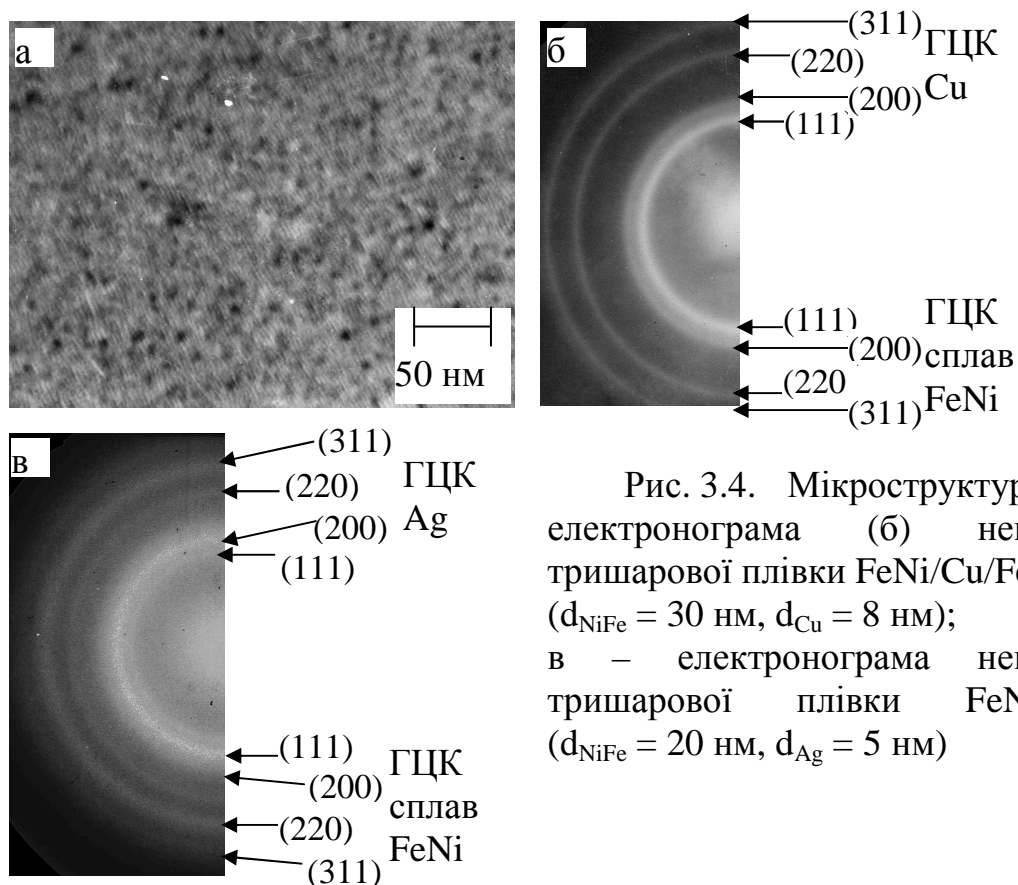


Рис. 3.4. Мікроструктура (а) та електронограма (б) невідпаленої тришарової плівки FeNi/Cu/FeNi ($d_{\text{NiFe}} = 30$ нм, $d_{\text{Cu}} = 8$ нм); в – електронограма невідпаленої тришарової плівки FeNi/Ag/FeNi ($d_{\text{NiFe}} = 20$ нм, $d_{\text{Ag}} = 5$ нм)

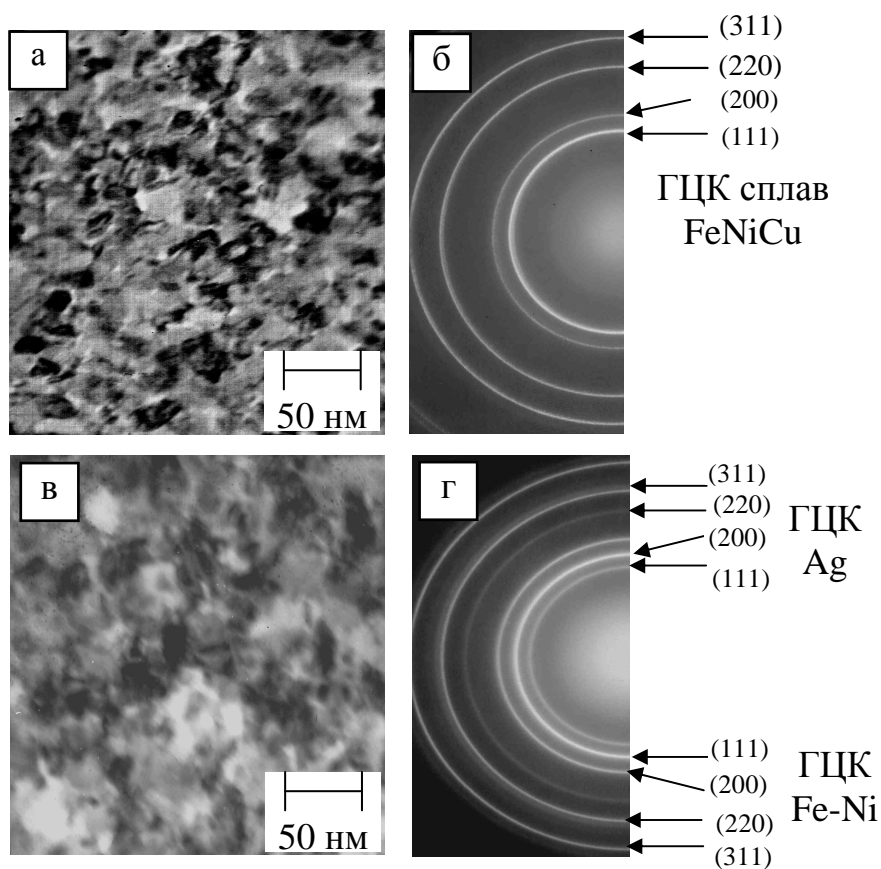


Рис. 3.5. Мікроструктура тришарових плівок FeNi/Cu/FeNi ($d_{\text{NiFe}} = 30$ нм, $d_{\text{Cu}} = 8$ нм) (а) та FeNi/Ag/FeNi ($d_{\text{NiFe}} = 20$ нм, $d_{\text{Ag}} = 5$ нм), відпалених при 700 К

Несиметричні системи FeNi/Cu(Ag)/Co. Проведені електронно-мікроскопічні і дифракційні дослідження вказують на те, що невідпалені плівки FeNi/Cu(Ag)/Co полікристалічні і мають дрібнодисперсну структуру (розмір зерна не перевищує 5 нм (рис. 3.6 а,д)). На електроннограмах невідпалених плівок FeNi/Cu/Co внаслідок дрібнодисперсної структури і близьких міжплощинних відстаней FeNi та Cu спостерігаються дуже розмиті кільця, що належать ГЦК-фазі з параметром решітки $a = 0,355-0,360$ нм (рис. 3.6 б). Внаслідок великої розмитості ліній, що належать ГЦК-фазам FeNi і Cu, не можна із впевненістю говорити про двофазний склад Co. Лінії, що належать ГЦП-Co, практично не спостерігаються. Хоча для подібних невідпалених систем на основі Co можуть спостерігатися фази ГЦП-Co і ГЦК-Co. Для невідпалених плівок FeNi/Ag/Co спостерігаються також розмиті кільця, що належать ГЦК-FeNi і більш чіткі, що належать ГЦК-Ag (рис. 3.6 е). Параметри решіток для ГЦК-FeNi ($a = 0,355-0,360$ нм) і ГЦК-Ag ($a = 0,408-0,409$ нм) добре узгоджуються з відповідними параметрами для масивного пермалою при вмісті Ni 49% ($a_0 = 0,3586$ нм) і срібла ($a_0 = 0,4087$ нм). Як і у попередньому випадку, про фазовий склад Co однозначно говорити дуже складно. У таблицях 3.4-3.5 наведені розшифровки електроннограм для невідпалених і відпалених тришарових плівок FeNi/Cu/Co та FeNi/Ag/Co відповідно.

Після відпалювання при температурі 700 К на електроннограмах збільшується кількість ліній, а їхня ширина зменшується. Тут слід зазначити, що для плівок FeNi/Cu/Co перша, друга, четверта й шоста лінії, очевидно, відповідають як ГЦК-Cu і ГЦК-Co, так і сплаву Fe-Ni (параметр решітки $a = 0,355-0,360$ нм (рис. 3.6 г)), внаслідок чого ці лінії мають значну інтенсивність та залишаються розширеними. Третя та п'ята лінії, можливо належать інтерметалідній фазі. Для відпалених плівок FeNi/Ag/Co спостерігаються лінії, які належать тим же фазам, що і для невідпалених плівок, а ряд нових, відносно слабких ліній, очевидно належать інтерметалічній фазі (рис. 3.6 ж).

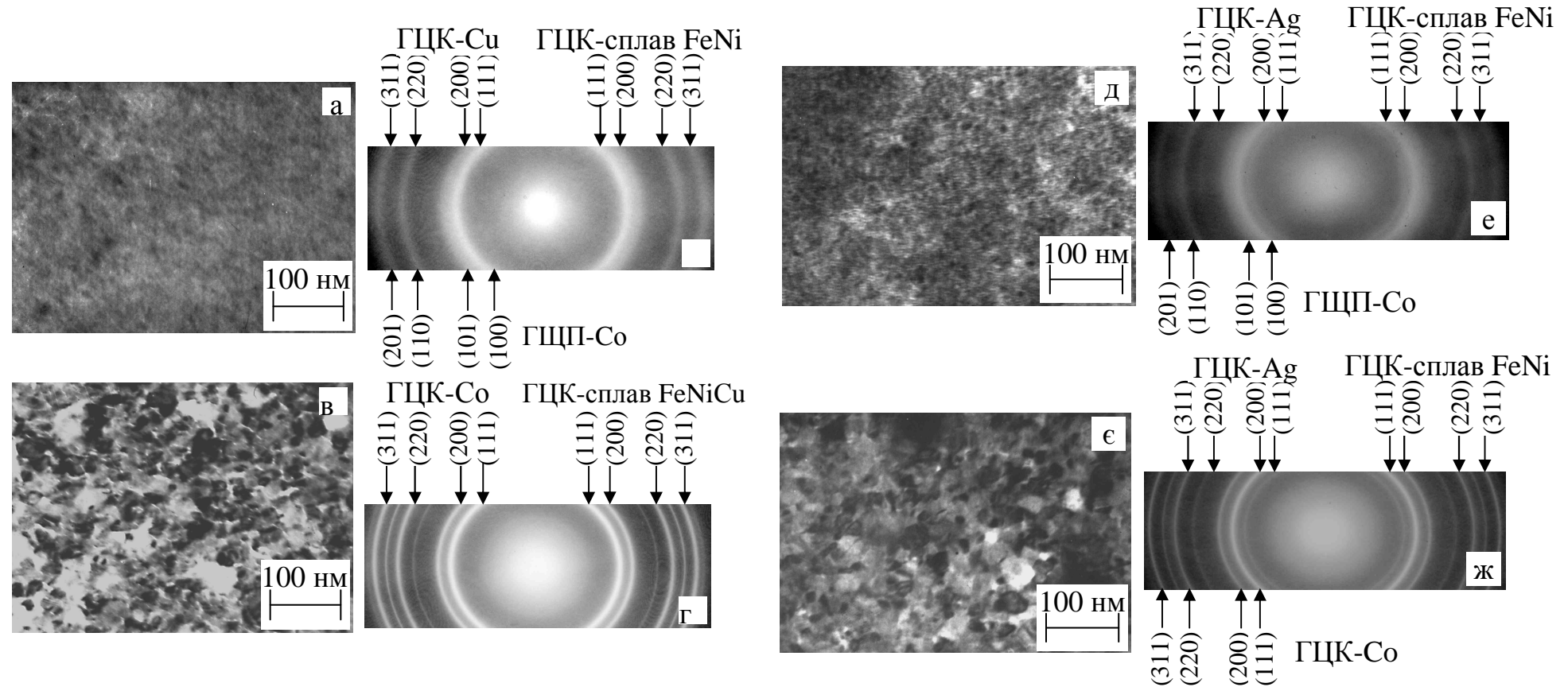


Рис. 3.6. Мікроструктура і електронограми невідпаленої (а, б) та відпаленої (в, г) при 700 К тришарової структури FeNi(30 нм)/Cu(8 нм)/Co(30 нм) та невідпаленої (д, е) та відпаленої (є, ж) при 700 К тришарової структури FeNi(30 нм)/Ag(10 нм)/Co(30 нм)

Таблиця 3.4

**Розшифровка електронограм від невідпаленої та відпаленої у
надвисокому вакуумі при 700 К плівки FeNi(30 нм)/Cu(8 нм)/Co(30 нм)**

Невідпалена				Відпалена при 700 К			
I, в.о.	d, А	hkl	Фаза	I, в.о.	d, нм	hkl	Фаза
сл.	2,160	100	ГЦП-Co	С.	2,080	111	ГЦК-Cu, можливо ГЦК- FeNiCu
С.	2,070	111, 111	ГЦК-Cu, ГЦК-FeNi	ср.	2,030	111	ГЦК-Co
сл.	1,780	200, 200, 200	ГЦП-Co, ГЦК-Cu, ГЦК-Fe-Ni	С.	1,781	200, 200, 200	ГЦК-Co, можливо Cu, або ГЦК- FeNiCu
ср.	1,270	220, 220	ГЦК-Cu, ГЦК-FeNi	ср.	1,420		
ср.	1,070	311, 311	ГЦК-Cu, ГЦК-FeNi	С.	1,260	220, 220	ГЦК-Co, Cu, або ГЦК- FeNiCu
				ср.	1,161		
				С.	1,070	311, 311	ГЦК-Co, Cu, або ГЦК- FeNiCu

Д.сл. – дуже слабка; сл. – слабка; ср. – середня; С. – сильна; Д.С. – дуже сильна.

Таблиця 3.5

Розшифровка електронограм від невідпаленої та відпаленої у надвисокому вакуумі при 700 К плівки FeNi(30 нм)/Ag(10 нм)/Co(30 нм)

Невідпалена				Відпалена при 700 К			
	d, нм	hkl	Фаза		d, нм	hkl	Фаза
ср.	0,235	111	ГЦК-Ag	ср.	0,236	111	ГЦК-Ag
Д.сл.	0,216	100	ГЦП-Co	Д.сл.	0,215	100	ГЦП-Co
ср.	0,204	200, 111, 111	ГЦК-Ag, ГЦП-Co, ГЦК-FeNi	Д.С.	0,205	200, 111, 111	ГЦК-Ag, ГЦК-Co, ГЦК-FeNi
сл.	0,177	200,20 0	ГЦП-Co, ГЦК-FeNi	ср.	0,195	101	ГЦП-Co
Д.сл.	0,144	220	Ag	С.	0,177	200, 200	ГЦК-Co, ГЦК-FeNi
сл.	0,126	220, 110	ГЦК-FeNi, ГЦП-Co	ср.	0,143	220	ГЦК-Ag
сл.	0,107	311	ГЦК-FeNi	С.	0,125	311, 220, 220	ГЦК-Ag, ГЦК-Co, ГЦК-FeNi
				ср.	0,115		
				С.	0,107	311, 311	ГЦК-Co, ГЦК-FeNi

Д.сл. – дуже слабка; сл. – слабка; ср. – середня; С. – сильна; Д.С. – дуже сильна.

3.2. Дифузійні процеси в тришарових плівках Co/Cu(Ag)/Cu

Для кращого розуміння впливу відпалювання на фазовий склад, електричні та магніторезистивні властивості тришарових плівок Co/Cu/Co та Co/Ag/Co були проведені дослідження дифузійних процесів у цих зразках.

Результати пошарового аналізу компонентів тришарових систем показали, що невідпалені зразки мають незначну область взаємної дифузії (рис.3.7 а,в). Відповідно до діаграми стану дані плівкові системи характеризуються обмеженою розчинністю компонентів. Тому дана область може бути обумовлена конденсаційно-стимульованою дифузією та дифузією по межах зерен.

Термообробка зразків при 700 К призводить до незначного подальшого проникнення атомів Co та Ag в сусідні шари (рис.3.7 б,г), однак в цілому система залишається тришаровою. Це можна пояснити незначною подальшою дифузією по межах зерен та відведенням атомів дифузванту з меж зерен в об'єм кристалітів. Слід відмітити, що однією з особливостей даних систем є здатність до утворення високодисперсних магнітних утворень (гранул) Co у немагнітній матриці Cu чи Ag [38]. Внаслідок цього, і в наших відпалених зразках можлива у немагнітному прошарку реалізація гранульованого стану Co. Проте в обох системах при достатньо товстих немагнітних прошарках ($d_{Cu} > 5$ нм та $d_{Ag} > 10$ нм) і після термообробки зберігається індивідуальність шарів. Незначний вплив відпалювання на дифузійні процеси автори [38] пояснюють тим, що межі зерен стають дифузійно насиченими на стадії конденсації верхнього шару. Ще одним доказом суцільності немагнітного прошарку для плівок Co/Cu/Co відпалених при 700 К, є реалізація ефекту гігантського магнітоопору (ГМО). Але необхідно зазначити, що у випадку плівок Co/Ag/Co, відпалених при 700 К, ефект ГМО не спостерігається.

Для визначення ефективного коефіцієнта дифузії у плівках використане співвідношення Р. Уіппа. Розраховані коефіцієнти дифузії у плівках на основі Co і Cu мають значення 10^{-18} - 10^{-20} м²/с, що набагато більше за значення

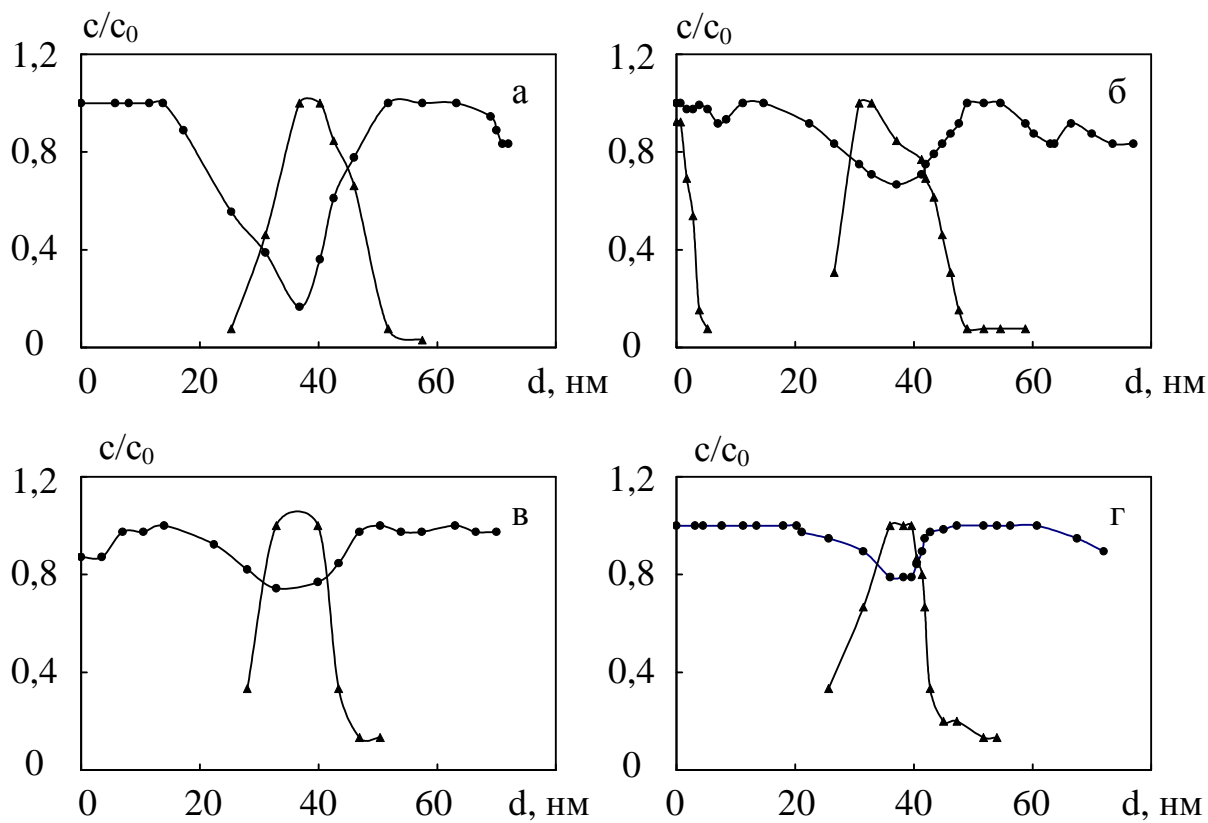


Рис. 3.7. Дифузійні профілі для плівок $\text{Co}(30 \text{ nm})/\text{Cu}(10 \text{ nm})/\text{Co}(30 \text{ nm})$ (а,б) та $\text{Co}(30 \text{ nm})/\text{Ag}(10 \text{ nm})/\text{Co}(30 \text{ nm})$ (в,г) у невідпаленому стані (а,в) та відпалених при температурі 700 К (б,г)

коефіцієнта об'ємної дифузії у масивних зразках цієї системи (10^{-41} м²/с). Це, швидше за все, пов'язане з тим, що у плівкових структурах дифузія протікає в основному по межах зерен, а вони в порівнянні з масивними зразками і більш дефектні і мають значно менші розміри, що в цілому приводить до значно більшої площі їх поверхні.

Висновки до розділу 3:

1. Електронно-мікроскопічні та електроннографічні дослідження показали, що всі невідпалені плівки є полікристалічними з дуже малим розміром зерна (~ 5 нм). Відпалювання при $T = 700$ К призводить до збільшення середнього розміру зерна Co до 30-50 нм, FeNi до 20-30 нм, Cu до 50-100 нм, Ag до 50-200 нм залежно від товщини.
2. Невідпалена плівкова система на основі Co складається із ГЦП-Co ($a = 0,251-0,252$ нм, $c = 0,410-0,412$ нм), ГЦК-Cu ($a = 0,360-0,362$ нм) або ГЦК-Ag ($a = 0,4085-0,4095$ нм) відповідно. Для даної системи, відпаленої при 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.
3. Невідпалена плівкова система на основі пермалою складається із ГЦК-FeNi ($a = 0,357-0,358$ нм), ГЦК-Cu ($a = 0,360-0,362$ нм) або ГЦК-Ag ($a = 0,4085-0,4095$ нм) відповідно. Для системи FeNi/Cu/FeNi, яка пройшла аналогічну термообробку, спостерігається утворення ГЦК твердого розчину з параметром решітки $a = 0,359-0,361$ нм, а для системи FeNi/Ag/FeNi зміна фазового складу електроннографічно не фіксується.
4. Для системи FeNi/Cu/Co, відпаленої при 700 К, на електроннограмах фіксується поява ліній, які можливо відповідають інтерметалідним фазам.
5. Результати дослідження дифузійних процесів у системах Co/Cu/Co та Co/Ag/Co показали, що індивідуальність шарів зберігається при відпалюванні плівок до 700 К.

РОЗДІЛ 4

ПРОВІДНІСТЬ ТРИШАРОВИХ ПОЛІКРИСТАЛІЧНИХ ПЛІВОК

Систематичні дослідження кінетичних властивостей у двошарових плівках, сендвічах та мультишарах були започатковані у роботах [40, 151-153]. У цих роботах та в подальших експериментальних дослідженнях (див. оглядові статті [154, 155] та цитовану там літературу) було встановлено, що кінетичні характеристики багатошарових структур немонотонним чином змінюються зі зміною відношення товщин сусідніх шарів металу. Незважаючи на накопичений у цьому напрямку великий теоретичний і експериментальний матеріал, ряд фундаментальних питань залишаються до кінця не з'ясованими. Так, існує необхідність у розробці та апробації теоретичних моделей для питомої провідності багатошарових полікристалічних плівок, які б коректно враховували розсіювання носіїв заряду на межах зерен і поділу шарів та задовільно відповідали експерименту.

Порівняння теоретичних розрахунків транспортних коефіцієнтів у неоднорідних провідниках з експериментальними результатами показало, що у випадку, коли товщини шарів металу d_m значно більша дебройлівської довжини хвилі електрона, кінетичні явища можуть бути адекватно описані за допомогою кінетичного рівняння Больцмана для квазікласичної функції розподілу електронів, доповненого граничними умовами, які описують характер взаємодії електронів із зовнішніми та внутрішніми межами провідника. Саме такий підхід був реалізований у роботах [53,156] при теоретичному вивченні провідності дво- та багатошарових плівок.

Враховуючи вищесказане, метою даного розділу є теоретичний (з використанням модифікованої моделі Маядаса і Шатцкеса (модель МШ) [44]) та експериментальний аналіз питомої провідності (питомого опору) металевих сендвічів. При цьому проведено докладний числовий розрахунок провідності тришарових плівок при різних значеннях параметрів, які характеризують

об'ємну та поверхневу релаксацію носіїв заряду та апробацію отриманих співвідношень на прикладі тришарових плівок на основі Co з прошарком Cu. Також у даному розділі представлені температурні залежності питомого опору та ТКО для всіх досліджуваних тришарових плівок.

4.1. Теоретичний розрахунок провідності тришарових полікристалічних плівок [132]

4.1.1. Асимптотичні вирази для провідності тришарових полікристалічних плівок

Розглянемо тришарову плівку (сандвіч) товщиною $d = d_1 + d_2 + d_3$, яка складається з полікристалічних шарів металу різної товщини ($d_1 \neq d_2 \neq d_3$) та з різними ступенями дисперсності кристалітів і концентрації дефектів в об'ємі шарів металу ($l_1 \neq l_2 \neq l_3$). Будемо вважати, що розміри шарів металу в напрямках осей Y і Z “нескінченні”, тому рух носіїв заряду у площині YZ нічим не відрізняється від їх руху в масивному металі. Припустимо, що до сандвіча прикладене зовнішнє однорідне електричне поле $\mathbf{E} = (0, E, 0)$ вздовж інтерфейсів провідника, а вісь X паралельна нормалі до меж поділу шарів (МПШ) металу.

Для того, щоб розрахувати поздовжню густину струму \mathbf{J} у сандвічі

$$\mathbf{J} = \frac{2e}{dh^3} \sum_{m=1}^3 \int_0^{d_m} dx \int d^3p \mathbf{v}_m f_m(|x| + 0,5|m-1||m-2|d_2, \mathbf{p}), \quad m = 1, 2, 3, \quad (4.1)$$

необхідно розв'язати кінетичне рівняння Больцмана для функції розподілу електронів $f_m(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ у кожному шарі тришарової плівки

$$f_m(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = f_0(\epsilon_m) - \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon_m} \Psi_m(\mathbf{r}, \mathbf{p}), \quad (4.2)$$

яке в τ - наближенні для інтеграла зіткнення має вигляд:

$$\frac{\partial \Psi_m}{\partial t} + \frac{\Psi_m}{\tau_m} = e \mathbf{v}_m \mathbf{E} \equiv g_m(\mathbf{p}). \quad (4.3)$$

У формулах (4.1) – (4.3) індекс m визначає номер шару металу в сандвічі; e , \mathbf{r} і \mathbf{p} – заряд, координата і квазіімпульс носія заряду; \mathbf{v}_m і ϵ_m – його швидкість та енергія; h – стала Планка; $f_0(\epsilon_m)$ – фермівська функція розподілу; $t = x/v_x$ – час руху носія заряду по траєкторії.

Величина τ_m у кінетичному рівнянні (4.3) має зміст середнього часу вільного пробігу між двома актами об'ємного розсіювання носіїв заряду й описує релаксацію електронного потоку на домішках, теплових коливаннях решітки та на межах зерен, і у рамках модифікованої моделі МШ має наступний вигляд [44]:

$$\frac{1}{\tau_m} = \frac{1}{\tau_{0m}} \left\{ 1 + \alpha_m \frac{p_F}{|p_{ym}|} \right\}, \quad (4.4)$$

де τ_{0m} – характерний час релаксації носіїв заряду відносно їх пружних стикань у об'ємі зразка, тобто час, за який „стирається” пам'ять електрона про минуле. Другий доданок у дужках формули (4.4) враховує розсіювання електронів на міжкристалітних межах, p_{ym} – нормальна межах зерен компонента квазіімпульсу електрона. Зерномежовий параметр $\alpha_m = \frac{l_m}{L_m} \frac{R_m}{1 - R_m}$, з одного боку, у залежності від знаку нерівності між l_m та L_m визначає структуру зразка, з іншого боку – характер взаємодії носіїв заряду з міжкристалітними межами, L_m – середній розмір кристалітів у площині шару металу, R_m – ймовірність розсіювання електронів на межах зерен.

Загальним розв'язком кінетичного рівняння (4.3) є функція

$$\Psi_m(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = F_m e^{\frac{\lambda_m - t}{\tau_m}} + \int_{\lambda_m}^t dt' g_m(\mathbf{p}) e^{-\frac{t' - t}{\tau_m}}, \quad (4.5)$$

де λ_m – момент часу останнього відбиття носія заряду зовнішніми поверхнями тришарової плівки ($x_s = -d_1, d_0$) або межами поділу шарів металу ($x_s = 0, d_2$):

$$\lambda_m = t - \left| \frac{x - x_s}{v_{xm}} \right|. \quad (4.6)$$

Для простоти будемо вважати, що закон дисперсії для електронів у кожному шарі сандвіча квадратичний та ізотропний. У цьому випадку перенормування хімічного потенціалу носіїв заряду після взаємодії із зовнішніми межами [157] та МПШ відсутня [158] і граничні умови для функції $\Psi_m(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ (4.5), що дозволяють знайти функції F_m , мають вигляд [108,158]:

$$\Psi_j^{sj}(s_n d_{0,5|3-j}, \mathbf{p}) = q_j \Psi_j^{sn}(s_n d_{0,5|3-j}, \mathbf{p}'), \quad j \neq n = 1, 3, \quad (4.7)$$

$$\Psi_j^{sn}(0,5(j-1)d_2, \mathbf{p}) = P_{j2} \Psi_j^{sj}(0,5(j-1)d_2, \mathbf{p}') + Q_{2j} \Psi_2^{sn}(0,5(j-1)d_2, \mathbf{p}'), \quad (4.8)$$

$$\Psi_2^{sj}(0,5(j-1)d_2, \mathbf{p}) = P_{2j} \Psi_2^{sn}(0,5(j-1)d_2, \mathbf{p}') + Q_{j2} \Psi_j^{sj}(0,5(j-1)d_2, \mathbf{p}'). \quad (4.9)$$

Тут $q_j = \text{const}$ – імовірності дзеркального розсіяння електрона j -ю зовнішньою поверхнею провідника ($j = 1, 3$); $P_{j2}(P_{2j})$ – ймовірності дзеркального розсіяння носіїв заряду на межі поділу між j -м та 2-м (і навпаки) шарами металу; $Q_{2j}(Q_{j2})$ – ймовірності проходження електрона з 2-го шару металу в j -й шар (і навпаки) без розсіяння. Квазіімпульси \mathbf{p} , \mathbf{p}' і \mathbf{p}'' зв'язані умовами збереження енергії та тангенційної по відношенню до зовнішніх меж та інтерфейсів компоненти квазіімпульсу; $s_j = \text{sign } v_{xj}$ – вказує знак нормальної до зовнішньої поверхні та МПШ складової швидкості v_{xj} носіїв заряду.

