

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

На правах рукопису

Однодворець Лариса Валентинівна

УДК 621.793.8; 316.8

ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ І МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ
БАГАТОШАРОВИХ ТА ГЕТЕРОГЕННИХ ПЛІВКОВИХ
МАТЕРІАЛІВ СЕНСОРНОЇ ТЕХНІКИ

01.04.01 – фізика приладів, елементів і систем

ДИСЕРТАЦІЯ

на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук

Науковий консультант –

Проценко Іван Юхимович,

заслужений діяч науки і техніки

України, доктор фізико-

математичних наук, професор

Суми – 2014

ЗМІСТ

	стор.
ВСТУП	6
РОЗДІЛ 1	
ВЛАСТИВОСТІ ПЛІВКОВИХ МАТЕРІАЛІВ СЕНСОРНОЇ ТЕХНІКИ ТА ФІЗИЧНІ ЯВИЩА В НИХ (ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД)	15
1.1 Кристалічна структура і фазовий склад.....	15
1.1.1 Загальна характеристика багатокомпонентних і гетерогенного складу плівкових матеріалів як елементної бази сенсорики.....	16
1.1.2 Багатокомпонентні і гетерогенні плівкові матеріали.....	18
1.2 Термо- і тензорезистивні властивості чутливих плівкових елементів сенсорів.....	30
1.2.1 Температурна і концентраційна залежності електрофізичних властивостей	30
1.2.2 Механічні та електричні властивості	38
1.2.3 Теоретичні моделі для термічного коефіцієнту опору і коефіцієнта тензочутливості.....	43
1.3 Магніторезистивні та гальваноманітні властивості двокомпонентних і гетерогенного складу плівкових матеріалів.....	47
1.3.1 Магнітоопір і гігантський магнітоопір.....	47
1.3.2 Деформаційні і розмірні ефекти в магнітних та магнітооптичних властивостях.....	57
Висновки до Розділу 1.....	59
РОЗДІЛ 2	
МЕТОДИКА ФОРМУВАННЯ ПЛІВКОВИХ ЧУТЛИВИХ ЕЛЕМЕНТІВ СЕНСОРІВ ТА ДОСЛІДЖЕННЯ ЇХ ВЛАСТИВОСТЕЙ І ХАРАКТЕРИСТИК	60
2.1 Прилади і обладнання для отримання багатошарових і гетерогенного складу плівкових систем.....	61

2.2	Методика проведення досліджень електрофізичних властивостей.....	66
2.2.1	Тензоефект в області пружної і пластичної деформації.....	66
2.2.2	Терморезистивні властивості.....	69
2.3	Дослідження кристалічної структури, фазового і елементного складу...	73
2.3.1	Методи електронно-мікроскопічних та дифракційних досліджень.....	73
2.3.2	Методика дослідження дифузійних процесів і визначення концентрації компонент.....	84
2.4	Методика досліджень магніторезистивних і гальваноманітних властивостей чутливих елементів сенсорів магнітного поля.....	86
2.4.1	Магніторезистивний ефект.....	86
2.4.2	Ефект Холла.....	89
2.4.3	Вимірювання вольт-амперних характеристик.....	90
	Висновки до Розділу 2.....	92
РОЗДІЛ 3		
УЗАГАЛЬНЕННЯ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ І ТЕОРЕТИЧНИХ РЕЗУЛЬТАТІВ ДОСЛІДЖЕНЬ ТЕНЗОРЕЗИСТИВНОГО ЕФЕКТУ В ПЛІВКОВИХ МАТЕРІАЛАХ.....		
		93
3.1	Особливості тензорезистивних властивостей металевих плівкових матеріалів в області пружної і пластичної деформації.....	94
3.1.1	Одношарові плівки.....	94
3.1.2	Двокомпонентні системи.....	103
3.2	Особливості фазового складу і дифузійних процесів у двокомпонентних плівкових матеріалах.....	118
3.2.1	Двошарові системи на основі Fe, Ni та Mo або Cr і гетерогенні матеріали на основі однокомпонентних плівок та їх хімічних з'єднань.....	118
3.2.2	Плівкові матеріали Fe/(Pd, Pt).....	127
3.2.3	Розмірні домішкові ефекти в кристалічній структурі металевих матеріалів.....	135

3.3 Фізичні процеси в чутливих елементах сенсорів.....	149
3.3.1 Урахування деформаційних ефектів в параметрах електроперенесення: напівфеноменологічний підхід.....	149
3.3.2 Спостереження і пояснення аномально малих величин коефіцієнта тензочутливості.....	159
Висновки до Розділу 3.....	163
РОЗДІЛ 4	
УЗАГАЛЬНЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ ДОСЛІДЖЕНЬ РОЗМІРНОГО І КОНЦЕНТРАЦІЙНОГО ЕФЕКТІВ У ТКО.....	165
4.1 Одношарові плівки як компоненти багат шарових плівкових систем і гетерогенні матеріали.....	166
4.2 Плівки гетерогенного складу.....	171
4.3 Терморезистивні властивості плівкових сплавів евтектичного типу і мультишарів на основі металів.....	174
4.3.1 Плівкові сплави на основі α -Mo і Ni або Fe.....	174
4.3.2 Плівкові матеріали на основі Fe(Co) і Pd, Pt або Ag.....	178
4.3.3 Температурна залежність коефіцієнта зерномежового розсіювання електронів	190
4.3.4 Кореляційна залежність між параметрами ТКО і КТ та концентрацією (s+d) електронів	191
Висновки до Розділу 4	193
РОЗДІЛ 5	
МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ТА МАГНІТООПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ПЛІВКОВИХ СИСТЕМ ІЗ МОЖЛИВИМ СПІН-ЗАЛЕЖНИМ РОЗСІЮВАННЯМ ЕЛЕКТРОНІВ.....	194
5.1 Магніторезистивні властивості плівкових матеріалів Fe/Pd (Pt, Ag) та Co/Ag.....	196
5.2 Магнітооптичні властивості	214
5.3 Температурна залежність ГМО.....	218
5.4 Ефект Холла в багат шарових плівках на основі Fe і Pd.....	220

5.5	Процеси фазоутворення і властивості плівок типу метал/напівпровідник як чутливих елементів сенсорів і контактних структур.....	225
5.5.1	Кореляція між фазовим складом і магніторезистивними властивостями плівкових матеріалів на основі Fe і Ge	225
5.5.2	Терморезистивні властивості резистивних елементів і омичних контактів у вигляді плівок Fe(Cu, Cr)/Ge.....	232
5.6	Вплив магнітного поля на ТКО гранульованих плівкових сплавів.....	239
	Висновки до Розділу 5.....	243
РОЗДІЛ 6		
ВРАХУВАННЯ ПОВЕРХНЕВИХ І ТЕМПЕРАТУРНИХ ЕФЕКТІВ У ФОНОННОМУ І СПІН - ЗАЛЕЖНОМУ РОЗСІЮВАННІ ЕЛЕКТРОНІВ У ЧУТЛИВИХ ЕЛЕМЕНТАХ СЕНСОРІВ.....		
6.1	Деформація фононного спектру тонкої плівки.....	245
6.2	Вплив температури на процеси спін-залежного розсіювання електронів.....	255
6.3	Узагальнення отриманих результатів з точки зору застосування плівкових матеріалів як чутливих елементів сучасних сенсорів.....	258
6.3.1	Термометри опору та сенсори температури.....	263
6.3.2	Тензорезистори і сенсори тиску.....	266
6.3.3	Сенсори магнітного поля і електронні пристрої на основі спін-залежного розсіювання електронів.....	268
6.3.4	Магніторезистивні плівкові елементи для запису інформації... ..	277
	Висновки до Розділу 6.....	285
	ВИСНОВКИ.....	286
	ПРИМІТКИ.....	292
	СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	293

ВСТУП

Актуальність теми. Широке використання плівкових матеріалів у мікроелектроніці, спінтроніці і сенсорній техніці постійно стимулює дослідження їх фізичних властивостей та вивчення температурних і концентраційних ефектів у електрофізичних та магніторезистивних властивостях, оскільки в таких системах можуть стабілізуватися гранульовані й упорядковані тверді розчини (т. р.) та інтерметалідні фази, формуватися магнітні інтерфейси. Під впливом температури, деформації і зовнішнього магнітного поля проявляються особливості взаємодії носіїв заряду із межами поділу, магнітними моментами атомів, гранул і доменів та фононами. Встановлення особливостей впливу різних факторів на фізичні властивості багатокомпонентних і гетерогенного складу плівкових матеріалів необхідне для створення чутливих елементів (ЧЕ) сенсорів різного функціонального призначення, приладів оптоелектроніки та спінтроніки.

На сьогодні накопичений великий обсяг експериментальних результатів щодо електрофізичних (температурний коефіцієнт опору – ТКО, коефіцієнт тензочутливості – КТ) і магніторезистивних (анізотропний магнітоопір – АМО, гігантський магнітоопір – ГМО, ефект Холла) властивостей мультишарів і багатокомпонентних плівкових матеріалів на основі металевих (магнітних, немагнітних, у т. ч. тугоплавких) або напівпровідникових компонент як елементів сенсорів температури, деформації, тиску, лінійних і кутових переміщень та магнітного поля. Але при цьому актуальними залишаються питання створення більш ефективних елементів сенсорних і мікроелектронних приладів та маловивченими – проблеми стосовно механізмів і умов утворення т. р., гранульованого стану та упорядкованих інтерметалідних фаз, формування гетерогенних матеріалів, а також концентраційної, температурної і деформаційної залежностей властивостей таких систем.