Підставляючи функції $\Psi_m(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ у формі (4.5) у граничні умови (4.7)-(4.9) отримаємо систему з 6 лінійних алгебраїчних рівнянь відносно F_m^\pm . Знаючи функції розподілу $\Psi_m(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ у кожному шарі тришарової плівки можна розрахувати густину струму \mathbf{J} (4.1). Порівнюючи результати розрахунку з феноменологічним співвідношеннями для \mathbf{J}

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}, \quad (4.10)$$

отримаємо загальний вираз для коефіцієнта питомої електропровідності σ сандвіча з полікристалічною структурою:

$$\sigma = \frac{1}{d} \sum_{m=1}^3 d_m \sigma_{0m} \Phi_m. \quad (4.11)$$

Тут σ_{0m} – питома провідність масивного металу ($d_m \rightarrow \infty$) з монокристалічною структурою, час релаксації у якому дорівнює τ_{0m} , а розмірні функції Φ_m мають такий вигляд:

$$\Phi_m = f(\alpha_m) - \frac{3}{\pi k_m} \int_0^{\pi/2} d\phi \cos^2 \phi \int_0^1 dx \frac{(x - x^3)(1 - E_m)}{H_m^2} G_m, \quad (4.12)$$

$$\begin{aligned} G_j = 2 - \frac{1}{\Delta} \{ & (1 - q_n P_{n2} E_n^2) [(1 + q_j E_j)(P_{j2}(1 - E_j) + Q_{2j} \tau_{2,j}(1 - E_2)(1 + P_{2n} E_2) + \\ & + Q_{2j} Q_{n2} \tau_{n,j} E_2(1 - E_2)) + q_j(1 - E_j)(1 + P_{j2} E_j)] + \\ & + q_n Q_{2j} Q_{n2} \tau_{n,j} E_2 E_n (1 + q_j E_j) [(1 - E_n)(1 + P_{n2} E_n) + Q_{2n} \tau_{2,n} E_n(1 - E_2)] - \\ & - A_n (1 - E_j) E_2^2 [q_j P_{2j} - (Q_{j2} Q_{2j} - P_{j2} P_{2j})(1 + 2q_j E_j)] \}, \quad j \neq n = 1, 3, \quad (4.13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} G_2 = 2 - \frac{1}{\Delta} \{ & (1 - q_1 P_{12} E_1^2)(1 - q_3 P_{32} E_3^2) [Q_{12} \tau_{1,2}(1 - E_1)(1 + P_{23} E_2) + \\ & + (P_{21} + P_{23} + 2P_{21} P_{23} E_2)(1 - E_2) + Q_{32} \tau_{3,2}(1 - E_3)(1 + P_{21} E_2)] + \end{aligned}$$

$$+ \sum_{j \neq n} q_j Q_{j2} E_j \left[(1 - q_n P_{n2} E_n^2 + A_n E_2) (\tau_{j,2} (1 - E_j) (1 + P_{j2} E_j) + Q_{2j} E_j (1 - E_2)) + \right. \\ \left. + Q_{2j} E_j (1 - E_2) (1 - q_n P_{n2} E_n^2) (P_{2n} (1 - E_2) + Q_{n2} \tau_{n,2} (1 - E_n)) \right], \quad (4.14)$$

$$\Delta = (1 - q_1 P_{12} E_1^2) (1 - q_3 P_{32} E_3^2) - A_1 A_3 E_2^2; \quad A_j = P_{2j} + q_j (Q_{j2} Q_{2j} - P_{j2} P_{2j}) E_j^2 \\ E_m = \exp \left\{ -\frac{k_m H_m}{x} \right\}, \quad k_m = \frac{d_m}{l_m}, \quad H_m = 1 + \frac{\alpha_m}{\cos \varphi \sqrt{1 - x^2}}, \quad \tau_{n,j} = \frac{\tau_{0n} H_j}{\tau_{0j} H_n}, \quad \tau_{2,j} = \frac{\tau_{02} H_j}{\tau_{0j} H_2}. \quad (4.15)$$

Отриманий загальний аналітичний вираз для розмірних функцій (4.12) (і, відповідно, для провідності сандвіча (4.11)) можна спростити для граничних значень параметрів k_m та α_m . Якщо шари металу, з яких складається тришарова плівка, товсті ($k_m \gg 1$), то експоненти, що містяться у формулі (4.12) малі і ними можна знехтувати. Виконавши інтегрування, одержимо наступні формули для розмірних функцій Φ_m , які виконуються при довільних значеннях параметрів дзеркальності та зерномежових параметрів α_m :

$$\Phi_j = f(\alpha_j) - \frac{3}{16k_j} \left\{ (2 - q_j - P_{j2}) \Gamma_{jj} - Q_{2j} \tau_{02,j} \Gamma_{j2} \right\}, \quad (4.16)$$

$$\Phi_2 = f(\alpha_2) - \frac{3}{16k_2} \left\{ (2 - P_{21} - P_{23}) \Gamma_{12} - Q_{32} \tau_{03,2} \Gamma_{32} \right\}. \quad (4.17)$$

Тут функції Γ_{jj} і Γ_{j2} мають наступний вигляд [194,195]:

$$\Gamma_{jj} = 1 - \frac{32}{3\pi} \alpha_j + 12\alpha_j^2 + \frac{16}{\pi} \left\{ 5 - (4 - 5\alpha_j^2) I_j \right\} \alpha_j^3 - 40\alpha_j^4, \\ \Gamma_{j2} = 1 - \frac{16}{3\pi} \left\{ \alpha_j + \alpha_2 - \frac{3\pi}{4} (\alpha_j^2 + \alpha_j \alpha_2 + \alpha_2^2) - 3(\alpha_j^3 + \alpha_j^2 \alpha_2 + \alpha_j \alpha_2^2 + \alpha_2^3) + \right. \\ \left. + \frac{3\pi}{2} (\alpha_j^4 + \alpha_j^3 \alpha_2 + \alpha_j^2 \alpha_2^2 + \alpha_j \alpha_2^3 + \alpha_2^4) + \frac{3}{\alpha_j - \alpha_2} \left[\alpha_j^4 (1 - \alpha_j^2) I_j - \alpha_2^4 (1 - \alpha_2^2) I_2 \right] \right\},$$

$$I_m = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{1-\alpha_m^2}} \ln \frac{1+\sqrt{1-\alpha_m^2}}{\alpha_m}, & \alpha_m \leq 1, \\ \frac{\arccos\left(\frac{1}{\alpha_m}\right)}{\sqrt{\alpha_m^2-1}}, & \alpha_m > 1. \end{cases}$$

Якщо ширина кристалітів L_m у шарах металу значно більша за довжину вільного пробігу електронів l_m ($L_m \gg l_m$) або міжкристалітні межі майже прозорі для носіїв заряду ($R_m \ll 1$), то значення зерномежових параметрів $\alpha_m \ll 1$. У разі виконання протилежної нерівності $\alpha_m \gg 1$, зразок має або дрібнозернисту структуру ($L_m \ll l_m$), або межі зерен майже непрозорі для електронів ($1 - R_m \ll 1$). Для цих граничних випадків параметрів α_m , формули (4.16) та (4.17) суттєво спрощуються і, відповідно, набувають такого вигляду:

$$\Phi_j = 1 - \frac{3}{2}\alpha_j - \frac{3}{16k_j} \left\{ (2 - q_j - P_{j2}) \left(1 - \frac{32}{3\pi} \alpha_j \right) - Q_{2j} \tau_{02,j} \left(1 - \frac{16}{3\pi} (\alpha_j + \alpha_2) \right) \right\}, \quad (4.18)$$

$$\Phi_2 = 1 - \frac{3}{2}\alpha_2 - \frac{3}{16k_2} \left\{ (2 - P_{21} - P_{23}) \left(1 - \frac{16}{3\pi} (\alpha_1 + \alpha_2) \right) - Q_{32} \tau_{03,2} \left(1 - \frac{16}{3\pi} (\alpha_3 + \alpha_2) \right) \right\},$$

$\alpha_m \ll 1, \quad (4.19)$

$$\Phi_j = \frac{3}{4\alpha_j} \left\{ 1 - \frac{1}{8k_j \alpha_j} \left[(2 - q_j - P_{j2}) \left(1 - \frac{512}{105\pi\alpha_j} \right) - Q_{2j} \tau_{02,j} \frac{\alpha_j}{\alpha_2} \left(1 - \frac{256(\alpha_j + \alpha_2)}{105\pi\alpha_j \alpha_2} \right) \right] \right\},$$

$$\Phi_2 = \frac{3}{4\alpha_2} \left\{ 1 - \frac{1}{8k_2 \alpha_1 \alpha_2} \left[(2 - P_{21} - P_{23}) \left(1 - \frac{512(\alpha_1 + \alpha_2)}{105\pi\alpha_1 \alpha_2} \right) - Q_{32} \tau_{03,2} \frac{\alpha_1}{\alpha_3} \left(1 - \frac{256(\alpha_3 + \alpha_2)}{105\pi\alpha_3 \alpha_2} \right) \right] \right\},$$

$\alpha_m \gg 1. \quad (4.21)$

У випадку, коли товщини шарів d_m значно менші за довжину вільного пробігу електронів l_m ($k_m \ll 1$), то для функцій Φ_m можна отримати наступні наближенні вирази:

$$\Phi_m = \frac{3}{4} \Phi_m^* k_m \begin{cases} \ln \frac{1}{k_m}, & \alpha_m \leq k_m, \\ \ln \frac{1}{k_m} - \frac{4}{\pi} \alpha_m, & k_m < \alpha_m \ll 1, \\ \ln \frac{1}{\alpha_m k_m}, & 1 < \alpha_m \ll \frac{1}{k_m}, \end{cases} \quad (4.22)$$

$$\Phi_j^* = \frac{(1+q_j)}{(1-q_j P_{j2})(1-q_n P_{n2}) - B_j B_n} \left\{ (1+P_{j2})(1-q_n P_{n2}) - B_n (P_{2j} - (Q_{j2} Q_{2j} - P_{j2} P_{2j})) + \right. \\ \left. + (1+q_n) Q_{2j} Q_{n2} d_{n,j} + d_{2,j} Q_{2j} ((1+P_{2n})(1-q_n P_{n2}) + q_n Q_{n2} Q_{2n}) \right\} \quad (4.23)$$

$$\Phi_2^* = \frac{1}{(1-q_1 P_{12})(1-q_3 P_{32}) - B_1 B_3} \left\{ (1-q_1 P_{12} + B_1)(1-q_3 P_{32} + B_3) + \right. \\ \left. + d_{2,1} Q_{12} (1+q_1)(1-q_3 P_{32} + B_3) + d_{3,2} Q_{32} (1+q_3)(1-q_1 P_{12} + B_1) \right\}, \\ B_j = P_{2j} + q_j (Q_{j2} Q_{2j} - P_{j2} P_{2j}), \quad (4.24)$$

де $d_{n,j} = \frac{d_n}{d_j}$, $d_{2,j} = \frac{d_2}{d_j}$, – відношення товщин шарів сандвіча.

Таким чином ми отримали загальний (4.11) та асимптотичні (4.16)-(4.24) вирази для провідності металеві тришарової плівки. Подальший аналіз електропровідності (опору) сандвіча можливий лише на основі чисельного розрахунку.

4.1.2. Чисельний розрахунок

Для проведення чисельного розрахунку, питомий опір металевого сандвіча зручно записати у вигляді

$$\frac{\rho}{\rho_{01}} = \frac{1 + d_{2,1} + d_{2,3}}{\Phi_1 (1 + D_{2,1} + D_{3,1})}, \quad (4.25)$$

$$\text{де } D_{2,1} = \frac{d_2 \sigma_{02} \Phi_2}{d_1 \sigma_{01} \Phi_1}, D_{3,1} = \frac{d_3 \sigma_{03} \Phi_3}{d_1 \sigma_{01} \Phi_1}.$$

Криві, наведені на рис. 4.1, отримані числовим розрахунком за загальною формулою (4.25) та ілюструють залежність нормованого на об'ємне значення опору базового шару металу ρ_{01} від відношення товщини d_2/d_1 (d_2 – товщина прошарку) при різних значеннях параметрів, які характеризують сандвіч. У формулі (4.25) незалежними є параметри дзеркальності та параметри: $k_1 = \text{const}$, $l_{1,2} = \text{const}$, $l_{1,3} = \text{const}$, $d_{1,3} = \text{const}$, $\alpha_m = \text{const}$. Інші параметри можна виразити через вищезазначені параметри наступним чином: $k_2 = d_{2,1} k_1 l_{1,2}$, $l_{3,2} = l_{1,2}/l_{1,3}$ тощо. Також для простоти будемо вважати, що виконуються наступні рівності:

$$q_j = q_n = q, P_{2j} = P_{j2} = P, Q_{2j} = Q_{j2} = Q. \quad (4.26)$$

Отримані залежності $\rho(d_2/d_1)$ показують, що величина питомого опору провідника в області малих значень $d_2/d_1 \ll 1$ визначається характером взаємодії носіїв заряду з внутрішніми та зовнішніми межами зразка. Якщо відношення товщин сусідніх шарів металу $d_2/d_1 \gg 1$, то $\rho(d_2/d_1)$ асимптотично прямує до відношенням своїх об'ємних значень. У випадку, коли $d_1 \sim d_2$ на залежності $\rho(d_2/d_1)$ виникає максимум, який обумовлений дифузним характером взаємодії носіїв заряду з інтерфейсами провідника. Зі зростанням ймовірності проходження електронів у сусідній шар без розсіяння (рис. 4.1 а), товщини базового шару металу (рис. 4.1 б), товщини покриваючого шару металу d_3 (рис. 4.1 в) та зерномежового параметра α_m (рис. 4.1 г) вказаний максимум вироджується і опір сандвіча монотонно змінюється зі зміною товщини прошарку.

Для інтерпретації результатів числового розрахунку будемо вважати, що зовнішні поверхні та інтерфейси дифузним чином розсіюють електрони ($q_j = P_{j2} = P_{2j} = 0$).

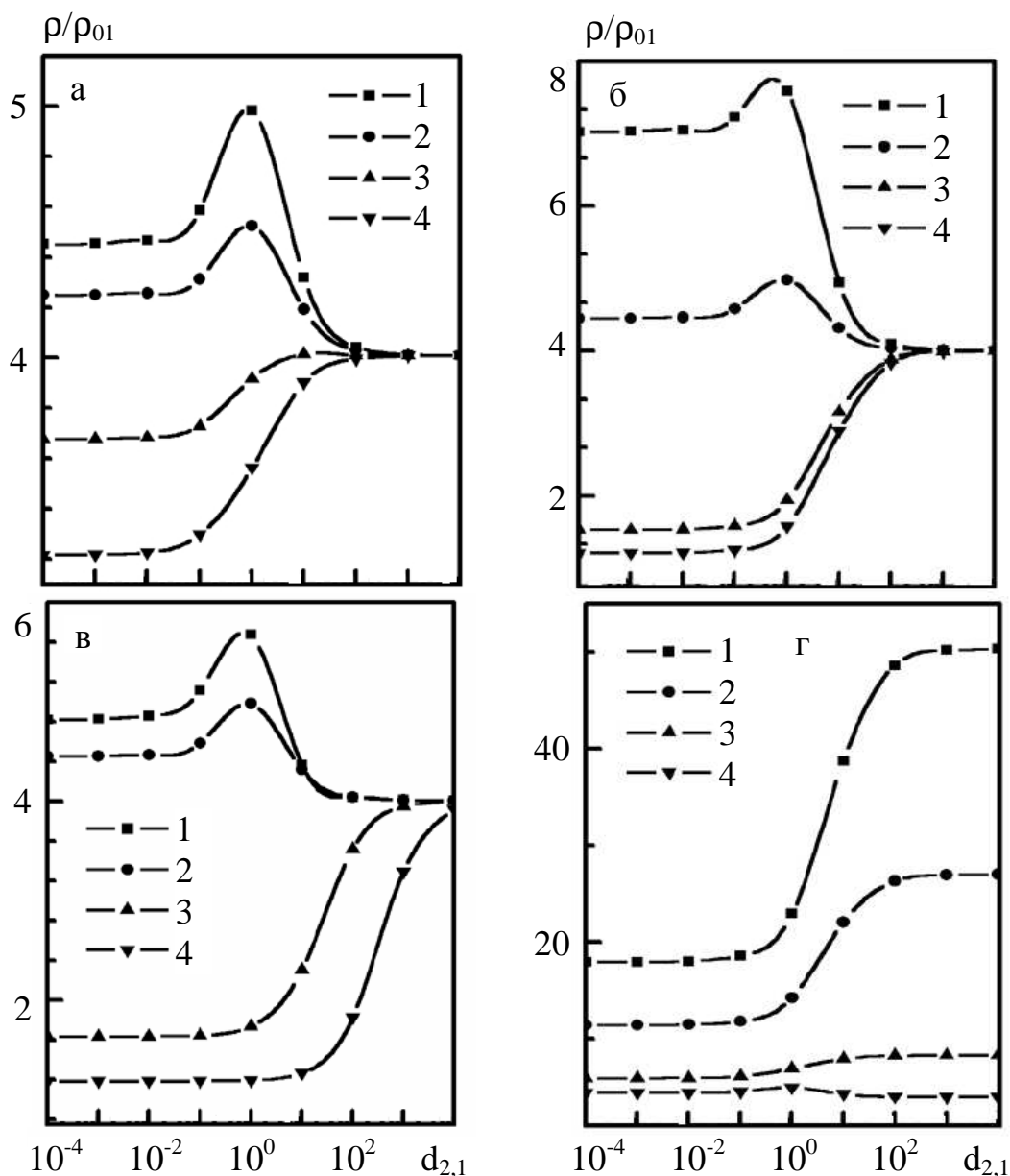


Рис. 4.1. Залежність питомого опору полікристалічної тришарової плівки від товщини прошарку d_2 нормованого на товщину базового шару металу d_1 , при таких значеннях параметрів:

- а) $q = P = 0,1$, $k_1 = 0,1$, $l_{1,2} = 3,5$, $l_{1,3} = 1$, $d_{3,1} = 1$, $\alpha_m = 0,1$, $1 - Q = 0,1$, $2 - Q = 0,3$, $3 - Q = 0,6$, $4 - Q = 0,8$;
- б) $q = Q = P = 0,1$, $l_{1,2} = 3,5$, $l_{1,3} = 1$, $d_{3,1} = 1$, $\alpha_m = 0,1$, $1 - k_1 = 0,05$, $2 - k_1 = 0,1$, $3 - k_1 = 1$, $4 - k_1 = 5$;
- в) $q = Q = P = 0,1$, $l_{1,2} = 3,5$, $l_{1,3} = 1$, $k_1 = 0,1$, $\alpha_m = 0,1$, $1 - d_{3,1} = 0,01$, $2 - d_{3,1} = 1$, $3 - d_{3,1} = 10$, $4 - d_{3,1} = 20$;
- г) $q = Q = P = 0,1$, $l_{1,2} = 3,5$, $l_{1,3} = 1$, $k_1 = 0,1$, $d_{3,1} = 1$, $1 - \alpha_m = 0,1$, $2 - \alpha_m = 1$, $3 - \alpha_m = 5$, $4 - \alpha_m = 10$

4.1.3 Апробація аналітичних співвідношень

Співвідношення (4.18) та (4.19) були використані для розрахунку величини опору сандвіча, при цьому для розрахунку використовувалися значення параметрів електроперенесення (l_0 , R , ρ_∞) для одношарових плівок Co і Cu , наведені у роботі [161]. Проблема полягає у визначенні коефіцієнтів розсіювання (P) та проходження (Q) межі поділу шарів, які користуючись експериментальними даними знайти практично неможливо. Враховуючи, що межі зерен і межі поділу окремих шарів представляють ідентичні розсіюючі центри носіїв заряду, можна з певною похибкою для розрахунків використати замість P і Q коефіцієнти розсіювання (R) і проходження (r) меж зерен, як це було зроблено авторами [159, 160]. Необхідно відмітити, що замість величини ρ_0 нами була використана величина $\rho_\infty = \lim_{d \rightarrow \infty} \rho_0$ – питомий опір масивного зразка з таким же типом дефектів і їх концентрацією, як у плівці. У таблиці 4.1 представлені експериментальні та розрахункові значення питомого опору для тришарових плівок $Co/Cu/Co$ з різними товщинами шарів. Як видно з таблиці, експериментальні та розрахункові значення досить добре співпадають при значеннях $P = 0,15$, $Q = 0,85$ для Cu та $P = 0,2$, $Q = 0,8$ для Co . Незначна відмінність результатів, можливо, пов'язана з невиконанням допущення, що l_0 та ρ_∞ не залежать від розміру зерна та неврахуванням зерномежової дифузії. Слід звернути увагу також на відносно великі значення питомого опору для плівок з верхнім шаром Co , де $d_3 \approx 5$ нм. Причиною цього може бути те, що Co є острівцеве покриття, яке призводить до порушення періодичного характеру мікрорельєфу поверхні [162]. Зростання острівців у суцільний шар викликає зменшення питомого опору плівкової системи. Цей висновок узгоджується з даними роботи [163], де було досліджено розсіювання електронів на межі поділу в епітаксціальних плівках $Cu/(111)Si$ та $Co/(111)Si$ з тонким покриттям Co і Cu відповідно.

На рис. 4.2 представлена експериментальна (крива 1) та розрахункова (крива 2) залежності ρ/ρ_{01} (нормованого на об'ємне значення опору базового шару металу ρ_{01}) від відношення товщини $d_{2,1}$ (d_2 – товщина прошарку). Як видно з цього рисунка, у випадку, коли ефективна товщина прошарку досить мала ($d_2 < 3$ нм), на залежностях $\rho(d_{2,1})$ спостерігається слабо виражений максимум, обумовлений дифузним характером взаємодії носіїв заряду з інтерфейсами провідника. При подальшому збільшенні d_2 залежність монотонно спадає. Експериментальна залежність якісно співпадає з розрахунковою (рис. 4.2).

Таким чином, розмірна залежність опору металевих сандвічів з полікристалічною структурою суттєво відрізняється від аналогічної залежності для полікристалічних плівок. В області малих значень $d_{2,1}$ числове значення питомого опору визначається характером взаємодії носіїв заряду із зовнішніми границями та інтерфейсами провідника. Зі зростанням товщини прошарку так, що $d_2 \sim d_1$ на залежності $\rho(d_{2,1})$ виникає максимум, зумовлений дифузним розсіянням електронів границями сандвіча, оскільки, зокрема зі зростанням дзеркального проходження носіїв заряду у сусідні шари металу, максимум вироджується і питомий опір монотонним чином змінюється зі зростанням товщини зразка. Апробація отриманих аналітичних співвідношень показала, що експериментальні дані узгоджуються з розрахунковими з точністю до 20%.

4.2. Температурні залежності питомого опору та ТКО [126, 177]

Система Co/Cu(Ag)/Co. Розглянемо отримані експериментальні результати дослідження температурних залежностей питомого опору та ТКО.

Питомий опір ρ невідпалених тришарових плівок Co/Cu(Ag)/Co ($T = 300$ К) лежить у межах від $3 \cdot 10^{-7}$ Ом·м до $20 \cdot 10^{-7}$ Ом·м (залежно від товщини шарів), що більш ніж на порядок перевищує значення ρ_0 чистих металів у масивному стані (для Co $\rho_0 = 6,24 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, $\beta_0 = 6,04 \cdot 10^{-3}$ К⁻¹, для Cu $\rho_0 = 1,7 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, $\beta_0 = 4,3 \cdot 10^{-3}$ К⁻¹ і для Ag $\rho_0 = 1,46 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, $\beta_0 = 4,03 \cdot 10^{-3}$ К⁻¹ [164]).

Таблиця 4.1

Порівняння експериментальних і розрахункових значень питомого опору

Плівка (d, нм)	Питомий опір $\times 10^8$ Ом·м		
	експер. дані	розрах. дані	$\frac{\rho_{\text{експ}} - \rho_{\text{розрах}}}{\rho_{\text{експ}}}, \%$
Co(30)/Cu(5)/Co(30)/П	25	22,5	10
Co(30)/Cu(10)/Co(30)/П	14,5	17,5	20
Co(5)/Cu(10)/Co(30)/П	30	28,8	4
Co(70)/Cu(10)/Co(30)/П	22	20,7	6
Co(30)/Cu(20)/Co(30)/П	12	12,5	4
Co(5)/Cu(30)/Co(30)/П	25	23,7	5
Co(30)/Cu(30)/Co(30)/П	11	12,5	14
Co(70)/Cu(30)/Co(30)/П	17	16,3	4
Co(30)/Cu(50)/Co(30)/П	10	12	20

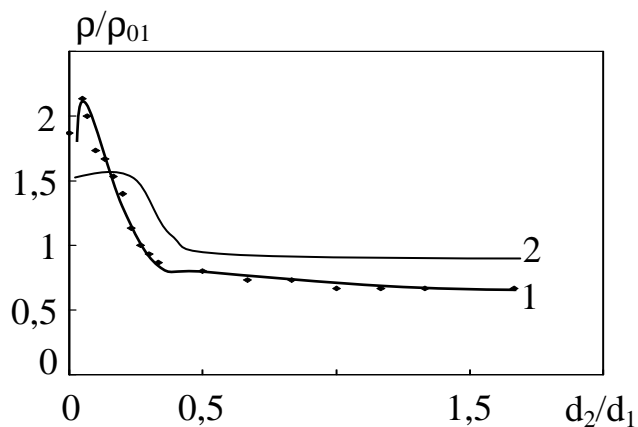


Рис. 4.2. Експериментальна (1) та розрахункова (2) розмірні залежності питомого опору тришарової плівкової структури Co/Cu/Co, ρ_{01} – об'ємне значення опору базового шару

Цю відмінність можна пояснити розмірним фактором, але, як правило, розмірні ефекти електропровідності істотно проявляються при $d < 10$ нм [7, 165, 166]. Очевидно, такий значний питомий опір для невідпалених плівок у першу чергу обумовлений дефектною структурою самих шарів (відносно велика концентрація вакансій і дефектів пакування), наявністю дефектів на границі поділу шарів і дуже малими розмірами кристалітів.

Тришарові плівки відпалювались за схемою “нагрівання – витримка – охолодження” при різних температурах. Залежність питомого опору від температури відпалювання для тришарових плівок Co/Cu/Co і Co/Ag/Co проілюстрована на рис. 4.3. Як видно з цього рисунка, при відпалюванні спостерігається необоротне зменшення опору внаслідок “заліковування” дефектів і збільшення розмірів кристалітів. Ця особливість проявляється також у одношарових плівках і пов’язана з дефектами кристалічної структури. У випадку одношарових плівок процес «заліковування» дефектів описується теорією Венда (див., наприклад, [129]), використовуючи яку можна визначити енергію активації (E_m) «заліковування» дефектів. Для кобальту $E_m = 0,75-0,98$ еВ. Необхідно відзначити, що для плівок з $d_{Cu} = 2 \div 10$ нм спостерігається істотне зменшення ρ в результаті відпалювання. Для цих плівок, відпалених при температурі 700 К, опір зменшується у 4-5 разів. Для плівок з більш товстими немагнітними прошарками ($d_{Cu} > 10$ нм, $d_{Ag} > 20$ нм) спостерігається менш істотне зменшення опору після відпалювання при 700 К (у 1,5-2 рази).

Така поведінка питомого опору при відпалюванні для плівок з різною d_{Cu} та d_{Ag} можна пояснити різною дефектністю плівок Co, Cu та Ag. При збільшенні товщини менш дефектних у невідпаленому стані прошарків, очевидно, зменшується необоротне падіння опору тришарових плівок при відпалюванні. Також слід враховувати при цьому дифузійні процеси та наявність (або відсутність) неперервності немагнітного шару.

Для плівок, відпалених при $T_{відп} = 700$ К протягом 30 хвилин, спостерігається повна стабілізація електричних властивостей. Надалі, якщо не

буде спеціальних застережень, то графіки й розрахунки будуть приведені тільки для плівок, які пройшли таку термообробку.

На рис. 4.4 та рис. 4.5 як ілюстрація представлені типові температурні залежності питомого електроопору і ТКО для плівок Co/Cu/Co та Co/Ag/Co. У температурному інтервалі 150-600 К фіксується квадратична по температурі залежність $\rho(T)$. Скоріш за все, ця залежність обумовлена електрон-магнетонною взаємодією.

На наведених залежностях $\beta(T)$ для плівок з тонкими прошарками можна вказати три характеристичні точки (температура Дебая кобальту (460-470 К) і температури θ_1 й θ_2 для кобальту 590 й 180 К, відповідно), у яких спостерігаються особливості. Ці особливості на залежності визначаються температурним ходом ρ . Аналогічні результати для плівок чистого кобальту в інтервалі температур 90-690 К детально проаналізовані в роботі [167]. У цій роботі показано, що на залежності $\rho(T)$ для плівок Co поблизу температур θ_1 і θ_2 спостерігається відповідно злам і перегин при переході від залежності $\rho \sim T^3(\theta_2)$ до $\rho \sim T^2(\theta_2)$ і від $\rho \sim T^2(\theta_1)$ до $\rho \sim T(\theta_1)$. Також відзначено, що інтервал температур, де $\rho \sim T^2$, збільшується по мірі зменшення товщини зразків. У випадку тришарових плівок можливо також збільшення згаданого інтервалу температур за рахунок наявності немагнітного прошарку. Для плівок з більш товстими прошарками особливості в характеристичних точках практично не спостерігаються. Слід зазначити, що ТКО є більш чутливим ніж електроопір до аномалій на температурній залежності.

Кутовий коефіцієнт dR/dT залежно від співвідношення товщин шарів кобальту і міді, кобальту і срібла може змінюватися $(18-2) \times 10^{-2}$ Ом/К. Таку відмінність ми пов'язуємо з різною величиною термічних макронапруг на границі поділу шарів.

Результати, наведені в таблиці 4.2, дають можливість простежити зменшення значення похідної dR/dT при збільшенні товщини прошарків ($2d_{Co} = 60$ нм). Дане явище було описане на основі проведених досліджень одношарових плівок у роботі [168]. Згідно з результатами даної роботи

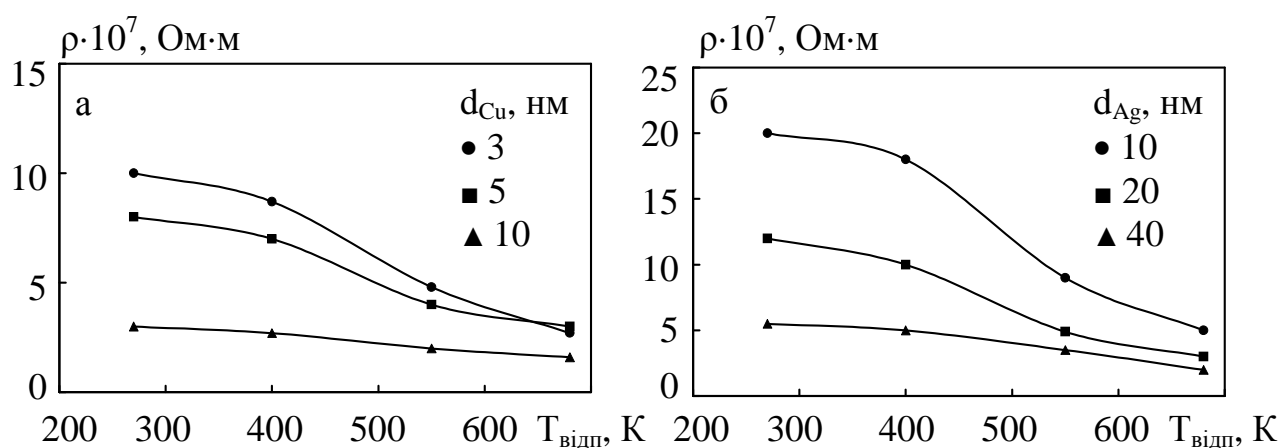


Рис. 4.3. Залежність питомого електроопору від температури відпалювання протягом 1 циклу нагріву для тришарових плівок Co/Cu/Co (а) та Co/Ag/Co (б) з різними товщинами немагнітних прошарків ($d_{Co} = 30$ нм)

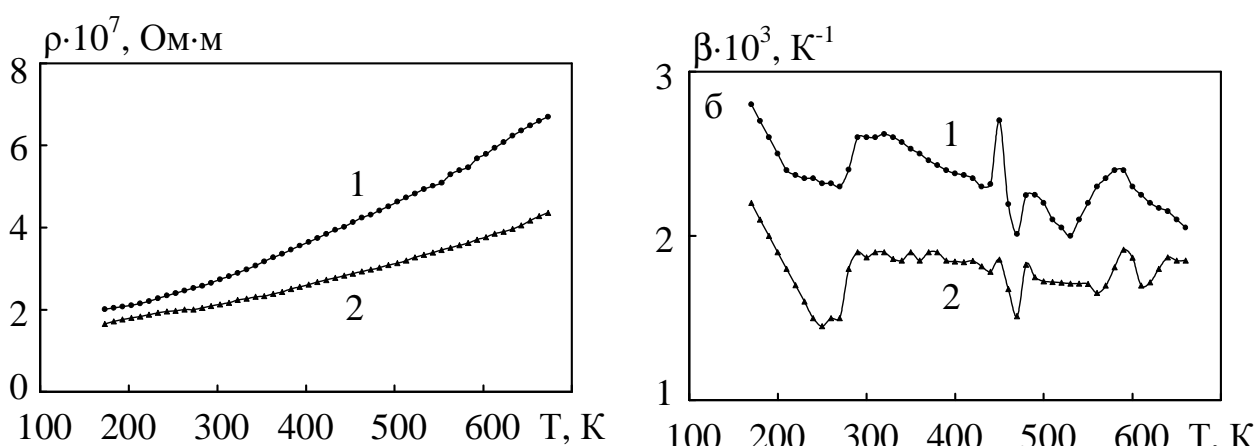


Рис. 4.4. Температурна залежність питомого опору (а) та ТКС (б) для плівок Co/Cu/Co (1: $d_{Co} = 30$ нм, $d_{Cu} = 2$ нм; 2: $d_{Co} = 25$ нм, $d_{Cu} = 10$ нм)

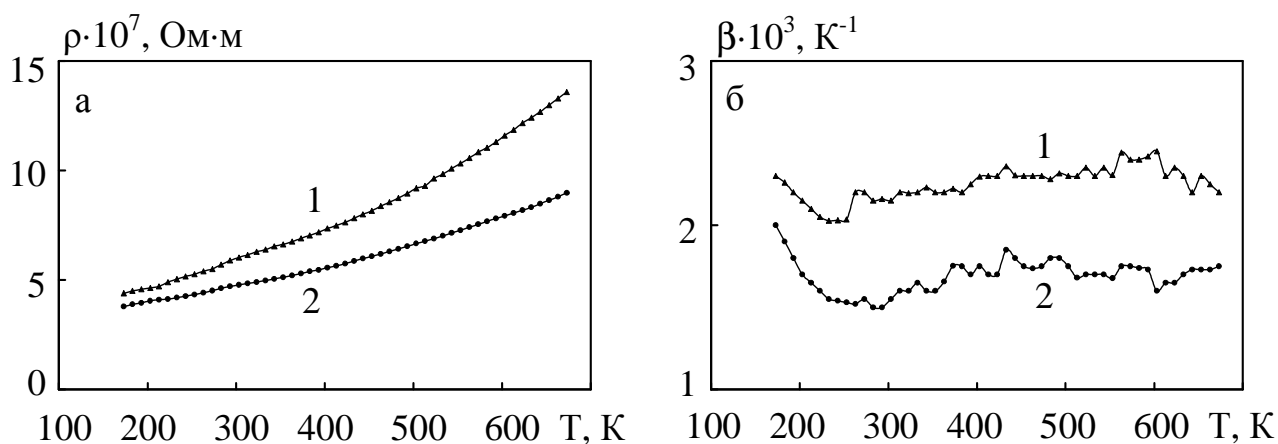


Рис. 4.5. Температурна залежність питомого опору (а) та ТКС (б) для плівок Co/Ag/Co (1: $d_{Co} = 35$ нм, $d_{Ag} = 5$ нм; 2: $d_{Co} = 25$ нм, $d_{Ag} = 25$ нм)

Таблиця 4.2

**Залежність dR/dT від d_{Cu} и d_{Ag} для плівок Co/Cu/Co та Co/Ag/Co
($d_{Co}=30$ нм $\Delta T = 580-680$ К)**

Co/Cu/Co	d_{Cu} , нм	5	10	20	30	50
	$dR/dT \times 10^2$, Ом/К	10	5	2,5	2,2	2
Co/Ag/Co	d_{Ag} , нм	5	10	20	30	50
	$dR/dT \times 10^2$, Ом/К	18	15	9	6,5	5

збільшення dR/dT із зменшенням товщини зразків пояснюється підсиленням електрон-фононої взаємодії зі зменшенням товщини плівки [202]. Основними причинами цього є структурні напруги кристалів, які обумовлюють збільшення константи електрон-фононої взаємодії, зміщення фононного спектра до області більш високих частот, збільшення щільності фононних і електронних станів у результаті зменшення температури Дебая та енергії Фермі для зразків малої товщини, значний зовнішній розмірний ефект.

Система FeNi/Cu(Ag)/FeNi. Згідно з літературними даними, питомий електричний опір масивних зразків пермалою 50Н становить $\rho_0 = 3,5 \cdot 10^{-7}$ Ом·м [169], міді – $\rho_0 = 1,7 \cdot 10^{-8}$ Ом·м. Для невідпалених плівок питомий опір становить $(5-25) \cdot 10^{-7}$ Ом·м залежно від товщини прошарків. Ці значення майже в 10 разів перевищують значення для масивного пермалою даного складу. Великий питомий опір невідпалених плівок у порівнянні з масивними зразками пояснюється як зовнішнім розмірним ефектом, так і значною дефектністю плівок і дуже малими розмірами кристалітів, на що вказують електронно-мікроскопічні дослідження.

На рис. 4.6 у якості ілюстрації подані залежності $\rho(T_{відп})$ для плівок з мідним і срібним прошарками. Як видно з рисунка, для зразків з товщиною прошарків $d_{Cu(Ag)} < 10$ нм внаслідок заліковування дефектів кристалічної структури і збільшення розмірів кристалітів спостерігається необоротне

зменшення питомого опору в процесі відпалювання. Після відпалювання при 700 К питомий опір для цих плівок становить $\rho = (5-10) \cdot 10^{-7}$ Ом·м.

Для зразків з більш товстими прошарками ($d_{\text{Cu(Ag)}} = 10-20$ нм) падіння опору майже не спостерігається. Очевидно, у цьому випадку падіння опору при відпалюванні компенсується його ростом внаслідок утворення високоомних твердих розчинів (рис. 3.5).

При подальшому збільшенні товщини прошарків ($d_{\text{Cu(Ag)}} > 30$ нм) падіння опору спостерігається тільки при низькотемпературному відпалюванні. При підвищенні температури відпалювання спостерігається незначне збільшення опору. Очевидно, у даному випадку зростання опору внаслідок утворення високоомних твердих розчинів вже не компенсується його падінням внаслідок заліковування дефектів і збільшення розмірів кристалітів, що й приводить до росту питомого опору при відпалюванні.

Слід зазначити, що для всіх одношарових плівок міді та пермалою даного складу в інтервалі товщин 10-100 нм спостерігається лише необоротне зменшення питомого опору після відпалювання при температурі 700 К у 2-5 рази.

На рис. 4.7 і рис. 4.8 в якості ілюстрації подані типові температурні залежності питомого електроопору і ТКО для плівок NiFe/Cu/NiFe та FeNi/Ag/FeNi. На наведених залежностях $\beta(T)$ для плівок з тонкими прошарками ніяких особливостей не спостерігається, проте для плівок з більш товстими прошарками ($d_{\text{Cu(Ag)}} > 10$ нм) можна вказати злам залежності, який можна пов'язати з температурою Кюрі. Можна припустити, що у даних системах у процесі відпалювання (взаємної дифузії атомів) утворюється трикомпонентний сплав. Це приводить до зменшення T_C , обумовленого концентраційним (присутність Cu або Ag) і розмірним ефектами. Слід зазначити, що згаданий злам при збільшенні товщини немагнітних прошарків (збільшення концентрації Cu або Ag) зміщується в область нижчих температур. Подібні зміщення температури Кюрі при збільшенні концентрації Cu спостерігали автори [170] для плівок сплаву NiCu.