Цей комплекс невирішених питань визначив напрями досліджень дисертаційної роботи та обумовив актуальність її тематики. Таким чином, із точки зору отримання результатів фундаментального характеру із перспективою їх практичного застосування актуальним завданням є

проведення комплексних досліджень властивостей багатошарових і гетерогенних матеріалів на основі металевих або напівпровідникових плівок та фізичних процесів у них з урахуванням температурних і концентраційних ефектів, що визначило мету цього дослідження.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.
Дисертаційна робота виконана на кафедрі прикладної фізики Сумського державного університету. Основні результати отримані у ході виконання завдань науково-дослідних робіт і спільних проектів: держбюджетної теми «Електрофізичні властивості багатошарових плівок в умовах взаємної дифузії елементів» (1997–1999 рр.), № 197U016610, виконавець; держбюджетної теми «Вплив статичної деформації і температури на електрофізичні властивості багатошарових плівкових систем» (2003–2005 рр.), № 0103U000773, виконавець; спільного проекту науково-технічного співробітництва «Дифузійні процеси і транспортні властивості мультишарів і тонких плівок» (2004–2005 рр.) між Сумським державним університетом (СумДУ) та Інститутом ядерної фізики ПАН (м. Краків, Польща), договір № М/18-2004 від 29.03.2004 р., виконавець; спільного проекту науково-технічного співробітництва «Дифузійні процеси і стабільність інтерфейсів в металевих багатошарових системах» (2006–2007 рр.) між СумДУ та Інститутом фізики САН (м. Братислава, Словаччина), договір № М/148-2006 від 07.06.2006 р., виконавець; держбюджетної теми «Формування кристалічної структури і електрофізичних властивостей плівкових матеріалів на основі багатошарових металевих наносистем» (2006–2008 рр.), № 0106U001942, виконавець; спільного проекту науково-технічного співробітництва «Формування кристалічної структури і фізичних властивостей багатошарових плівкових систем із спін-залежним розсіюванням електронів» (2008–2009 рр.) між СумДУ та Інститутом фізики САН (м. Братислава, Словаччина), договір № М/38-2008 від 27.03.2008 р., відповідальний виконавець; спільного проекту науково-технічного співробітництва «Електрофізичні властивості (температурний коефіцієнт опору і тензочутливість) багатошарових плівкових систем Cr/Fe і Gd/Fe» (2008–2010 рр.) між СумДУ та Університетом Барода (м. Ваходара, Індія), договір № М/344–2008 від 23.05.2008 р.,

відповідальний виконавець; держбюджетної теми «Фазовий склад, електро- і магніторезистивні властивості плівкових матеріалів із спін-залежним розсіюванням електронів» (2009–2011 pp.), № 0109U001387, керівник групи виконавців; спільного проекту науково-технічного співробітництва «Кристалічна структура, електрофізичні і магніторезистивні властивості нанорозмірних плівкових систем на основі Fe і Pt та Fe і Pd» (2009–2010 pp.) між СумДУ та Інститутом фізики при Університеті ім. Й. Гуттенберга (м. Майнц, Німеччина), договір № М/178-2009 від 08.04.2009 р., виконавець; держбюджетної теми «Фазовий склад, електро- і магніторезистивні властивості плівкових матеріалів із спін-залежним розсіюванням електронів» (2009–2011 pp.), № 01090U001387, керівник групи виконавців; держбюджетної теми «Електрофізичні властивості багатокомпонентних плівок на основі Fe і Pd, Ag, Au та Ge» (2011–2012 pp.), № 0111U006336, керівник; спільного проекту науково-технічного співробітництва «Фазові перетворення, дифузійні процеси і магніторезистивні властивості мультишарів на основі Fe і Pd, Pt або Ag» (2013–2014 pp.), № М/362–2012 від 20.05.2012 р. між СумДУ та Університетом Барода (м. Вадодара, Індія), відповідальний виконавець; держбюджетної теми «Електрофізичні і магніторезистивні властивості нанорозмірних плівкових матеріалів із спін-залежним розсіюванням електронів» (2012–2014 pp.), № 0112U001381, виконавець.

Мета і задачі досліджень. Мета дисертаційної роботи – експериментальне і теоретичне вивчення узагальнюючого характеру електрофізичних та магніторезистивних властивостей чутливих елементів плівкових сенсорів температури, деформації і магнітного поля та фізичних процесів у них; установлення кореляції між фізичними властивостями плівкових матеріалів та їх структурно-фазовим станом і особливостями процесів розсіювання електронів провідності на зовнішніх та внутрішніх межах поділу і фононах.

Відповідно до поставленої мети необхідно було вирішити такі задачі:
– розробити методику формування багатошарових плівкових систем на основі Fe і Pd, Pt, Ag, Gd або Ge; гетерогенних матеріалів на основі Ni, Mo, W, Re та їх хімічних сполук і плівкових т. р., у т. ч. гранульованих та впорядкованих;

- вивчити особливості структурно-фазового стану багат шарових плівкових матеріалів на основі магнітних і немагнітних компонент;
- розробити і провести апробацію напівфеноменологічної моделі тензорезистивних властивостей багат шарових плівкових систем в області пружної деформації із урахуванням деформаційної залежності не лише середньої довжини вільного пробігу (СДВП) електронів, а й коефіцієнтів, які визначають характер взаємодії носіїв заряду із зовнішніми поверхнями (p), інтерфейсами (Q) та межами зерен (r) плівок;
- узагальнити результати теоретичних і експериментальних досліджень особливостей тензорезистивного ефекту в багат шарових плівкових системах;
- провести комплексні дослідження електрофізичних, магніторезистивних і магнітооптичних властивостей ЧЕ сенсорів в умовах дії розмірного, температурного та концентраційного ефектів із точки зору підвищення їх чутливості, стабільності параметрів та отримання оптимальних значень ТКО, КТ і МО;
- дослідити вплив розмірного фактора на високотемпературне електрон-фононне розсіювання в плівках Pd, Pt, Ag, Cr і Mo;
- проаналізувати вплив зовнішнього магнітного поля на ТКО гранульованих плівкових сплавів у рамках феноменологічного підходу.

Об'єкт дослідження – дифузія, фазоутворення й електронні процеси розсіювання в плівкових матеріалах, сформованих у вигляді багат шарових і гетерогенного складу систем, гранульованих і впорядкованих твердих розчинів, як чутливих елементів сенсорів температури, деформації і магнітного поля та їх взаємозв'язок із фізичними властивостями.

Предмет дослідження – електрофізичні, магніторезистивні та магнітооптичні властивості плівок на основі магнітних і немагнітних компонент та гетерогенних матеріалів в умовах прояву розмірних, температурних і концентраційних ефектів та процесів фазоутворення.

Методи досліджень. Для формування плівкових матеріалів та їх термообробки у вакуумі використовувалася пошарова та одночасна конденсація методом резистивного і електронно-променевого випаровування. Для

дослідження розмірних і температурних залежностей ТКО, КТ і МО були застосовані автоматизовані комплекси, в т.ч. і у варіанті віддалено-контрольованої лабораторної установки. Дифракційні та структурні дослідження проводилися методами електроннографії, рентгенографії, електронної мікроскопії; дифузійні процеси вивчалися методами вторинно-іонної мас-спектрометрії (ВІМС) та енергодисперсійного аналізу (ЕДА); магнітооптичні властивості – методом магнітооптичного ефекту Керра (МОКЕ) та комп'ютерної обробки експериментальних результатів.

Наукова новизна одержаних результатів.

1. Уперше запропонована напівфеноменологічна модель для тензоефекту багатошарових плівкових матеріалів, у якій коректно враховується деформаційна залежність не лише СДВП електронів, а й коефіцієнтів дзеркальності зовнішніх поверхонь і проходження меж зерен та інтерфейсів, зміна яких впливає на величину КТ і опосередковано також на величину СДВП.

2. Установлено, що у багатошарових плівкових матеріалах і плівкових сплавах на основі Ni і Cr, Co і Cr та Fe і Pd або Pt при певній концентрації атомів магнітної компоненти спостерігаються підвищені значення величини КТ від 12 до 22 одиниць ($c_{Ni} \cong 80-85$ ат.%; $c_{Co} \cong 70$ ат.% і $c_{Fe} \cong 45-55$ ат. %).

3. Детально вивчені електрофізичні і магніторезистивні властивості, процеси твердофазного синтезу та упорядкування атомів у плівкових матеріалах на основі Fe і Pd або Pt, що дозволило установити умови формування т. р. і упорядкованих фаз та реалізації ефектів АМО і ГМО.

4. На прикладі багатошарових і двокомпонентних плівкових матеріалів на основі ГЦК-(Ni, Cu, Pd, Pt, Ag), ОЦК-(Fe, Cr, Mo, W) та гексагональних (Co, Gd, Re) металів експериментально вивчені розмірні (загальна товщина зразків від 5 до 120 нм), температурні (інтервал термовідпалювання $T_b = 300-900$ К) і концентраційні (загальна концентрація атомів магнітної компоненти від 15 до 85 ат.%) ефекти в тензочутливості різних видів плівкових матеріалів із урахуванням типу деформації, структурного стану і процесів фазоутворення; це може бути методологічною основою розроблення ЧЕ сенсорів деформації.

5. Уперше на феноменологічному рівні проаналізовано питання про чутливість ТКО до зовнішнього магнітного поля в гранульованих плівкових матеріалах і встановлено, що в розбавлених т. р. ТКО гранульованого сплаву визначається їх питомим опором, у той час як у перенасичених т. р. може реалізуватися система високоомного і низькоомного спінових каналів і внесок т. р. у загальну величину ТКО буде незначним; в області проміжних концентрацій магнітної компоненти чутливість ТКО до магнітного поля має сталу величину.

6. Установлена кореляція між електрофізичними властивостями плівкових конденсатів та їх електронним складом, яка свідчить, що величина ТКО суттєво залежить від концентрації $(s + d)$ електронів і дорівнює $(1-2) \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ (магнітні метали); $(2-3,5) \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ (немагнітні метали) і $(3-4) \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ (благородні метали), у той час як величина КТ (від 2 до 3 од.) у рамках точності експерименту не залежить від вказаної концентрації електронів.

7. Уперше на прикладі плівок Pd, Pt, Ag, Cr і Mo розрахований ефективний параметр високотемпературної електрон-фононої взаємодії, і зроблено висновок, що підсилення цієї взаємодії при зменшенні товщини плівок є результатом конкуренції двох механізмів – деформації фононного спектра і прояву класичного розмірного ефекту (поверхневе розсіювання електронів).

8. Уперше показано, що у плівкових матеріалах на основі Fe і Ge, отриманих пошаровою конденсацією з подальшим відпалюванням від 300 до 1070 K, відбувається формування термостабільних (ТКО $\sim 10^{-4} \text{ K}^{-1}$) фаз германідів заліза FeGe_x ($1 \leq x < 2$) по всьому об'ємі зразка з амплітудою магнітоопору 0,35–0,44 %.

Практичне значення одержаних результатів.

1. Реалізований комплексний підхід щодо вивчення взаємного зв'язку між фізичними процесами у багатошарових і гетерогенних плівкових матеріалах на основі магнітних, немагнітних, у т. ч. тугоплавких, металів і напівпровідникових компонент як чутливих елементів сенсорів, які отримані методом пошарової або одночасної конденсації, та їх електрофізичними, магніторезистивними і магнітооптичними властивостями, що дозволило установити умови формування матеріалів із високою чутливістю до

деформації, температури або магнітного поля з високою температурною стабільністю.

2. Сукупність експериментальних результатів стосовно фізичних процесів (дифузія, фазоутворення, механізми розсіювання електронів та ін.), факторів (тиск газів залишкової атмосфери, температура, деформація) і параметрів (коефіцієнти тензочутливості, чутливість до деформації) різних типів плівкових матеріалів, які визначають характер розмірної, температурної і концентраційної залежностей КТ у максимально широких робочих діапазонах температури, концентрації та деформації, має характер завершеності досліджень тензоефекту в тонких плівках.

3. Базова ідея про деформаційну залежність параметрів електроперенесення в теоретичній моделі тензоефекту була успішно використана іншими авторами при розробці концептуально подібної моделі для термічного коефіцієнта опору багатошарових плівкових систем, що має фундаментальне значення для розвитку фізики тонких плівок.

4. Результати досліджень фазового складу та магніторезистивних властивостей плівок метал/напівпровідник як матеріалів сенсорних і контактних структур дозволяють установити, при застосованих методах конденсації, умови формування стабільних магнітних фаз германідів металів, які можуть бути застосовані як елементи сенсорів магнітного поля і омічні контакти інтегральних мікросхем.

5. Проведений аналітичний аналіз впливу зовнішнього магнітного поля на ТКО дозволяє прогнозувати електрофізичні властивості гранульованих плівкових матеріалів у широкому діапазоні концентрації магнітної компоненти (від розбавлених до перенасичених гранульованих т. р.).

6. Здійснена класифікація плівкових матеріалів з точки зору їх практичного застосування в сенсорній техніці та встановлено, що високу температурну стабільність і підвищені значення коефіцієнта тензочутливості мають двошарові плівки на основі Fe, Ni, Cr і Mo, плівки гетерогенного складу на основі Fe або Re та германідів Fe і плівкові матеріали на основі Co і Ag (термостійкі елементи сенсорів різного функціонального призначення), у той

час як висока чутливість до температури і магнітного поля має місце в мультишарах на основі Fe і Pd або Pt, двошарових плітках на основі Ni і Cr та плітках гетерогенного складу на основі Mo або W (терморезистори, високочутливі елементи сенсорів температури і магнітного поля).

Особистий внесок здобувача полягає в ініціюванні проведення досліджень електрофізичних, магніторезистивних і магнітооптичних властивостей, дифузійних процесів та структурно-фазового стану матеріалів сенсорів. У всіх роботах автор запропонувала методики досліджень і вибрала методи вирішення поставлених завдань. Отримані результати обговорювалися і узагальнювалися разом із науковим консультантом – проф. Проценком І. Ю. Наведені у роботі результати отримані як особисто автором, так і при співпраці з колегами (проф. Черноус А. М., проф. Проценко С. І., проф. Непійко С. О., доц. Великодний Д. В.) та аспірантами (Бурик І. П., Ткач О. П., Власенко О. В., Пилипенко О. В.) під її керівництвом. Особисто автором підготовлені статті [207, 280, 283, 284, 314, 430, 483]; підрозділи 2.1, 2.2 і 3.3 в [304]; підрозділи 1.2, 3.3, 5.1, 5.3–5.5 в [134]; підрозділ в [300]; розділи 2 і 6 в [209]; підрозділи 1.1, 1.5 і 2.5 в [482], окремі розділи у статтях [137, 208, 275, 279, 281, 282, 285, 301, 306, 327, 329, 339, 380, 381, 426, 427, 429, 432, 443, 444, 470, 473] і тези доповідей [206, 288, 289, 310, 312, 371, 437, 442, 460, 484, 485]. Усі наукові положення і висновки, винесені на захист, належать автору дисертації.

Апробація результатів дисертації. Основні результати роботи були представлені на конференціях, симпозіумах, асамблеях і семінарах, зокрема: Міжнародному симпозіумі «Diffusion and diffusional phase transformation in alloys» (м. Черкаси, 1998 р.); Міжнародній науково-практичній конференції «Україна наукова» (м. Дніпропетровськ, 2003 р.); Міжнародній конференції з теоретичної та експериментальної фізики «ЄВРИКА» (м. Львів, 2004, 2009, 2011, 2014 рр.); Міжнародних конференціях «Фізика і технології тонких пліток і наносистем» (м. Івано-Франківськ, 2005, 2007, 2009, 2011, 2013 рр.); 7-й, 8-й Міжнародних конференціях «Фізичні явища в твердих тілах» (м. Харків, 2005, 2007, 2011, 2013 рр.); Міжнародній конференції «Сучасні проблеми фізики твердого тіла» (м. Київ, 2007, 2008 рр.); XIX Міжнародному

симпозиумі «Тонкие пленки в оптике, нанофотонике и наноэлектронике» (м. Харків, 2007 р.); IX Міжнародній науково-практичній конференції «Сучасні інформаційні та електронні технології» (м. Одеса, 2008 р.); Харківській нанотехнологічній Асамблеї (м. Харків, 2007, 2008 р.); Workshop on «Smoothing & Characterization of Magnetic Films for Advanced Devices» (м. Краків, Польща, 2007 р.); XLII, XLVI Zakopane School of Physics (м. Краків, Польща, 2008, 2011 рр.); Міжнародних конференціях «Werhandlungen Ф» (м. Дрезден, Німеччина, 2009, 2013 рр.); Міжнародній конференції «Фізико-хімічні основи формування і модифікації мікро- і наноструктур» (м. Харків, 2009, 2010, 2012 рр.); International Workshop «Magnetic phenomena in micro- and nanostructures» (м. Донецьк, 2010 р.); II Міжнародній конференції «Сучасні проблеми фізики конденсованого стану» (м. Київ, 2010 р.); Міжнародній конференції «Nanomaterials: Applications & Properties» (м. Алушта, 2011–2013 рр.; м. Львів, 2014 р.); Науково-технічних конференціях «Фізика, електроніка, електротехніка» (м. Суми, 2011–2014 рр.); Міжнародній конференції «Clusters and Nanostructured Materials CNM-3'2012» (м. Ужгород, 2012 р.); 47-й Міжнародній конференції Асоціації мікроскопії (м. Сафед, Ізраїль, 2013 р.) і 6-й Міжнародній науково-технічній конференції «Сенсорна електроніка і мікросистемні технології» (м. Одеса, 2014 р.).

Публікації. Результати дисертаційної роботи відображені у 60 публікаціях: 26 статтях у провідних фахових журналах і збірниках наукових праць, у т. ч. 4 оглядах і 14 працях у виданнях, що індексуються наукометричною базою Scopus; главі у книзі видавництва «Springer»; колективній монографії; 4 статтях у матеріалах конференцій; 3 навчальних посібниках і 25 тезах доповідей на конференціях, більшість з яких були представлені автором особисто.

Структура і зміст роботи. Дисертація складається із вступу, шести розділів оригінальних досліджень, висновків та списку використаних джерел. Вона містить 347 сторінок, із них 212 сторінок основного тексту, 135 рис. і 38 табл., у тому числі 95 рис. і 33 табл. на окремих 74 аркушах, список використаних джерел із 485 найменувань на 55 сторінках.

РОЗДІЛ 1

ВЛАСТИВОСТІ ПЛІВКОВИХ МАТЕРІАЛІВ СЕНСОРНОЇ ТЕХНІКИ ТА ФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ В НИХ (ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД)

1.1 Кристалічна структура і фазовий склад

Широке використання плівкових матеріалів у мікроелектроніці, спінтроніці і сенсорній техніці постійно стимулює дослідження їх фізичних властивостей, температурних і концентраційних ефектів, оскільки під впливом температури, деформації та магнітного поля в них відбуваються процеси фазоутворення, пов'язані із стабілізацією гранульованих т.р., упорядкованих інтерметалідних фаз, утворенням структурних і магнітних інтерфейсів та проявляються нові властивості. Встановлення закономірностей впливу різних факторів на фізичні властивості багатокомпонентних і гетерогенного складу плівок необхідно для створення чутливих елементів сенсорики, спінтроніки і оптоелектроніки. Широкий спектр наукових досліджень в галузі плівкового матеріалознавства та фізики приладів, елементів і систем дозволять створити багатофункціональні сенсори нового покоління, які забезпечать високу чутливість, стабільні робочі характеристики і поєднують мікромініатюризацію з одночасним підвищенням надійності.

Як буде показано подалі, не дивлячись великий об'єм експериментальних результатів стосовно електрофізичних і магніторезистивних властивостей мультишарів і двокомпонентних плівкових матеріалів на основі феромагнітних (Co, Fe, Ni, Gd), антиферомагнітних (Cr), немагнітних із проміжною температурою плавлення (Cu, Ag, Pd, Pt), немагнітних тугоплавких (Mo, W і Re) або напівпровідникових (Ge) компонент, маловивченими залишаються механізми і умови утворення т.р., упорядкованих фаз і гранульованого стану, формування матеріалів гетерогенного складу, а також концентраційної, температурної і деформаційної залежностей електрофізичних і магніторезистивних властивостей таких систем.

1.1.1 Загальна характеристика багатокомпонентних і гетерогенного складу плівкових матеріалів як елементної бази сенсорики

Інтерес дослідників до плівкових матеріалів (одно- і багатошарові плівки, мультишари, плівкові сплави, гранульовані плівки і гетерогенні матеріали) обумовлений можливістю варіювання їх електрофізичних і магніторезистивних властивостей шляхом зміни умов конденсації, концентрації компонент і фазового складу. Дуже важливим є вивчення особливостей формування структурно-фазового складу плівок на основі феромагнітних і немагнітних металів в умовах термообробки, впливу деформації і магнітного поля [1, 2]. Зауважимо, що мультишари і гранульовані плівкові матеріали належать до систем, у яких спін-залежне розсіювання електронів (СЗРЕ) провідності реалізується в ефект ГМО [3 – 5].

Завдяки високій температурній стійкості гетерогенні плівкові матеріали на основі металів (нітриди, карбіди, оксиди і т.п.) можна використовувати для формування методом багатошарової металізації [6 – 8] пасивних елементів інтегральних мікросхем (ІМС) із наперед заданою структурою шарів та значенням робочих параметрів. У ряді випадків вони можуть замінити багатошарові системи, оскільки мають ряд переваг: стабільність температурних, деформаційних і магнітних характеристик чутливих елементів сенсорів в умовах підвищених температур [9] та анізотропні магніторезистивні властивості – різниця між величинами МО в різних геометрія вимірювання. Перехід до магніторезистивних структур відбувається, коли домінуючий внесок у величину МО дає СЗРЕ на інтерфейсах або на магнітних гранулах систем магнетик/немагнетик у порівнянні із розсіюванням електронів на магнітних моментах доменів або їх стінках [10]. Автором роботи [11] досліджено і проаналізовано температурні залежності електричного опору аморфних плівкових сплавів $Co_{80-x}Fe_xB_{20}$ ($2 \leq x \leq 20$), в яких спостерігаються ефекти ГМО і тунельного магнітоопору. Характер і особливості температурних

залежностей опору пояснено з точки зору не тільки розупорядкованості атомної структури, а й виникнення ефектів слабкої локалізації.

Можна виокремити основні типи гранульованих плівкових матеріалів на основі провідних або діелектричних матриць, які формуються різноманітними методами: іонного розпилення в тліючому розряді інертного газу при тиску $1 - 10^{-2}$ Па та магнетронного розпилення при постійній або змінній високочастотній прискорюючій напрузі [12, 13]; термічного випаровування у вакуумі $10^{-4} - 10^{-7}$ Па [14 – 16]; електролітичного осадження [17], реактивного розпилення [18], імплантації іонів металу в плівку із немагнітного матеріалу [19], полімеризації матриці із газового середовища безпосередньо в процесі розпилення магнітного матеріалу [20]. Широке розповсюдження отримали також методи одночасного розпилення металів із двох незалежних джерел шляхом термічного [21, 22] або електронно–променевого [23] випаровування. Застосовується також метод пошарового осадження різних металів на одну підкладку, при якому, за певних умов, може реалізуватись гранульований плівковий сплав [24 – 26].