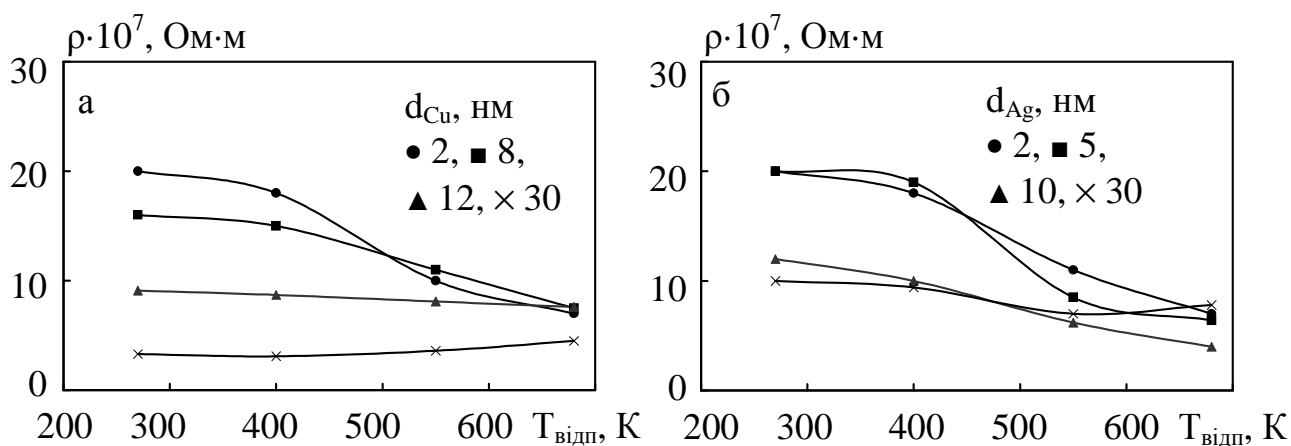


Рис. 4.6. Залежність питомого електроопору від температури відпалювання протягом 1 циклу нагріву для тришарових плівок FeNi/Cu/FeNi (а) FeNi/Ag/FeNi (б) з різними товщинами немагнітних прошарків ($d_{\text{Fe-Ni}} = 30$ нм)

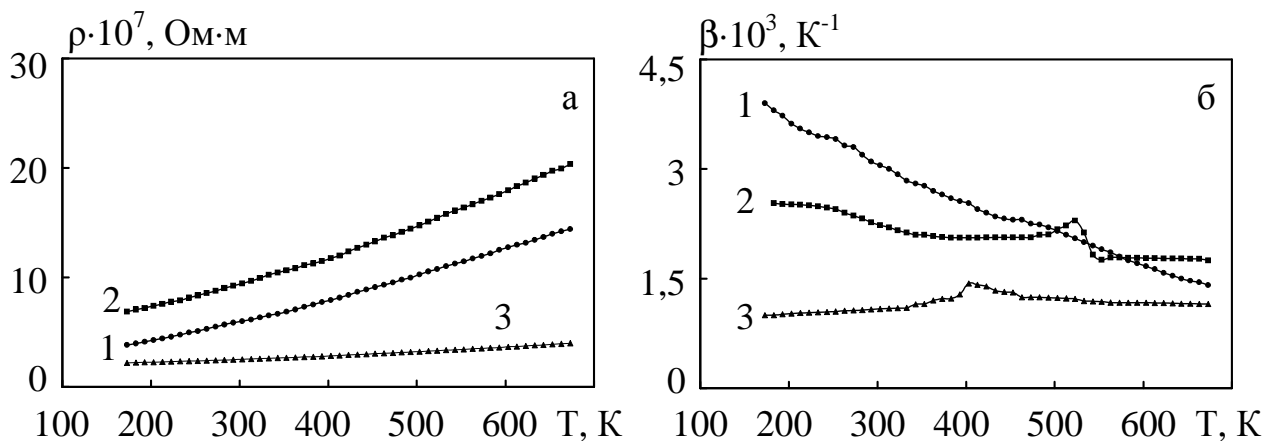


Рис. 4.7. Температурна залежність питомого опору (а) та ТКС (б) для плівок FeNi/Cu/FeNi (1: $d_{\text{FeNi}} = 30$ нм, $d_{\text{Cu}} = 2$ нм; 2: $d_{\text{FeNi}} = 25$ нм, $d_{\text{Cu}} = 10$ нм; 3: $d_{\text{FeNi}} = 30$ нм, $d_{\text{Cu}} = 50$ нм)

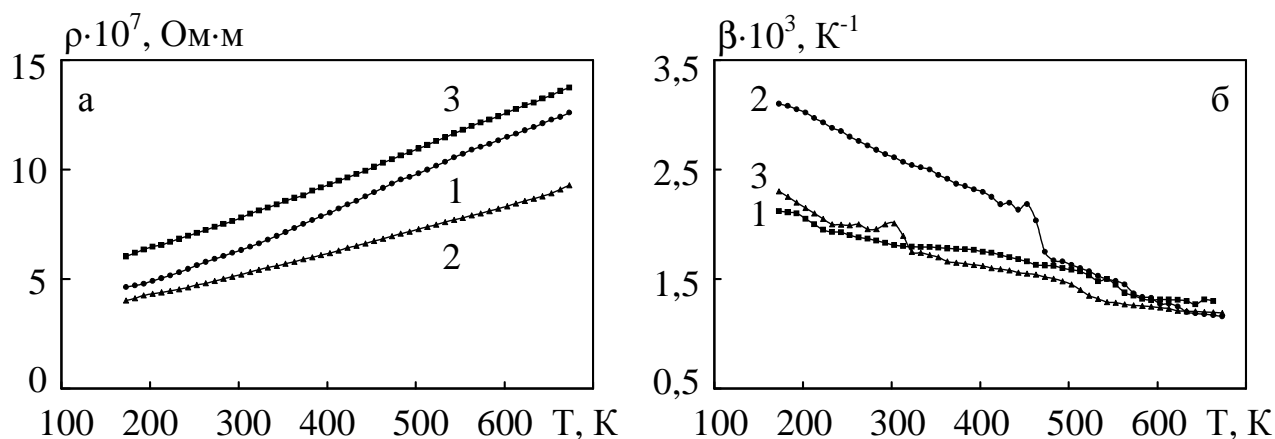


Рис. 4.8. Температурна залежність питомого опору (а) та ТКС (б) для плівок FeNi/Ag/FeNi (1: $d_{\text{FeNi}} = 25$ нм, $d_{\text{Ag}} = 5$ нм; 2: $d_{\text{FeNi}} = 25$ нм, $d_{\text{Ag}} = 10$ нм; 3: $d_{\text{FeNi}} = 30$ нм, $d_{\text{Ag}} = 20$ нм)

Результати, наведені в таблиці 4.3, відповідно до якої спостерігається зменшення значення похідній dR/dT при збільшенні товщини прошарків, подібні до результатів, отриманих для системи Co/Cu/Co. Дане явище було описано вище.

Таблиця 4.3

**Залежність dR/dT від d_{Cu} і d_{Ag} для плівок FeNi/Cu/FeNi та FeNi/Ag/FeNi
($d_{Co}=40$ нм $\Delta T=580-680$ К)**

FeNi/Cu/FeNi	d_{Cu} , нм	5	10	20	30	50
	$dR/dT \times 10^2$, Ом/К	25	20	10	3	2
FeNi/Ag/FeNi	d_{Ag} , нм	5	10	20	30	50
	$dR/dT \times 10^2$, Ом/К	12	10	9	2,5	2

Система FeNi/Cu(Ag)/Co. Залежності $\rho(T_{відп})$ для плівок даної системи подібні до залежностей для систем FeNi/Cu/FeNi та FeNi/Ag/FeNi. На рис. 4.9 подані залежності $\rho(T_{відп})$ для несиметричних систем FeNi/Cu/Co та FeNi/Ag/Co. Для цих систем при малих товщинах прошарку ($d_{Cu,Ag} < 10$ нм) спостерігається також тільки падіння ρ при збільшенні температури відпалювання. Для зразків з $d_{Cu,Ag} > 20$ нм падіння спостерігається до температури 550 К, а далі ρ незначно зростає. Причини такого поведіння питомого опору при відпалюванні на нашу думку, ті ж, що й у випадку системи на основі пермалою, які описані вище.

На рис. 4.10 і рис. 4.11 представлені типові температурні залежності питомого електроопору і ТКО для плівок даної системи. На наведених залежностях $\beta(T)$ для всіх плівок спостерігається істотний злам, причини якого нам пояснити не вдається.

Поводження значення похідної dR/dT при збільшенні товщини прошарків подібні до результатів, отриманих для вище описаних систем.

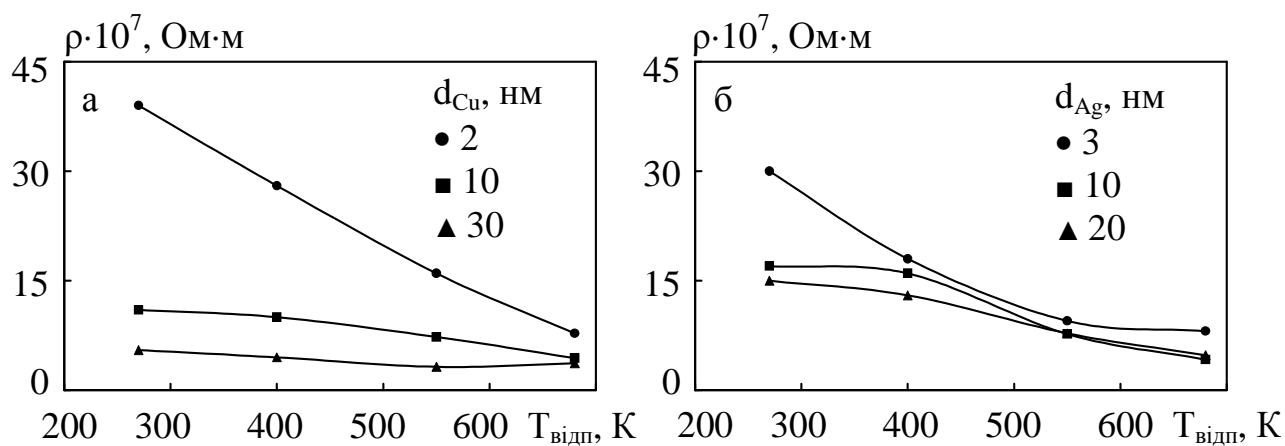


Рис. 4.9. Залежність питомого електроопору від температури відпалювання протягом 1 циклу нагріву для тришарових плівок FeNi/Cu/Co (а) FeNi/Ag/Co (б) з різними товщинами немагнітних прошарків ($d_{\text{NiFe,Co}} = 40$ нм)

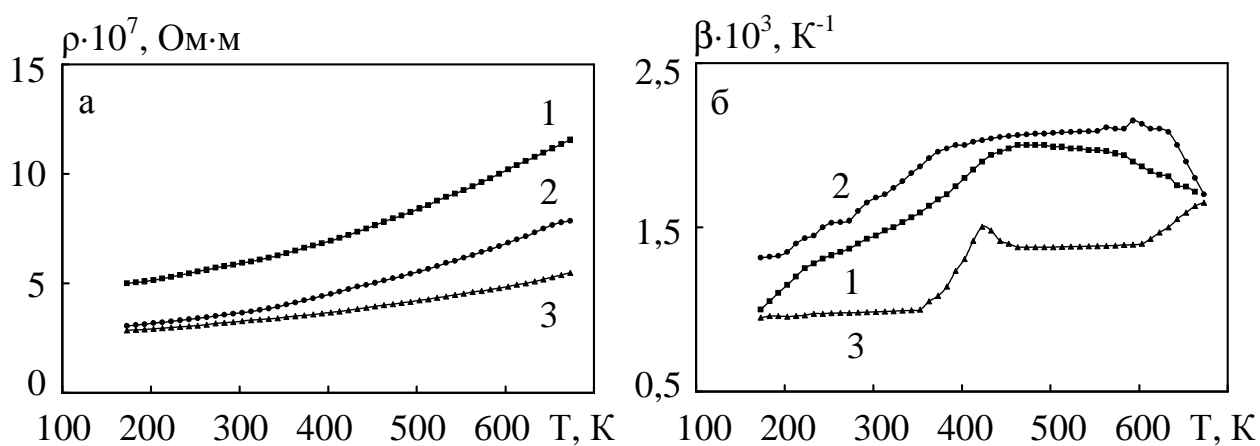


Рис. 4.10. Температурна залежність питомого опору (а) та ТКС (б) для плівок FeNi/Cu/Co (1: $d_{\text{NiFe,Co}} = 30$ нм, $d_{\text{Cu}} = 2$ нм; 2: $d_{\text{NiFe,Co}} = 35$ нм, $d_{\text{Cu}} = 7$ нм; 3: $d_{\text{NiFe,Co}} = 30$ нм, $d_{\text{Cu}} = 30$ нм)

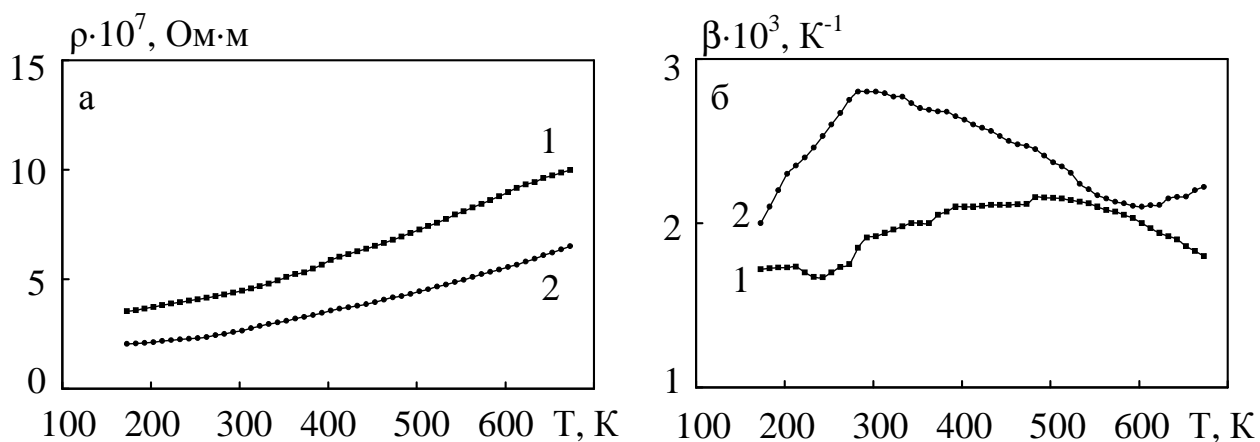


Рис. 4.11. Температурна залежність питомого опору (а) та ТКС (б) для плівок FeNi/Ag/Co (1: $d_{\text{NiFe,Co}} = 30$ нм, $d_{\text{Ag}} = 3$ нм; 2: $d_{\text{NiFe,Co}} = 35$ нм, $d_{\text{Ag}} = 10$ нм)

4.3. Розмірний ефект електропровідності тришарових плівок [177]

Відповідно до завдання дисертаційної роботи в цьому пункті наведені результати апробації теоретичної моделі Дімміха [45] і макроскопічної моделі [59] для ТКО тришарових плівок Co/Cu/Co. З урахуванням утворення після відпалювання при $T_{\text{відп}} = 700 \text{ K}$ у плівках FeNi/Cu/FeNi сплаву FeNiCu (куніфе), для розрахунку β була також запропонована формула для ТКО трикомпонентних сплавів.

Проведені розрахунки за співвідношеннями для ТКО згідно теорії Дімміха (1.3) та макроскопічній моделі (1.4) для тришарових дозволили встановити загальні закономірності розмірного ефекту ТКО у тришарових плівках. Вони істотно відрізняються від аналогічних залежностей для одношарових плівок. По-перше, якщо в одношарових плівках зі збільшенням товщини значення ТКО монотонно збільшується прямуючи до асимптотичного значення β_{∞} , то в тришарових зразках можлива протилежна тенденція. По-друге, всі залежності $\beta(d_2)$ починаються в точках, які належать залежності $\beta(d_1)$ для базисного шару і асимптотично наближаються знизу або зверху (залежно від співвідношення $\beta_{\infty 1}$ та $\beta_{\infty 2}$) до величини $\beta_{\infty 2}$.

Про ступінь відповідності експериментальних і розрахункових даних для плівок Co/Cu/Co можна робити висновок з таблиці 4.4. З наведених результатів видно, що при збільшенні товщини немагнітного прошарку для плівок з відносно тонкими магнітними шарами ($d < 30 \text{ nm}$) величина ТКО збільшується. Для плівок з $d > 40 \text{ nm}$ при збільшенні товщини прошарку величина ТКО зменшується. Як бачимо, відповідності експериментальних і розрахункових даних носять якісний характер. Це свідчить про те, що поряд з розмірними ефектами, мають місце й інші явища, які спричиняють невідповідність розрахункових й експериментальних значень [171].

Таблиця 4.4

**Експериментальні та розрахункові за співвідношенням (1.3) і (1.4)
значення ТКО для термостабілізованих при 700 К тришарових плівок
Co/Cu/Co**

№	Товщина, нм				$\beta \cdot 10^3, K^{-1}$			$\frac{ \beta_{\text{експ}} - \beta_{\text{розрах}} }{\beta_{\text{експ}}}, \%$
	d	d ₁	d ₂	d ₃	експ	(1.3)	(1.4)	
1	85	40	5	40	2,2	2,5	2	14, 9
2	90	40	10	40	1,85	2,3	1,8	25, 3
3	95	40	15	40	1,75	2,1	1,7	20, 3
4	100	40	20	40	1,6	2	1,65	25, 21
5	105	40	25	40	1,6	1,9	1,6	18, 0
6	110	40	30	40	1,55	1,8	1,6	16, 3
7	115	40	35	40	1,55	1,75	1,6	14, 10
8	120	40	40	40	1,5	1,7	1,55	14, 10
9	125	40	45	40	1,5	1,7	1,55	14, 10
10	130	40	50	40	1,5	1,65	1,55	10, 7
11	50	20	10	20	0,6	0,4	0,7	33, 16
12	55	20	15	20	0,8	0,6	0,7	25, 12
13	60	20	20	20	1	0,8	0,75	20, 25
14	65	20	25	20	1,2	1	0,8	16, 33
15	70	20	30	20	1,3	1,1	0,85	15, 34

У випадку ізоелектронних перехідних металів, по аналогії з простим співвідношенням для бінарних сплавів [172], запишемо співвідношення для питомого опору трикомпонентного сплаву:

$$\rho(T) = \rho_{\text{зал}} + C_1\rho_1(T) + C_2\rho_2(T) + C_3\rho_3(T). \quad (4.32)$$

Тоді

$$\beta = \frac{1}{\rho} \{ C_1\beta_1\rho_1 + C_2\beta_2\rho_2 + C_3\beta_3\rho_3 \} = \frac{C_1\beta_1\rho_1}{\rho_{\text{зал}} + C_1\rho_1 + C_2\rho_2 + C_3\rho_3} + \frac{C_2\beta_2\rho_2}{\rho_{\text{зал}} + C_1\rho_1 + C_2\rho_2 + C_3\rho_3} + \frac{C_3\beta_3\rho_3}{\rho_{\text{зал}} + C_1\rho_1 + C_2\rho_2 + C_3\rho_3}. \quad (4.33)$$

Виконуючи перетворення маємо:

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

Якщо виконується нерівність $\rho_{\text{зал}} \ll C_n\rho_n$, то

$$\beta = \frac{\beta_1}{1 + \frac{C_2\rho_2}{C_1\rho_1} + \frac{C_3\rho_3}{C_1\rho_1}} + \frac{\beta_2}{1 + \frac{C_1\rho_1}{C_2\rho_2} + \frac{C_3\rho_3}{C_2\rho_2}} + \frac{\beta_3}{1 + \frac{C_1\rho_1}{C_3\rho_3} + \frac{C_2\rho_2}{C_3\rho_3}}. \quad (4.34)$$

При розгляді сплавів FeNiCu індекс 1 у співвідношенні (4.34) відноситься до нікелю, індекс 2 – до заліза, 3 – до міді.

У таблиці 4.5 представлені експериментальні дані для термічного коефіцієнта опору тришарових плівок після відпалювання при 700 К та теоретичні значення ТКО, розраховані на основі співвідношення (4.34).

Таблиця 4.5

Експериментальні та розрахункові на основі (4.34) значення ТКО для термостабілізованих при 700 К тришарових плівок FeNi/Cu/FeNi

№	C _{Ni} , ат.%	C _{Cu} , ат.%	d = d ₁ +d ₂ +d ₃ , нм	$\beta \cdot 10^3, K^{-1}$		$\frac{ \beta_{\text{експ}} - \beta_{\text{розрах}} }{\beta_{\text{експ}}}, \%$
				експ.	розрах.	
1	48	6	70	2,8	2,2	21
2	47	8	70	2,8	2	28
3	46	10	70	2,75	1,9	29
4	45	12	70	2,7	1,73	37
5	44	14	70	2,1	1,7	35
6	43	15	70	2,0	1,65	18
7	41	20	75	1,85	1,6	14
8	38	25	80	1,8	1,55	14
9	36	30	85	1,7	1,86	9
10	34	35	90	1,5	1,6	7
11	32	40	100	1,5	1,5	0
12	28	45	120	1,3	1,4	7
13	26	50	140	1,25	1,3	4
14	22	60	150	1,17	1,2	3

Порівняння експериментальних та теоретичних значень ТКО показує їх непогану відповідність з точністю до 30%. У той же час потрібно відмітити, що компоненти сплаву, нікель та мідь, лише в окремих випадках можуть вести себе як квазіізоелектронні метали, і тому використання співвідношення (4.34) для сплаву FeNiCu може виявитися не зовсім коректним. Не дивлячись на це, запропоноване співвідношення завдяки своїй простоті у використанні дуже зручне для теоретичної оцінки порядку величини ТКО, і може використовуватися як для сплаву куніфе, так і для інших трикомпонентних плівкових сплавів. Слід відмітити, що в роботах [173] та [174] співвідношення для ТКО бінарних сплавів із задовільним результатом було використане для визначення теоретичних значень ТКО двошарових плівкових системах на основі Ni і V або Cr, у яких можливе утворення твердих розчинів у процесі термообробки, та сплаву NiCu.

Розглянемо більш детально фактори, які призводять до невідповідності ТКО у порівнянні з теоретично очікуваними. Відзначимо, що для коректного обговорення розмірних ефектів в електричних властивостях тришарових плівок необхідно, щоб індивідуальність їх шарів зберігалась навіть після відпалювання при 700 К. Найкраще цій умові відповідає система Co/Cu/Co, у якій індивідуальність навіть відносно тонких шарів зберігається. Ця особливість і обумовила вибір цієї системи для апробації теоретичних моделей.

Одним із факторів, який впливає на експериментальні значення ТКО, може бути технологічний, тобто вплив домішкових атомів із залишкової атмосфери. Він значною мірою проявляється у плівках, отриманих у звичайному технологічному вакуумі. Розрахунки показують [56], що вплив технологічного фактору не перевищує 20%. У роботі [175] аналізується питання про вплив забруднення підкладки на структуру та електрофізичні властивості плівок. Згідно з [175] більш чисті плівки можуть бути у випадку попередньої термічної обробки підкладок у вакуумі. У нашому випадку перед конденсацією плівок підкладки витримувались у вакуумній установці при температурі 600 К

протягом 1 год. Таким чином, фактор забруднення підкладок у даному експерименті був зведений до мінімуму.

Наступним фактором, який може впливати на значення температурного коефіцієнта опору, є макронапруження термічного походження на межі поділу шарів. Слід зазначити, що у моделі Р. Дімміха [45] цей додатковий механізм розсіювання носіїв електричного струму зовсім не розглядається.

Оцінка впливу термічних макронапружень на зміну питомого опору була проведена в роботі [176], згідно з якою вони можуть обумовити зміну питомого опору плівки на 2-5%.

До числа явищ, що обумовлюють зміну опору в тришаровій плівці, відноситься взаємна дифузія атомів із одного шару в інший. Згідно з [47] у процесі взаємної дифузії електричний опір, обумовлений розсіюванням носіїв електричного струму на зовнішніх поверхнях та в об'ємі зерна, залишається практично незмінним. У той же час опір, обумовлений розсіюванням на межі зерен, суттєво змінюється завдяки появі атомів другого сорту. При відносно малих концентраціях дифундуючих атомів по межі кристалітів C_g коефіцієнт зернограничного розсіювання носіїв можна подати у такому вигляді [47]:

$$R = R_0 + \gamma_g C_g,$$

де R_0 – коефіцієнт розсіювання границі при відсутності дифундуючих атомів, γ_g – коефіцієнт, який визначає характер границі (при $\gamma_g < 0$ домішкові атоми приводять до того, що границя зерен становиться більш прозорою, а при $\gamma_g > 0$ – більш розсіювальною).

На основі проведеного аналізу літературних даних [56] встановлено, що збільшення коефіцієнта зернограничного розсіювання межами зерен на 15 і 30% призводить до зменшення ТКО для плівок кобальту на 27 і 50%, нікеля – на 11 і 28% відповідно. Найбільш чутливими до атомів другого сорту є електричні властивості плівок кобальту.

Крім цього, необхідно врахувати, що процедура спрощення теоретичних моделей приводить до зменшення розрахункової величини ТКО. При цьому слід зважати на те, що у моделі Р. Дімміха зовсім не розглядається питання про електрон-магنونне розсіювання, яке має місце у досліджуваних нами плівкових системах.

Висновки до розділу 4:

1. В області малих значень d_2/d_1 числове значення питомого опору визначається характером взаємодії носіїв заряду із зовнішніми границями та інтерфейсами провідника. Зі збільшенням товщини прошарку так, що $d_2 \sim d_1$ на залежності $\rho(d_2/d_1)$ виникає максимум, зумовлений дифузним розсіюванням електронів границями шарів, зі зростанням дзеркального проходження носіїв заряду у сусідні шари металу, максимум вироджується і питомий опір монотонним чином змінюється зі зростанням товщини зразка. Апробація отриманих аналітичних співвідношень показала, що експериментальні дані узгоджуються з розрахунковими з точністю до 20%.
2. Вперше експериментально показано, що на температурних залежностях опору і температурного коефіцієнта опору в тришарових плівках на основі кобальту спостерігаються особливості в характерних точках θ_D^{Co} (460-470 K), θ_1^{Co} (550-600 K), θ_2^{Co} (180-190 K), на основі пермалою – при температурі Кюрі утвореного твердого розчину (залежить від товщини прошарку). У несиметричних системах також спостерігаються особливості у вигляді зламу залежностей.
3. При збільшенні товщини прошарку ($d_1 = d_3 = \text{const}$) у плівках спостерігається збільшення величин похідної dR/dT , що пояснюється посиленням високотемпературної електрон-фононної взаємодії.
4. Встановлено, що із ростом товщини прошарку значення ТКО зростає (якщо $d_1 = d_3 = \text{const} < 30$ нм) або зменшується (якщо $d_1 = d_3 = \text{const} >$

50 нм), у той час як в одношарових плівках ТКО зі збільшенням товщини тільки збільшується.

5. Запропоновано співвідношення для теоретичного розрахунку ТКО трикомпонентного плівкового сплаву і проведена його апробація для тришарових плівкових систем FeNi/Cu/ FeNi, у яких має місце утворення твердих розчинів у процесі термообробки; показано, що розбіжність між експериментальними і теоретичними результатами складає величину до 30%.
6. Проведений аналіз показує, що причинами, які впливають на відмінність розрахункових даних згідно теоретичних моделей і експериментальних результатів, є процеси взаємної дифузії атомів з одного шару в другий, які обумовлюють зміну коефіцієнта зернограничного розсіювання, технологічний фактор та макронапруження термічного походження на границі поділу шарів.

РОЗДІЛ 5

МАГНІТООПІР ОДНО- ТА ТРИШАРОВИХ ПЛІВОК

Ефект гігантського магнітоопору, виявлений у магнітних багатошарових структурах, відрізняється за своєю величиною та природою від класичного магніторезистивного ефекту. Величина магнітоопору в магнітних мультишарах більш ніж на порядок перевищує величину магнітоопору у масивних феромагнітних матеріалах. Крім того, ефект гігантського магнітоопору не залежить від відносної орієнтації магнітного поля і струму, а залежить від відносної орієнтації намагніченостей у сусідніх феромагнітних шарах. У цьому розділі представлені теоретичні та експериментальні результати дослідження ефекту ГМО у тришарових полікристалічних плівках.

5.1. Теоретичне дослідження ефекту гігантського магнітоопору [139]

Розглянемо сендвіч, який складається із двох полікристалічних шарів металу різної товщини ($d_j \neq d_n$), які розділені ультратонким прошарком, роль якого в даній простій моделі зводиться до формування антиферомагнітної (АФ) конфігурації (вектори намагнічування в магнітних шарах антипаралельні). Припустимо, що товщини шарів зразка значно більші дебройлівської довжини хвилі електронів, тому спін-поляризований електронний транспорт у зразку може бути адекватно описаний за допомогою квазікласичної функції розподілу.

Для того, щоб у рамках двострумкової моделі [178] обчислити густину струму J_{AP} (припускається, що спін-фліп процеси відбуваються рідко, і ними можна знехтувати, що є виправданим при низьких температурах [23])

$$\mathbf{J}_{AP} = \sum_{s=\pm} \sum_{j \neq n=1}^2 \mathbf{J}_{APj}^{(n-j)s} = \frac{e}{dh^3} \sum_{s=\pm} \sum_{j \neq n=1}^2 \int_0^{d_j} dx \int d^3p^{(n-j)s} \mathbf{v}_j^{(n-j)s} f_j^{(n-j)s}(|x|, \mathbf{p}^{(n-j)s}), \quad (5.1)$$

необхідно розв'язати кінетичне рівняння для функції розподілу електронів

$$f_j^{(n-j)s}(x, \mathbf{p}^{(n-j)s}) = f_0^{(n-j)s} - \frac{\partial f_0^{(n-j)s}}{\partial \epsilon_j^{(n-j)s}} \Psi_j^{(n-j)s}(x, \mathbf{p}^{(n-j)s}), \quad (5.2)$$

яке в τ -наближенні для інтегралу об'ємних зіткнень має наступний вигляд:

$$\frac{\partial \Psi_j^{(n-j)s}}{\partial t} + \frac{\Psi_j^{(n-j)s}}{\tau_j^{(n-j)s}} = e \mathbf{v}_j^{(n-j)s} \mathbf{E}. \quad (5.3)$$

У формулах (5.1)-(5.3): d – товщина сандвіча; e , x та \mathbf{p}^s – заряд, координата та квазіімпульс електрона; \mathbf{v}_j^s та ϵ_j^s – його швидкість і енергія; h – стала Планка; $\mathbf{E} = (0, E, 0)$ – напруженість однорідного електричного поля, яке прикладене вздовж межі поділу шарів; f_0^s – фермієвська функція розподілу електронів; t – час руху носіїв заряду по траєкторії; $s = \pm(\uparrow\downarrow)$ визначає знак проекції спіну на напрямок вектора локальної намагніченості в магнітному шарі ($-s = \mp$).

Величина τ_j^s у рівнянні (5.3) описує релаксацію спін-поляризованого електронного потоку на домішках і міжкристалітних межах, і в рамках моделей Мотта [178] і МШ [44] має наступний вигляд:

$$\frac{1}{\tau_j^s} = \frac{1}{\tau_{0j}^s} \left\{ 1 + \alpha_j^s \frac{p_F}{|p_{yj}|} \right\}, \quad (5.4)$$

де τ_{0j}^s – час вільного пробігу носіїв заряду; $\alpha_j^s = \frac{l_j^s R_j^s}{L_j (1 - R_j^s)}$; l_j^s – спін-залежна довжина вільного пробігу електронів; L_j – середній розмір кристалітів у площині шарів металу; R_j^s – ймовірність дифузного розсіювання носіїв заряду на міжкристалітних межах.

Загальним розв'язком кінетичного рівняння (5.3) є функція

$$\Psi_j^{(n-j)s}(x, \mathbf{p}^{(n-j)s}) = F_j^{(n-j)s} e^{\frac{\lambda-t}{\tau_j^{(n-j)s}}} + \int_{\lambda}^t dt' e^{\mathbf{v}_j^{(n-j)s} \mathbf{E} e^{\frac{t'-t}{\tau_j^{(n-j)s}}}}, \quad (5.5)$$

у якій величина $\lambda < t$ має зміст моменту останньої взаємодії електрона з внутрішніми межами ($x_s = -d_1, d_2$) або з інтерфейсом ($x_s = 0$) сендвіча, а довільні функції F_j^s слід визначити за допомогою граничних умов, які мають наступний вигляд [100]:

$$\Psi_j^{s_j; (n-j)s}(s_n d_j, \mathbf{p}^{(n-j)s}) = q_j^{(n-j)s} \Psi_j^{s_n; (n-j)s}(s_n d_j, (\mathbf{p}')^{(n-j)s}), \quad (5.6)$$

$$\Psi_j^{s_n; (n-j)s}(0, \mathbf{p}^{(n-j)s}) = P_{jn}^{(n-j)s} \Psi_j^{s_j; (n-j)s}(0, (\mathbf{p}')^{(n-j)s}) + Q_{nj}^{(j-n)s} \Psi_n^{s_n; (j-n)s}(0, (\mathbf{p}'')^{(j-n)s}) \quad (5.7)$$

Тут q_j^s і P_{nj}^s – ймовірності дзеркального відбивання електрона від зовнішніх меж та інтерфейсу відповідно; Q_{nj}^s – ймовірність його проходження в сусідній шар без розсіювання, тому $P_{jn}^s + Q_{nj}^{-s} \leq 1$; квазіімпульси \mathbf{p}^s , $(\mathbf{p}')^s$ і $(\mathbf{p}'')^s$ пов'язані умовами дзеркального відбивання; $s_j = \text{sign} v_{xj}^s$ і показує знак нормальної до границь поділу складової швидкості v_{xj}^s .

Підставляючи функції Ψ_j^s в формі (5.5) у граничні умови (5.6) і (5.7), отримаємо систему з 8 лінійних алгебраїчних рівнянь відносно F_j^s . Знаючи

функцію розподілу Ψ_j^s і припускаючи, що закон дисперсії для електронів у кожному шарі зразка квадратичний і ізотропний, можна обчислити густину струму (5.1). Кінцевий результат обчислень можна записати у наступному вигляді:

$$\sigma_{AP} = \sum_{s=\pm} \sum_{j \neq n=1}^2 \sigma_{APj}^{(n-j)s} = \frac{1}{d} \sum_{s=\pm} \sum_{j \neq n}^2 d_j \sigma_{0j}^{(n-j)s} \Phi_{APj}^{(n-j)s}, \quad (5.8)$$

де σ_{0j}^s визначає об'ємну провідність магнітного шару, а розмірні функції Φ_{APj}^s , дорівнюють:

$$\begin{aligned} \Phi_{APj}^s &= \frac{\sigma_{gj}^s}{\sigma_{0j}^s} - \frac{3}{\pi k_j^s} \int_0^{\pi/2} d\varphi \cos^2 \varphi \int_0^1 dx \frac{(x-x^3)(1-E_j^s)}{H_j^{s2}} G_j^s, \quad (5.9) \\ G_j^s &= 2 - \frac{1}{\Delta^{(n-j)s}} \left\{ (1-E_j^s) \left[(q_j^s + P_{jn}^s + 2q_j^s P_{jn}^s E_j^s) (1 - q_n^{-s} P_{nj}^{-s} E_n^{-s2}) + \right. \right. \\ &\left. \left. + q_n^{-s} Q_{jn}^s Q_{nj}^{-s} E_n^{-s2} (1 + 2q_j^s E_j^s) \right] + Q_{nj}^{-s} \frac{\tau_{0n}^{-s} H_j^s}{\tau_{0j}^s H_n^{-s}} (1 - E_n^{-s}) (1 + q_j^s E_j^s) (1 + q_n^{-s} E_n^{-s}) \right\}, \\ \Delta^s &= (1 - q_j^s P_{jn}^s E_j^{s2}) (1 - q_n^{-s} P_{nj}^{-s} E_n^{-s2}) - q_j^s q_n^{-s} Q_{jn}^s Q_{nj}^{-s} E_j^{s2} E_n^{-s2}, \\ E_j^s &= \exp \left\{ -\frac{k_j^s H_j^s}{x} \right\}, \quad H_j^s = 1 + \frac{\alpha_j^s}{\cos \varphi \sqrt{1-x^2}}, \quad k_j^s = \frac{d_j}{l_j}. \end{aligned}$$

Функція $\sigma_{gj}^s / \sigma_{0j}^s$ у формулі (5.9) визначає провідність масивного полікристалічного металу і в рамках моделей Мотта [178] та МШ [44] дорівнює:

$$\frac{\sigma_{gj}^s}{\sigma_{0j}^s} = 1 - \frac{3}{2} \alpha_j^s + 3\alpha_j^{s2} - 3\alpha_j^{s3} \ln \left(1 + \frac{1}{\alpha_j^s} \right) \cong \begin{cases} 1 - \frac{3}{2} \alpha_j^s + 3\alpha_j^{s2}, & \alpha_j^s \ll 1, \\ \frac{3}{4\alpha_j^s} - \frac{3}{5\alpha_j^{s2}}, & \alpha_j^s \gg 1. \end{cases} \quad (5.10)$$

Припустимо, що магнітне поле, необхідне для переводу магнітного сендвіча із AP в P конфігурацію (вектори намагніченості в магнітних шарах паралельні) порівняно слабке і його впливом на траєкторії руху електронів можна знехтувати. У даному випадку провідність магнітного зразка з P конфігурацією визначаються наступним виразом:

$$\sigma_P = \sum_{s=\pm} \sum_{j=1}^2 \sigma_{Pj}^s = \frac{1}{d} \sum_{s=\pm} \sum_{j=1}^2 d_j \sigma_{0j}^s \Phi_{Pj}^s, \quad (5.11)$$

у якому розмірні функції Φ_{Pj}^s визначаються співвідношенням (5.9), в якому слід провести заміну $-s \rightarrow s$.