Аналіз літературних даних показує, що найбільш дослідженими, з точки зору електричних і магнітних властивостей, є багат шарові плівкові системи з провідними (Co/Cu [26 – 29], Co/Ag [30, 31], CoNi/Ag(Cu)/FeNi [32]) шарами та діелектричними (Co/SiO₂ [33 – 38], CoFe/Al₂O₃ [39]) прошарками (спейсерами), дво- та трикомпонентні сплави на основі плівок Co і Cu [40 – 47], Co і Ag [41, 48], Co і Au [49 – 51], CoFe/Cu [52], CoFe/Ag [53]. Значний об'єм експериментальних даних накопичено стосовно фазового складу і властивостей гранульованих плівок на основі Fe і Cu, Ag, Au або Ti [54 – 58] та Ni і Ag, SiO₂ і Al₂O₃ [59 – 61]. Авторами робіт [36, 62, 63] проведено порівняльний аналіз властивостей плівок з різними гранульованими складовими: Co, (Nb, Ta)–SiO₂ і Fe(Co, Ni)–SiO₂. Мета робіт [64 – 67] спрямована на розробку методів формування в широкому інтервалі концентрацій феромагнітної компоненти наногранульованих плівок CoCrPt/SiO₂ і FePt/SiO₂(C,Al₂O₃), в яких спостерігається анізотропія гранул з однаково направленими осями легкої намагніченості, розташованими перпендикулярно

площині плівки. Крім того авторами робіт [64 – 70] досліджено вплив температури на структуру і властивості гранульованих плівок при варіюванні температури підкладки або температурного інтервалу відпалювання.

1.1.2 Багатошарові і гетерогенні плівкові матеріали

На сучасному етапі розвитку електронного приладобудування можна виділити основні типи плівкових матеріалів для формування чутливих елементів магнітоелектроніки і сенсорної техніки [1, 2, 5, 6, 10, 59, 134]: багатошарові плівкові системи та мультишари (чергування магнітних і немагнітних шарів); гранульовані плівкові матеріали; комбіновані багатошарові системи із нанорозмірних магнітних шарів у вигляді гранульованих нанокompatитів із магнітних наногранул, впроваджених у немагнітну матрицю, немагнітних прошарків та проміжних шарів твердого розчину. Крім т.р., у системах метал/метал (Me/Me) можуть утворюватися кристалічні фази з певними особливостями: хімічна сполука має чітко визначене співвідношення атомів елементів, яке відповідає стехіометричному складу; хімічна сполука має кристалічну решітку, що може відрізнятися від решіток вихідних компонент і мати сталу температуру плавлення або певні унікальні властивості.

У тришаровій плівковій системі, що подана на рис. 1.1 а, магнітні шари (М) розділяються шаром немагнітного (НМ) матеріалу (наприклад, Cu, Ag, Au, Pd, Pt, Ge). Якщо магнітні шари мають антипаралельні вектори намагнічення, то у тришаровій системі з'являються умови для виникнення СЗРЕ. Плівкові структури у вигляді багатошарової системи загального або періодичного типів наведені на рис.1.1 б і в, відповідно. Перевага таких структур полягає у відносно низьких значеннях полів насичення, при яких спостерігається ефект ГМО. У гранульованих плівкових сплавах (рис.1.1 г) при певних умовах можуть виникати явища АМО та ГМО, оскільки у немагнітній матриці надлишкові магнітні атоми утворюють нанорозмірні гранули радіусом

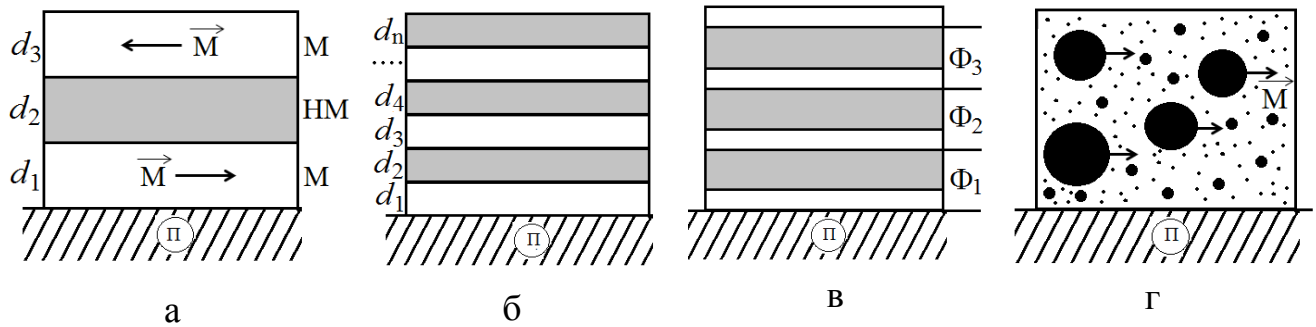


Рис. 1.1. Типи багат шарових плівкових матеріалів: тришарова система (а); багат шарова плівка загального типу (б); мультишар (періодична багат шарова система) (в) і гранульований сплав (г). П – підкладка; d – товщина окремого шару; \vec{M} – вектор намагніченості; Φ – фрагмент. Із роботи [134]

від 1 до 10 нм, частина з яких знаходиться у феромагнітному або суперпарамагнітному стані і спричиняє СЗРЕ.

Дослідження двокомпонентних систем у конденсованому стані дозволяють розширити можливості їх практичного застосування в сучасній техніці в порівнянні з бінарними конденсатами. Гетерогенні плівкові системи можуть формуватись при конденсації металів в умовах технологічного вакууму, коли відбувається проникнення газів залишкової атмосфери в їх кристалічну решітку.

Проаналізуємо питання про зміни кристалічної структури і фазового складу під впливом температури та фізичні процеси, які призводять до утворення т.р. і гранул у двошарових і двокомпонентних плівкових матеріалах, як самостійних елементів та фрагментів багат шарових плівок і мультишарів.

Оскільки системи на основі Co і Cu, Au або Ag є модельними приладовими системами, які широко застосовуються в електроніці, то дослідженню їх фазового складу присвячена велика кількість робіт (див., наприклад, [26 – 29, 42, 72 – 80]). У табл. 1.1 наведені результати стосовно кристалічної структури і фазового складу цих плівкових приладових систем.

Для визначення фазового і хімічного складу та масової долі кожної фази в двофазних областях використовують діаграми стану (фрагменти деяких із яких наведені на рис.1.2), які показують тільки стійкі або рівноважні стани системи, що визначаються трьома параметрами: температурою, тиском і концентрацією.

Зупинимось на особливостях процесів фазоутворення в плівкових матеріалах, властивості яких досліджувались в даній дисертаційній роботі, на основі діаграм стану бінарних систем для масивних зразків: Ni–Mo, Fe–Mo, Ni–Cr, Fe–Gd, Fe–Pd, Fe–Pt, Fe–Ag і Fe–Ge.

Діаграма стану системи Ni–Mo [88] вказують на можливість утворення інтерметалідних з'єднань при температурах $T = 300 - 800$ К (рис.1.2 а). Для системи на основі Fe і Mo [89] при відношенні концентрацій Fe та Mo наближено до 2:1 можливе утворення проміжної фази типу $\lambda - \text{Fe}_2\text{Mo}$ (рис.1.2 б). У відповідності до діаграми стану [92] в системі Fe–Gd у залежності від загальної концентрації атомів Gd і температури формуються фази GdFe_2 з ГЦК решіткою типу MgCu_2 ($a = 0,770$ нм), GdFe_5 із гексагональною структурою типу CaZn_5 ($a = 0,483$ нм і $c = 0,413$ нм) та $\text{Gd}_2\text{Fe}_{17}$ з гексагональними структурами типу $\text{Th}_2\text{Zn}_{17}$ ($a = 0,855$ нм і $c = 0,124$ нм при концентрації атомів Gd – 13 ат.%) або $\text{Th}_2\text{Ni}_{17}$ ($a = 0,850$ нм і $c = 0,835$ нм при концентрації атомів Gd – 10,5 ат.%).

У системі на основі Fe і Ge при відпалюванні [89] утворюються як слабомагнітні (FeGe і FeGe_2), так і немагнітні (Fe_3Ge , Fe_5Ge_3 , Fe_4Ge_3 і Fe_6Ge_5) рівноважні фази. Плівки германідів заліза FeGe і FeGe_2 , які широко застосовуються як діодні і контактні структури інтегрованих мікроелектронних пристроїв [93], формуються в широкому інтервалі температур при загальній концентрації атомів Ge від 50 до 70 ат.% та характеризуються близькою до ідеальної стехіометрією і практично відсутністю області гомогенності [94].

Стосовно системи на основі Ni і Cr, то, згідно діаграми стану [89], в ній можливе як утворення т.р. на основі ГЦК-Ni або ОЦК-Cr, так і евтектичної області між ними (рис.1.2 в). Не дивлячись на те, що у невідпалених зразках Ni/Cr [89] має місце значне взаємне проникнення атомів внаслідок конденсаційно-стимульованої дифузії (КСД) біля межі поділу шарів, Індивідуальність окремих шарів двошарових систем Ni/Cr зберігається до 900 К – температури утворення т.р. (Ni,Cr).

Плівкова система на основі Fe і Ag, відноситься до подвійних систем з кінцевою розчинністю. Згідно діаграми стану (рис.1.2 г), у ній відсутні

**Фазовий склад приладових плівкових систем на основі
Co і Cu, Ag або Au при 300 К**

Система	Загальна товщина, нм	Фазовий склад		Джерело
		$T_{\text{п}} = 300\text{К}$	$T_{\text{в}} = 870 - 900\text{К}$	
Двошарові плівки на основі Co і Cu	10 – 35	т.р. (Cu, Co)	ГЦК-Cu+ т.р.(Cu, Co) при $c_{\text{Co}} < c_{\text{Cu}}$	[26, 80]
		т.р. (Cu, Co)	т.р.(Cu, Co)+ гранули ГЦП-Co при $c_{\text{Co}} > c_{\text{Cu}}$	
		т.р. (Cu, Co)	т.р.(Cu, Co)+ гранули ГЦП-Co при $c_{\text{Co}} = c_{\text{Cu}}$	
Плівковий сплав на основі Co і Ag	35 – 40	Гранули Co (2 нм) + аморфні ділянки	Гранули Co (30 нм)+ ділянки з упорядкованою структурою (8 нм) при $c_{\text{Co}} = 22\%$	[84]
Двошарові плівки на основі Co і Au	1000	Гранули ГЦП-Co (2,5 нм) + ГЦК-Au+ т.р.(Au, Co)	Гранули ГЦП-Co (10 нм) + ГЦК-Au+ т.р.(Au, Co)	[82]
	55	ГЦП-Co + ГЦК-Au+ т.р.(Au, Co)	Гранули ГЦП-Co + т.р.(Au, Co)	[83]
Плівковий сплав на основі Co і Au	50	Гранули ГЦП-Co (1–2 нм) + ГЦК-Au+ т.р.(Au, Co)	Гранули ГЦП-Co (4 нм) + ГЦК-Au+ т.р.(Au, Co)	[86]

інтерметалідні з'єднання Ag і Fe і не відбуваються твердофазні перетворення до $T = 1230 \text{ K}$ [88].

У системі на основі Fe і Pd для масивних зразків при певних умовах (концентрації і температурі) відбувається формування упорядкованих фаз [88]: ГЦТ фази $L1_0$ – при концентрації паладію $c_{Pd} = 48 - 60 \text{ ат.}\%$; ГЦК фази $L1_2$ – при $c_{Pd} = 67 - 86 \text{ ат.}\%$; у вузькому діапазоні концентрацій від 60 до 62 ат.% одночасно можуть співіснувати обидві фази $L1_0$ і $L1_2$ (рис.1.2 д). Відомо також [88, 91], що в системі на основі Fe і Pt (рис.1.2 е) при $T > 1100\text{K}$ утворюється повна серія т.р. (Pt, Fe), а в субсолідусній області три впорядкованих з'єднання: Pt_3Fe , $PtFe$, $PtFe_3$, при цьому т.р. (Pt, Fe) характеризується неупорядкованою кубічної структурою типу Cu; фаза Pt_3Fe – упорядкована кубічна структура типу Cu_3Au та $PtFe$ – упорядкована ГЦТ фаза $L1_0$ (рис.1.3).

Процесам фазоутворення в плівкових системах на основі Fe і Pd або Pt присвячена велика кількість робіт, оскільки в таких системах при певних умовах відбуваються процеси фазового упорядкування, що призводить до зміни їх електричних і магнітних властивостей. Встановлено [96 – 98], що кристалічна структура систем Fe–Pd або Fe–Pt представляє собою ряд т.р. у вигляді неупорядкованої ГЦК фаза та двох упорядкованих фаз із ГЦТ ($L1_0$) типу AuCu і ГЦК ($L1_2$) типу решітками. Структура $L1_0$ складається із двох ГЦК підрешіток, розміщених уздовж площини (001) [99]. Величина концентрації атомів окремих компонент впливає не тільки на фазовий склад систем, а й на величину параметра кристалічної решітки (табл.1.2).

Науковою групою під керівництвом Татаренка В.А. розроблено загальна концепція механізмів упорядкування в термостабільних бінарних нанокристалічних сплавах (див., наприклад, [100]). У роботах [100 – 104] за особливостями залежностей параметра далекого порядку сплавів від тиску та температури підтверджено наявність фазових перетворень лад–безлад; виявлено вплив змін температури та близького й далекого магнітних порядків на картину розсіювання різного типу (електронних, рентгенівських) хвиль у

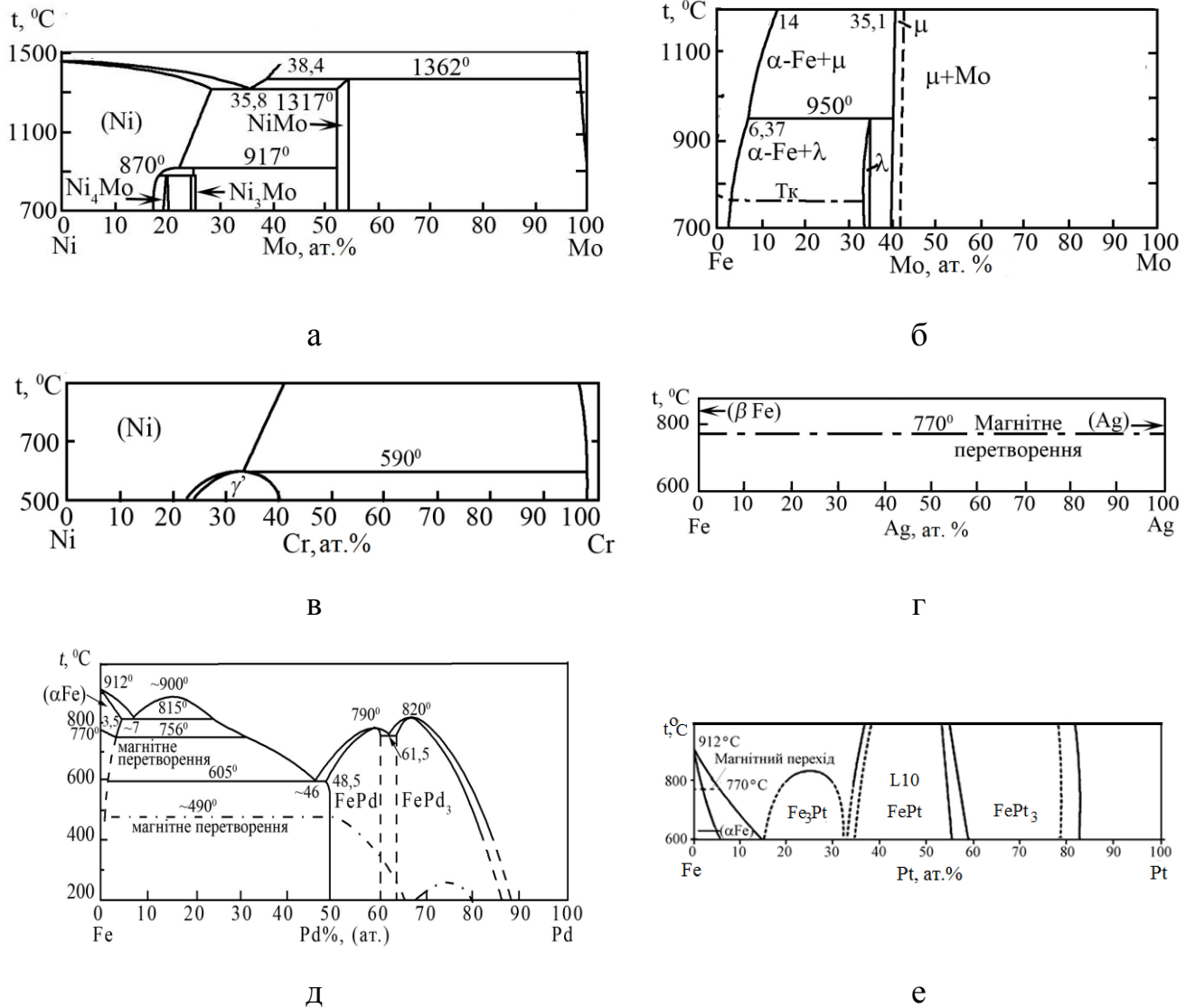


Рис.1.2. Фрагменти діаграм стану двокомпонентних систем Ni–Mo (а), Fe–Mo (б), Ni–Cr (в), Fe–Ag (г), Fe–Pd (д) і Fe–Pt (е). Із робіт [88, 89, 92]

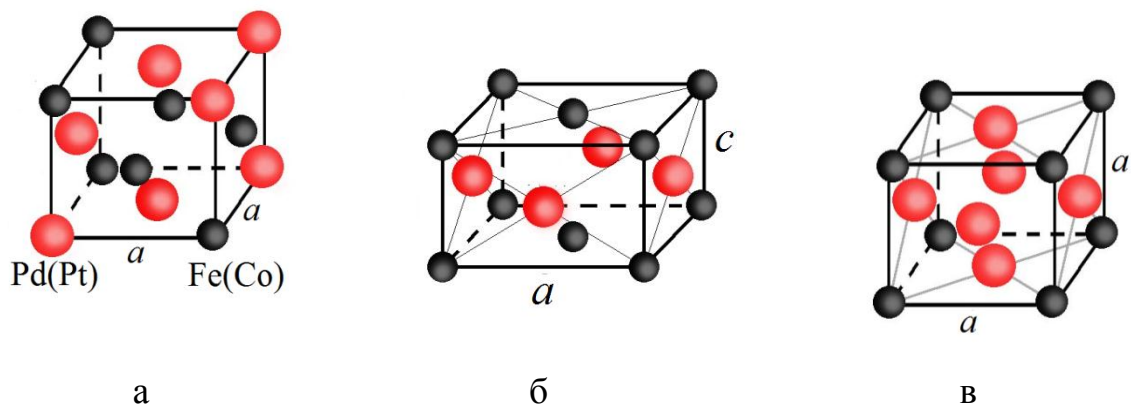


Рис. 1.3. Схематичне зображення кристалічних решіток неупорядкованої ГЦК (а) та упорядкованих ГЦТ (L1₀) (б) і ГЦК (L1₂) (в) фаз сплаву FePd. Із роботи [106]

сплавах на основі металів із ГЦК- і ОЦК-решітками, у т.ч. із сильними міжелектронними кореляціями. Встановлено, що бінарні сплави заміщення характеризуються рядом фізико-механічних властивостей, які суттєво залежать від концентрації атомів окремих компонент та режимів термічної обробки. Дослідження процесів упорядкування проведено через розрахунок параметрів координаційних сфер і показано, що різним просторовим розподілам атомів у неупорядкованому т.р. відповідають різні статичні зміщення атомів з вузлів геометрично ідеальної решітки. Показано [102 – 104, 114], що в інтерметалідах важливу роль відіграють характеристики структурних підрешіток, заселеність вузлів та ймовірність знаходження вакансій в них. Авторами [100] також встановлено, що об'єм елементарної комірки фази $L1_0$ при збільшенні концентрації атомів Pd від 50 до 60 ат.% зростає в середньому на 2 %.

У роботах [105 – 107] показано, що температура Кюрі (T_C) для упорядкованих фаз $L1_0$ і $L1_2$ відрізняються [105] і дорівнюють при $c_{Fe} = 50$ ат. %: 723 і 756 К, відповідно. При цьому упорядкована фаза $L1_0$ являє собою надрешітку з пошаровим чергуванням феромагнітних перехідних $3d$ (Fe, Co, Ni) і немагнітних $4d/5d$ (Pd, Pt) металів [107] уздовж осі легкого намагнічування (001).