Таким чином, ми отримали загальні вирази для питомих провідностей σ_{AP} (5.8) і σ_P (5.11), які дозволяють записати в явному вигляді величину δ_{AP} , яка є кількісною характеристикою ефекту гігантського магнітоопору:

$$\delta_{AP} = \frac{\Delta\sigma}{\sigma_{AP}} \equiv \frac{\sigma_P}{\sigma_{AP}} - 1. \quad (5.12)$$

Подальший аналіз ефекту ГМО можливий тільки на основі числового аналізу. Однак, перш ніж перейти безпосередньо до числового розрахунку, отримаємо прості аналітичні вирази для оцінки амплітуди ефекту.

Якщо міжшарові і зовнішні границі сендвіча дзеркальним чином розсіюють носії заряду, то сандвіч формально можна розглядати як масивний зразок, провідність якого визначається виразом (4.10). Використовуючи резисторну модель [23], для величини δ_{AP} можна отримати наступний вираз:

$$\delta_{AP} = \frac{(\alpha_{g1} - 1)(\alpha_{g2} - 1)}{\alpha_{g1}(1 + \beta_g) + \alpha_{g2}(1 + \beta_g^{-1})} = \begin{cases} \frac{(1 - \alpha_g)^2}{4\alpha_g}, & \alpha_{gj} = \alpha_{gn} = \alpha_g, \beta_g = 1, \\ 0, & \alpha_{gj} = 1, \end{cases} \quad (5.13)$$

де $\beta_g = \sigma_{g2}^+ / \sigma_{g1}^+$, а параметри $\alpha_{gj} = \rho_{gj}^- / \rho_{gj}^+ \equiv \sigma_{gj}^+ / \sigma_{gj}^-$ визначають величину асиметрії спін-залежного розсіювання (СЗР) електронів у об'ємі полікристалічних шарів металу.

Якщо шари, з яких складається сендвіч, мають крупнозернисту структуру ($\alpha_j^s \ll 1$), то розсіюванням електронів на межах зерен у порівнянні з їх розсіюванням в об'ємі шарів можна знехтувати, і формула (13) перетворюється у добре відомий вираз [23]:

$$\delta_{AP} = \frac{(\alpha_{b1} - 1)(\alpha_{b2} - 1)}{\alpha_{b1}(1 + \beta_b) + \alpha_{b2}(1 + \beta_b^{-1})} = \begin{cases} \frac{(1 - \alpha_b)^2}{4\alpha_b}, & \alpha_{b1} = \alpha_{b2} = \alpha_b, \beta_b = 1, \\ 0, & \alpha_{bj} = 1, \end{cases} \quad (5.14)$$

де $\beta_b = \sigma_{02}^+ / \sigma_{01}^+$, а параметри $\alpha_{bj} = \rho_{0j}^- / \rho_{0j}^+ \equiv \sigma_{0j}^+ / \sigma_{0j}^-$ визначають величину асиметрії СЗР електронів в об'ємі монокристалічних шарів металу [64].

При виконанні протилежної нерівності ($\alpha_j^s \gg 1$), тобто коли сендвіч має дрібнозернисту структуру, ефект гігантського магнітоопору буде обумовлений асиметрією в розсіюванні носіїв заряду з різною поляризацією спіна на межах зерен, а його амплітуда дорівнює:

$$\delta_{AP} = \frac{(\alpha_{R1} - 1)(\alpha_{R2} - 1)}{\alpha_{R1}(1 + \beta_R) + \alpha_{R2}(1 + \beta_R^{-1})} = \begin{cases} \frac{(1 - \alpha_R)^2}{4\alpha_R}, & \alpha_{R1} = \alpha_{R2} = \alpha_R, \beta_R = 1, \\ 0, & \alpha_{Rj} = 1, \end{cases} \quad (5.15)$$

де $\beta_R = (L_2 R_1^+) / (L_1 R_2^+)$, а параметри $\alpha_{Rj} = R_j^- / R_j^+$ визначають величину асиметрії СЗР носіїв заряду на міжкристалічних межах.

Із аналізу формул (5.13)-(5.15) випливає, що у випадку різної асиметрії розсіювання електронів з різною поляризацією спінів ($\gamma_1 > 1$, $\gamma_2 < 1$ або навпаки, де $\gamma_j = \alpha_{gj}$, α_{bj} , α_{Rj}) можлива зміна знака ефекту, тобто його інверсія.

Оскільки сендвіч, зовнішні межі якого дзеркальним чином розсіюють електрони, формально можна розглядати як мультишар, то формули (5.13)-(5.15) можуть бути використані для оцінки величини ефекту в магнітній багатошаровій плівці.

Якщо знехтувати порівняно слабким ефектом магнітної анізотропії, $((\sigma_{01}^-)_{AP} = (\sigma_{01}^-)_P)$, то для проведення числового розрахунку ефекту ГМО у магнітному сендвічі формулу (5.12) зручно записати в наступному вигляді:

$$\delta_{AP} = \left\{ \frac{\sum_{j \neq n=1}^2 (d_{j,n} \sigma_{0j,n}^-)^{j-1} \{ \Phi_{Pj}^- + \alpha_{bj} \Phi_{Pj}^+ \}}{\sum_{j \neq n=1}^2 (d_{j,n} \sigma_{0j,n}^-)^{j-1} \{ \Phi_{APj}^- + \alpha_{bj} \Phi_{APj}^+ \}} - 1 \right\} \cdot 100\%, \quad (5.16)$$

в якій незалежними параметрами є параметри дзеркальності, α_{bj} , α_{gj}^+ , k_1^- , $\sigma_{0j,n}^- = \sigma_{0j}^- / \sigma_{0n}^- \sim I_j^- / I_n^- \equiv I_{j,n}^-$, R_j^+ , а решту параметрів можна виразити через незалежні параметри наступним чином: $k_1^+ = k_1^- / \alpha_{b1}$, $k_2^- = d_{2,1} k_1^- I_{1,2}^-$, $I_{1,2}^+ = (\alpha_{b1} I_{1,2}^-) / \alpha_{b2}$, і т.д.

Криві, приведені на рис. 5.1, отримані числовим розрахунком за загальною формулою (5.16), ілюструють залежність δ_{AP} від відношення товщин магнітних шарів $d_{2,1} = d_2/d_1$ при різних значеннях параметрів, які характеризують сендвіч. Отримані криві показують, що в області малих та великих значень $d_{2,1}$ ефект ГМО практично відсутній внаслідок ефекту шунтування струму базовим шаром товщиною d_1 (якщо $d_{2,1} \ll 1$) або верхнім шаром товщиною d_2 (якщо $d_{2,1} \gg 1$). Наявність максимуму на розмірній залежності $\delta_{AP}(d_{2,1})$ обумовлена конкуренцією об'ємного і поверхневого розсіювання [94], а сам ефект обумовлений асиметрією спін-залежного розсіювання електронів на межах зерен (рис. 5.1 а). Із «включенням» об'ємного СЗР носіїв заряду (рис. 5.1 б) амплітуда ефекту збільшується, тому можна зробити висновок, що його рівень визначається суперпозицією механізмів СЗР електронів. Величина ефекту

також збільшується зі збільшенням ступеня дзеркальності зовнішніх меж сандвіча (рис. 5.1 б, крива 1), оскільки електрони, дзеркально відбившись від межі, залишаються ефективними (відповідальною за ефект є концепція «неефективності» Піппарда) внаслідок того, що носії заряду не втрачають своєї «пам'яті» про спін. Порівняння кривих, отриманих числовим розрахунком, показує їх якісне співпадання з експериментальними (рис. 5.2).

5.2. Результати експериментального дослідження ефекту гігантського магнітоопору та їх обговорення [126, 127, 133, 139-142, 177]

Проведені магніторезистивні вимірювання для декількох серій невідпалених плівок Co/Cu/Co/П з фіксованими товщинами базового шару Co і спейсера Cu (товщина конденсованого шару Co $d_{2(\text{Co})}$) для однієї серії зразків варіювала в межах від 2 нм до 150 нм) показали, що для невідпалених плівок з тонким другим шаром Co ($d_{2(\text{Co})} < 5$ нм) ефект ГМО не спостерігається. При збільшенні $d_{2(\text{Co})}$ до 10 нм спостерігається ізотропний ГМО, а його величина збільшується до 0,2-0,3% з появою петель гістерезису (рис. 5.3 а). Особливістю цих петель є відсутність чітко виражених піків, що вказує на роздільне перемагнічування шарів Co. Подібні петлі спостерігаються для асиметричних сандвічів, які автори роботи [179] пов'язують з існуванням стійкого антиферромагнітного розподілу в певному інтервалі зовнішнього магнітного поля. У нашому випадку, ймовірно, внаслідок різної товщини шарів Co вони мають різну коерцитивну силу, що й призводить до розмиття піків. На рис. 5.3 показані залежності повздовжнього і поперечного МО для невідпаленої плівки Co/Cu/Co з товщиною прошарку $d_{\text{Cu}} = 3$ нм та з різними відношеннями товщин шарів Co.

При наближенні товщини верхнього шару до товщини нижнього шару магніторезистивні петлі мають дещо інший вигляд (рис. 5.3 б). Як збільшення, так і зменшення опору відбувається у вузькому інтервалі магнітного поля ($\Delta H = 2-3$ кА/м), спостерігаються дуже чіткі та гострі піки. Це вказує на

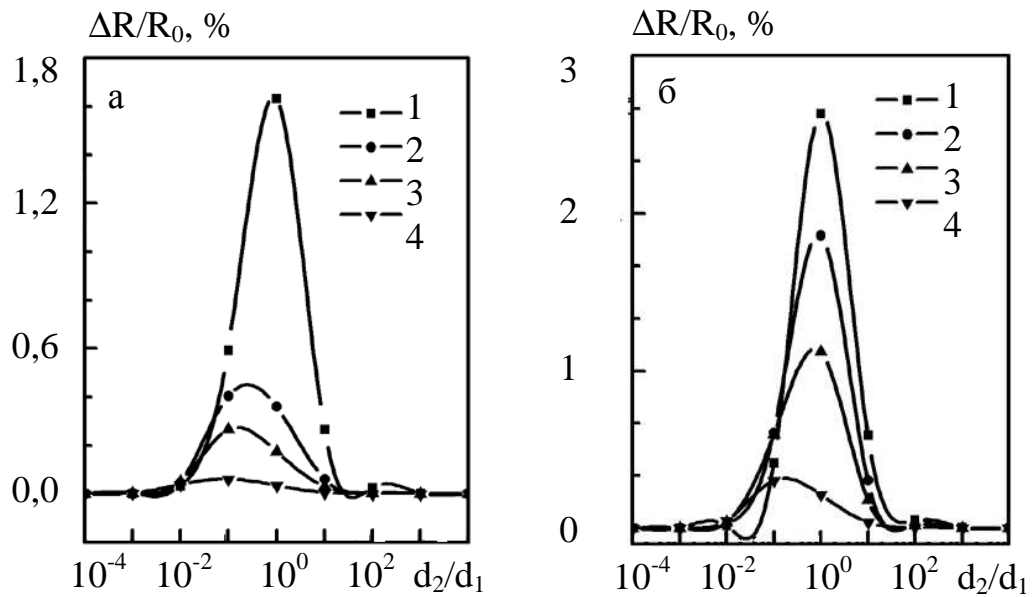


Рис. 5.1. Розрахункова залежність δ_{AP} для магнітного сендвіча з полікристалічною структурою від відношення товщин магнітних шарів при таких значеннях параметрів: $P_{jn}^s = Q_{jn}^s = 0,1$, $l_{1,2}^- = 1$, $\alpha_j = 5$, $R_j^+ = 0,1$

а) $\alpha_{bj} = 1$, $\alpha_{Rj} = 6$, $q_j^s = 0,1$, $1 - k_1^- = 0,1$, $2 - k_1^- = 0,5$, $3 - k_1^- = 1$, $4 - k_1^- = 5$;

б) $\alpha_{bj} = 6$, $\alpha_{Rj} = 6$, $1 - q_j^s = 0,3$, $k_1^- = 0,5$, $2 - q_j^s = 0,1$, $k_1^- = 0,5$, $3 - q_j^s = 0,1$, $k_1^- = 1$, $4 - q_j^s = 0,1$, $k_1^- = 5$

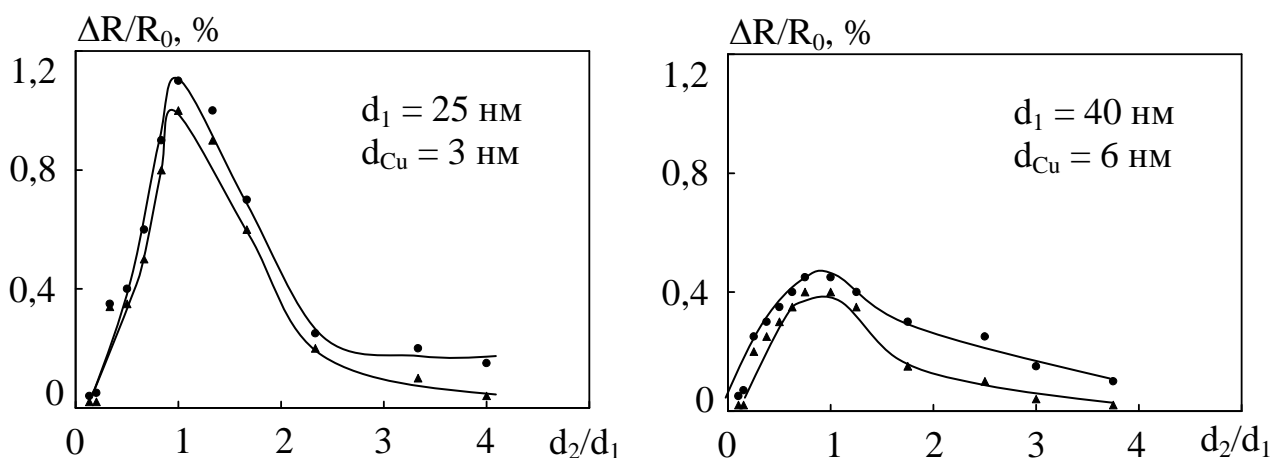


Рис. 5.2. Залежність повздовжнього (▲▲▲) та поперечного (●●●) магнітоопору $\Delta R/R_0$ від відношення товщин магнітних шарів Co для свіжосконденсованих тришарових плівок Co/Cu/Co ($d_1 = \text{const}$, $d_{Cu} = \text{const}$)

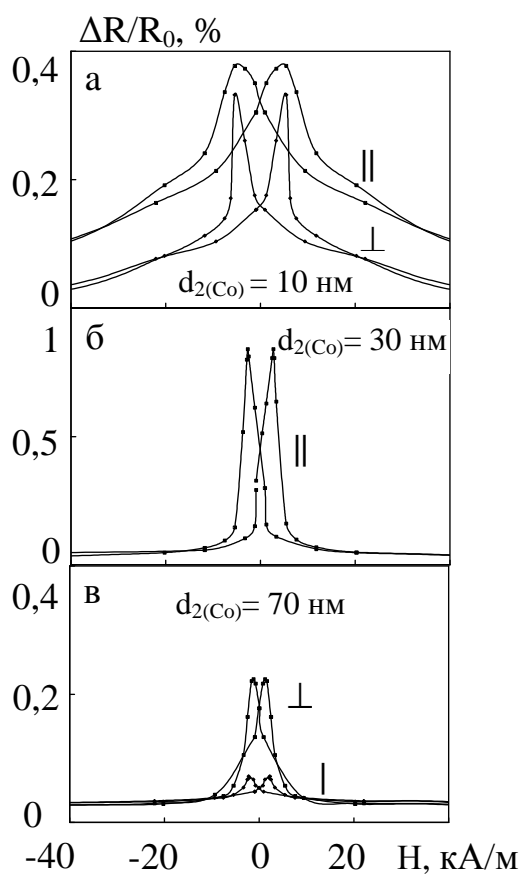


Рис. 5.3. Залежність повздовжнього (||) та поперечного (\perp) МО від H для свіжосконденсованих тришарових плівок $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co}/\text{P}$ з різним відношенням товщин шарів Co ($d_{1(\text{Co})} = 30$ нм, $d_{\text{Cu}} = 3$ нм)

синхронність процесів перемагнічування обох шарів, що властиво симетричним структурам, які складаються із двох однакових шарів. Верхній та нижній магнітні шари у даному випадку перемикаються одночасно, при одному значенні зовнішнього магнітного поля. Величина ГМО при кімнатній температурі досягає 1%.

При подальшому збільшенні $d_{2(\text{Co})}$ МО залишається ізотропним, хоча його величина суттєво зменшується (рис. 5.3 в). Піки магніторезистивних петель знову стають розмитими. Також слід відмітити значну відмінність величин повздовжнього і поперечного МО для плівок з $d_{2(\text{Co})} > 70$ нм. Величина повздовжнього МО при цьому не перевищує 0,05%, а поперечного складає 0,2-0,3%.

На рис. 5.2 представлені залежності величини ГМО від відношення товщин шарів Co при фіксованій товщині нижнього шару та прошарку. Як видно із цих залежностей, максимальне магніторезистивне відношення спостерігається при однакових товщинах магнітних шарів при даній фіксованій товщині немагнітного прошарку.

Отже, максимальне значення ГМО (1,2%) для свіжосконденсованих плівок $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co}/\text{P}$ спостерігається при однакових товщинах магнітних шарів і товщині прошарку 3 нм, що відповідає результатам числового розрахунку. У зв'язку з цим подальші експериментальні дослідження (за виключенням системи $\text{NiFe}/\text{Cu}(\text{Ag})/\text{Co}$) були проведені для симетричних тришарових систем.

5.3. Магнітоопір свіжосконденсованих плівок [126, 127, 139-142]

Система Co/Cu(Ag)/Co. Характерною особливістю магнітовпорядкованих речовин, які мають спонтанну намагніченість, є наявність у них криві намагнічування та петлі гістерезису [62]. У зв'язку з цим в усіх досліджуваних зразках на основі Co ($d_{Co} = 10-50$ нм) спостерігається гістерезис МО при циклічній зміні магнітного поля $H_{max} \rightarrow 0 \rightarrow (-H_{max}) \rightarrow 0 \rightarrow H_{max}$. Згідно з [180], основними причинами магнітного і, як наслідок, магніторезистивного гістерезису в цьому випадку є затримка зміщення меж між доменами (необоротне зміщення), необоротне обертання спонтанної намагніченості та затримка утворення і росту зародків перемагнічення.

На рис. 5.4 а, б в якості ілюстрації представлені типові залежності повздовжнього та поперечного магнітоопору від напруженості зовнішнього магнітного поля для одношарової плівки Co ($d_{Co} = 70$ нм) (а) і тришарової Co/Cu/Co (б) з $2d_{Co} = 65$ нм і $d_{Cu} = 1,5$ нм (температура вимірювання $T = 300$ К). Для всіх досліджуваних зразків Co/Cu/Co з товщиною немагнітного прошарку до 2 нм спостерігається позитивний повздовжній магніторезистивний ефект (опір збільшується при прикладенні зовнішнього магнітного поля), що є ознакою звичайного анізотропного магнітоопору, властивого однорідним феромагнітним матеріалам. Причиною анізотропного магнітоопору у феромагнетиках є взаємодія електронів провідності із зовнішніми електронами, спінові моменти яких спричиняють спонтанну намагніченість [62]. Як видно з рисунка, ці залежності подібні між собою й добре узгоджуються з відповідними залежностями для плівок Co інших авторів [181]. Спільним для всіх залежностей $(\Delta R/R_0)(H)$ є різка зміна МО в інтервалі полів $-2 - 2$ кА/м і явна тенденція до насичення в більш сильних полях. Слід зазначити, що величина МО для невідпалених плівок Co та Co/Cu/Co з АМО становить дуже малу величину і при кімнатній температурі не перевищує 0,15%. У роботі [143] показано, що при малій товщині немагнітного прошарку ($d_{Cu} < 2$ нм) у плівках Co/Cu/Co доменні границі є границями з перетяжками, як і в одношарових

плівках Co. Наявність границь із перетяжками в тришарових плівках свідчить про існування прямої обмінної взаємодії між шарами Co через феромагнітні містки в прошарку Cu. Таку плівку можна розглядати як одношарову плівку кобальту товщиною $2d_{Co}$ із включенням острівців міді між шарами кобальту. Гігантський магнітоопір у таких плівках нами не був виявлений. Хоча слід зазначити, що в роботі [173, 174] магніторезистивні вимірювання показали, що для системи Co/Cu/Co з $d_{Cu} = 1,5$ нм і дуже тонкими шарами Co ($d_{Co} = 0,2$ нм) проявляється ефект ГМО (ймовірно, при таких товщинах магнітних шарів система є гранульованою).

Для невідпалених плівок з товщиною $d_{Cu} = 3-15$ нм (рис. 5.4 в, г) спостерігається тільки зменшення електроопору незалежно від напрямку прикладеного магнітного поля, струму й орієнтації зразка (відсутність анізотропії МО). На рис. 5.4 в, г показані залежності повздовжнього й поперечного МО для невідпаленої плівки Co/Cu/Co із $d_{Cu} = 3,5$ нм, отримані при різних температурах (знак “–” показує, що електроопір падає при внесенні розмагніченого зразка в магнітне поле). Цей факт є характерною ознакою ГМО, наявність якого говорить про магнітну гетерогенність об’єкта і зміну відносної орієнтації магнітних моментів його частин. Крім того, саме існування ГМО несе деяку інформацію про параметри гетерогенної системи. Зокрема, характерний розмір магнітних елементів, відповідальних за ГМО, і середня відстань між ними не повинна значно перевищувати довжину вільного пробігу електронів провідності [174]. У нашому випадку такими елементами є магнітні шари, розділені досить тонкими немагнітними прошарками. Можливо, що при товщині шару міді $d_{Cu} > 3$ нм, проміжний шар стає структурно-суцільним. За даними роботи [143] при утворенні структурно-суцільного мідного прошарку в кожному шарі Co реалізується стінка Неєля. Магнітостатична взаємодія полів розсіювання таких доменних стінок у феромагнітних шарах приводить до утворення зв’язаних доменних границь (пари Неєлівських границь). Шари кобальту в таких плівках вже зв’язані не прямою обмінною взаємодією, а антиферомагнітною. Величина ГМО в полі з максимальною напруженістю

150 кА/м, при цьому досягає більше 1% при кімнатній температурі (для невідпалених плівок Co, спостерігається анізотропний МО і його величина не перевищує 0,15%). Виходячи із цього можна говорити про реалізації ефекту ГМО у даних тришарових системах.

При подальшому збільшенні товщини мідного прошарку ($d_{Cu} = 5-15$ нм) зберігається ізотропність польових залежностей, але величина ГМО зменшується ($(\Delta R/R_0)_{max} < 0,5\%$).

При охолодженні зразків до 150 К (рис. 5.4 в) вид петель гістерезису магніторезистивного ефекту практично не змінюється (незалежно від товщини шарів). Спостерігається тільки збільшення ефекту і зміщення піків на залежності $(\Delta R/R_0)(H)$ в область більш сильних полів.

Розглянемо особливості магніторезистивного ефекту в свіжосконденсованих тришарових плівках Co/Ag/Co. На рис. 5.4 д-ж в якості ілюстрації представлені польові залежності МО для плівок Co/Ag/Co із різною товщиною прошарку срібла. Як показали дослідження, для плівок зі срібним прошарком при $d_{Ag} < 6$ нм спостерігається АМО ($(\Delta R/R_0)_{max} = 0,02-0,1\%$) (рис. 5.4 д). Для одержання ізотропності польових залежностей магнітоопору необхідно щоб товщина срібного прошарку була більшою за 6 нм. Проте слід зазначити, що при $d_{Ag} = 6-10$ нм хоч і спостерігається ізотропний магнітоопір, його величина не перевищує 0,3% (рис. 5.4 е). При подальшому збільшенні d_{Ag} до 12 нм величина ГМО збільшується до 1% при кімнатній температурі (рис. 5.4 е). При цьому піки на польових залежностях магнітоопору зміщуються до області більш сильних полів і відсутнє насичення в полях до 200 кА/м. При товщинах прошарку срібла 15-20 нм спостерігається зменшення ефекту ГМО, а при $d_{Ag} > 20$ нм знову спостерігається АМО з дуже малою величиною (менше 0,05%, рис. 5.4 ж).

При зниженні температури плівок зі срібним прошарком до 150 К польові залежності МО зазнають таких же змін, що й у випадку плівок з мідним прошарком.

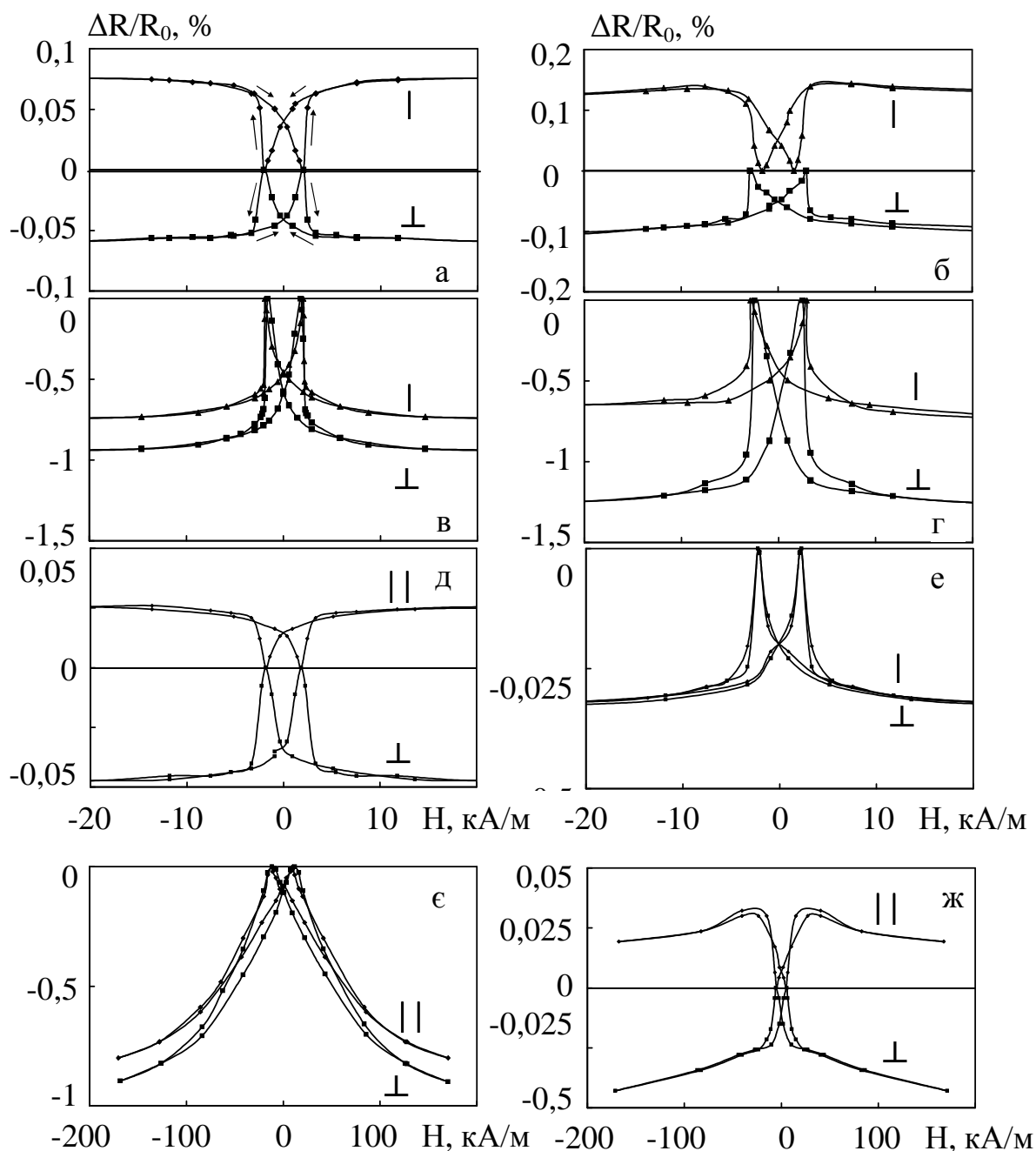


Рис. 5.4. Залежність повздовжнього (||) та поперечного (\perp) МО від напруженості магнітного поля для невідпалених плівок: одношарової Co (а) ($d_{Co} = 70$ нм), тришарових Co/Cu/Co/П (б, в, г) (б: $d_{Co} = 35$ нм, $d_{Cu} = 1,5$ нм; в: $d_{Co} = 30$ нм, $d_{Cu} = 4$ нм; г: $d_{Co} = 30$ нм, $d_{Cu} = 4$ нм) та тришарових плівок Co/Ag/Co/П (д, е, е, ж) (д: $d_{Co} = 40$ нм, $d_{Ag} = 5$ нм; е: $d_{Co} = 35$ нм, $d_{Ag} = 8$ нм; е: $d_{Co} = 30$ нм, $d_{Ag} = 12$ нм; ж: $d_{Co} = 30$ нм, $d_{Ag} = 20$ нм). а, б, в, д, е, е, ж – температура вимірювання 300 К, г - температура вимірювання 150 К

Розглянемо більш докладно механізм реалізації ГМО у багатошарових плітках. Відомо, що джерелом ГМО є механізм неоднакового розсіювання двох груп електронів, що відрізняються орієнтацією спінів відносно напрямку намагніченості, що розсіює електрони магнітної структури [23]. У даних тришарових системах при магнітному насиченні в полі $H > H_S$ намагніченості сусідніх шарів паралельні. Електрони зі спіном, паралельним намагніченості, слабо розсіюються у всіх шарах і, як наслідок, створюють більшу частину електричного струму. Навпаки, електрони зі спіном, антипаралельним намагніченості, розсіюються сильно і вносять менший за величиною внесок в електричний струм. У результаті при $H > H_S$ електроопір тришарової структури буде зменшуватися на деяку величину відносно опору для випадку $H = 0$. Дійсно, у структурі з антипаралельною орієнтацією магнітних моментів шарів електрони провідності обох груп зустрічають при своєму русі шари, намагнічені паралельно, і шари, намагнічені антипаралельно. Тому електрони при $H = 0$ розсіюються то сильніше, то слабше, коли вони перетинають послідовні магнітні шари. Отже, електроопір тут буде більшим, ніж при $H > H_S$.

Останніми роками було встановлено, що в мультишарах значний внесок у ГМО вносить також інтерференція електронних хвиль, відбитих від зовнішніх і внутрішніх границь інтерфейсів – поверхонь, що розділяють магнітні й немагнітні шари. Антипаралельна орієнтація шарів Co в нашому випадку може виникати внаслідок різної коерцитивної сили верхнього та нижнього шарів. Під дією зовнішнього магнітного поля відбувається перехід до паралельної орієнтації намагніченості шарів Co (ферромагнітна взаємодія шарів). Проявом такого переходу і є ГМО, викликаний спін-залежним розсіюванням електронів провідності.

Нами були отримані за допомогою вібраційного магнітометра петлі магнітного гістерезису для тришарових пліток Co/Cu/Co/П і Co/Ag/Co/П. На рис. 5.5 а, в у якості ілюстрації наведені петлі магнітного гістерезису, отримані за допомогою вібраційного магнітометра в магнітному полі, прикладеному в площині плівки, та магніторезистивні петлі (рис. 5.5 б, г) для невідпалених

тришарових плівок Co/Cu/Co/П (а, б) ($d_{Co}=30$ нм, $d_{Cu}=5$ нм) і Co/Ag/Co/П (в, г) ($d_{Co}=35$ нм, $d_{Ag}=8$ нм), отримані при кімнатній температурі. Як видно з рисунка, для плівок Co/Ag/Co/П характерні майже прямокутні петлі гістерезису. Такі петлі характерні для шарів з планарною орієнтацією намагніченості (“тонкоплівковий” стан [184, 185]). За петлями гістерезису були визначені коерцитивна сила (H_C при $M(H)=0$) і поле насичення H_S . При порівнянні цих магнітних параметрів з відповідними параметрами, отриманими за допомогою магніторезистивних петель була отримана хороша відповідність. Поле насичення приймали рівним полю, що відповідає значенню $0,9(\Delta R/R_0)_{max}$ на кривій $\Delta R/R_0 = f(H)$. Розбіжності значень, отриманих із кривої намагнічування $M(H)$ і відповідної їй петлею зміни електроопору в магнітному полі $(\Delta R/R_0)(H)$, не перевищують 20%. Відтак можна говорити про якісний збіг результатів, отриманих обома методами. Надалі коерцитивна сила й поле насичення будуть визначатися з петлі $(\Delta R/R_0)(H)$.

Гігантський магнітоопір може бути представлений у формі [186]:

$$\Gamma_{MO}(H) = \frac{(\rho_{AF} - \rho_F)}{\rho_F} \left[1 - \frac{M(H)}{M_S} \right]^2, \quad (5.17)$$

де ρ_{AF} – питомий опір при антипаралельній конфігурації системи;

ρ_F – питомий опір при паралельній конфігурації системи;

$M(H)$ – намагніченість у магнітному полі H ; M_S – намагніченість насичення.

Для порівняння, на рис. 5.6 представлені експериментальна та розрахована згідно формули (5.17) залежності ГМО від зовнішнього магнітного поля. Як видно з рисунка, експериментальна і розрахункова петлі магніторезистивного гістерезису добре збігаються, спостерігається лише незначна їх розбіжність у полі $H < H_S$. Це є ще одним підтвердженням можливості визначення магнітних параметрів із залежності $(\Delta R/R_0)(H)$.