Температурна залежність долі упорядкованої $L1_0$ фази в об'ємі зразка для фаз FePd, CoPt та FePt наведена в табл. 1.3. При епітаксialьному вирощуванні також відбуваються процеси упорядкування і поступове формування фази $L1_0$ [112, 113]. Експериментально встановлено, що при температурі підкладки $T_{\text{п}} = 300$ [115] і 373 К [116] формується ГЦК-FePd фаза і термообробка зразка в температурному інтервалі 673 – 873 К не приводить до фазових змін. Упорядкування в системі $Fe_{52}Pd_{48}$ відбувається при температурі переходу $T_{\text{пер}} \cong 673 - 720$ К [117]. Авторами [118] встановлено, що в плівках $Fe_{50}Pd_{50}$, сконденсованих на підкладку MgO(100) при $T_{\text{п}} = 773$ К, оскільки як і в попередніх випадках, відбуваються процеси упорядкування. Автори роботи [130] запропонували схему фазоутворення для двошарових плівок $Fe_{80}Pd_{20}$, в

Таблиця 1.2

**Вплив температури підкладки на параметри кристалічної структури
плівкового сплаву ($d = 22$ нм) на основі Fe і Pd [117]**

Т, К	300	470	670		720		770		870
Фаза	ГЦК	ГЦК	ГЦК	L1 ₀	ГЦК	L1 ₀	ГЦК	L1 ₀	ГЦК
$a \pm 0,01$ нм	3,77	3,78	3,00	3,86	3,79	3,84	3,85	3,83	3,79
$c \pm 0,05$ нм	3,50	3,81	3,76	3,72	3,76	3,71	3,78	3,75	3,79
Розмір зерен ± 5 нм	6,00	6,50	5,30	9,00	11,8	11,0	14,8	9,00	7,2 – 21,8

Таблиця 1.3

**Температурна залежність відсотка утворення упорядкованої L1₀ фази в
об'ємі зразка для сплавів FePd, CoPt та FePt [101]**

Температура, К	Концентрація упорядкованої фази в об'ємі зразка, %					
	Fe ₅₀ Pd ₅₀	Fe ₄₀ Pd ₆₀	Co ₅₀ Pt ₅₀	Co ₅₅ Pt ₄₅	Co ₄₅ Pt ₅₅	Fe ₅₀ Pt ₅₀
650	21	28	10	2	10	80
700	28	40	12	4	12	85
800	90	70	22	15	20	85
900	92	92	80	50	75	90

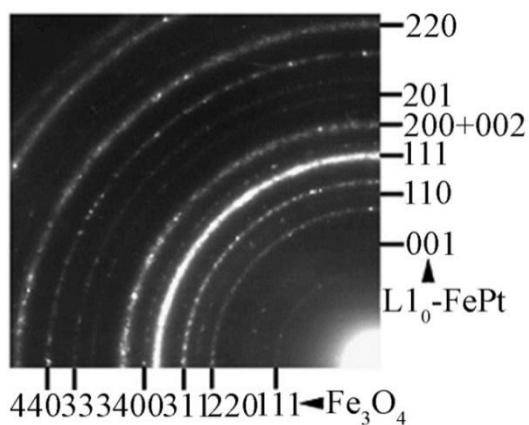


Рис.1.4. Електронограма від мультишару [Fe(1)/Pt(1)]₈/П, відпаленого при 820 К протягом 10 хв. У дужках вказана товщина шарів у нм. Із роботи [129]

яких, як і в мультишарах Pd(1,6 нм)/Fe(4)/П із параметрами решітки 0,2960 і 0,2870 нм, спостерігається утворення ОЦК-фази [119, 120]. У роботі [121] встановлено, що у феромагнітних плівках Fe_xPd_{1-x} при $x \cong 0,6$ відбувається перехід ГЦК \rightarrow ГЦТ, а при $x \cong 0,34$ константа магнітної анізотропії змінює свій знак з від'ємного на додатній. Слід також відмітити, що велика кількість робіт присвячена питанню технології отримання ГЦК і ГЦТ фаз т.р. (Fe, Pd) і (Fe, Pt).

Для формування чутливих і з'єднувальних елементів на основі упорядкованих $L1_0$ фаз FePd або FePt використовують різні методи: пошарова конденсація шарів на підкладку, підігріту до температури, більшої за температуру ГЦК \rightarrow ГЦТ переходу [122]; електроосадження із солей металів [123]; іонного розпилення із різними варіаціями [124 – 127] або іонного перемішування плівкового сплаву $Fe_{1-x}Pt_x$ [128]; термообробки мультишарів в атмосфері N_2 [129] та ін. У багатьох роботах акцентується увага на тому факті, що при термообробці плівкових систем чи мультишарів крім процесу укрупнення НЧ $L1_0$ фази відбувається також утворення оксидів Fe_3O_4 (див., наприклад, рис.1.4 із роботи [129]).

У зв'язку з цим автори завжди приділяли велику увагу вакуумним умовам, в яких формувались або відпалювались плівкові зразки: базовий тиск мав величини: $3 \cdot 10^{-5}$ [122]; 10^{-3} [125]; 10^{-8} [126]; $3 \cdot 10^{-5}$ [122]; $3 \cdot 10^{-5}$ [127]; 10^{-6} [128] та $7 \cdot 10^{-5}$ Па [129], хоча в останньому випадку спостерігається утворення Fe_3O_4 . Актуальним залишається технологічне питання, пов'язане із зменшенням до мінімуму або повною блокуванням процесів окислення шарів Fe.

Не дивлячись на те, що в цілому ні один із методів конденсації плівкових матеріалів не дає гарантії повної повторюваності фазового складу окремих шарів або фрагментів багатошарових плівок, авторами [122 – 129] після конденсації плівкових матеріалів на основі плівок Fe і Pd або Pt різними методами завжди був отриманий невпорядкований т.р. (Fe,Pd) або (Fe,Pt), а після термообробки – упорядкована $L1_0$ фаза. Результати досліджень процесів фазоутворення у двошарових плівкових матеріалах Ti/Co, Ni/Ti, Ni/Co, Ni/V і Ni/Cr методами електронографії та електронної мікроскопії дозволили плівковим системам, яка полягає у наступному.

У результаті КСД та термодифузії (ТД) спочатку відбувається утворення т.р. та проміжних фаз біля межі поділу одночасно в обох або і одному із шарів системи. По мірі збільшення температури відпалювання процеси фазоутворення розповсюджуються на всю плівкову систему і відбувається утворення фаз у відповідності із діаграмою станів. Утворення оксидів Ti і Cr у процесі відпалювання приводить до гальмування дифузійних процесів. Для двошарових плівок Ni/Mo [131] і Ni/Fe [132, 133], які представляли собою плівки з ГЦК та ОЦК кристалічними решітками, було зроблено висновок про збереження індивідуальності окремих шарів при почерговій конденсації та відпалюванні в області проміжних температур. Як окрему групу матеріалів сенсорної техніки можна виділити плівки на основі тугоплавких металів, особливості фазового складу яких ми розглянемо. У процесі конденсації плівок в умовах технологічного вакууму можлива стабілізація оксидів Mo_3O ($a \cong 0,499$ нм) з простою кубічною решіткою або $\text{Mo}(\text{C},\text{N})_x$ з ГЦК структурою [138 – 144].

Авторами роботи [138] встановлена залежність елементного складу плівок Mo від швидкості конденсації, отриманих на вакуумних установках з дифузійним відкачуванням. Згідно отриманих ними даних [138] відсотковий вміст атомів Mo, C, N і O відповідно може складати: 53, 42, 1 та 4 ат.%, при швидкостях конденсації $\omega \cong 0,2$ нм/с; 71, 18, 1 та 7 ат.%, – при $\omega \cong 1,2$ нм/с. Електронографічні та оже–спектрометричні дослідження [143] показали, що карбід MoC_x ($x \cong 1$) із ГЦК структурою ($a \cong 0,422$ нм) метастабільний. При подальшому відпалюванні в інтервалі температур 870–1070 К у вакуумі $\sim 10^{-3}$ Па відбувається перехід у фазу Mo_2C з гексагональною решіткою ($a \cong 0,302$ нм, $c \cong 0,474$ нм) типу L_3^1 , причому розмір зерен збільшується від 10 нм до 30 нм. При більш високій температурі відпалювання, близькій до 1300 К, утворюється ромбічна решітка ($a_{\text{ромб}} = 2a_{\text{гек}}, b_{\text{ромб}} = c_{\text{гек}} \sqrt{3}, c_{\text{ромб}} = c_{\text{гек}}$) типу $\xi\text{-Fe}_2\text{N}$. У випадку плівок Re, який практично не взаємодіє з вуглецем [145], а вступає в реакцію з киснем [146], в умовах технологічного вакууму утворюються оксиди з гексагональною (Re_3O), простою кубічною (ReO_3) або ромбоедричною (Re_2O_7)

решітками [147]. При отриманні плівок Re методом катодного розпилення [148] утворюється аномальна ГЦК фаза із параметром решітки $a \cong 0,404$ нм, хімічний склад якої, скоріше за все, відповідає оксиду та нітриду Re. У масивних зразках нітрид Re_xN ($x = 2 - 3$) має зменшений параметр $a_0 = 0,393$ нм [145].

У роботах [135–137] авторами узагальнені літературні та власні експериментальні і розрахункові дані та зроблено висновок про те, що аномальні фази, які не спостерігаються в масивних зразках, стабілізуються в плівках в результаті активної взаємодії з атомами залишкових газів робочої камери, а не являються поліморфними модифікаціями.

Для порівняння розглянемо вплив технологічних умов конденсації на особливості фазового складу плівкових металевих матеріалів на основі Cr, Ni та Fe. Так у роботах [149–151] відмічено, що свіжосконденсовані плівки Cr містять ОЦК-фазу ($a \cong 0,289$ нм) і деяку кількість Cr_3O з простою кубічною решіткою ($a \cong 0,458$ нм). Відпалювання до температури 673 К приводить до розпаду Cr_3O та утворення Cr_2O_3 і домішок Cr_3C_2 , Cr_2O , CrN або Cr_5Si_3 . Період решітки у плівок Cr у процесі відпалювання змінюється від 0,289 до 0,294 нм, що пов'язано з утворенням т.р. атомів домішок у кристалітах.

У роботах [152, 153] наведено результати досліджень кристалічної структури плівок Ni, отриманих при лазерному розпиленні Ni на підкладки (001)KCl або a-C/(001)KCl. Авторами [153, 154] авторами зроблено висновок про поліморфну природу ГЦП - фази. Згідно даних роботи [155] при відпалюванні плівок Ni до 520–570 К, осаджених термічним випаруванням на підкладки (001) NaCl у вакуумі $\sim 10^{-3}$ Па при $\omega \cong 1,0$ нм/с та $T_n \cong 300$ К, в електронографі поряд з лініями ГЦК фази з параметром решітки $a \cong 0,351$ нм з'являються додаткові, які належать гексагональній фазі нітриду Ni_3N з параметрами $a \cong 0,264$ і $c \cong 0,433$ нм. ГЦП-фаза утворюється в результаті взаємодії атомів Ni і N, що підтверджується висновками інших авторів (див. літературу, яка цитується в [155]). У чистому вигляді гексагональна фаза не спостерігається незалежно від товщини плівки. Якщо у випадку [154] дійсно може мати місце стабілізація метастабільної ГЦП модифікації, то висновки роботи [153] викликають деякі сумніви, оскільки

експериментальні значення параметрів решітки, які розраховані на основі електронограм в роботі [153], мають величину $a = 0,266$ нм і $c = 0,433$ нм, тобто відповідають результатам [155], але значно відрізняються від теоретичних значень для гіпотетичної фази ГЦП–Ni.

Електронографічні та електронно–мікроскопічні дослідження [156] показали, що при термовакuumній обробці плівок Fe в інтервалі температур 300–1500К поряд з дифракційними лініями від кристалографічних площин ОЦК–фази ($a \cong 0,288$ нм) можуть бути зафіксовані лінії, які відповідають оксидам Fe_2O_3 та Fe_3O_4 . У залежності від умов конденсації та температурного інтервалу відпалювання плівок Fe [157] можуть спостерігатися різні фази його оксидних з'єднань, завдяки кисню, який розчинений в масивного зразку та із залишкової атмосфери, а при $T > 1000$ К у плівці Fe утворюється два із трьох оксидів (Fe_2O_3 , Fe_3O_4 і FeO), які мають місце у системі (Fe–O) [158].

Вивченню механізмів твердофазних реакцій у багатошарових плівкових системах присвячений цикл робіт Сидоренка С.І. і Волошко С.М. (див., наприклад, [89, 159, 160]). Так, у роботі [159] розглянуті питання формування періодичних мікроструктур в багатошарових плівках Cr/Cu/Ni під дією лазерного пучка та встановлено, що в системах відбувається дифузія атомів Cu (енергія лазерного імпульса $E = 100 - 170$ мДж) або атомів Cr ($E > 170$ мДж) в шар Ni та їх накопичення. Більш інтенсивний розвиток дифузійних процесів при лазерному нагріві в порівнянні з термічним відпалюванням пов'язуються з підвищеною концентрацією нерівноважних дефектів, які генеруються в зоні випромінювання. У роботі [160], яка присвячена дослідженню механізмів формування і самоорганізації силіцидних наноструктур у процесі твердотільних реакцій у плівкових системах метал – Si, показано, що за характером морфологічних змін у реакційній зоні процес формування включень силіцидної фази в плівкових системах метал–кремній є подібним до розпаду пересичених т.р.

Таким чином, аналіз літературних даних показує, що фізичні властивості різних типів плівкових матеріалів (багатошарові плівки загального і періодичного типу, мультишари, гранульовані плівкові сплави), будуть до

великої міри визначатись їх фазовим складом і кристалічною структурою систем та процесами фазоутворення в процесі температурної обробки.

1.2 Термо– і тензорезистивні властивості чутливих плівкових елементів сенсорів

1.2.1 Температурна і концентраційна залежності електрофізичних властивостей

Завдяки високій температурній стійкості гетерогенні плівкові матеріали на основі металів (нітриди, карбіди, оксиди і т.п.) можна використовувати для створення пасивних елементів гібридних ІМС методом багат шарової металізації з можливістю прогнозування структури окремих шарів і мікрообластей на величину контактного опору і робочих характеристик приладу [6, 7, 18, 34 – 39]. У зв'язку з високою функціональністю багатоконпонентні матеріали знайшли широке використання як чутливі елементи приладобудування і сенсорної техніки (терморезисторів, тензодатчиків, надрешіток та ін.), а перспективи їх використання пов'язані із термічною стійкістю їх структурного і фазового складу [8, 62 – 66, 161] та стабільністю характеристик у широкому температурному діапазоні під дією деформаційних і магнітних полів. Сучасні наукові тенденції дослідження кристалічної структури, фазового складу, терморезистивних (питомий опір і ТКО) і механічних (коефіцієнт тензочутливості) властивостей плівкових зразків полягають у комплексному підході до їх вивчення.

Багатоконпонентні з'єднання металів з киснем, вуглецем та азотом мають високу термічну стабільність. Так, наприклад, авторами [162] досліджено вплив температури та часу на електрофізичні властивості (ЕФВ) багатоконпонентних матеріалів на основі Pb, Ru, Bi, Al. Термообробка зразків для тонкоплівкових резисторів проводилась в інтервалі температур $\Delta T = 370 - 520$ К, значення ТКО складала $\beta = 2 \cdot 10^{-4} - 6 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$.

Велика увага науковців, яка приділяється дослідженню механічних властивостей нанокристалічних і нанорозмірних плівок, пов'язана з унікальними

фізико-механічними властивостями таких матеріалів. Цикл робіт наукової групи М.Хрвата [108 – 111, 163 – 167] містить результати рентгено-структурних і електронно-мікроскопічних досліджень та дозволяють узагальнити інформацію про термо- і тензорезистивні властивості матеріалів резисторів (табл. 1.4) на основі плівок гетерогенного складу. Авторами [163 – 167] зроблено висновок про високу термічну стійкість мікроструктури гетерогенних плівок та узагальнена інформація про їх використання при конструюванні плівкових тензорезисторів. На рис.1.5 показана мікроструктура тензорезисторів різних типоміналів на основі гетерогенних плівок.

Багатокомпонентні плівкові матеріали, поряд із традиційними галузями застосування (пасивні струмопровідні елементи гібридних інтегральних схем, плівкові контакти в пристроях комутації, чутливі елементи плівкових резисторів) можуть успішно застосовуватися як матричні електроди електронно-променевих приладів, до матеріалів яких пред'являються вимоги щодо термостійкості та хімічній стабільності електричних параметрів при різних видах термообробки в контакті з агресивними компонентами технологічного монтажу [168].

Авторами робіт [168, 169] проведені експериментальні дослідження залежності поверхневого і питомого опору плівкових сплавів на основі Cu від товщини плівки, температури підкладки та концентрації окремих компонент. Для визначення можливості застосування плівок при формуванні елементів приладів проведено порівняння властивостей промислового сплаву на основі Cu, Mn і Ni ($c_{Mn} = 2 - 4$ ат.%, $c_{Ni} = 1 - 2$ ат. %), концентрація компонент якого забезпечує необхідні робочі характеристики тонкоплівкових систем (табл. 1.5), а додавання марганцю – підвищення адгезії плівок до скляних підкладок [169]. Встановлено, що, починаючи з товщини більше 500 нм, поверхневий (R_s) і питомий (ρ) опір практично не залежать від товщини. Незначна зміна провідності тонкоплівкових електродів показує, що за конструктивними і фізичними параметрами переважна більшість вивчених систем відповідають вимогам для електронно-променевих приладів.

Тензометричні параметри товстоплівкових резисторів [165]

Типономінал тензорезистора	Провідна фаза	Головні компоненти	Домішкові компоненти	γ_i	γ_i/γ_1
8039	Рутеніт (P)	Si, Pb, Al	Zr	12,5	0,84
8041	RuO ₂	Si, Pb, Al	Zr, Cu	4,0	0,86
8241	RuO ₂	Si, Pb	Ca	16,0	0,81
2041	RuO ₂ + P	Al	Mg, Zn, Ca	12,0	0,78
QM-84	RuO ₂ + P	Si, Pb, Al	Cu, Zr	11,0	0,83
QM-94	RuO ₂ + P	Si, Pb, Al	Ca, Mn, Cu	10,0	0,78
3414	P	Si, Pb, Al	Al, K	20,0	0,65

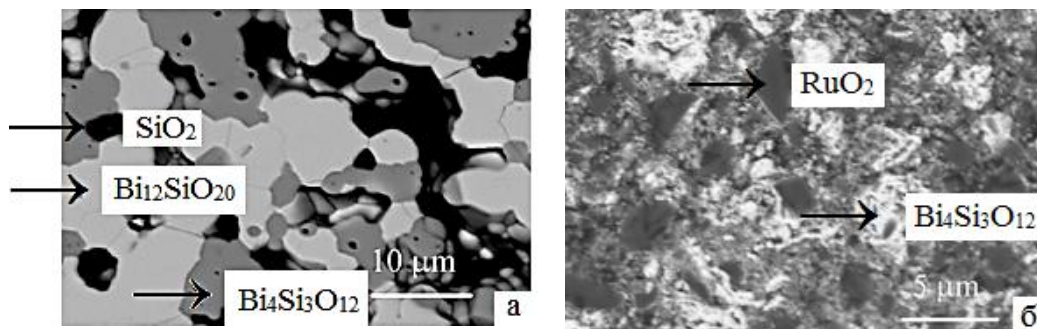


Рис.1.5. Мікроструктура чутливих елементів резисторів на основі плівок гетерогенного складу: Bi₁₂SiO₂₀+Bi₄Si₃O₁₂+SiO₂ (а) та RuO₂+ Bi₄Si₃O₁₂ (б) на керамічній підкладці, після термообробки до 850 °С. Із роботи [108]

Терморезистивні параметри плівкових матеріалів [168]

№	Плівкова система	d , нм	T_n , К	R_S , Ом/□	$\rho \cdot 10^8$, Ом·м
1	Cu/Mn/Ni	720	20 – 50	0,087	2,40
2	Cu/Mn/Ni	1200	20 – 50	0,053	2,85
3	Cu/Mn/Ni + (2–3)%Al	1000	20 – 50	0,100	4,53
4	Cu/Cr/V	100	20 – 50	0,300	17,10
5	Cu/Cr/Al + (2–3)%Al	200	20 – 50	0,500	–

Велика кількість робіт присвячена питанню підвищення ефективності і термічної стабільності плівкових елементів електроніки, температурної залежності опору і ТКО плівкових матеріалів різних типів. Розглянемо результати деяких із них. Оскільки ТКО двошарових плівок на основі металів має типову величину $\beta = 10^{-3} - 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ [170, 171], то автором [172] на основі теоретичної моделі електропровідності двофазних плівкових сплавів, яка базується на ефекті розмірного незбігання періодів кристалічних решіток фаз, був запропонований метод одержання надмалого значення коефіцієнту β . При відповідній термообробці плівкових сплавів Ni–Cr та Ni–Mo, легованих атомами Ge, Cu, Al і V, при температурах 770 K, коли утворюються дрібнодисперсні впорядковані фази Ni₃Al, Ni₃Mo та Ni₃V, та в температурному інтервалі 1270 – 1370 K, коли сплави стають пересиченими т.р., може бути одержана величина коефіцієнту $\beta \sim 10^{-6} \text{ K}^{-1}$.

Металеві плівкові сплави [173 – 177] широко використовуються як сенсорні елементи. Авторами роботи [173] досліджена температурна залежність ТКО і КТ для плівок Ni_xAg_{1-x} товщиною 200 нм при загальній концентрації атомів Ag від 35 до 50 ат.%, які мають високі корозійну стійкість та адгезійні властивості. Встановлено, що процеси структуризації плівки із наступною рекристалізацією, які розпочинаються при температурі $T \approx 500 \text{ K}$, призводять до зростання величини КТ на 15% на першому етапі і зменшення на 3–6% – на другому, при практично незмінному значенні термічного коефіцієнту опору $\beta = (0,13 - 0,22) \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$.