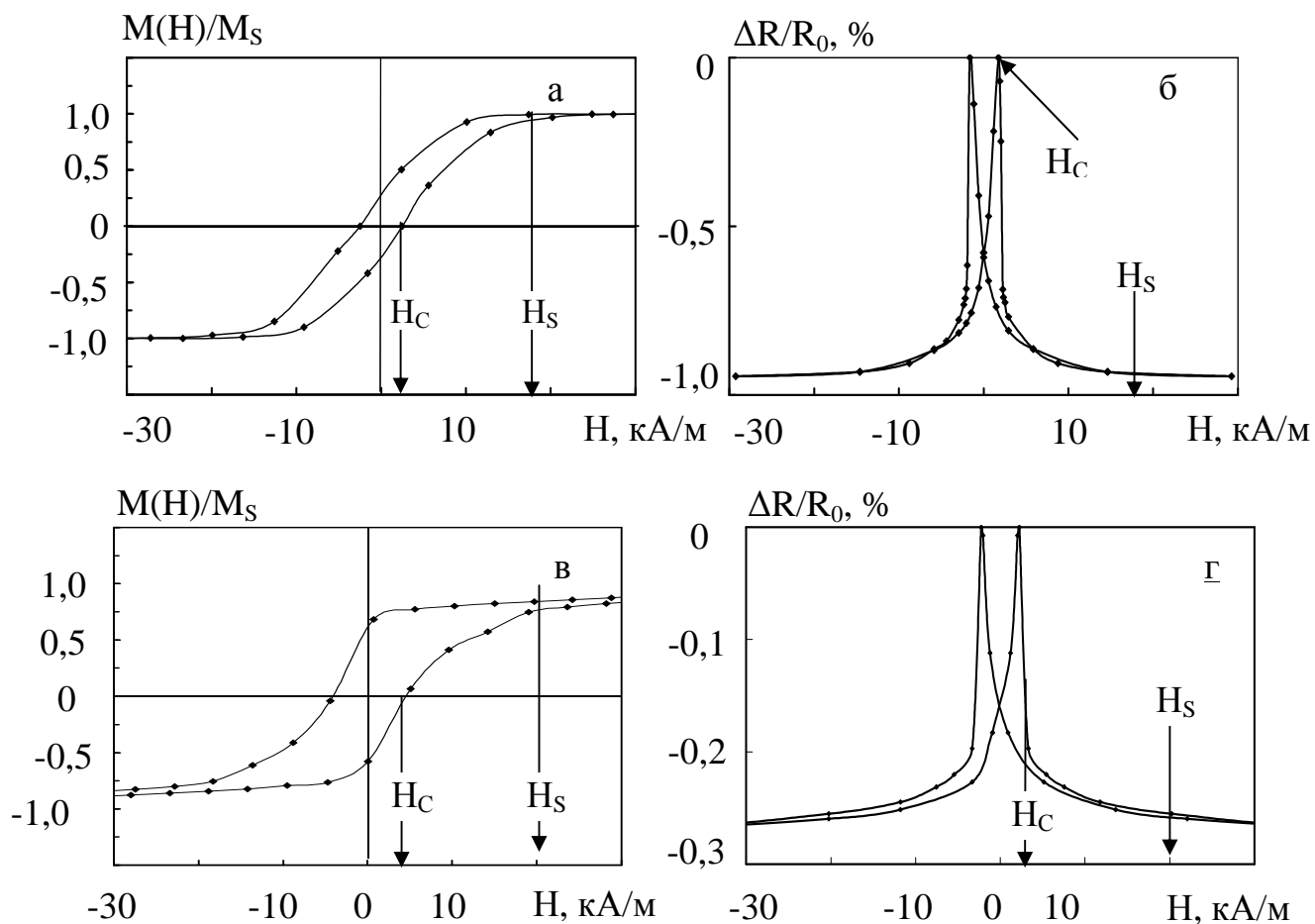


Рис. 5.5. Петлі гістерезису (а, в), отримані за допомогою вібраційного магнітометра в магнітному полі, прикладеному в площині плівки та магніторезистивні петлі (б, г) для невідпалених тришарових плівок Co/Cu/Co/П (а, б) ($d_{\text{Co}} = 30$ нм, $d_{\text{Cu}} = 5$ нм) та Co/Ag/Co/П (в, г) ($d_{\text{Co}} = 35$ нм, $d_{\text{Ag}} = 8$ нм) Температура вимірювання 300 К

Система FeNi/Cu(Ag)/FeNi. Результати вимірювання МО свіжосконденсованих тришарових плівок FeNi/Cu(Ag)/FeNi представлені на рис. 5.7. Для невідпалених плівок з $d_{\text{FeNi}} = 10\text{-}50$ нм, $d_{\text{Cu}} = 2\text{-}15$ нм та $d_{\text{Ag}} = 4\text{-}15$ нм спостерігається тільки зменшення електричного опору при внесенні зразків у магнітне поле, як при повздовжній так і при паралельній орієнтації струму і магнітного поля (рис. 5.7 а, б, в). Але слід зазначити, що для плівок зі срібним прошарком при $d_{\text{Ag}} = 1\text{-}3$ нм спостерігається тільки АМО ($(\Delta R/R_0)_{\text{max}} = 0,02\text{-}0,1\%$). При подальшому збільшенні d_{Ag} поведінка МО аналогічна поведінці для плівок з мідним прошарком. Для плівок FeNi/Cu/FeNi з $d_{\text{Cu}} = 2\text{-}3$ нм (рис. 5.7 г) характерною рисою є велика різниця між величинами

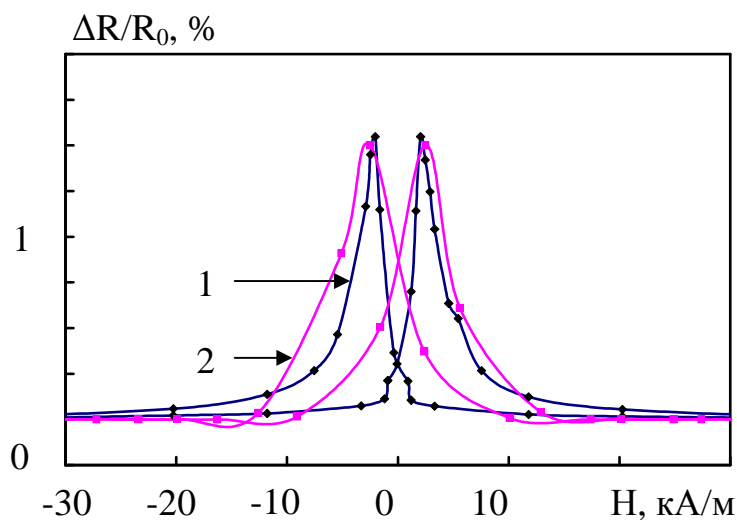


Рис. 5.6. Магніторезистивні петлі гістерезису для невідпаленої тришарової плівки Co/Cu/Co/П ($d_{\text{Co}}=30$ нм, $d_{\text{Cu}}=5$ нм). 1 – експериментальна, 2 – розрахована за співвідношенням (5.17)

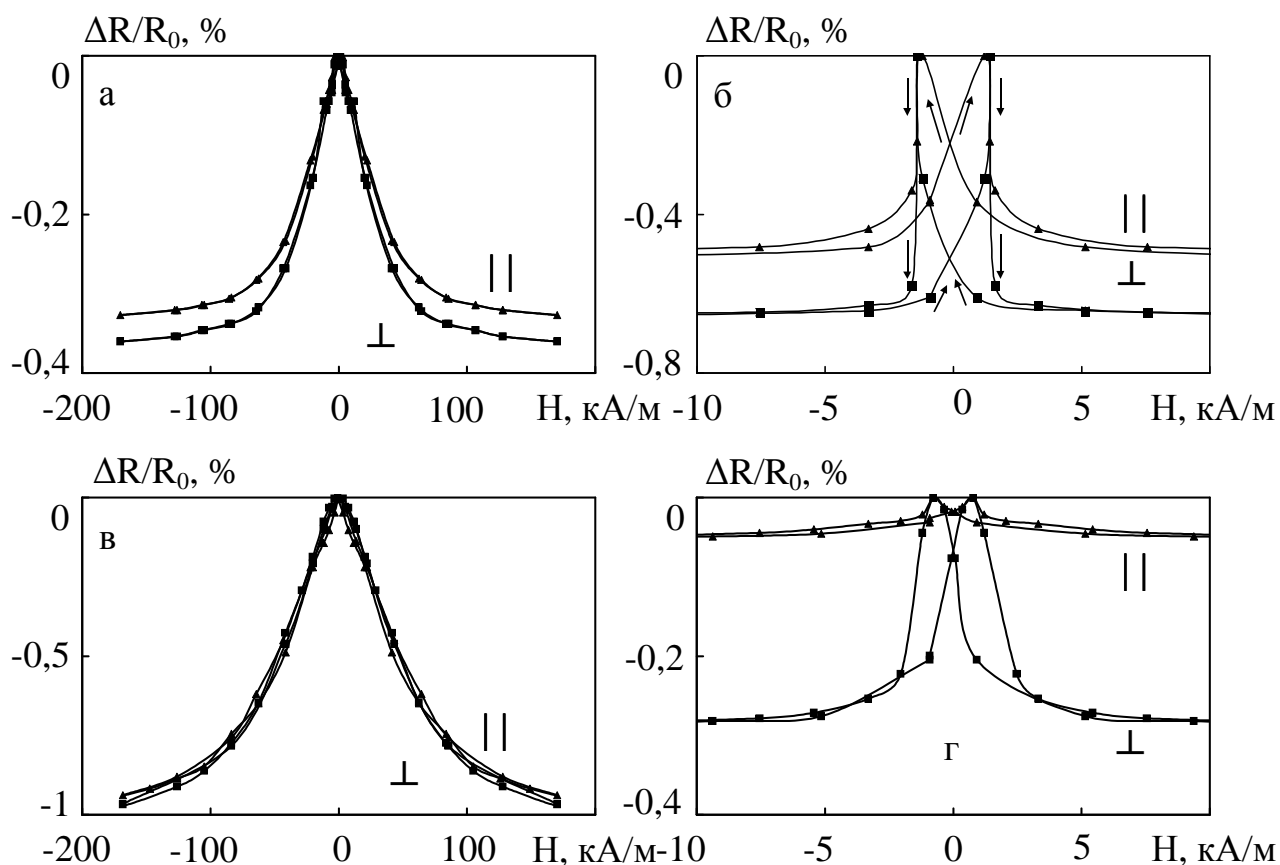


Рис. 5.7. Залежність повздовжнього (||) та поперечного (⊥) МО від напруженості магнітного поля для невідпалених тришарових плівок FeNi/Cu/FeNi (а, б, г): а - $d_{\text{Fe-Ni}}=15$ нм, $d_{\text{Cu}}=3$ нм; б - $d_{\text{Fe-Ni}}=45$ нм, $d_{\text{Cu}}=8$ нм; г - $d_{\text{FeNi}}=40$ нм, $d_{\text{Cu}}=1,5$ нм та FeNi/Ag/FeNi (в) $d_{\text{FeNi}}=20$ нм, $d_{\text{Ag}}=4$ нм

повздожнього і поперечного МО (величина поперечного МО у 5-7 разів більше повздожнього). Для плівок з $d_{Cu} = 3-20$ нм залежності $\Delta R/R_0(H)$ повздожнього і поперечного МО майже співпадають, а для деяких плівок величина повздожнього МО дещо більша поперечного. Величина магнітоопору при цьому досягає 1% при кімнатній температурі (для невідпалених плівок сплаву FeNi спостерігається АМО і його величина не перевищує 0,1%). Таким чином, можна говорити про реалізацію ефекту ГМО у даних тришарових системах.

Слід зазначити, що для зразків з $d_{FeNi} = 10-25$ нм (незалежно від товщини та виду прошарку) гістерезис магніторезистивного ефекту не спостерігається (рис. 5.7 а, в). При цьому магнітне насичення відбувається в порівняно сильному полі $H > 100$ кА/м, хоча пермалой 50Н є магнітом'яким сплавом з $H_C = 1-2$ кА/м. Відсутність гістерезису може бути пов'язана, як і у випадку [183], з малою величиною залишкової намагніченості магнітних шарів. Згідно [187], при зменшенні товщини тонких плівок (або розмірів малих частинок) повинна зменшуватися намагніченість насичення, оскільки шар матеріалу складається з відносно небагатьох атомних площин, так що стає неможливою повна паралельна орієнтація спінів електронів 3d-оболонки, яка виникає в результаті дії обмінних сил. Це явище спостерігається при кімнатній температурі й товщині шарів або розмірах частинок порядку (10-20) нм.

Для зразків з більшою товщиною феромагнітних шарів ($d_{FeNi} = 25-50$ нм незалежно від товщини і виду прошарку) гістерезис магніторезистивного ефекту спостерігається у вигляді розкритих петель (рис. 5.7 б, г). Поле насичення при цьому значно менше і становить $H_S \approx 3$ кА/м. Очевидно, такі відмінності пов'язані з різними механізмами перемагнічування плівок. Так, у випадку більших товщин магнітних шарів (25-50 нм), ймовірно, процес намагнічування відбувається за рахунок збільшення об'єму доменів, намагніченість яких орієнтована вздовж поля H , за рахунок зменшення об'єму сусідніх доменів у яких напрям намагніченості орієнтований проти поля (процес зміщення). При малих товщинах магнітних шарів (10-20 нм), можливо,

процес намагнічування зумовлений обертанням напряму спонтанної намагніченості доменів. Плівки з товщиною феромагнітних шарів ($d_{\text{FeNi}} = 25\text{-}50$ нм) мають мале значення коерцитивної сили $H_C = 1\text{-}2$ кА/м, що співпадає зі значенням H_C масивного пермалою 50Н.

Несиметрична система FeNi/Cu(Ag)/Co. Антипаралельна конфігурація намагніченостей сусідніх феромагнітних шарів у багатошарових структурах досягається за рахунок наявності антиферомагнітного зв'язку між феромагнітними шарами через немагнітний прошарок. Але наявність сильного антиферомагнітного зв'язку не є необхідною умовою отримання ефекту ГМО. Так, у роботі [188] були розглянуті багатошарові системи, в яких антипаралельна конфігурація намагніченостей сусідніх феромагнітних шарів досягається коли в якості феромагнітних шарів використовувати два феромагнетика з різною величиною коерцитивної сили. Тут антипаралельна конфігурація досягається при значеннях зовнішнього магнітного поля, величина якого знаходиться між коерцитивними силами різних феромагнітних шарів. У нашому випадку така ситуація реалізується у тришаровій структурі FeNi/Cu/Co/П. Результати експериментальних досліджень тришарової асиметричної системи FeNi/Cu(Ag)/Co представлені нижче.

Для всіх досліджуваних невідпалених плівок FeNi/Cu/Co з $d_{\text{Cu}} < 2$ нм і FeNi/Ag/Co з $d_{\text{Ag}} < 3$ нм також спостерігається анізотропний магнітоопір. Наявність АМО при малих товщинах прошарків пояснюється відсутністю неперервності немагнітних прошарків, внаслідок чого існує досить сильний прямий зв'язок магнітних шарів. Така взаємодія перешкоджає роздільному перемагнічуванню шарів, а отже не приводить до виникнення ГМО.

Для невідпалених зразків з $d_{\text{Cu}} = 2\text{-}10$ нм і $d_{\text{Ag}} = 3\text{-}10$ нм спостерігається тільки зменшення електроопору при внесенні зразків у магнітне поле незалежно від його напрямку (рис. 5.8). Величина МО для цих плівок становить 0,2-0,4%. Але для плівок з $d_{\text{Ag}} = 3\text{-}5$ нм величина МО залишається менше 0,1%.

Слід зазначити, що для невідпалених систем FeNi/Cu(Ag)/Co з $d_{\text{Cu(Ag)}} = 4\text{-}6$ нм спостерігається горизонтальна ділянка на магніторезистивній

петлі (рис. 5.8 а) в інтервалі зовнішнього магнітного поля від 3 кА/м до 8 кА/м. Цей факт свідчить про роздільне перемагнічування шарів.

Зміна опору структури відбувається при зміні взаємної орієнтації намагніченості магнітом'якого (FeNi) та магнітожорсткого (Co) шарів, тобто реалізується ГМО. Різкі зміни МО, що спостерігаються на магніторезистивній петлі, відповідають роздільному перемагнічуванню магнітом'якого та магнітожорсткого шарів, які відбуваються в полях 2 та 8 кА/м відповідно. На рис. 5.8 а показані залежності повздовжнього і поперечного МО для невідпаленої плівки з $d_{Cu} = 5$ нм, одержані при кімнатній температурі. При охолодженні зразків до 150 К вид петель гістерезису магніторезистивного ефекту практично не змінюється. Спостерігається тільки збільшення ефекту і зміщення горизонтальної ділянки на магніторезистивній петлі в область більш сильних полів. На рис. 5.8 б представлена частинна магніторезистивна петля, виміряна в полях, менших поля перемагнічування магнітожорсткого шару (виміряна в діапазоні полів -5 до +5 кА/м). Вона дещо зміщена по осі полів відносно значення $H = 0$, що є наслідком взаємодії магнітожорсткого та магнітом'якого шарів через немагнітний прошарок. Аналогічні зсуви спостерігали автори [179] для спін-вентильних магніторезистивних структур на основі багат шарових плівок Co/Tb.

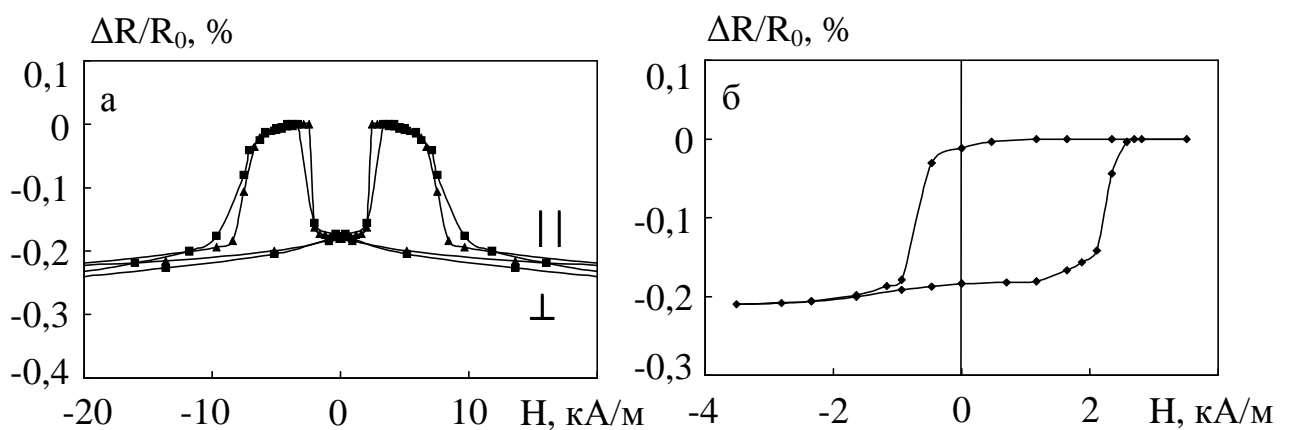


Рис. 5.8. Повна (а) та частинна (б) магніторезистивні петлі гістерезису для тришарової структури FeNi(30 нм)/Cu(5 нм)/Co(30 нм)/П. Температура вимірювання 300 К

Для невідпалених зразків FeNi/Cu(Ag)/Co з $d_{\text{Cu,Ag}} = 6\text{-}10$ нм спостерігаються типові магніторезистивні петлі, характерні для симетричних тришарових систем (відсутня горизонтальна ділянка на петлі).

У таблиці 5.1 наведені параметри свіжосконденсованих плівок. Як видно з таблиці, при зміні товщини прошарку величина коерцитивної сили H_C і поле насичення H_S осцилюють, що обумовлено, очевидно, осциляцією непрямого обмінного зв'язку між феромагнітними шарами. Максимальні значення коерцитивної сили припадають на товщини, при яких спостерігається ГМО. При цих же товщинах спостерігаються і максимальні значення поля насичення, що є підтвердженням антиферомагнітного зв'язку магнітних шарів. Мінімальні значення H_C спостерігаються при анізотропному МО (магнітні шари зв'язані феромагнітно). Для тришарових плівок на основі Co спостерігається добра кореляція між значеннями коерцитивної сили і поля насичення. Оскільки можна вважати, що величина H_S є індикатором антиферомагнітного зв'язку між магнітними шарами, то з експериментальних даних видно, що H_C обумовлена обмінним зв'язком між феромагнітними шарами. Нам не відомі роботи, в яких була б з'ясована природа такого зв'язку.

Слід зазначити, що для одношарових плівок H_C є також розмірно залежною. Залежність коерцитивної сили від товщини плівки була теоретично вивчена Неєлем для плівок, товщина яких перевищує ширину доменних стінок.

Експериментально було отримано залежність $H_C = \alpha d^{-1}$ для товщин, що перебувають в інтервалі 25-250 нм. Результати наших досліджень якісно підтверджують цей висновок: при збільшенні товщини одношарових плівок як чистого Co, так і сплаву FeNi коерцитивна сила зменшується.

Таблиця 5.1

Параметри свіжосконденсованих плівок

Зразок	$2d_F$, нм	d_N , нм	H_C , кА/м	H_S , кА/м	$(\Delta R/R_0)_{\max}(//)$, %	$(\Delta R/R_0)_{\max}(\perp)$, %	Примітка
Co	50	0	1,3	5	0,04	-0,07	АМО
Co/Cu/Co	70	1,5	1,3	5	0,1	-0,12	АМО
	60	4	2	6	-0,85	-1	ГМО
	60	5	2,5	6	-0,7	-0,8	ГМО
	60	7	2	5	-0,25	-0,4	ГМО
	60	10	2,3	5	-0,05	-0,15	Ознаки ГМО
	30	3	2,5	10	-0,1	-0,15	Ознаки ГМО
Co/Ag/Co	80	5	2,2	6	0,04	-0,05	АМО
	60	7	2	7	-0,3	-0,3	ГМО
	40	12	8	100	-0,85	-1	ГМО
	60	30	2	6	0,02	-0,03	АМО
FeNi/Cu/FeNi	70	2	1	2,5	-0,07	-0,3	Ознаки ГМО
	60	7	1,5	3	-0,8	-0,7	ГМО
	60	9	0,6	3	-0,5	-0,7	ГМО
	60	15	0,6	3	-0,06	-0,1	Ознаки ГМО
	30	3	-	100	-0,3	-0,4	Відсутність петлі гістерезису
FeNi/Ag/FeNi	60	3	0,6	3	0,02	-0,15	АМО
	60	8	1	4	-0,5	-0,4	ГМО
	60	15	0,6	3	-0,03	-0,1	Ознаки ГМО
	30	5	-	100	-0,95	-1	ГМО
FeNi/Ag/Co	40	8	8	100	-0,15	-0,2	Ознаки ГМО
	60	5	-	10	-0,3	-0,35	Ознаки ГМО

5.4. Результати дослідження впливу температури відпалювання на магнітоопір плівок [126, 133, 142, 189]

Система Co/Cu(Ag)/Co. Відомо, що ефективним засобом впливу на мікроструктуру та властивості мультишарових структур є термічна обробка [183]. У нашому експерименті поетапному вакуумному відпалюванню при різних температурах $T_{\text{відп}}$ були піддані всі отримані плівки. Тривалість термообробки при кожній температурі становила 30 хв.

В одношарових плівках Co і тришарових Co/Cu(Ag)/Co з товщинами шарів $d_{\text{Co}} = 20\text{-}50$ нм, $d_{\text{Cu}} = 1\text{-}20$ нм та $d_{\text{Ag}} = 1\text{-}30$ нм було досліджено вплив температури відпалювання на вид петель магніторезистивного гістерезису і величину повздовжнього та поперечного МО. Основні закономірності зміни виду залежностей $(\Delta R/R_0)(H)$ після відпалювання для системи Co/Cu/Co можна простежити на рис. 5.9. На цьому рисунку в якості ілюстрації наведені залежності МО від напруженості зовнішнього магнітного поля для невідпалених і відпалених при температурі 700 К тришарових плівок Co/Cu/Co з різною товщиною немагнітного прошарку, отримані при температурі 300 К.

Для всіх досліджуваних невідпалених і відпалених при 700 К плівок Co/Cu/Co з $d_{\text{Cu}} = 1\text{-}2$ нм (рис. 5.9 а,б) ГМО не спостерігався, а поведінка залежностей повздовжнього та поперечного МО від напруженості магнітного поля подібна поведінці відповідних залежностей для плівок чистого кобальту (анізотропія МО). Після відпалювання плівок з $d_{\text{Cu}} < 2$ нм (рис. 5.9 б) на польових залежностях спостерігається незначне зміщення піків до області більш сильних полів і збільшення величини МО у 3-5 разів.

Як ми вже відзначали, для невідпалених плівок з товщиною $d_{\text{Cu}} = 2\text{-}4$ нм (рис. 5.9 в) спостерігається тільки зменшення електроопору незалежно від напрямку прикладеного магнітного поля (відсутність анізотропії МО). У цих плівках у вихідному стані реалізується ефект гігантського магнітоопору з максимальною величиною більше 1% при кімнатній температурі.

Після відпалювання цих зразків при 700 К у магнітному полі з напруженістю 8 кА/м знову з'являється анізотропія МО, а величина МО зменшується до 0,5-0,6% (рис. 5.9 г). Таким чином, відпалювання до 700 К призводить до руйнування вихідного магнітного порядку в шарах кобальту. На нашу думку, внаслідок рекристалізаційних процесів, дифузії атомів міді й кобальту та малої товщини прошарку міді ($d_{Cu} = 4$ нм) відбулося порушення неперервності мідного шару, що виключає ефект спін-залежного розсіювання електронів провідності. Аналогічна ситуація спостерігалася й авторами роботи [143] при дещо менших температурах відпалювання.

При збільшенні товщини немагнітного шару до 5 нм як для невідпалених (рис. 5.9 д), так і для відпалених (рис. 5.9 е) зразків спостерігається тільки зменшення електроопору незалежно від напрямку магнітного поля. Для невідпалених плівок з $d_{Cu} = 5$ нм величина ГМО досягає 1% при кімнатній температурі, проте наступне відпалювання до 700 К призводить до зростання величини ГМО до 3-4% при $T = 300$ К, а при $T = 150$ К – до 5-6%.

При подальшому збільшенні товщини мідного прошарку ($d_{Cu} = 6-10$ нм) ізотропність польових залежностей МО зберігається після відпалювання при $T_{відп} = 700$ К. Однак максимальна величина МО для цих зразків становить 0,1-0,3% для невідпалених і 1-1,5% для відпалених плівок. На відміну від одношарових плівок Со, величина МО після відпалювання зростає не у 2-5 разів, а приблизно в 10 разів. При $d_{Cu} > 15$ нм магніторезистивний ефект практично повністю зникає.

Як бачимо, оптимальне значення ефективної товщини немагнітного шару d_{Cu} (при майже однакових значеннях d_{Co}), при якому можна було одержати максимально велике значення ГМО для невідпалених плівок становить 3-5 нм, для відпалених при 700 К – 5-7 нм.

На рис. 5.10 в якості ілюстрації представлені залежності МО від температури відпалювання для плівок Со і тришарової системи Со/Сu/Со з різною товщиною прошарку (на рис. 5.10 знак “–” показує, що електроопір падає при внесенні зразка в магнітне поле). Як видно з рис. 5.10 а, б, залежності

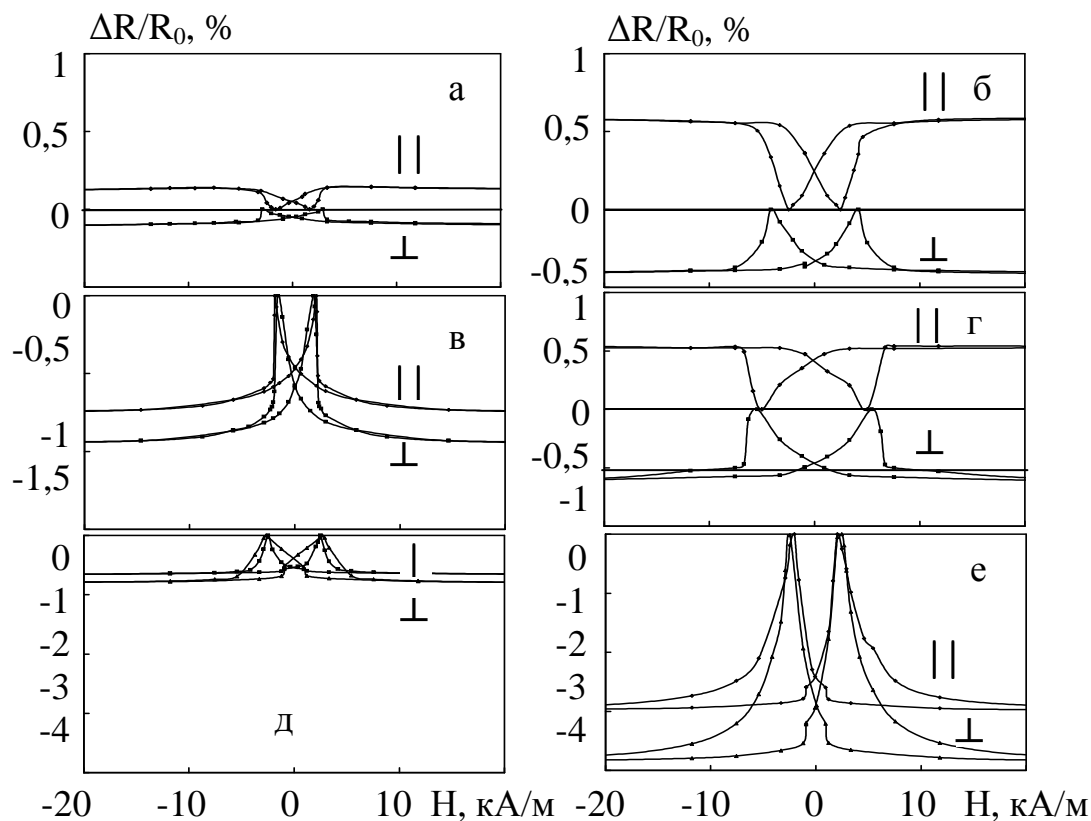


Рис. 5.9. Залежність повздовжнього (||) та поперечного (\perp) МО від напруженості магнітного поля для невідпалених (а, в, д) і відпалених при температурі 700 К (б, г, е) тришарових плівок Co/Cu/Co/П (а, б: $d_{\text{Co}} = 35$ нм, $d_{\text{Cu}} = 1,5$ нм; в, г: $d_{\text{Co}} = 30$ нм, $d_{\text{Cu}} = 4$ нм; д, е: $d_{\text{Co}} = 25$ нм, $d_{\text{Cu}} = 5$ нм). Температура вимірювання 300 К

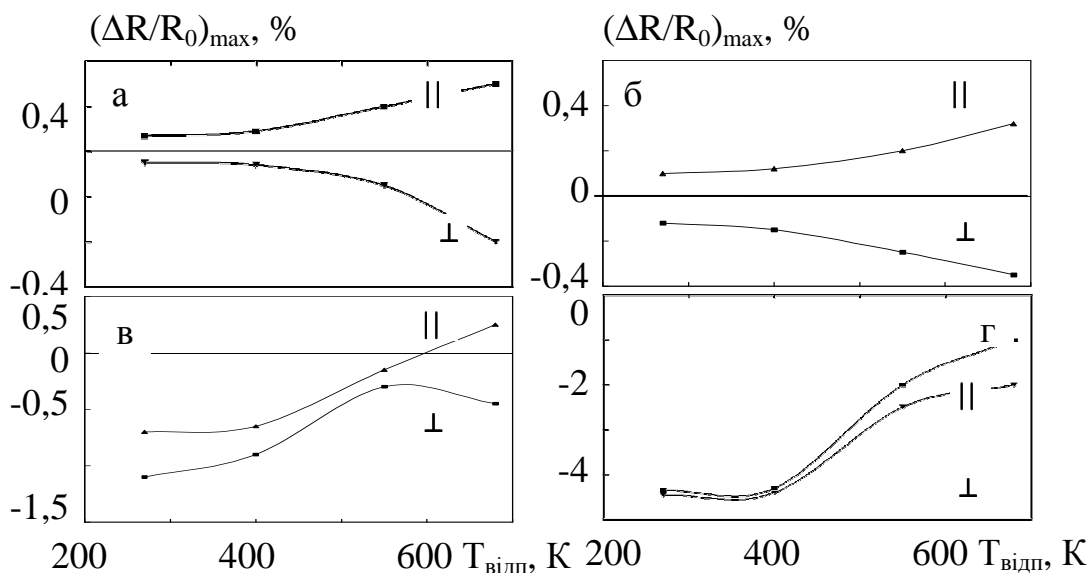


Рис. 5.10. Залежність $(\Delta R/R_0)_{\text{max}}$ від температури відпалювання для повздовжнього (||) і поперечного (\perp) магнітоопору плівок Co з $d_{\text{Co}}=70$ нм (а) та Co/Cu/Co/П (б: $2d_{\text{Co}} = 60$ нм, $d_{\text{Cu}} = 1,5$ нм; в: $2d_{\text{Co}} = 60$ нм, $d_{\text{Cu}} = 3$ нм; г: $2d_{\text{Co}} = 60$ нм, $d_{\text{Cu}} = 5$ нм)

$(\Delta R/R_0)_{\max}(T_{\text{відп}})$ для одношарових плівок Co і тришарової Co/Cu/Co з $d_{\text{Cu}} < 2$ нм подібні і мають монотонний хід, що на нашу думку, в основному обумовлено збільшенням розмірів кристалів Co. Для плівок з $d_{\text{Cu}} = 2-4$ нм залежності $(\Delta R/R_0)_{\max}(T_{\text{відп}})$ мають уже не монотонний хід (рис. 5.10 в). Як бачимо, низькотемпературне відпалювання ($T_{\text{відп}} = 400$ К) майже не приводить до зміни величини ГМО. Збільшення $T_{\text{відп}}$ до 550 К приводить до різкого зменшення величини ГМО (майже в 10 разів). Подальше збільшення $T_{\text{відп}}$ призводить до появи АМО. При $T_{\text{відп}} > 600$ К відбувається знову ріст величини МО, але вже анізотропного. Мінімальне значення МО спостерігається при переході від ГМО до АМО. Причиною появи анізотропії МО є порушення неперервності немагнітного прошарку.

Для тришарових плівок Co/Cu/Co з $d_{\text{Cu}} > 5$ нм хід залежностей $(\Delta R/R_0)_{\max}(T_{\text{відп}})$ знову стає монотонним. Збільшення величини ГМО у плівках з відносно товстими мідними прошарками ($d_{\text{Cu}} > 5$ нм), можливо, пов'язане з розшаруванням кобальту і міді на межі поділу шарів, що спричинює утворення більш гладкої границі розділу й зменшення величини флуктуацій товщини мідного прошарку. У результаті магнітостатичний (“позитивний”) зв’язок між шарами кобальту зменшується, а антиферомагнітний (“негативний”) – збільшується, оскільки останній надзвичайно чутливий до зміни відстані між феромагнітними шарами. Як відзначають автори [191], у даній ситуації не виключено, що крім зазначених вище причин на поведінку величини ГМО плівок також впливає механізм розсіювання електронів у магнітних шарах, пов’язаний із шорсткостями міжзеренних границь. Так, із збільшенням температури відпалювання збільшується глибина дифузії проміжного шару міді в об’ємі шарів кобальту, що зумовлює зростання ролі спін-залежного розсіювання на границях зерен в ефекті ГМО плівок. Відпалювання, що стимулює процеси дифузії, приводить до появи надлишкових вакансій в об’ємі шарів кобальту, що також є причиною невеликого росту ГМО, оскільки збільшується потік спін-поляризованих електронів, що рухаються до границі розділу між шарами.

Таким чином, як показують результати експериментальних досліджень, характер поведінки МО і його величина для тришарових плівок Co/Cu/Co визначається товщиною немагнітного шару. Також слід зазначити, що тільки для цієї системи при $d_{Cu} > 5$ нм не спостерігається перехід ГМО в АМО навіть після відпалювання зразків при 700 К. Максимальне значення ГМО було отримано для відпалених плівок при 700 К, що також є властиво лише цій системі Co/Cu/Co.

Розглянемо результати дослідження впливу температури відпалювання на вид петель магніторезистивного гістерезису та величину повздожнього і поперечного МО для плівок Co/Ag/Co. Для всіх досліджуваних невідпалених і відпалених при 700 К плівок Co/Ag/Co з $d_{Ag} = 1-5$ нм, як і у випадку плівок з тонкими мідними прошарками, ГМО не спостерігався, а поведінка залежностей повздожнього та поперечного МО від напруженості магнітного поля подібні відповідним залежностям для плівок чистого кобальту. Після відпалювання цих плівок ($d_{Ag} < 5$ нм) на польових залежностях спостерігається незначне зміщення піків в область більш сильних полів і збільшення величини МО в 3-5 разів.

Для невідпалених плівок і відпалених при 400 К з товщиною прошарків $d_{Ag} = 5-20$ нм спостерігається ізотропний магнітоопір і реалізується ефект ГМО (рис. 5.11). Слід зазначити, що для невідпалених плівок зі срібним прошарком польові залежності повздожнього і поперечного МО добре співпадають. Після відпалювання при $T_{відп} = 400$ К згадані залежності не збігаються за рахунок різниці величин повздожнього й поперечного МО. Зі збільшенням температури відпалювання до 550 К істотно змінюється форма петель магніторезистивного гістерезису. Як видно з рис. 5.11 для плівок, відпалених при 550 К, з'являється анізотропний магнітоопір (АМО). Причиною появи анізотропії МО, як і у випадку плівок з мідним прошарком, є порушення неперервності немагнітного прошарку. Особливістю польових залежностей МО є не співпадання їхніх піків для повздожнього й поперечного МО. Для повздожнього МО піки розташовані в більш слабких магнітних полях.

Для плівок, відпалених при 700 К, зберігається АМО, петлі магніторезистивного гістерезису стають більш чіткими й піки польових залежностей для повздовжнього і поперечного МО добре співпадають.

Потрібно також відзначити, що для невідпалених плівок з $d_{Ag} = 5-10$ нм хоч і спостерігається відсутність анізотропії МО, проте величина МО при цьому не перевищує 0,1%. Внаслідок малої товщини срібного прошарку для цих плівок, відпалювання вже навіть при 400 К, приводить до появи АМО. Величина МО при цьому істотно не змінюється. Після відпалювання при більш високих температурах польові залежності для цих плівок аналогічні польовим залежностям для плівок з $d_{Ag} = 10-20$ нм.

Для невідпалених і відпалених при різних температурах тришарових плівок з $d_{Ag} > 20$ нм спостерігається тільки АМО, а при $d_{Ag} > 30$ нм магніторезистивний ефект не спостерігається в магнітних полях до 150 кА/м.

На рис. 5.12 наведені залежності $(\Delta R/R_0)_{max} = f(T_{відп})$ для повздовжнього (//) і поперечного (\perp) МО тришарових плівок з різними товщинами магнітних і немагнітних шарів. Для плівок з $2d_{Co} = 50$ нм і $d_{Ag} = 10$ нм (рис. 5.12 а) відпалювання при 400 К призводить до збільшення поперечного МО в 2 рази, а повздовжній МО збільшується незначно. Причини збільшення МО після відпалювання при 400 К, очевидно, ті ж, що й у випадку плівок з мідним прошарком (описані вище).

При подальшому збільшенні температури відпалювання спостерігається істотне зменшення величини МО і перехід до АМО. Зменшення $(\Delta R/R_0)_{max}$ після відпалювання при 550 К обумовлено істотним збільшенням розмірів кристалітів срібла, що зумовлює утворення структурно несучільного прошарку срібла в результаті чого з'являється прямий обмінний зв'язок між шарами кобальту. Поява цього зв'язку і приводить до появи АМО. Як і у випадку плівок з мідним прошарком, для плівок Co/Ag/Co мінімальне значення МО спостерігається при переході від ГМО до АМО.

Деяко інша поведінка залежності $(\Delta R/R_0)_{max} = f(T_{відп})$ спостерігається для повздовжнього (//) і поперечного (\perp) МО тришарових плівок $2d_{Co} = 70$ нм і

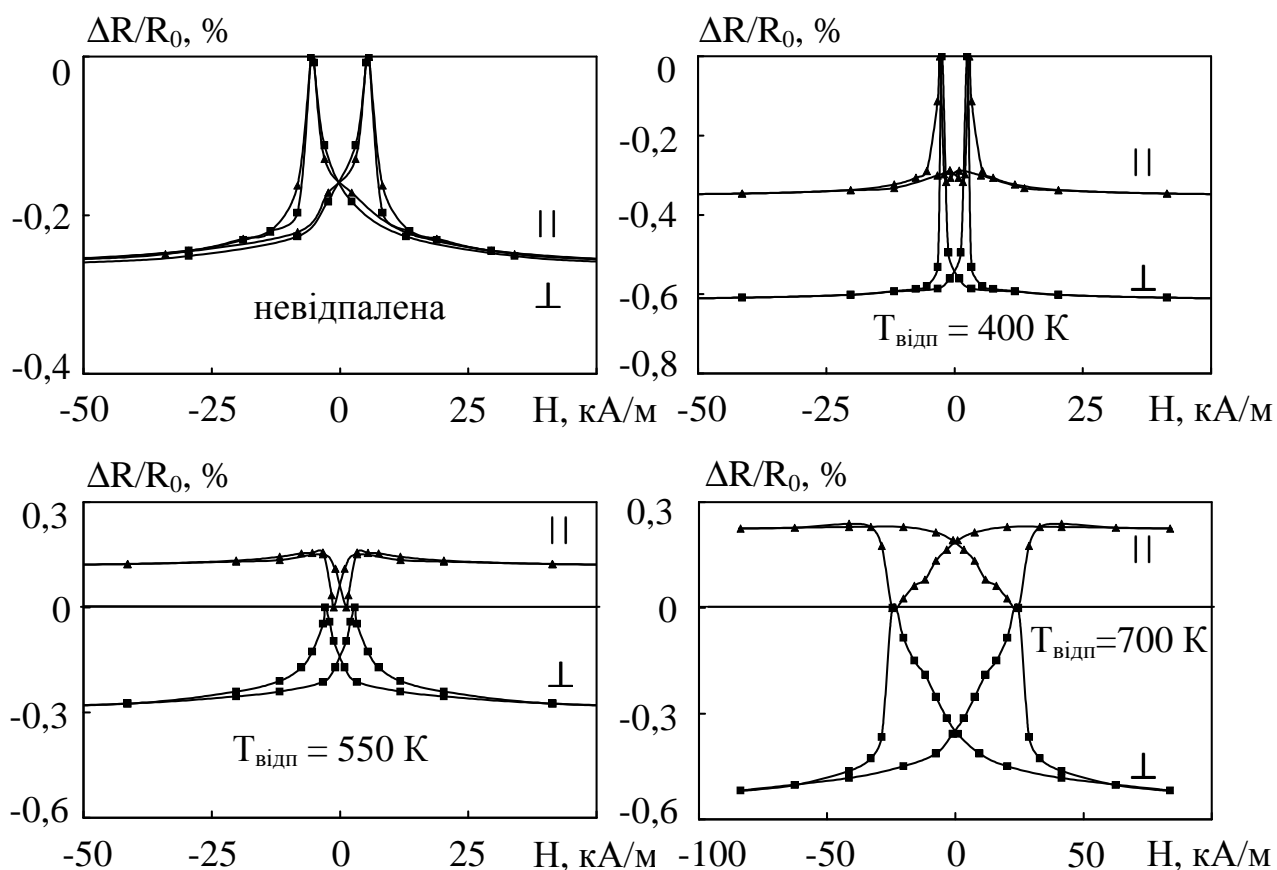


Рис. 5.11. Залежність повздовжнього (//) та поперечного (\perp) МО для невідпаленої та відпаленої при різних температурах тришарової плівки Co/Ag/Co ($2d_{\text{Co}} = 50$ нм, $d_{\text{Ag}} = 10$ нм)

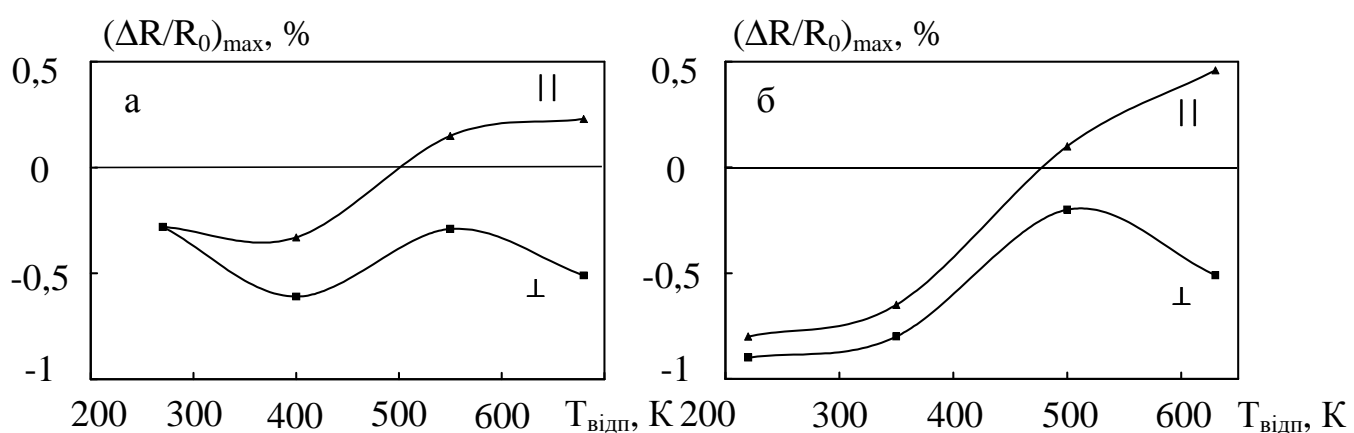


Рис. 5.12. Залежність повздовжнього (//) та поперечного (\perp) магнітоопору $(\Delta R/R_0)_{\text{max}}$ від температури відпалювання $T_{\text{відп}}$ для тришарових плівок Co/Ag/Co (а: $2d_{\text{Co}} = 50$ нм, $d_{\text{Ag}} = 10$ нм; б: $2d_{\text{Co}} = 70$ нм, $d_{\text{Ag}} = 15$ нм)

$d_{Ag} = 15$ нм (рис. 5.12 б). Відпалювання при 400 К не спричиняє збільшення величини МО, а навпаки приводить до незначного її зменшення. Очевидно, в цих невідпалених плівках шари Со зв'язані як магнітостатичною взаємодією, що виникає через шорсткості на границі розділу, так і відносно сильною антиферромагнітною взаємодією [178]. Антиферромагнітна взаємодія призводить до виникнення в цій системі ефекту ГМО (1% при кімнатній температурі). На нашу думку, навіть низькотемпературне відпалювання зумовлює ослаблення антиферромагнітної взаємодії між шарами Со.

При подальшому підвищенні температури відпалювання величина ГМО різко падає і спостерігається перехід до АМО. Далі поведінка залежності $(\Delta R/R_0)_{max} = f(T_{відп})$ подібно залежностям для плівок з $d_{Ag} = 10$ нм.

Слід зазначити характерну особливість поведінки ГМО при відпалюванні для системи Со/Ag/Со з $d_{Cu} = 5-20$ нм. На відміну від плівок з мідним прошарком у всіх плівках зі срібним прошарком спостерігається перехід ГМО в АМО при відпалюванні до 700 К. Така розбіжність, ймовірно, пов'язана з тим, що розмір кристалітів Ag у відпалених при 700 К плівках Со/Ag/Со може досягати 200 нм, що виключає ефект спінозалежного розсіювання. Максимальне значення ГМО для цієї системи було отримано для свіжосконденсованих або відпалених при 400 К плівок залежно від товщини прошарку срібла.

Таким чином, характер поведінки польових залежностей МО і його величина після термомагнітної обробки для тришарових плівок на основі Со визначається товщиною та видом немагнітного шару. Також слід зазначити, що тільки для системи Со/Cu/Со при $d_{Cu} > 5$ нм не спостерігається перехід ГМО в АМО навіть після відпалювання зразків при 700 К. Максимальне значення ГМО було отримано для плівок відпалених при 700 К, що також є характерною рисою системи Со/Cu/Со.

Система FeNi/Cu(Ag)/FeNi. Розглянемо результати дослідження впливу температури відпалювання на вид петель магніторезистивного гістерезису і величину повздовжнього і поперечного МО у тришарових плівках FeNi/Cu(Ag)/FeNi з товщинами шарів $d_{FeNi} = 10-50$ нм і $d_{Cu,Ag} = 2-50$ нм.

Для невідпалених і відпалених при 400 К плівок з $d_{\text{Cu,Ag}} = 3\text{-}9$ нм хід кривих польових залежностей повздовжнього й поперечного МО подібний, за винятком плівок з тонкими магнітними шарами $d_{\text{FeNi}} = 10\text{-}25$ нм. Для цих плівок гістерезис магніторезистивного ефекту не спостерігається. Відсутність гістерезису, як і у випадку [183], може бути пов'язана з малою величиною залишкової намагніченості магнітних шарів. Зазначимо, що як для невідпалених, так і відпалених при 400 К плівок спостерігається також тільки зменшення електроопору при внесенні зразків у магнітне поле незалежно від його напрямку.

Зі збільшенням температури відпалювання до 550 К істотних змін зазнає форма петель магніторезистивного гістерезису. Як і у випадку плівок Co/Ag/Co для плівок FeNi/Cu(Ag)/FeNi, відпалених при 550 К, з'являється анізотропний магнітоопір (АМО). Особливістю польових залежностей МО є неспівпадання їхніх піків для повздовжнього й поперечного МО. Для повздовжнього МО піки розташовані в більш слабких магнітних полях.

Для плівок, відпалених при 700 К, зберігається АМО, петлі магніторезистивного гістерезису стають більш чіткими і піки польових залежностей для повздовжнього і поперечного МО співпадають краще. Зміщення піків при відпалюванні, можливо, пов'язане зі зміною природи й величини магнітної анізотропії. Відомо [187], що в полікристалічних пермалоевих плівках напрямки легкого намагнічування орієнтуються вздовж магнітного поля, прикладеного під час випаровування. Природа і величина цієї анізотропії змінюється залежно від складу та температури магнітного відпалювання. За припущенням Нееля, механізм утворення одноосьової анізотропії побудований на тому, що коефіцієнти зв'язку спінів різних атомних пар різні. При відпалюванні зв'язані атомні пари внаслідок дифузії займають позиції, що відповідають мінімальній енергії, вздовж поля. Створена таким чином анізотропія зберігається після охолодження внаслідок малої дифузії.

Для плівок з тонкими прошарками $d_{Cu} = 1-2$ нм, $d_{Ag} = 2-3$ нм поява анізотропії МО спостерігається вже після відпалювання при 400 К. Ймовірно, що у цьому випадку навіть низькотемпературне відпалювання приводить до порушення неперервності немагнітного прошарку. У результаті магнітостатичний зв'язок між шарами пермалою збільшується, а антиферомагнітний зменшується.

Для плівок з досить товстими немагнітними прошарками $d_{Cu,Ag} = 9-15$ нм поява анізотропії МО не спостерігається навіть після відпалювання при 550 К. Поява АМО спостерігається для цих плівок тільки після відпалювання при 700 К.

На рис. 5.13 наведені залежності $(\Delta R/R_0)_{max} = f(T_{відп})$ для повздовжнього (//) і поперечного (\perp) МО тришарових плівок з різними товщинами магнітних і немагнітних шарів. Відпалювання при 400 К плівок з мідним прошарком не призводить до істотної зміни величини МО (рис. 5.13 а,б). Для плівок зі срібним прошарком і більшими значеннями ГМО (1% при кімнатній температурі) відпалювання при 400 К зумовлює значне зменшення МО (в 7-10 разів, рис. 5.13 в). Очевидно, у цих невідпалених плівках шари FeNi пов'язані відносно сильною антиферомагнітною взаємодією. Антиферомагнітна взаємодія приводить до виникнення в цій системі ефекту ГМО. На нашу думку, навіть низькотемпературне відпалювання зумовлює ослаблення антиферомагнітної взаємодії між шарами пермалою. Іншою причиною зменшення амплітуди ГМО може бути утворення в інтерфейсах парамагнітного сплаву FeNiCu, у якому при розсіюванні електрони провідності “втрачають інформацію” про свій спін.

При подальшому збільшенні температури відпалювання для всіх досліджуваних плівок із ГМО хід залежності $(\Delta R/R_0)_{max} = f(T_{відп})$ подібний. Спостерігається зменшення величини МО і перехід до АМО. Зменшення $(\Delta R/R_0)_{max}$ після відпалювання при 550 К обумовлено збільшенням розмірів зерна, що призводить до утворення структурно-несуцільного прошарку і веде

до прямого обмінного зв'язку між магнітними шарами, якого між шарами пермалою стає причиною виникнення АМО.

Як бачимо, максимальне магніторезистивне відношення для системи на основі пермалою спостерігається для невідпалених плівок з товщиною немагнітного прошарку 5-10 нм незалежно від її виду. Для всіх досліджуваних зразків, що пройшли відпалювання при 700 К, як і у випадку плівок Co/Ag/Co, спостерігається анізотропний магнітоопір.

Система FeNi/Cu/Co. Для невідпалених зразків з $d_{Cu} = 2-10$ нм спостерігаються характерні ознаки гігантського магнітоопору (ізотропність польових залежностей МО). Величина МО для цих плівок становить 0,2-0,4%, що значно більше ніж для невідпалених одношарових плівок Co й сплаву FeNi.

Слід зазначити, що для невідпалених систем FeNi/Cu/Co з $d_{Cu} = 4-6$ нм спостерігається горизонтальна ділянка на магніторезистивній петлі. На рис. 5.14 представлені магніторезистивні петлі гістерезису для невідпаленої та відпаленої при різних температурах тришарової структури FeNi(30 нм)/Cu(5 нм)/Co(30 нм)/П. Наявність горизонтальної ділянки на петлі свідчить про роздільне перемагнічування шарів. Відпалювання зразків з $d_{Cu} = 4-6$ нм при $T = 400$ К призводить до зміни форми магніторезистивної петлі й незначного зменшення $(\Delta R/R_0)_{max}$. Для зразків, відпалених при $T = 400$ К, на магніторезистивній петлі горизонтальна ділянка не спостерігається, залишається тільки злам залежності поблизу піків. Очевидно, це пов'язано з посиленням у процесі відпалювання прямого зв'язку магнітних шарів через немагнітний прошарок. Відпалювання при $T = 550$ К призводить до появи АМО в цих зразках.

Дещо інша картина спостерігається для плівок з $d_{Cu} = 7-15$ нм. Для невідпалених плівок спостерігаються петлі гістерезису, типові для симетричних багатошарових структур (наявність гострого піка). Відпалювання при 400 К не зумовлює зміни виду магніторезистивних петель і величини МО. Для плівок, відпалених при 550 К, не спостерігається поява анізотропії МО, а величина

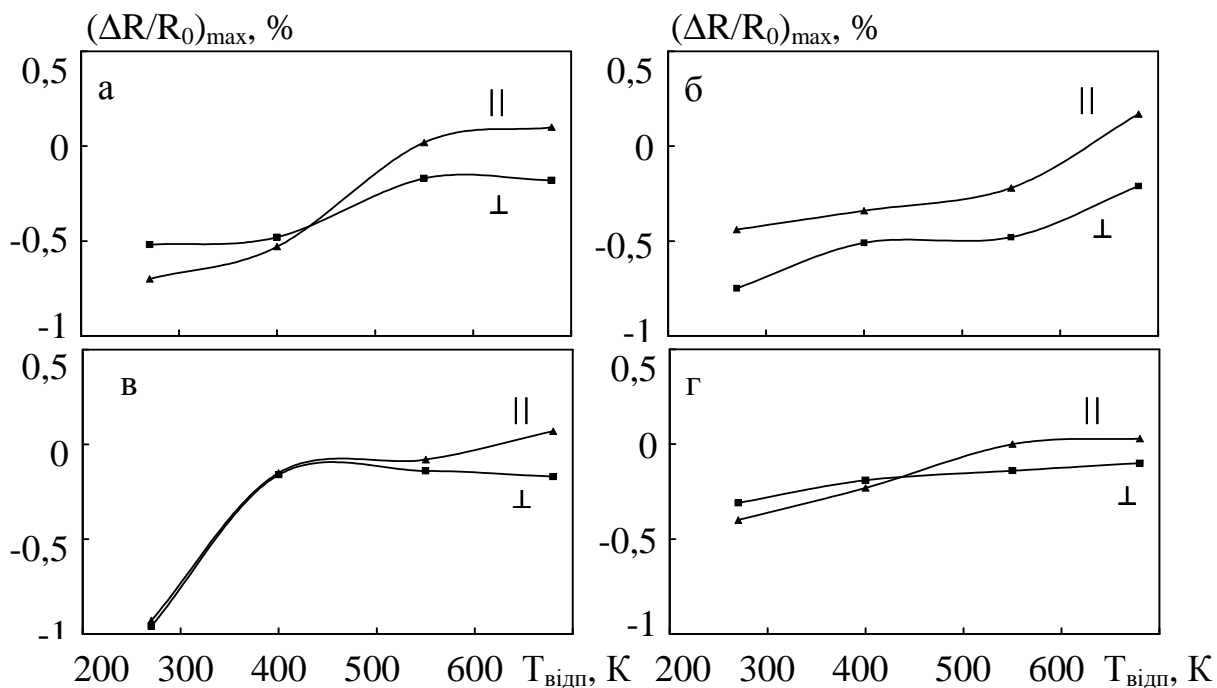


Рис. 5.13. Залежність повздовжнього і поперечного МО $(\Delta R/R_0)_{\max}$ від температури відпалювання $T_{\text{відп}}$ для тришарових плівок FeNi/Cu/FeNi (а, б) (а: $d_{\text{FeNi}} = 25$ нм, $d_{\text{Cu}} = 7,5$ нм; б: $d_{\text{FeNi}} = 25$ нм, $d_{\text{Cu}} = 9$ нм) та для тришарових плівок FeNi/Ag/FeNi (в, г) (в: $d_{\text{FeNi}} = 20$ нм, $d_{\text{Ag}} = 5$ нм; г: $d_{\text{FeNi}} = 30$ нм, $d_{\text{Ag}} = 9$ нм)

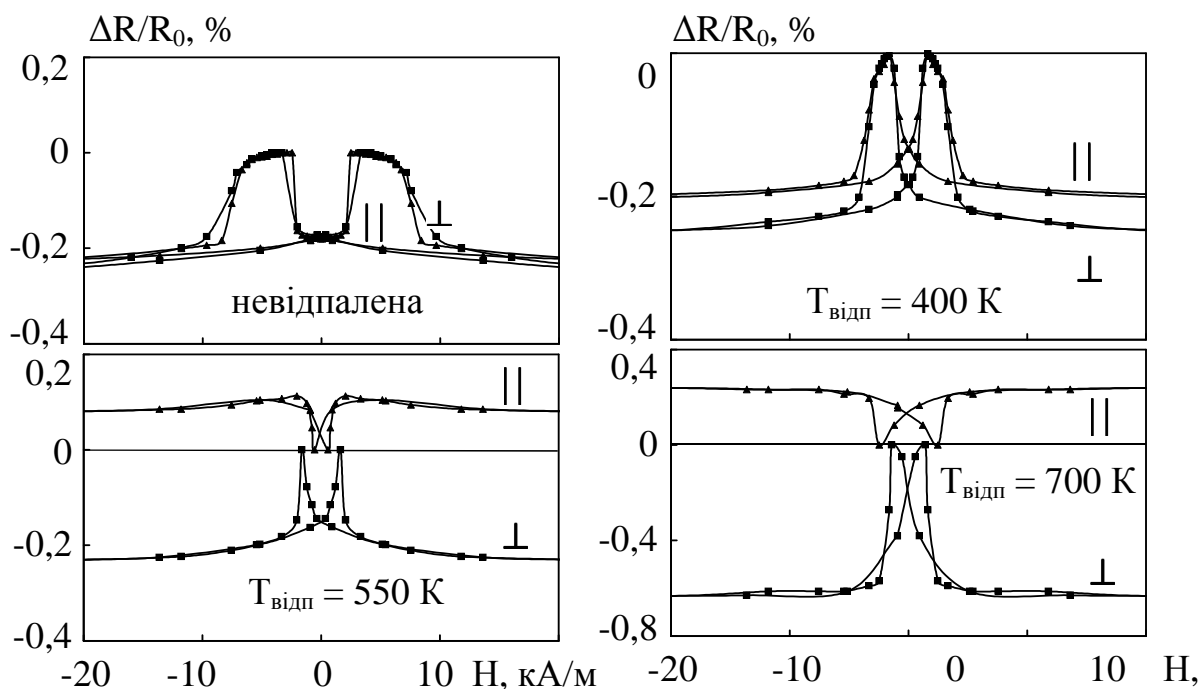


Рис. 5.14. Залежність повздовжнього (//) та поперечного (\perp) МО від напруженості магнітного поля для невідпалених та відпалених при різних температурах тришарових плівок FeNi(30 нм)/Cu(5 нм)/Co(30 нм)/П

поперечного МО зростає в 3-4 рази при незмінній величині повздовжнього. Тільки після відпалювання при 700 К спостерігається поява АМО.

На рис. 5.15-5.16 наведені залежності $(\Delta R/R_0)_{\max} = f(T_{\text{відп}})$ для повздовжнього (//) і поперечного (\perp) МО тришарових плівок FeNi/Cu(Ag)/Co з різними товщинами магнітних і немагнітних шарів. Як видно з рис. 5.18, максимальне значення ГМО було отримано для плівок з мідним прошарком ($d_{\text{Cu}} = 7$ нм), відпалених при 550 К. Для плівок зі срібним прошарком при відпалюванні спостерігається тільки зменшення МО із переходом в АМО (рис. 5.16). Подальше відпалювання цих зразків призводить до відносно великого росту величини АМО (до 1% при кімнатній температурі). Причини зміни величини магнітоопору, на нашу думку, ті ж, що і у випадку систем, описаних вище.

У результаті вивчення впливу температури відпалювання на магніторезистивний ефект встановлено, що для всіх тришарових плівок з АМО величина магнітоопору збільшується в процесі відпалювання незалежно від виду прошарку. Величина ГМО у досліджуваних зразках по різному залежить від температури відпалювання, у залежності від виду і товщини як немагнітних, так і магнітних шарів. Для всіх досліджуваних тришарових плівок з вихідним ГМО, за винятком плівок Co/Cu/Co з $d_{\text{Cu}} > 5$ нм, спостерігається незворотний перехід від ГМО до АМО у процесі відпалювання до 700 К.

5.5. Температурні залежності магнітоопору тришарових плівок [127, 133, 140, 189]

Були проведені дослідження залежності величини МО від температури для невідпалених та відпалених при різних температурах тришарових плівок з різною товщиною шарів в інтервалі температур 150-700 К.

Розглянемо поведінку залежності $(\Delta R/R_0)_{\max}(T)$ для тришарових плівок Co/Cu/Co (рис. 5.17-5.19). Для плівок Co/Cu/Co як невідпалених, так і відпалених при 700 К з товщиною мідного прошарку до 2 нм (плівки з АМО)

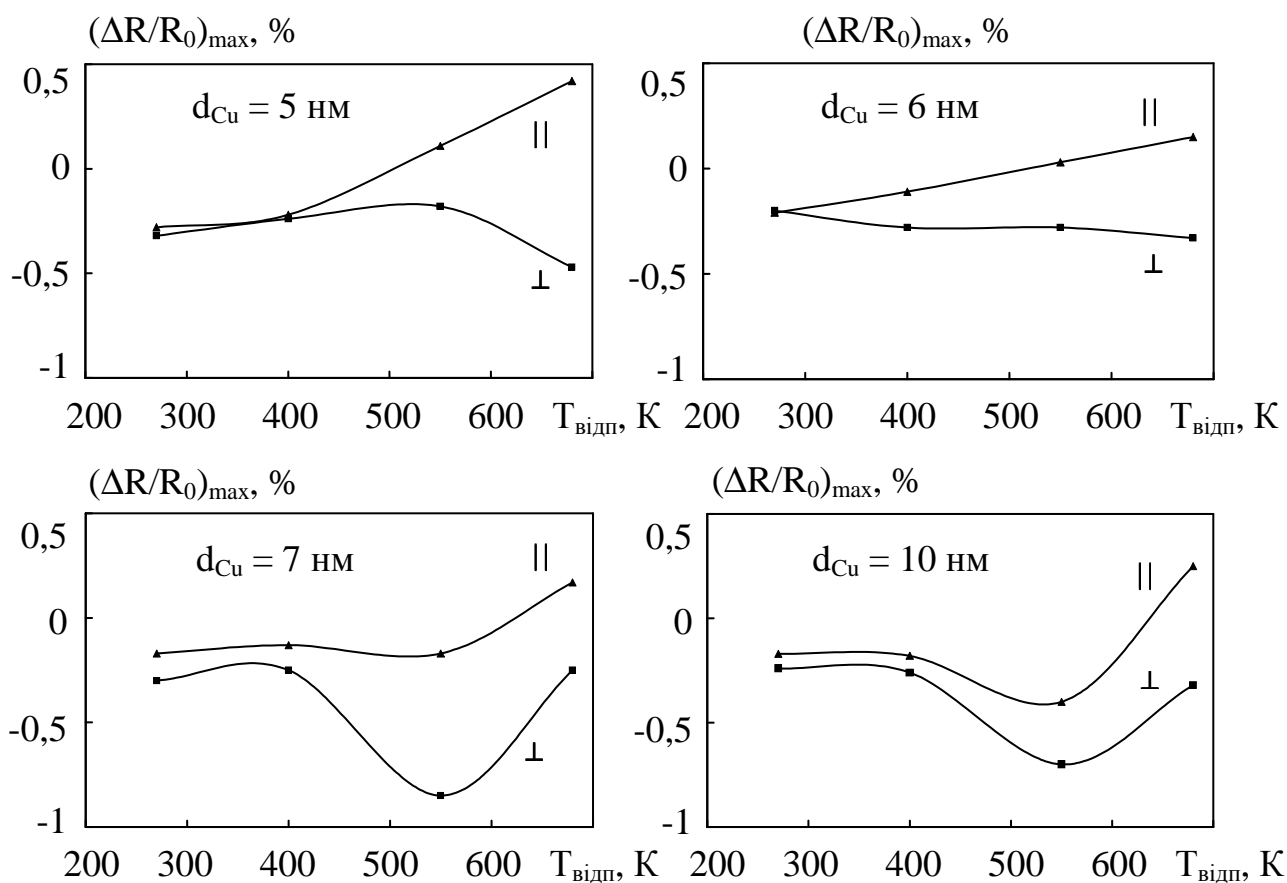


Рис. 5.15. Залежність величини повздовжнього та поперечного МО $(\Delta R/R_0)_{\max}$ від $T_{\text{відп}}$ для структури FeNi/Cu/Co з різними товщинами немагнітного прошарку

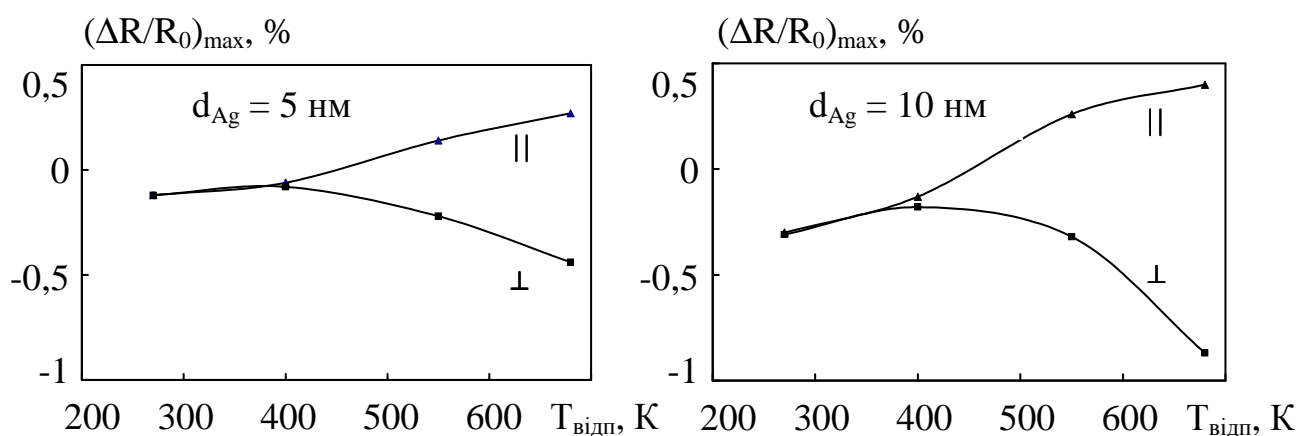


Рис. 5.16. Залежність величини повздовжнього та поперечного МО $(\Delta R/R_0)_{\max}$ від $T_{\text{відп}}$ для структури FeNi/Ag/Co з різними товщинами немагнітного прошарку

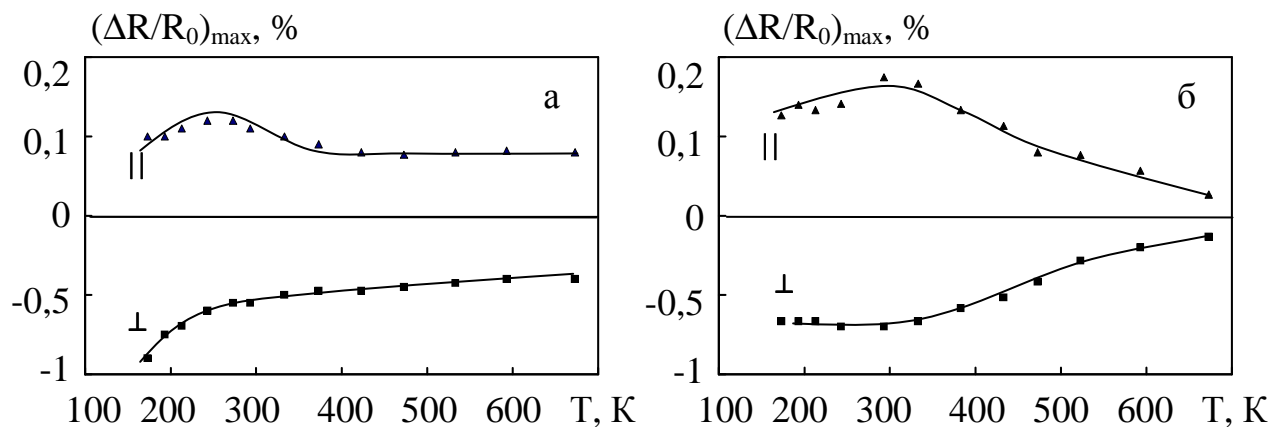


Рис. 5.17. Залежність повздовжнього (||) і поперечного (⊥) МО від температури для невідпаленої (а) та відпаленої при 700 К (б) тришарової плівки Co/Cu/Co ($d_{\text{Co}} = 30$ нм; $d_{\text{Cu}} = 1,5$ нм)

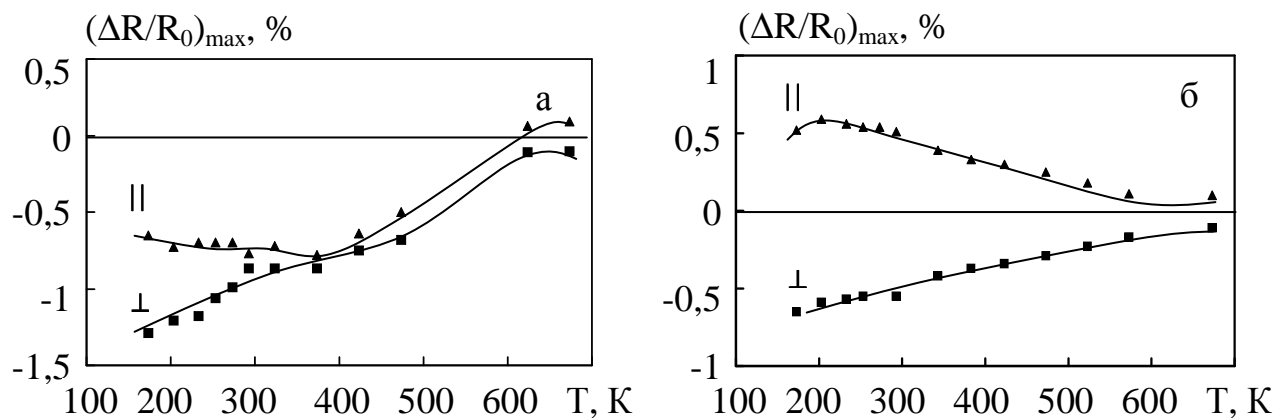


Рис. 5.18. Залежність повздовжнього (||) і поперечного (⊥) МО від температури для невідпаленої (а) та відпаленої при 700 К (б) тришарової плівки Co/Cu/Co ($d_{\text{Co}} = 25$ нм; $d_{\text{Cu}} = 3$ нм)

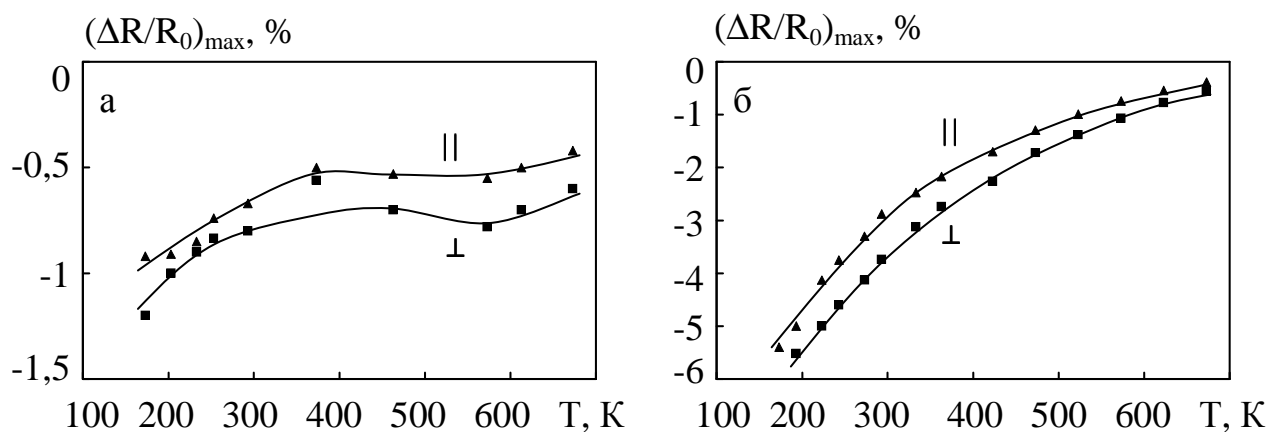


Рис. 5.19. Залежність повздовжнього (||) і поперечного (⊥) МО від температури для невідпаленої (а) та відпаленої при 700 К (б) тришарової плівки Co/Cu/Co ($d_{\text{Co}} = 25$ нм; $d_{\text{Cu}} = 5$ нм)

спостерігається максимум на температурній залежності повздовжнього МО при температурі, нижчій за кімнатну (рис. 5.17). При цьому в температурному інтервалі 150-300 К ΔR зменшується істотніше, ніж R при зниженні температури. В інтервалі 300-700 К ΔR дещо зменшується, а R збільшується при підвищенні температури, що і призводить до утворення максимуму на температурній залежності. Слід зазначити, що поперечний МО збільшується в усьому температурному інтервалі при зниженні температури і згаданий максимум на залежності $(\Delta R/R_0)_{\max}(T)$ не спостерігається.

Таку аномальну поведінку залежності спостерігали й інші автори для багатошарових плівкових систем Ni/Cu [92], Co/Cu [93] і плівок сплаву Ni-Cu [170]. Автори цих робіт пояснюють цей факт значним збільшенням магнітної анізотропії з пониженням температури. Поява значної анізотропії пов'язується з існуванням у таких структурах антиферомагнітного впорядкування, а положення максимуму МО відповідає точці Неєля. Структуру плівок Co/Cu/Co можна представити таким чином: магнітний шар складається з великої кількості феромагнітних спінових кластерів, які впорядковані між собою антиферомагнітно або змішаним чином (частина феромагнітно, частина антиферомагнітно). Пік магнітоопору відповідає максимуму магнітної сприйнятливості плівки при температурі Неєля. Подібна температурна залежність магнітної сприйнятливості була теоретично розглянута Ландау в 1933 році для матеріалів, які склалися з феромагнітно впорядкованих шарів [194].

На рис. 5.18 а представлені залежності величини МО від температури для невідпалених плівок Co/Cu/Co з товщиною $2d_{\text{Co}} = 50$ нм і $d_{\text{Cu}} = 3$ нм. Для цих плівок реалізується ефект ГМО і його величина для повздовжньої і поперечної геометрії при кімнатній температурі майже однакова. При зниженні температури до 150 К величина поперечного МО збільшується приблизно в 1,5 рази. На залежності $(\Delta R/R_0)_{\max}(T)$ для повздовжнього МО, як і у випадку, описаному вище, спостерігається максимум. Величина повздовжнього МО у цьому випадку при температурі 150 К менша ніж при кімнатній. При

збільшенні температури від кімнатної до 550 К величина МО зменшується, і, як видно з рис. 5.18 а, у температурному інтервалі 550-600 К відбувається перехід від ГМО до АМО. Причини цього переходу описані вище.

На рис. 5.18 б представлені залежності величини МО від температури для відпалених при 700 К плівок Co/Cu/Co з товщиною $2d_{Co} = 50$ нм і $d_{Cu} = 3$ нм. Ці залежності подібні до відповідних залежностей для плівок з $d_{Cu} = 1,5$ нм (рис. 5.17 б), але максимум залежності зміщується в область нижчих температур.

Для плівок з $d_{Cu} > 4$ нм згаданий максимум не спостерігається взагалі (рис. 5.19). Слід також відзначити, що для плівок Co/Cu/Co з $d_{Cu} = 4-10$ нм як для невідпалених, так і відпалених спостерігається тільки зменшення електроопору незалежно від напрямку зовнішнього магнітного поля. Відсутність максимуму, можливо, пов'язано з його зміщенням в область нижчих температур. Аналогічні зсуви при збільшенні товщини мідного прошарку (збільшенні концентрації Cu) спостерігали й автори [93, 170]. Але можна припустити, що для зразків з $d_{Cu} > 5$ нм даний максимум взагалі відсутній, так як з літературних даних [91] слідує, що при зміні температури від 4 К до кімнатної величина ефекту ГМО зменшується тим сильніше, чим більша вона була при температурі рідкого гелію.

Як видно з рис. 5.19 а, температурна залежність для невідпалених плівок має немонотонний хід, що обумовлено зміною величини МО в процесі відпалювання зразків. Для відпалених плівок (рис. 5.19 б) ця залежність має монотонний хід і з $d_{Cu} = 5$ нм величина ГМО при температурі 150 К досягає 7%. Зменшення амплітуди ефекту при підвищенні температури пов'язане з розсіянням електронів на фонах (особливо в немагнітному прошарку), що приводить до зменшення ролі процесів спин-залежного розсіювання, головним чином відповідальним за ГМО, а також перешкоджає проходженню електронів з одного феромагнітного шару в іншій [94].

Таким чином, як показують результати цих досліджень, характер поведінки залежностей $(\Delta R/R_0)_{\max}$ від температури визначаються товщиною немагнітного прошарку.

Температурні залежності величини анізотропного та гігантського магнітоопору для плівок зі срібним прошарком подібні до відповідних залежностей для плівок з мідним прошарком.

Дещо інша картина спостерігається для температурної залежності величини повздовжнього і поперечного МО від температури для тришарових плівок FeNi/Cu(Ag)/FeNi. На рис. 5.20 представлені залежності $(\Delta R/R_0)_{\max}(T)$ для повздовжнього МО невідпалених плівок з різною товщиною немагнітних прошарків в інтервалі температур 150-400 К. Для всіх досліджуваних зразків з мідним прошарком $d_{\text{Cu}} = 1,5-15$ нм (рис. 5.20 а) спостерігається збільшення величини МО при зниженні температури від кімнатної до 150 К в 1,5-2 рази (при цьому ΔR збільшується, а R – зменшується). На відміну від плівок з мідним прошарком, для плівок зі срібним прошарком $d_{\text{Ag}} = 4-5$ нм (рис. 5.20 б) спостерігається горизонтальна ділянка на залежності $(\Delta R/R_0)_{\max}(T)$ в інтервалі температур 150-300 К. Подальше підвищення температури призводить до різкого зменшення величини ГМО. Для плівок з $d_{\text{Ag}} = 7-10$ нм спостерігається практично лінійне спадання амплітуди МО при збільшенні температури в усьому температурному інтервалі і залежності $(\Delta R/R_0)_{\max}(T)$ стають подібні до відповідних залежностей для плівок з мідним прошарком. Відсутність максимуму на залежності $(\Delta R/R_0)_{\max}(T)$, можливо, пов'язано з його зсувом до області нижчих температур. Але можна припустити, що для зразків з $d_{\text{Cu}} > 1,5$ нм і $d_{\text{Ag}} > 5$ нм даний максимум взагалі відсутній.

Залежності $(\Delta R/R_0)_{\max}(T)$ для поперечного МО подібні до відповідних залежностей для повздовжнього.

На рис. 5.21 представлені залежності $(\Delta R/R_0)_{\max}(T)$ для повздовжнього і поперечного МО відпалених при 700 К плівок FeNi/Cu(Ag)/FeNi. Для всіх досліджуваних зразків з мідним (рис.5.21 а) і срібним (рис.5.21 б) прошарками

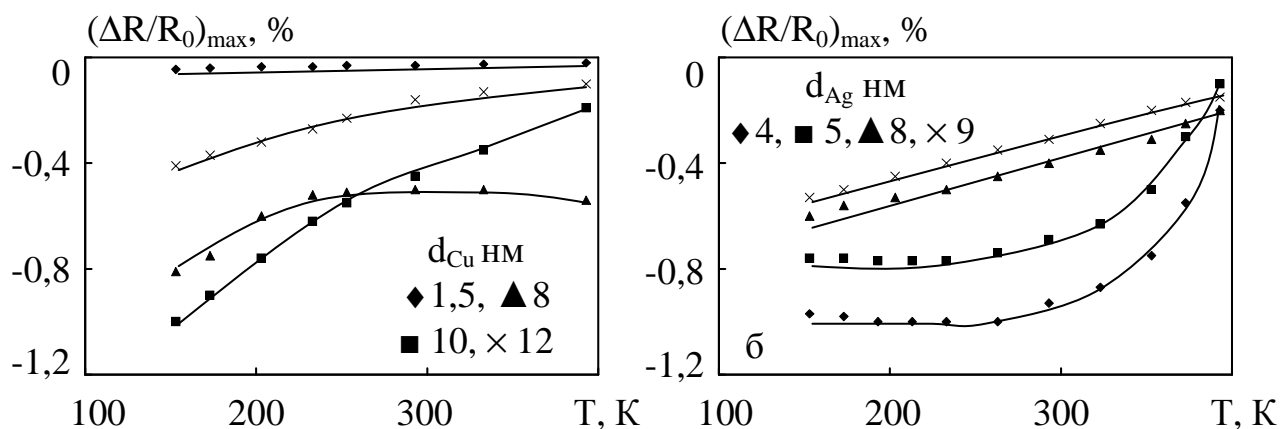


Рис. 5.20. Залежність повздовжнього $(\Delta R/R_0)_{\max}$ від температури для невідпаленої тришарової структури FeNi/Cu/FeNi (а) та FeNi/Ag/FeNi (б) з різною товщиною немагнітного прошарку

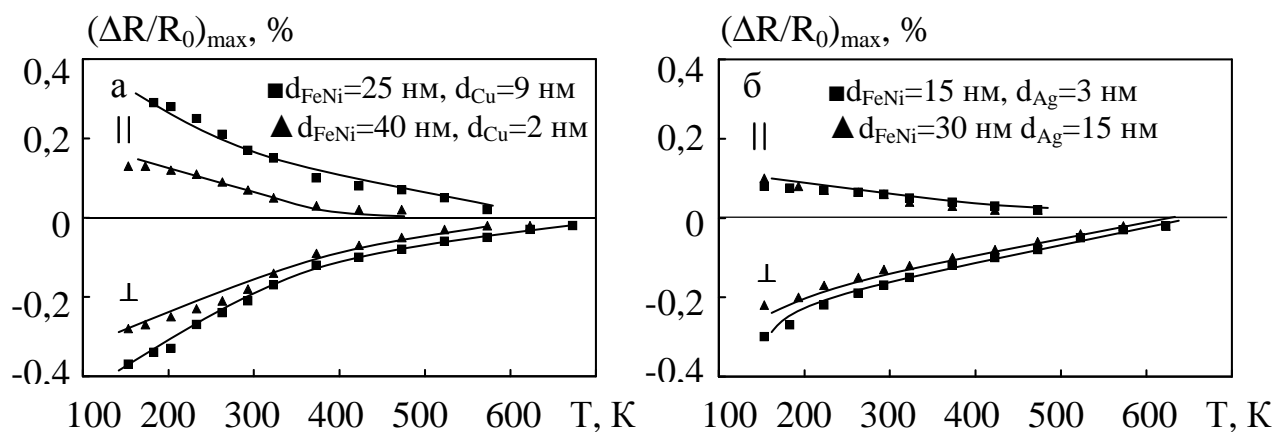


Рис. 5.21. Залежність повздовжнього (а) та поперечного (б) $(\Delta R/R_0)_{\max}$ від температури для тришарової структури FeNi/Cu/FeNi (а) та FeNi/Ag/FeNi (б) з різною товщиною немагнітного прошарку

спостерігається збільшення величини МО при зниженні температури в усьому температурному інтервалі. Отримані залежності подібні до залежностей для плівок сплаву FeNi, представлених в роботі [148]. Слід зазначити, що величина МО відпалених плівок не перевищує 0,4% навіть при температурі 150 К, а при 600 К вона стає менше 0,02%.

Залежності $(\Delta R/R_0)_{\max}(T)$ для невідпалених та відпалених тришарових плівок FeNi/Cu(Ag)/Co подібні відповідним залежностям для системи FeNi/Cu(Ag)/FeNi. Для всіх досліджуваних як невідпалених, так і відпалених при різних температурах зразків спостерігається тільки збільшення величини МО при зниженні температури у всьому температурному інтервалі. Але слід звернути увагу на порівняно великі значення величини анізотропного магнітоопору для відпалених при $T_{\text{відп}} = 700$ К плівок FeNi/Ag/Co. Величина АМО для таких плівок з $d_{\text{Ag}} = 10$ нм при $T = 150$ К сягає 1,3%. Аномальні температурні залежності (наявність максимуму на кривій $(\Delta R/R_0)_{\max}(T)$ при температурі нижче кімнатної), які спостерігалися для систем Co/Cu(Ag)/Co, для даної системи нами не були виявлені.

5.6. Вплив товщини немагнітного прошарку на амплітуду магніторезистивного ефекту тришарових плівок [126, 127, 189, 195]

У результаті дослідження магніторезистивного ефекту серій зразків була встановлена залежність величини МО від товщини немагнітного прошарку для невідпалених і відпалених плівок. Розглянемо особливості залежності $MO(d)$ для тришарових плівок Co/Cu/Co (рис. 5.22). Ця залежність носить осцилюючий характер і має, у випадку відпалених плівок (рис. 5.22 б), два явно виражених максимуми (зазначені стрілками), які є результатом антипаралельної орієнтації намагніченостей у сусідніх шарах. Для невідпалених плівок (рис. 5.22 а) перший максимум на залежності $(\Delta R/R)_{\max}(d_{\text{Cu}})$ добре збігається з антиферромагнітним максимумом ($d_{\text{Cu}} = 2,2$ нм, другий антиферромагнітний максимум). Після відпалювання згаданий максимум зміщується в область

більшої ефективної товщини прошарку міді. Таке зміщення, очевидно, пов'язане з ростом розміру зерна і утворенням структурно несущільного прошарку. Ці осциляції зумовлені зміною типу зв'язку між магнітними шарами, а саме, максимальна величина спостерігається при антиферомагнітному зв'язку у початковому стані (який, у свою чергу приводить до антипаралельної конфігурації намагніченостей сусідніх феромагнітних шарів). У протилежному випадку (феромагнітний зв'язок) значення ГМО мале.

При подальшому збільшенні d_{Cu} до 10 нм ефект ГМО залишається, проте його величина не перевищує 0,2%. Зменшення величини ГМО, на наш погляд, пов'язане з істотним ослабленням обмінного зв'язку між магнітними шарами. Це приводить до того, що ефект ГМО зумовлений тільки випадковою конфігурацією намагніченостей сусідніх феромагнітних шарів у вихідному стані, що виникає при відсутності магнітного зв'язку між ними [68].

Слід зазначити, що при $d_{Cu} < 2$ нм для невідпалених зразків та $d_{Cu} < 3$ нм для відпалених при 700 К ефект ГМО відсутній і з'являється тільки з ростом d_{Cu} . Найбільше значення ГМО (4%) спостерігається для відпалених плівок Co/Cu/Co при 700 К з $d_{Cu} \approx 4$ нм. Подальше збільшення товщини немагнітних прошарків також знижує $(\Delta R/R)_{max}$ через шунтуючий ефект прошарку й розсіювання електронів у його об'ємі.

Для невідпалених плівок Co/Ag/Co спостерігаються подібні осцилюючі залежності $(\Delta R/R)_{max}(d_{Ag})$, але піки зміщені в область більших товщин срібного прошарку. Найбільше значення ГМО у цьому випадку спостерігається при $d_{Ag} \approx 12-15$ нм (1%). Також і поява ознак ГМО спостерігаються тільки при $d_{Ag} > 5$ нм. Для відпалених при температурі 700 К плівок зі срібним прошарком ефект ГМО нами не був виявлений. Така відмінність, очевидно, пов'язана з тим, що при відпалюванні спостерігається значне збільшення розміру кристалітів Ag, що приводить виключення спін-залежного розсіювання електронів. Це є причиною появи АМО, величина якого слабо залежить від ефективної товщини прошарку срібла.

На рис. 5.23 представлені залежності величини повздовжнього $(\Delta R/R_0)_{\max}$ від товщини прошарків Cu та Ag для невідпалених плівок FeNi/Cu(Ag)/FeNi. Ці залежності, як і у випадку плівок на основі Co, носять осцилюючий характер і мають два максимуми. Причини осциляції, очевидно, ті ж, що й у випадку, описаному вище. Залежності $(\Delta R/R_0)_{\max}(d)$ для поперечного МО подібні до представлених залежностей для повздовжнього.

Для відпалених при температурі 700 К плівок як з мідним, так і срібним прошарком спостерігався тільки анізотропний магнітоопір, який слабо залежить від ефективної товщини прошарку.

На рис. 5.24 показані залежності величини повздовжнього та поперечного МО від товщини прошарку Cu для невідпалених і відпалених при температурі 550 К тришарових структур FeNi/Cu/Co. Як бачимо, найбільший магніторезистивний ефект величиною до 1% був отриманий для відпалених при температурі 550 К плівок FeNi/Cu/Co із $d_{Cu} = 7$ нм. Осциляції залежності $(\Delta R/R_0)_{\max}(d_{Cu})$, які спостерігалися для вище розглянутих систем, для даної системи нами не були виявлені. Відсутність осциляцій, очевидно, пов'язана з тим, що антиферромагнітне впорядкування магнітних шарів для асиметричних систем здійснюється за допомогою зовнішнього магнітного поля, а не під дією обмінного зв'язку. При малих величинах d_{Cu} для даної системи ГМО також відсутній і з'являється тільки з ростом товщини прошарку. Після відпалювання даної системи при 700 К спостерігається тільки АМО, величина якого мало залежить від товщини прошарку.

Для невідпалених плівок зі срібним прошарком залежності $(\Delta R/R_0)_{\max}(d_{Ag})$ подібні до відповідних залежностей для невідпалених плівок FeNi/Cu/Co. Для всіх досліджених плівок FeNi/Ag/Co, відпалених при 550 К та 700 К, спостерігається тільки АМО, а його величина слабо залежить від d_{Ag} і становить 0,1-0,2% для повздовжнього й 0,2-0,3% для поперечного МО.

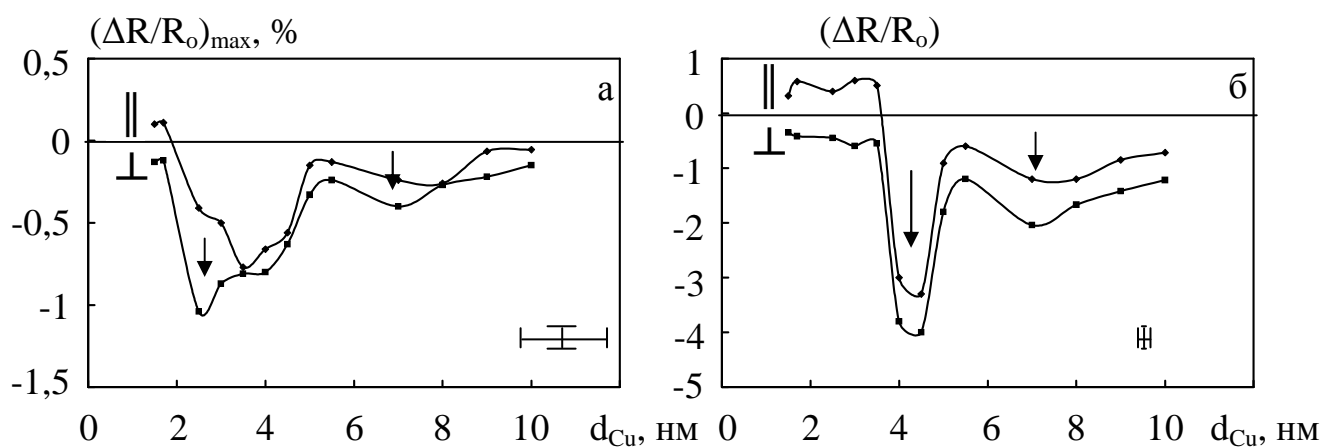


Рис. 5.22. Залежність $(\Delta R/R_0)_{\max}$ від товщини мідного прошарку d_{Cu} для плівок Co/Cu/Co отримані при $T = 300$ К (а – невідпалені плівки, б – відпалені при 700 К плівки)

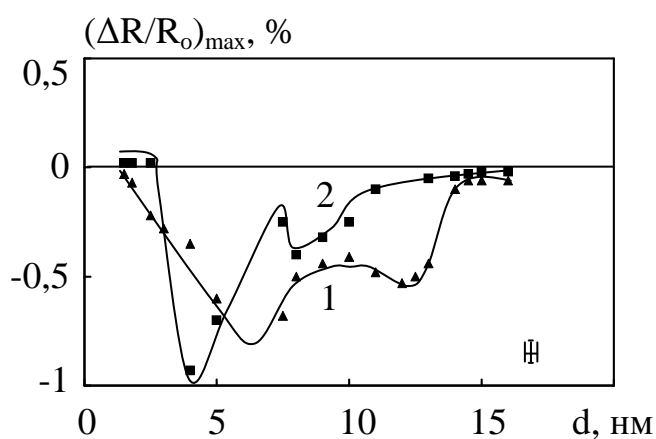


Рис. 5.23. Залежність величини повздовжнього магнітоопору від товщини мідного (1) та срібного (2) прошарку для плівок FeNi/Cu(Ag)/FeNi при $T = 300$ К

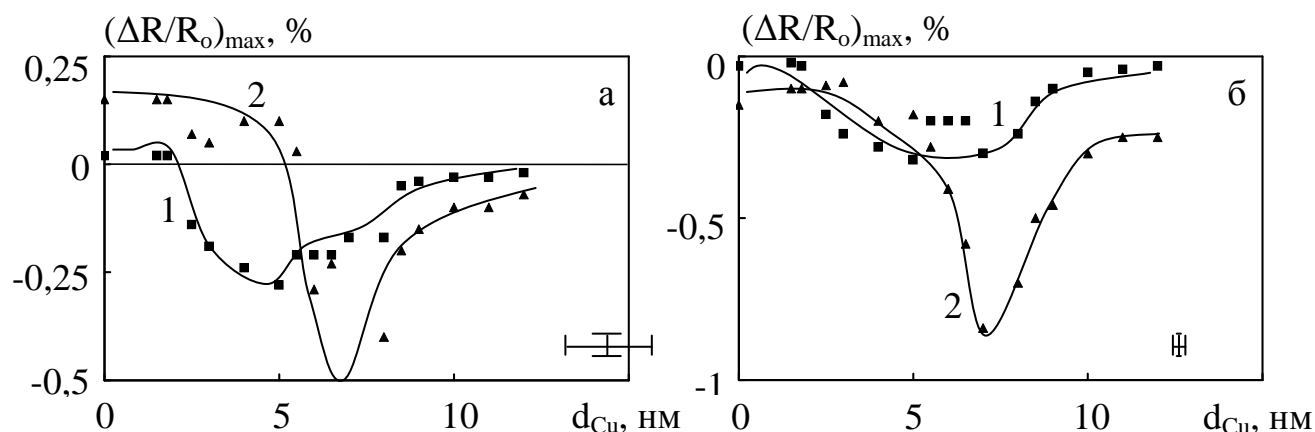


Рис. 5.24. Залежність величини повздовжнього (а) та поперечного (б) магнітоопору від товщини мідного прошарку для невідпалених (1) та відпалених при $T_{\text{відп}} = 550$ К тришарових структур FeNi/Cu(Ag)/Co

Отримані результати показують, що величина ГМО значною мірою залежить від товщини немагнітного прошарку, особливо для відпалених плівок Co/Cu/Co та FeNi/Cu/Co. У досліджених нами структурах область оптимальних товщин немагнітного прошарку становила 3-7 нм.

Висновки до розділу 5:

1. Для всіх досліджуваних свіжосконденсованих тришарових систем з несучільним немагнітним прошарком (ефективною товщиною менше 2 нм) спостерігався анізотропний магнітоопір, величина якого не перевищує 0,2%. При збільшенні товщини прошарку (3-15 нм) в усіх досліджуваних системах реалізується ефект ГМО.
2. Максимальне значення ГМО (1,2%) для невідпалених плівок спостерігається для системи Co/Cu/Co/П при однакових товщинах магнітних шарів і товщині прошарку 3 нм, що відповідає результатам числового розрахунку.
3. При термомагнітному відпалюванні для всіх систем, за виключенням Co/Cu/Co, спостерігається перехід від ГМО до АМО. Для системи Co/Cu/Co згаданий перехід не спостерігається, а амплітуда ефекту зростає до 4% при кімнатній температурі для плівок, відпалених при температурі 700 К.
4. Проведені температурні дослідження МО показали, що для тришарових плівок на основі Co з АМО спостерігається максимум на залежності МО від Т при температурі нижчій за кімнатну. Для систем з ефектом ГМО згаданий максимум не спостерігається, а величина ГМО збільшується в 1,5-2 рази при зниженні температури від кімнатної до 150 К (до 7% для системи Co/Cu/Co).
5. Залежність ГМО від товщини немагнітного прошарку носить осцилюючий характер для симетричних систем. У досліджуваних нами структурах інтервал оптимальних товщин немагнітного прошарку складає 3-7 нм.

ВИСНОВКИ

У результаті проведеного в дисертаційній роботі комплексного дослідження структурно-фазового стану, електро- і магніторезистивних властивостей тришарових плівок в інтервалі товщин магнітних шарів $d_F = (10-50)$ нм та немагнітних прошарків $d_N = (1-50)$ нм були сформульовані наступні узагальнюючі висновки:

1. Вивчення структурно-фазового складу тришарових плівок методами електроннографії, вторинно-іонної мас-спектрометрії та просвічуючої електронної мікроскопії дозволило встановити наступне:
 - показано, що всі невідпалені тришарові плівки є полікристалічними з малим розміром зерна (~ 10 нм); свіжосконденсовані плівкові системи на основі Co, Cu або Ag складаються із ГЦУ-Co, ГЦК-Cu або ГЦК-Ag відповідно; FeNi, Cu або Ag – ГЦК-Fe-Ni, ГЦК-Cu або ГЦК-Ag відповідно, параметри решіток добре узгоджуються з відповідними параметрами для масивних металів, немагнітні прошарки з ефективною товщиною $d_{Cu} > 2$ нм і $d_{Ag} > 4$ нм є структурно-суцільними;
 - відпалювання при $T = 700$ К приводить до збільшення розміру зерна у 5-20 разів залежно від товщини та виду шарів; для систем на основі Co, Cu або Ag відпалених при 700 К, при наступному охолодженні до 300 К, фіксується поява ГЦК-Co, зміна параметрів решітки електроннографічно не фіксується; для системи FeNi/Cu/FeNi спостерігається утворення твердого розчину, а для системи FeNi/Ag/FeNi зміна фазового складу електроннографічно не фіксується.
2. Числове значення питомого опору тришарових полікристалічних плівок в області малих значень d_2/d_1 визначається характером взаємодії носіїв заряду із зовнішніми границями та інтерфейсами провідника. Зі зростанням товщини прошарку так, що $d_2 \sim d_1$ на залежності $\rho(d_2/d_1)$ виникає максимум, який зумовлений дифузним розсіянням електронів границями шарів.

Апробація отриманих аналітичних співвідношень показало, що експериментальні дані узгоджуються з розрахунковими з точністю до 20%.

3. Встановлено, що закономірності розмірного ефекту ТКО у тришарових плівках суттєво відрізняються від аналогічних для одношарових: з ростом товщини прошарку значення ТКО зростає (якщо $d_1 = d_3 = \text{const} < 30$ нм) або зменшується (якщо $d_1 = d_3 = \text{const} > 50$ нм), у той час як в одношарових плівках ТКО зі збільшенням товщини тільки збільшується.
4. Експериментально показано, що при товщинах прошарку (3-15 нм) в усіх досліджуваних системах реалізується ефект ГМО. Максимальне значення ГМО (1,2%) для невідпалених плівок спостерігається для системи Co/Cu/Co при однакових товщинах магнітних шарів і товщині прошарку 3 нм, що узгоджується з результатами числового розрахунку.
5. Вивчення впливу термомагнітної обробки на магніторезистивний ефект тришарових плівок дозволило встановити наступні закономірності:
 - при термомагнітному відпалюванні для всіх систем за виключенням Co/Cu/Co спостерігається перехід від ГМО до АМО;
 - для системи Co/Cu/Co згаданий перехід не спостерігається, а амплітуда ефекту зростає до 4% при кімнатній температурі для плівок, відпалених при температурі 700 К.
6. Зниження температури вимірювання від кімнатної до 150 К приводить до збільшення амплітуди ефекту гігантського магнітоопору у 1,5-2 рази.
7. Залежність величини ГМО від ефективної товщини немагнітного прошарку для симетричних систем має два максимуми, інтервал оптимальних ефективних товщин складає 3-7 нм.

На завершення автор висловлює глибоку подяку науковому керівнику кандидату фізико-математичних наук, доценту кафедри фізики Лободі В.Б. за запропоновану тему дисертаційної роботи, постійну увагу і керівництво при її виконанні; доценту кафедри ЕіТФ Салтиковій А.І. за допомогу при проведенні мас-спектрометричних досліджень; доценту кафедри фізики Харківського технічного університету будівництва та архітектури Дехтяруку Л.В. за допомогу в проведенні теоретичних розрахунків; викладачам Кравченку В.О. та Хурсенко С.М. за допомогу при проведенні електроннографічних та електронно-мікроскопічних досліджень, а також співробітникам кафедри фізики СумДПУ ім. А.С. Макаренка за підтримку під час роботи над дисертацією.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Мікроелектронні сенсори фізичних величин / Під ред. З.Ю. Готри. – Львів: Ліга-прес, 2003. – Т. 2. – 595 с.
2. Пул Ч.П., Оуэнс Ф.Дж. Нанотехнологии. – Москва: Техносфера, 2006. – 336 с.
3. Зиман З.З., Сіренко А.Ф. Основи фізичного матеріалознавства. – Харків: ХНУ ім. В.Н. Каразіна, 2005. – 288 с.
4. Гусев А.И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии. – Москва: Физматлит, 2005. – 416 с.
5. Скороходов В.В., Уваров І.В., Рагуля А.В. Фізико-хімічна кінетика в наноструктурних системах. – Київ: Академперіодика, 2001. – 180 с.
6. Поверхностные явления и фазовые превращения в конденсированных пленках / Под ред. Н.Т. Гладких. – Харків: ХНУ ім. В.Н. Каразіна, 2004. – 276 с.
7. Проценко І.Ю., Саєнко В.А. Тонкі металеві плівки (технологія та властивості). – Суми: СумДУ, 2002. – 187 с.
8. Суздалев И.П. Нанотехнология: физико-химия нанокластеров, наноструктур и наноматериалов.– Москва: КомКнига, 2006. – 592 с.
9. Андриевский Р.А., Рагуля А.В. Наноструктурные материалы. – Москва: Академия, 2005. – 192 с.
10. Фролов Г.И. Пленочные носители для устройств памяти со сверхплотной магнитной записью // Журнал технической физики. – 2001. Т. 71, Вып. 12. – С. 50-57.
11. Тонкие пленки в электронике. – Харьков: ННЦ ХФТИ, 2001. – 398 с.
12. Тонкие пленки в оптике и электронике. Часть 2. – Харьков: ННЦ ХФТИ, 2002. – 266 с.
13. Наноструктурные материалы. – Харьков: ННЦ ХФТИ, ИПП «Контраст», 2007. – 260 с.
14. Тонкие пленки. – Харьков: ННЦ ХФТИ, ИПП «Контраст», 2007. – 262 с.

15. Thin-film resistor fabrication for InP technology applications / R.F. Kopf, R. Melendes, D.C. Jacobson et al. // *J. Vac. Sci. Technol. B.* – 2002. – V. 20, № 3. – P. 871-875.
16. Fabrication and characterization of thin film resistors for GaAs-based power amplifiers / H. Shen, J. Arreaga, R. Ramanathan et al. // *Mater. Of Inter. Conf. on Compound Semiconductor Mfg. “Sharing Ideas Throughout the Industry”* – Chicago. – 2003. – P. 62-65.
17. Layered magnetic structures: interlayer exchange couplind and giant magnetoresistance / A. Fert, P. Grunberg, A. Barthelemy et al. // *J. Magn. and Magn. Mater.* – 1995. – V. 140-144, № 1. – P. 1-8.
18. Levy P.M. Current understanding and open questions on giant magnetoresistance // *J. Magn. and Magn. Mater.* – 1995. – V. 140-144, № 1. – P. 485-487.
19. Дорогань В.Г., Моцний Ф.В. Спін-поляризовані електрони в електроніці майбутнього // *УФЖ.* – 2004. – Т. 49, № 12. – С. 1174-1187.
20. Запоминающие элементы на основе магниторезистивных тонкопленочных многослойных структур / Н.П. Васильева, А.Б. Грановский, С.И. Касаткин, А.М. Муравьев // *Зарубеж. электрон. техн.* – 1995. №1. – С. 32-60.
21. Wang Z., Nakamura Y. Storage mechanism for GMR superlattice memory // *J. Magn. Soc. Jap.* – 1996. – V. 20, № 2. – P. 369-372.
22. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices / M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 1988. – 61, № 21. – P. 2472-2476.
23. Tsymbal E.Y., Pettifor D.G. Perspectives of Giant Magnetoresistance // *Solid State Physics.* – New York: Academic Press. – 2001. – V. 56. – P. 113-237.
24. Иевлев В.М., Бугаков А.В., Трофимов В.И. Рост и субструктура конденсированных пленок. – Воронеж: Из – во ВГТУ, 2000. – 386 с.
25. Опанасюк Н.Н., Проценко И.Е. Структурные изменения в пленках меди в процессе термического отжига // *Труды украинского вакуумного общества.* – Харьков: УВТ. – 1997. – Т. 3. – С. 502-504.

26. Фазовая диаграмма ГЦК-ГП перехода в малых частицах кобальта / А.И. Кузьменко, Т.М. Прокофьева, И.Е. Проценко и др. // Изв. АН СССР, сер. физ. – 1986. – №8. – С.1590-1592.
27. Проценко И.Е. Тонкие металлические пленки в науке и технике. – Киев: Знание – 1988.– 32 с.
28. Исследование фазовых превращений в тонких пленках кобальта / И.Е. Проценко, М.Д. Смолин, В.Г. Шамоля и др. // Металлы. – 1985.– №2 – С. 171-174.
29. Закономерности $\beta \rightarrow \alpha$ - полиморфного превращения в кобальте при возрастании скорости охлаждения / Д.А. Мирзаев, В.М. Счастливцев, В.Г Ульянова и др. // ФММ. – 2002 – Т. 93, № 6.– С. 58-64.
30. Влияние размера зерна на кинетику полиморфного перехода и прочность кобальта / Д.А. Мирзаев, В.М. Счастливцев, И.Л. Яковлев и др. // ФММ. – 2002 – Т. 93, № 6. – С. 65-69.
31. Фролов Г.И., Жигалов В.С., Мальцев В.К. Влияние температуры на структурные превращения в нанокристаллических пленках кобальта // ФТТ. – 2000. – Т.42, № 2. – С.326-328.
32. Проценко И.Е. Размерные примесные эффекты в тонких пленках переходных металлов./ Получение и свойства тонких пленок. – Киев: НТП АН УССР. – 1990.– С.30-44.
33. Маршалек М., Приходько І., Проценко С. Особливості фазового складу двошарових плівок Со/Си // Фізика і технологія тонких плівок. – Івано-Франківськ: ПрУ, 2003. – Т. 1. – С. 94-96.
34. Маршалек М., Проценко С.И., Черноус А.Н. Структурно-фазовое состояние двухслойных пленок Со/Си и Со/Сг // Тонкие пленки в оптике и электронике. – Харьков: ННЦ ХФТИ, 2003. – С. 205-208.
35. Касютич О.И., Федосюк В.М, Точицкий Т.А. Структура наноразмерных систем Со/Си и механизм его формирования // Поверхность. – 2002. - № 3. – С. 34-41.

36. Энергетические характеристики структурной стабильности адатомов и ультрамалых кластеров Со на поверхности Cu(001) / Н.А. Леванов, Д.И. Бажанов, В.С. Степанюк и др. // Поверхность. – 2000. – № 9. – С. 69-72.
37. Protsenko I., Cheshko I., Javorsky Ja. Solid solution formation in Cu/Co ultrathin film systems // Functional Materials. – 2006. – V.13, №2. – P. 219-222.
38. Дифузійні процеси та інтерфейсне розсіювання електронів в багат шарових 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.
39. Проценко І.Ю., Чешко І.В., Яворський Я. Явище гігантського магнітоопору в багат шарових плівкових системах (огляд) // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2004. – № 10(69). – С. 65-81.
40. Lucas M.S.P. Surface scattering of conduction electrons in gold films // Appl. Phys. Lett. – 1964. – V. 4, № 4. – P. 73-74.
41. Lucas M.S.P. Electrical conductivity of thin metallic films with unlike surfaces // J. Appl. Phys. – 1965. – V. 36, № 5. – P. 1632-1635.
42. Dimmich R., Warkusz F. The electrical conductance of continuous thin metallic double-layer films // Thin Solid Films. – 1983. – V. 109, № 2. – P. 103-114.
43. Дехтярук Л.В. Кінетичні ефекти у багат шарових металевих структурах: Автореф. дис... к.ф.-н. наук: 01.04.07 / СумДУ. – Суми, 1998. – 17 с.
44. Mayadas A.F., Shatzkes M. Electrical – resistivity model for polycrystalline films: the case of arbitrary reflection at external surfaces. // Phys. Rev. B.: Cond. Matter.– 1970. – V. 1, № 4, – P. 1382-1389.
45. Dimmich R. Electrical conductance and temperature coefficient of resistivity of double-layer films // Thin Solid Films. – 1988. – V. 158, № 1. – P. 13-24.
46. Проводимость двухслойных пленок серебра, полученных конденсацией из лазерной плазмы / В.Н. Верченко, В.Н. Гришаев, Л.В. Дехтярук и др. // ФММ. – 1990. – Т. 69, № 4. – С. 102-108.

47. Дехтярук Л.В., Колесниченко Ю.А. Влияние взаимной диффузии на электропроводность двухслойных металлических пластин // ФММ. – 1993. – Т. 75, № 5. – С. 21-30.
48. Resistivity of titanium-aluminium multi-layered thin films / R. Banerjee, R. Ahuja, S. Swaminathan et al. // Thin Solid Films. – 1995. – V. 269. – P. 29-35.
49. Vries J.W.C. Interface scattering in triple layered polycrystalline thin Au/X/Au films (X = Fe, Co, Ni) // Solid State Communication. – 1998. – V. 65, № 3, – P. 201-207.
50. Petrov P.P. Conductivity of layered structures with a strongly degenerate electron gas // Cond. Matter. Phys. – 1999. – V. 2, № 1, – P. 143-148.
51. Tellier C.R., Tosse A. J. Size effects in thin films. – Amsterdam – Oxford – New York: ESPS, 1982. – 309 p.
52. Warkusz F. Electrical and mechanical properties of thin metal films: size effects // Progr. Surf. Scien. – 1980. – V. 10. – P. 287-382.
53. Dimmich R. Electronic transport properties of metallic multi-layer films // J.Phys. F: Met. Phys. – 1985. – V.15, № 12. – P. 2477-2487.
54. Chen C.-X. Electrical conductivity of multi-layer metallic films // Appl. Phys. A. – 1986. – V. 40, № 1. P. 37-40.
55. Кузьменко А.І., Проценко І.Ю., Черноус А.М. Апробація моделі Дімміха для електропровідності двошарових металевих плівок // Наукові праці Сумського державного педінституту. Серія: Фізика твердого тіла. – Суми: СДПІ, 1993. – С. 29-34.
56. Черноус А.М. Розмірні ефекти в електрофізичних властивостях нанокристалічних плівкових систем в умовах взаємної дифузії та фазоутворення: Автореф. дис... д-ра ф.-м. наук: 01.04.07 / СумДУ. – Суми, 2006. – 37 с.
57. Однодворець Л.В. Кінетичні явища в багатошарових плівкових конденсатах на основі Cr, Co, Ni та Ge: Автореф. дис... к. ф.-м. наук: 01.04.07 / СумДУ. – Суми, 1996. – 25 с.

58. Protsenko I., Petrenko S., Odnodvoretz L. et all. Size effect and processes of interdiffusion in multi-layer films // *Crist. Res. Technol.* – 1995. – V. 30, № 8. – P. 1077-1081.
59. Protsenko I.Yu., Odnodvoretz' L.V., Chornous A.M. Electroconductivity tensorsensitivity of multi-layer films // *Met. Phys. Adv. Tech.* – 1999. – V. 18. – P. 47-59.
60. Токмань В.В., Проценко И.Е., Черноус А.Н. Особенности кристаллической структуры и электрических свойств пленочных материалов на основе Ti, Ni и Co // Сборник докладов 12-го Международного симпозиума "Тонкие пленки в электронике". – Харьков: ННЦ ХФТИ, 2001. – С. 23-26.
61. Температурный коэффициент сопротивления мультислоев с поликристаллической структурой / Л.В. Дехтярук, М. Маршалек, И.Е. Проценко, А.Н. Черноус // *Фізична інженерія поверхні.* – 2004. – Т. 2, №1. – С. 55-63.
62. Вонсовский С.В. Магнетизм. – Москва: Наука, 1971. – 1032 с.
63. Тейлор К., Дарби М. Физика редкоземельных соединений. – Москва: Мир, 1974. – 255 с.
64. Fert A., Campbell I.A. Two-current conduction in Nickel // *Phys. Rev. Lett.* – 1968. – V. 21, № 16. – P. 1190-1192.
65. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange / G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn // *Phys. Rev. B* – 1989. – V. 39, №7. – P. 4828-4830.
66. Interpretation of the giant magnetoresistance effect in Co/Cu(100) multilayers with the quantum model of gaint magnetoresistance / S.K.J. Lenczowski, M.A.M. Gijs, J.B. Giesbers et all. // *Phys. Rev. B.* – 1994. – V. 50, № 14. – P. 9982-9988.
67. Parkin S.S.P., More N. Roche K.P. Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr and Fe/Cr. // *Phys. Rev. Lett.* – 1990. – V. 64, № 19. - P. 2304-2307.

68. Parkin S.S.P., Roche K. P., Suzuki T. Giant magnetoresistance in antiferromagnetic Co/Cu multilayers grown on kapton // Jap. J. Appl. Phys. Pt 2. – 1992. – V. 31, № 9A. – P. L1246-L1249.
69. Oscillatory interlayer coupling and giant magnetoresistance in Co/Cu multilayers / D.H. Mosca, F. Petroff, A. Fert et all. // J. Magn. and Magn. Mater. – 1991. – V. 94, № 1-2. – P. L1-L5.
70. Parkin S.S.P., Li Z.G., Smith D.J. Giant magnetoresistance in antiferromagnetic Co/Cu multilayers // Appl. Phys. Lett. – 1991. – V. 58, № 23. – P. 2710-2712.
71. Anisotropy and magnetoresistance of Co/Cu/Co films / A.V. Ognev, A.S. Samardak, Yu.D. Vorobyev, L.A. Chebotkevich // Phys. Low-Dimens. Struct. – 2002. – № 7-8. – P. 27-31.
72. Ирхин Ю.П. Влияние пространственного квантования электронного спектра на обменное взаимодействие в мультислоях // ФТТ. – 2000 – Т. 42, №1 – С. 180-183.
73. Межслойное взаимодействие в системе Fe/Cr/Fe: зависимость от толщины прослойки хрома и температуры / С. О. Демокритов, А.Б. Дровосеков, Н.М. Крейнес и др. // ЖЭТФ. – 2002. – Т. 122, № 6(12). – С. 1233-1246.
74. Крейнес Н.М. Исследования межслоевого взаимодействия в магнитных многослойных структурах $[\text{Fe/Cr}]_n$ методом ферромагнитного резонанса // ФНТ – 2002. – Т. 28, № 8/9. – С.807-821.
75. Oscillatory GMR in sputtered Fe/Ag multilayers / С. Yu, S. Li, M. Yan et all. // J. Magn. and Magn. Mater. – 1995. – V. 140-144, № 2. – P. 561-562.
76. Oscillations of interlayer exchange couplind and giant magnetoresistance in (111) oriented permalloy/Au multilayers / S.S.P. Parkin, R.F.C. Farrow, R.F. Marks et all. // Phys. Rev. Lett. – 1994. – V. 72, № 23. – P. 3718-3721.
77. Parkin S.S.P. Oscillations in giant magnetoresistance and antiferromagnetic coupling in $[\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Cu}]_N$ multilayers // Appl. Phys. Lett. – 1992. – V. 60, № 4. – P. 512-514.

78. Giant magnetoresistance in Ag/Co and Cu/Co multilayers with very thin Co layers / R. Loloee, P. A. Schroeder, Jr. Pratt et al. // *Physica.B.* – 1995. – V. 204, № 1-4. – P. 274-280.
79. Structure and oscillatory magnetoresistance of Co(hcp)/Cu sandwiches / N. Persat, A. Dinia, J.P. Jay et al. // *Thin Solid Films.* – 1996. – V. 275, № 1-2. – P. 115-118.
80. Короткопериодные осцилляции сопротивления и магнитосопротивления в сверхрешетках Co/Cu(111) на слюде / В.В. Зорченко, А.Н. Стеценко, А.Г. Андерс, К.В. Кутько // *ФНТ.* – 2005. – Т. 31, № 6. – С. 665-678.
81. Interdiffusion in CoFe/Cu multilayers and its application to spin-valve structures for data storage / E.B. Svedberg, K.J. Howard, M.C. Bonsager et al. // *J. Appl. Phys.* – 2003. – V. 94, № 2. – P. 1001-1006.
82. Christides C.J. Strong interplay between giant and anisotropic magnetoresistance observed in face-centered-cubic Co/Au multilayers between 5 and 280 K // *J. Appl. Phys.* – 2003. – V. 94, № 4. – P. 2516-2523.
83. Effect of interface intermixing on giant magnetoresistance in NiFe/Cu and Co/NiFe/Co/Cu multilayers / L.C. Nagamine, A. Biondo, L.G. Pereira et al. // *J. Appl. Phys.* – 2003. – V. 94, № 9. – P. 5881-5890.
84. Investigation of magnetic and magnetotransport properties of Co-based multilayered granular films / F. Casoli, F. Albertini, F. Bolzoni et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2003. – V. 262, № 1. – P. 69-72.
85. Change of coercivity of magnetic thin films with non-magnetic layers and applications to spin valve / B. Xiaofang, G. Liging, M. Xiaogan et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2004. – V. 268, № 3. – P. 321-325.
86. The role of nucleation in the evolution of giant magnetoresistance with layer thicknesses in electrodeposited Co-Cu/Cu multilayers / Q.X. Liu, L. Peter, J. Toth // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2004. – V. 280, № 1. – P. 60-74.
87. Origin of giant magnetoresistance contributions in electrodeposited Ni-Cu/Cu multilayers / I. Bakonyi, J. Toth, L.F. Kiss et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2004. – V. 269, № 2. – P. 156-167.

88. Microstructure and resistivity characterization of CuAu I superlattice formed in Cu/Au thin films / W. Zhang, S.H. Brongersma, Richard et all. // *J. Vac. Sci. Technol. B.* – 2004. – V. 22, № 6. – P. 2715-2718.
89. Temperature dependence of electrical resistivity of Co/Cu multilayers at static magnetic field / K. Suenada, G. Oomi, Y. Uwatoko et all. . // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2004. – V. 272-276, № 2. – P. 1231-1232.
90. Structural, magnetic and magnetotransport properties of thermally evaporated Fe/Cu multilayers / K. Bouziane, M. Al-Busaidi, A. Gismelseed, A. Al-Rawas // *Phys. status solidi. C.* – 2004. – V. 1, № 7. – P. 1740-1743.
91. Gijs M.A.M., Okada M. Magnetoresistance study of Fe/Cr magnetic multilayers: Interpretation with the quantum model of giant magnetoresistance // *Phys. Rev. B.* – 1992. – V. 46, № 5. – P. 2908-2911.
92. Kubota H., Sato R., Miyazaki T. Anomalous temperature dependence of thin giant magnetoresistance in Ni/Cu, Ni₉₅Co₅/Cu and Ni₉₅Fe₅/Cu multilayer films // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1997. – V. 167, № 1-2. – P. 12-20.
93. Аномальная температурная зависимость магнитосопротивления в мультислоях Co/Cu / П.Д. Ким, Д.Л. Халяпин, И.А. Турпанов и др. // *ФТТ.* – 2000. – Т. 42, № 9 – С. 1641-1643.
94. Dieny B. Giant magnetoresistance in spin-valve multilayers // *J. Magn. and Magn. Mater.* – 1994. – V. 136, № 3. – P. 355-359.
95. 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. – P. 288-291.
96. Relation between interface roughness and giant magnetoresistance in MBE-grown polycrystalline Fe/Cr superlattices / P. Belien, R. Schad, C.D. Potter et all. // *Phys. Rev. B.* – 1994 – V. 50. – P. 9957-9962.
97. Barnas J., Palasantzas G. Interface roughness in the giant magntoresistance in magnetic multilayers. // *J. Appl. Phys.* – 1997. – V. 82, № 8. – P. 3950-3956.
98. Enhancement of current-perpendicular-to-plane giant magnetoresistance by synthetic antiferromagnet free layers in single spin-valve films / Y. Jiang,

- S. Abe, T. Nozaki et al. // *Appl. Phys. Lett.* – 2003. – V. 83, № 14. – P. 2874-2876.
99. Eid K., Pratt W.P., Bass J. Enhancing current-perpendicular-to-plane magnetoresistance by adding interfaces within ferromagnetic layers // *J. Appl. Phys.* – 2003. – V. 93, № 6. – P. 3445-3449.
100. Camley R.E., Barnas J. Theory of giant magnetoresistance effects in magnetic layered structures with antiferromagnetic coupling // *Phys. Rev. Lett.* – 1989. – V. 63, № 6. – P. 664-667.
101. Novel magnetoresistance effect in layered magnetic structures: Theory and experiment / J. Barnas, A. Fuss, R.E. Camley et al. // *Phys. Rev B.* – 1990. – V. 42, № 13. – P. 8110-8120.
102. Johnson B.L., Camley R.E. Theory of giant magnetoresistance effects in Fe/Cr multilayers: spin-dependent scattering from impurities // *Phys. Rev B.* – 1991. – V. 44, № 18. – P. 9997-10002.
103. Dieny B. Classical theory of giant magnetoresistance in spin-valve multilayers: influence of thicknesses, number of periods, bulk and interfacial spin-dependent scattering // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 1992. – V. 4, – P. 8009-8020.
104. Trigui F., Velu E., Dupas C. Fuchs-Sondheimer theory as explanation of the magnetoresistance effects in multilayers Au/Co // *J. Magn. and Magn. Mater.* – 1991. – V. 93. P. 421-424.
105. Barthelemy A., Fert A. Theory of the magnetoresistance effects in magnetic multilayers: analytical expressions from a semiclassical approach // *Phys. Rev B.* – 1991. – V. 43, № 16. – P. 13124-13129.
106. Окулов В.И. К объяснению гигантского магнитосопротивления в металлических сверхрешетках // *ФНТ.* – 1994. – Т. 20, № 4. – С. 400-402.
107. Устинов В.В. Корреляция гигантского магнитосопротивления и намагниченности металлических сверхрешеток // *ЖЭТФ.* – 1994 – Т. 106, вып.1. – С. 207-216.
108. Fuchs K. The conductivity of thin metallic films according to the electron theory of metals. // *Proc. Camb. Phil. Soc.* – 1938. – V. 34, №.1. – P. 100-108.

109. Sondheimer E.H. The mean free path of electrons in metals // *Adv. Phys.* – 1952. – V. 1, №.1. – P. 1-42.
110. Zhang S., Levy P.M. Conductivity perpendicular to the plane of multilayered structures // *J. Appl. Phys. Pt. 2A* – 1991. – V. 69, №.8. – P. 4786-4788.
111. Camley R.E., Stamps R.L. Magnetic multilayers: spin configurations, excitations and giant magnetoresistance // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 1993. – V. 5. – P. 3727-3786.
112. Quantum effects in the giant magnetoresistance of magnetic multilayered structures / A. Vedyayev, C. Cowache, N. Ryzhanova, B. Dieny // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 1993. – V. 5, № 44. – P. 8289-8304.
113. Vedyayev A., Ryzhanova N., Dieny B. Quantum effects in the giant magnetoresistance (GMR) of magnetic multilayers // *Physica A.* – 1997. – V. 241, № 1-2. – P. 207-215.
114. Третьяк О.В., Львов В.А., Барабанов О.В. Фізичні основи спінової електроніки. – Київ: КНУ, 2002. – 314 с.
115. Колесниченко Ю.А., Дехтярук Л.В. Влияние спонтанной намагниченности на электропроводность металлических мультислоев на основе ферромагнетика // *ФНТ.* – 1997, Т. 23, № 9. – С. 936-945.
116. Дехтярук Л.В. Гигантский магниторезистивный эффект в магнитоупорядоченных трехслойных пленках // *Вісник СумДУ, Серія: Фізика, математика, механіка.* – 2007. – № 2. – С. 120-126.
117. Ustinov V.V., Kravtsov E.A. Correlation between giant magnetoresistance and magnetization in metallic superlattices: a comparison of perpendicular and in-plane geometries // *J. Magn. and Magn. Mater.* – 1995. – V. 148, № 1-2. – P. 307-308.
118. Bulka B., Barnas J. Quantum size effects in current-in-plane giant magnetoresistance // *J. Magn. and Magn. Mater.* – 1995. – V. 140-144, № 1. – P. 491-492.

119. Hood R.Q., Falicov L.M., Penn D.R. Effects of interfacial roughness on the magnetoresistance of magnetic metallic multilayers // *Phys. Rev. B.* – 1994. – V. 49, № 1. – P. 368-377.
120. Barnas J., Bruynseraede Y. Influence of interface roughness and quantum size effect on the giant magnetoresistance in magnetic layered structures // *Thin Solid Films.* – 1996. – V. 275, № 1-2. – P. 148-151.
121. Barnas J., Palasantzas G. Influence roughness effects in the giant magnetoresistance in magnetic multilayers // *J. Appl. Phys.* – 1997. – V. 82, № 8. – P. 3950-3956.
122. Todorov T.N., Tsymbal E.Yu., Pettifor D.G. Giant magnetoresistance: Comparison of band-structure and interfacial-roughness contributions // *Phys. Rev. B.* – 1996. – V. 54, № 18. – P. R12685-R12688.
123. Current-in-plane magnetoresistance: An approach to boundary conditions / V.I. Litvinov, V.K. Dugaev, M.M.H. Willekens, H.J.M. Swagten // *Phys. Rev. B.* – 1997. – V. 55, № 13. – P. 8374-8381.
124. Stoeffler D., Gautier F. Interface roughness, magnetic moments, and couplings in $(A)_m/(Cr)_n(001)$ superlattices ($A = Fe, Co, Ni$) // *Phys. Rev. B.* – 1991. – V. 44, – P. 10389-10392.
125. 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.
126. Лобода В.Б., Шкурдода Ю.А. Пирогова С.Н. Структура и гальваномагнитные свойства трехслойных пленок Co/Cu/Co // *Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка.* – 2004. – №8(67). – С. 107-115.
127. Loboda V.B., Shkurdoda Yu.A., Kravchenko V.A. Structure and magnetoresistance of freshly condensed three-layer FeNi/Cu(Ag)/FeNi films // *Functional materials.* – 2007. – V. 14, № 1. – P. 37-41.

128. Смещение границ растворимости в высокодисперсных системах / С.П. Чижик, Н.Т. Гладких, Л.К. Григорьева и др. // *Металлы*. – 1985. – Т. 2. – С. 175-177.
129. *Технология тонких пленок: Справочник: В 2 т.* / Под ред. Л. Майселла, Р. Гленга. – Москва: Сов. Радио, 1977. – Т. 2. – 768 с.
130. Вакуумный универсальный пост ВУП-5М. Паспорт. – Книга 3. – Сумы: Selmi, 1993. – 67 с.
131. Борзяк П.Г., Кулюпин Ю.А. *Электронные процессы в островковых металлических пленках*. – Киев: Наукова думка, 1980. – 240 с.
132. Шкурдода Ю.О., Лобода В.Б., Дехтярук Л.В. *Питома провідність тришарових полікристалічних плівок* // *Металлофиз. и новейшие технол.* – 2008. – Т. 30, № 3. С. 295-309.
133. Лобода В.Б., Шкурдода Ю.А., Кравченко В.А. *Влияние отжига на структуру, магнитосопротивление и магнитные параметры трехслойных пленок на основе пермаллоя 50Н* // *Металлофиз. и новейшие технол.* – 2007. – Т. 29, № 9. – С. 1209-1220.
134. Горелик С.С., Расторгуев Л.Н., Скаков Ю.А. *Рентгенографический и электронографический анализ металлов*. – Москва: ГНТИ, 1963. – 526 с.
135. Лобода В.Б., Шкурдода Ю.О., Салтикова А.І. *Дифузійні процеси в тришарових плівкових системах* // *Еврика-2007. Матеріали Всеукраїнської конференції студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики 22-24 травня 2007р.* – Львів, 2007. – С. В19.
136. *Микроанализ и растровая электронная микроскопия* / Пер. с франц. / Под ред. Ф. Морис, Л. Мени, Р. Тиксье. – Москва: Металлургия, 1985. – 392 с.
137. *Количественный электронно-зондовый микроанализ: Пер. с англ.* / Под ред. В. Скотта, Г. Лава. – Москва: Мир, 1986. – 352 с.
138. Черепин В.Т. *Ионный микрозондовый анализ*. – Киев: Наукова думка, 1992. – 334 с.

139. Shkurdoda Yu.A., Dekhtyaruk L.V., Loboda V.B. The effect of giant magnetoresistance in Co/Cu/Co structure // Functional materials. – 2008. – V. 15, № 1. – P. 38-45.
140. Лобода В.Б., Шкурдода Ю.А. Пирогова С.Н. Магнитосопротивление трехслойных пленок Co/Cu/Co в температурном интервале 150-700 К // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2004. – №10(69). – С. 212-218.
141. Лобода В.Б., Шкурдода Ю.А. Магнітоопір тришарових плівкових систем NiFe/Cu/Co // Матеріали науково-технічної конференції викладачів, співробітників, аспірантів і студентів 25-30 квітня 2006р. – Суми, СумДУ. – С.10-12.
142. Лобода В.Б., Шкурдода Ю.О. С.М. Хурсенко Вплив відпалювання на магнітоопір тришарових плівок Co/Cu(Ag)/Co // Фізика і технологія тонких плівок та наносистем. Матеріали XI Міжнародної конференції 7-12 травня 2007р. – Івано-Франківськ, 2007. – С. 106-107.
143. Структура и магнитные свойства отожженных пленок Co/Cu/Co / Л.А. Чеботкевич, Ю.Д. Воробьев, И.Н. Буркова, А.В. Корнилов // ФММ – 2000. – Т. 89, № 3. – С. 56-61.
144. Структурно-обусловленные особенности свойств гранулированных сред Co-Cu / В.О. Васьковский, Н.Н. Щеголева, В.Н. Лепаловский и др. // Известия ВУЗов. Физика. – 2002. – Т. 45, № 12. – С. 35-42.
145. Магниторезистивные, магнитные и структурные характеристики гранулированных пленок Co-Ag с гигантским магнитосопротивлением / Б.А Авраменко, С.Б. Малыхин А.Г Равлик, В.Н. Самофалов // Матер. 14 Междунар. Симпозиума «Тонкие пленки в оптике и электронике». – Харьков НИЦ ХФТИ. – 2002. – С. 57-60.
146. Равлик А.Г., Авраменко Б.А., Лукашенко Л.И. Структура и магнитные свойства конденсированных пленок Co-Ag // Матер. 12 Междунар. Симпозиума «Тонкие пленки электронике». – Харьков НИЦ ХФТИ. – 2001. – С. 55-56.

147. Костржицкий А.И., Лебединский О.В. Многокомпонентные вакуумные покрытия. Москва: Машиностроение, 1987. – 208 с.
148. Лобода В.Б., Кравченко В.О., Шкурдода Ю.О., Пирогова С.М. Структура, електропровідність та гальваноманітні властивості тонких плівок сплаву $Fe_{0,5}-Ni_{0,5}$ // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2004. – № 8. – С.115-121.
149. Гольдшмидт Х.Дж. Сплавы внедрения. Москва: Мир, 1971. – 425 с.
150. Кубашевски О. Диаграммы состояния двойных систем на основе железа: Пер. с англ./Под ред. Л.А.Петровой. – М.: Metallurgy. – 1985. – 184 с.
151. Chopra K.L., Randlett M.R. Influence of a superimposed films on the electrical conductivity of thin metal films // J. Appl. Phys. – 1967. – V. 38, № 8. – P. 3144-3147.
152. Bergmann G. Size effect in metallic sandwiches. // Phys. Rev. – 1979. – V. B19, № 8. – P. 3933-3937.
153. Schumacher D., Stark D. Electrical conduction in thin double – layer metal films // Thin Solid Films. – 1984. – V. 116. № 1-3. – P.199-205.
154. Metallic superlattices Ed. By Shinjo T., Takada T. – Elsevier, 1987. – 271 p.
155. Jin B.Y., Ketterson J.B. Artificial metallic superlattices // Adv.Phys. – 1989. – V. 38, № .3. – P. 189-366.
156. Chen Chu-Xing General electrical transport properties of polycrystalline multi-layered metallic thin films // Appl.Phys. – 1987. – V. A42, №2. – P. 145-148.
157. Peschansky V.G. Kinetic Size Effects in Metals in Magnetic Field //Soviet scientific Reviews. A. Phys. – 1992. – V. 16, part 1. – P. 1-112.
158. Устинов В.В. Вклад плоских дефектов в электросопротивление металла // ФММ. – 1980. – Т. 49, вып. 1. – С. 31-38.
159. Conductivity and the temperature coefficient of resistance of two – layer polycrystalline films / L.V. Dekhtyaruk, S.I. Protchenko, A.M. Chornous, I.O. Shpetnyi // Ucr. J. Phys. – 2004. – V. 49, № 6. – P. 587-597.

160. Conductivity and the Temperature Coefficient of Resistance of Multilayered Polycrystalline Films / A. Chornous, L. Dekhtyaruk, M Marszalek, I. Protchenko // *Cryst. Res. Technol.* – 2006. – V. 41, № 4. – P. 388-399.
161. Білоус О.А., Дехтярук Л.В., Черноус А.М. Розмірно-кінетичні ефекти у полікристалічних металевих плівках Cu та Ni // *Металлофиз. новейшие технол.* – 2001. – Т. 23, № 1. – С. 43-50.
162. Панченко О.А., Сологуб С.В. Розмірні явища і поверхневе розсіювання носіїв струму в металах (огляд) // *ФХТТ.* – 2003. – Т. 4, №1. – С.7-42.
163. David J.K., Pur K.S., Sharles F. Diffuse interface electron scattering in onifax Co/Cu bilayers // *J. Aphl. Phys.* – 2002. – V. 91, № 10. P. 8108-8110.
164. Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. И.К. Кикоина. – Москва: Атомиздат, 1976. – 1008 с.
165. Стасюк З.В., Лопатинський А.І. Розмірні кінетичні явища в тонких плівках металів. Класичні ефекти (огляд) // *ФХТТ.* – 2001. – Т. 2, №4. – С. 521-542.
166. Experimental test of a three-dimensional model for electrophysical properties of metal films / A.M. Chornous, N.M. Oranasyuk, A.D. Pogrebnyak et all. // *Jpn. Appl. Phys.* – 2000. – V. 39. – P. 1320-1323.
167. Проценко И.Е., Смолин М.Д., Шамомя В.Г., Яременко А.В. Размерная и температурная зависимости электросопротивления пленок кобальта в области промежуточных температур // *УФЖ.* – 1984 – Т. 2, №6. – С. 920-925.
168. Лобода В.Б., Проценко И.Е., Смолин М.Д. и др. Исследование размерных и температурных эффектов в тонких пленках переходных металлов // *УФН* – 1985. – Т. 30, № 5. – С. 435-440.
169. Лившиц Б.Г. Физические свойства металлов и сплавов. Москва: Машгиз, 1959. – 368 с.
170. Лобода В.Б., Пирогова С.Н., Шкурдода Ю.А. Электропроводность тонких пленок Ni и сплавов Ni-Cu в слабых магнитных полях в интервале температур 100-700К // *Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка.* – 2003, №10(56). – С. 89-99.

171. Electroconductivity and Tensosensibility of Multilayer Films / I.Yu. Protchenko, L.V. Odnodvoretz, A.M. Chornous // *Met. Phys. Adv. Tech.* – 1999. – V. 18, № 1. – P. 47-59.
172. Циовкин Ю.Ю., Волошинский А.Н. Расчет температурных и концентрационных зависимостей электросопротивления сплавов в двухполосном приближении когерентного потенциала // *ФММ.* – 1993. – Т. 75, вып. 3. – С. 25-37
173. Шпетний І.О. Формування структури і електрофізичних властивостей плівок на основі V, Cr, Co, і Ni при газоутворенні та взаємній дифузії: Автореф. дис. ... к.ф.-м.н.: 01.04.07 / СумДУ – Суми, 2005. – 20 с.
174. Лобода В.Б., Пирогова С.М., Проценко С.І. Структура та електрофізичні властивості сплаву Ni-Cu в температурному інтервалі 300-700К // *Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка.* – 2001. – №3(24)-4(25). – С. 74-83.
175. Зиман З.З., Глушко В.Н. Влияние загрязнения поверхности подложки на структуру и электропроводность пленок конденсированного титана // *Поверхность.* – 1986. – №3. – С. 89-95.
176. Температурная зависимость удельного сопротивления тонких пленок переходных d-металлов / И.Е. Проценко, М.Д. Смолин, А.В. Яременко, В.Б. Лобода // *УФЖ.* – 1988. – Т. 3, № 6. – С. 875-880.
177. Лобода В.Б., Шкурдода Ю.О. Электро- та магніторезистивні властивості тришарових плівок NiFe/Cu/NiFe // *Матеріали науково-технічної конференції викладачів, співробітників, аспірантів і студентів 21-23 квітня 2008 р.* – Суми, СумДУ. – С. 128-129.
178. Mott N.F. The Electrical Conductivity of Transition Metals // *Proc. Roy. Soc.* – 1936. – V. A153. – P. 699-717.
179. Спин-вентильные магниторезистивные структуры на основе многослойных пленок Co/Tb / А.В. Славов, П.А. Савин Г.В. Курляндская и др. // *ЖТФ.* – 2002. – Т. 72, вып.8.– С. 54-57.

180. Болеста І.М. Фізика твердого тіла. – Львів: ЛНУ ім. І. Франка, 2003. – 478 с.
181. Spin Scattering in Ferromagnetic Thin Films / M. Viret, D. Vignoles, D. Cole et al. // *Phys. Rev. B.* – 1996. – V. 53, № 13. – P. 8464-8468.
182. Федосюк В.М., Ривас Х.П., Касютич О.И. Исследование перехода от мультислойных пленок к гранулированным в системе кобальт-медь. // *ЖТФ.* – 1997. – Т. 67, № 12. – С. 89-91.
183. Элементы гранулированного состояния в многослойных пленках / В.О. Васьковский, А.А. Ювченко, В.Н Лепаловский и др. *Co/Cu* // *ФММ.* – 2002. – Т. 93, №3. – С. 43-49.
184. Палатник Л. С., Равлик А.Г., Рощенко С.Т. Структура и магнитные свойства конденсированных пленок кобальт-железо // *Труды Укр. Вакуумного общества.* – Харьков: «НИКИВМ». – 1997. – Т. 3. – С.44-49.
185. Магниторезистивные и магнитные свойства мультислойных структур *Co/Cu* с переменным числом бислоев / С.Т. Рощенко, А.Г. Равлик, И.Г. Шипкова, А.Ю. Золотарев // *ФММ.* – 2000. – Т. 90, №3. – С. 58-64.
186. The concept of the existence of interfacial superparamagnetic entities in *Fe/Cr* multilayers / T. Lucinski, D. Elefant, G. Reiss, P. Verges // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1996. – V. 162. – P. 29-37.
187. Тонкие ферромагнитные пленки / Под ред. Р.В. Телеснина / Пер. с нем. – Москва: Мир, 1964. – 360 с.
188. L. Kond, Q. Pan, B Cui et al. Magnetotransport and domain structures in nanoscale *NiFe/Cu/Co* spin valve // *J. Appl. Phys.*, – 1999, – V. 85, № 8, – P. 5492-5494.
189. Лобода В.Б., Шкурдода Ю.А. Кравченко В.А. Магнитосопротивление трехслойных структур *NiFe/Cu(Ag)/Co* // *Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка.* – 2007. – №2. – С. 67-73.
190. Лобода В.Б., Шкурдода Ю.О., Донченко В.І. Гальваномагнітні властивості тришарових плівкових систем *Co/Cu/Co* // *Матеріали науково-технічної*

- конференції викладачів, співробітників, аспірантів і студентів 15-30 квітня 2004р. – Суми, СумДУ. – С.117-119.
191. Свиркова Н.Н. Влияние рассеяния электронов на межзеренных границах магнитных слоев на магниторезистивное отношение поликристаллического сэндвича при поперечном переносе заряда // ЖТФ. – 2004. – Т. 74, вып. 3. – С. 14-19.
192. Лобода В.Б., Шкурдода Ю.А. Температурная зависимость магнитосопротивления пленок Co/Ag/Co // Фізика і технологія тонких плівок. Матеріали X Міжнародної конференції 16-21 травня 2005р. – Івано-Франківськ, 2005. – С.374-375.
193. Лобода В.Б., Шкурдода Ю.А. Хурсенко С.М. Магнітоопір тришарових плівок Co/Ag/Co у температурному інтервалі 150-700 К // Нансис 2007. Матеріали конференції 21-23 листопада 2007р. – Київ, 2007. – С.401.
194. Ландау Л.Д. Возможность объяснения зависимости восприимчивости от поля при низких температурах // Phys. Zs. Sovjet. – 1933. – Т. 4. – С. 675-683.
195. Лобода В.Б., Шкурдода Ю.О., Салтикова А.І. Вплив товщини немагнітного прошарку на величину ГМО у тришарових плівках FeNi/Cu(Ag)/FeNi // Фізика і технологія тонких плівок та наносистем. Матеріали XI Міжнародної конференції 7-12 травня 2007р. – Івано-Франківськ, 2007. – С.108-109.
196. Лобода В.Б., Шкурдода Ю.А. Вплив товщини магнітного шару на величину ГМО в тришарових плівках Co/Cu/Co // Матеріали науково-технічної конференції викладачів, співробітників, аспірантів і студентів 19-26 квітня 2007р. – Суми, СумДУ. – С.42-43.