Теоретичні та експериментальні дослідження, проведені в роботах [178, 179], показують, що збільшення коефіцієнта розсіювання носіїв заряду на межі поділу багатокомпонентної металевої плівки призводить до росту питомого опору системи [178], а збільшення товщини проміжного феромагнітного шару в тришарових плівках Au/(Fe,Co,Ni)/Au/П викликає зменшення величини питомої провідності зразка [179]. Авторами роботи [183] розглянуті випадки дифузного розсіювання електронів на межі поділу: без проходження або з проходженням межі та проведено розрахунок коефіцієнтів проходження і відбиття.

У роботі [180] наведені результати дослідження температурної залежності питомого опору феромагнітних плівкових сплавів Fe–Pd ($d = 30$ мкм) при зміні концентрації атомів Fe від 1 до 12 ат.% в температурному інтервалі $\Delta T = 4,2 - 300$ К. Отримано, що при концентрації $1 \leq c_{\text{Fe}} < 6$ ат.% спостерігається квадратична залежність питомого опору від температури $\rho \sim AT^2$, при $6 \leq c_{\text{Fe}} < 12$ ат.% залежність має характер $\rho \sim T^{3/2}$ (рис. 1.6). Авторами записане співвідношення для температурної і концентраційної залежностей питомого опору плівкового сплаву у вигляді:

$$\rho(T, c) = \rho_0(T) + \Delta \rho,$$

де $\rho_0(T)$ – питомий опір чистого Pd при певній температурі;

$\Delta \rho$ – зміна питомого опору після введення магнітної компоненти Fe.

Авторами роботи [181] проводилися дослідження двох типів плівкових зразків: у вигляді плівкового сплаву Fe-Pd товщиною 50 нм, отриманого методом молекулярно-променевої епітаксії, та PdFe фольги товщиною 10 мкм. У процесі ізохорного відпалювання в інтервалі температур $\Delta T = 300 - 900$ К на першому циклі заліковування дефектів в тонких плівках відбувається при нижчих ($T = 600$ К) температурах, ніж для фольг ($T = 873$ К).

У роботі [182] проведено дослідження впливу інтерфейсного розсіювання у дво- і багатошарових плівках Cu/Cu/П, [Cr/Cu]_n/П і [Co/Cu]_n/П (n – кількість фрагментів), який проявляється у величині питомого опору та ТКО.

Розрахунок відносного зменшення величини питомого опору $\left(\frac{\rho[Cu(d_1)/Cu(d_2)] - \rho[Cu(d_1 + d_2)]}{\rho[Cu(d_1 + d_2)]} \right)$ і ТКО $\left(\frac{\beta[Cu(d_1 + d_2)] - \beta[Cu(d_1)/Cu(d_2)]}{\beta[Cu(d_1 + d_2)]} \right)$

складають $\Delta\rho/\rho = 0,12 - 0,21$ і $\Delta\beta/\beta = 0,09 - 0,20$. Таку зміну електрофізичних властивостей автори пояснюють дією додаткового механізму розсіювання електронів на інтерфейсі.

Кінетичні процеси, які відбуваються при утворенні упорядкованих плівкових інтерметалідних фаз L1₀-FePd і FePt вивчені у роботах [183, 184]. На основі експериментальних досліджень авторами [183] проведено детальний аналіз

впливу процесів фазового упорядкування на температурну залежність питомого опору.

На рис. 1.7 і 1.8 показані температурні залежності питомого опору масивних зразків (фольги) на основі інтерметалідів FePd і FePt в інтервалі температур 200 – 1000 К, на яких спостерігаються особливості в області температури фазового переходу неупорядкована → упорядкована фаза. Авторами роботи [184] проведено вимірювання властивостей плівкових сплавів Fe–Pt при послідовній зміні температури (рис.1.9) із швидкостями від 5 К/хв (ділянки 1, 4, 5 і 7) до 10 К/хв (ділянки 2, 3 і 6), охарактеризовані процеси упорядкування і магнітні переходи (криві 1 і 7) в системі. Експериментальні температурні залежності опору при різних концентраціях атомів Pt наведено на рис. 1.10, на яких спостерігається різка зміна нахилу залежності при $T = 370$ і 720 К, що відповідає переходу парагнетик → феромагнетик.

Питання температурної залежності КТ було розглянуто в роботах [185 – 187]. Так автором [185] отримано співвідношення для термічного коефіцієнту коефіцієнта тензочутливості (β_{γ_i}) та проведено його детальний аналіз. Очевидно, що при виконанні умови $\gamma_i \gg 1$, вона спрощується до вигляду $\beta_{\gamma_i} \cong -\beta + (1/\gamma_i \rho) \cdot (\partial^2 \rho / \partial \varepsilon_i \partial T)$. Розглянуто два випадки: полікристалічна плівка із $\beta > 0$ і нанодисперсна чи аморфна плівка із $\beta < 0$. Аналіз даних [185 – 187] дозволяє зробити висновок про те, що в нанодисперсних, аморфних, напівпровідникових і гетерогенних плівкових матеріалах параметр β_{γ_i} приймає від'ємні значення, а в полікристалічних металах, аморфних і нанодисперсних плівках Мо і W – додатні.

Авторами [188] розроблено пристрій для вимірювання температурних коефіцієнтів вихідних фотоелектричних характеристик плівкових матеріалів сонячних елементів на основі гетеропереходу з манометровим шаром a-Si:H власної провідності з високою ефективністю перетворення, сформованого на Al підкладці. Вказаний пристрій забезпечує оперативний моніторинг та дослідження температурних і енергетичних характеристик приладів.

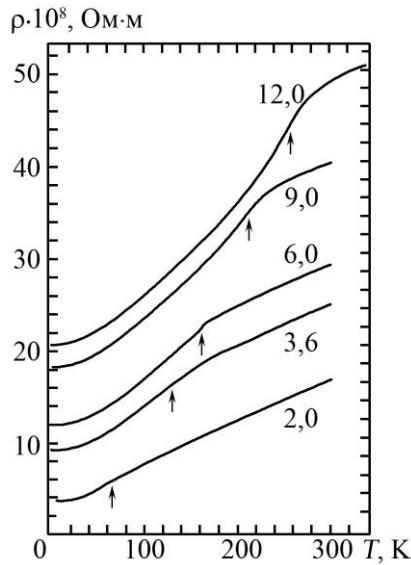


Рис. 1.6. Температурні залежності питомого опору ρ для серії зразків плівкового сплаву Fe-Pd при різних концентраціях атомів Fe: 2; 3,6; 6; 9; 12 ат.%, відповідно. Стрілками вказане значення температури Кюрі. За даними роботи [180]

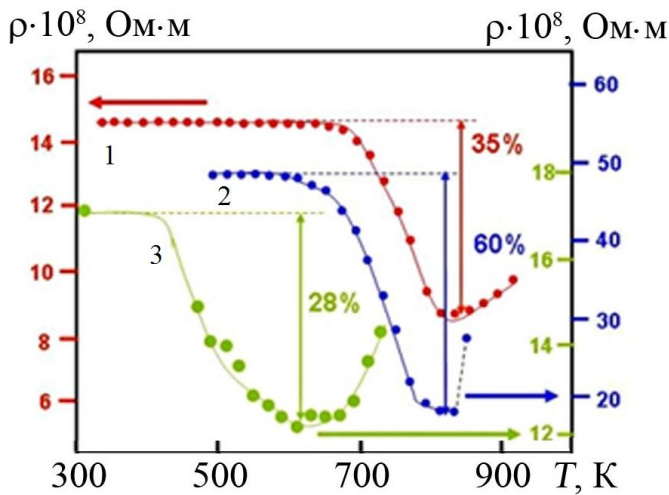
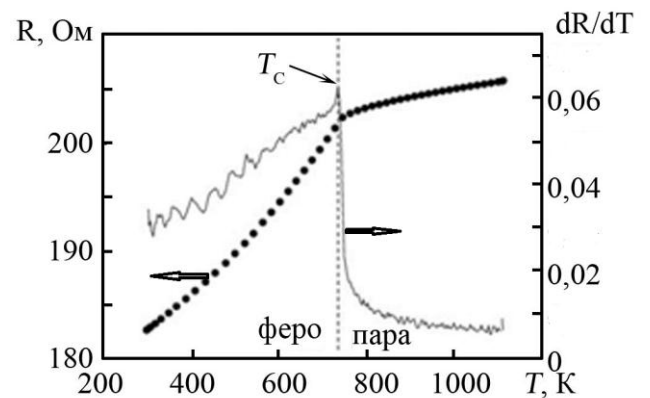
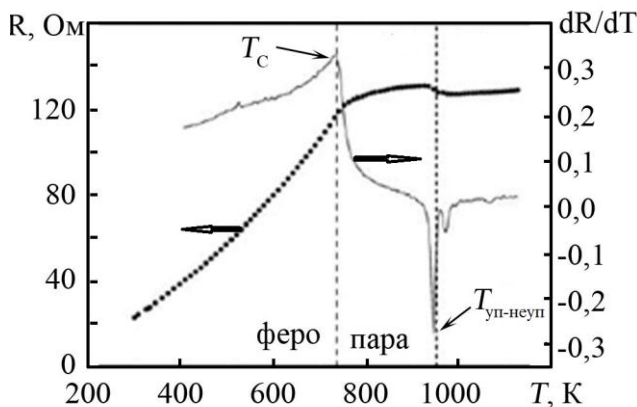


Рис. 1.7. Температурна залежність питомого опору систем FePd: 1 – фольга або масивний зразок; 2 – тонка плівка, сконденсована на підкладку Si; 3 – тонка плівка, сконденсована на підкладку MgO. Із роботи [183]



а

б

Рис. 1.8. Температурні залежності опору і відносної зміни опору для фольг на основі інтерметалідів FePd (а) та FePt (б) [183]. T_C – температура Кюрі

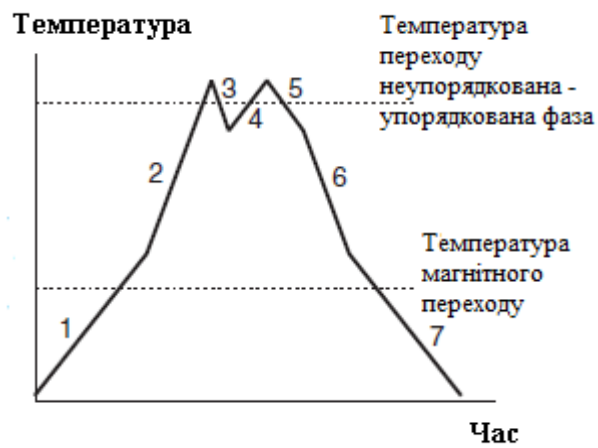


Рис. 1.9. Характер зміни температури в процесі вимірювання питомого опору сплаву Fe-Pt. Із роботи [184]

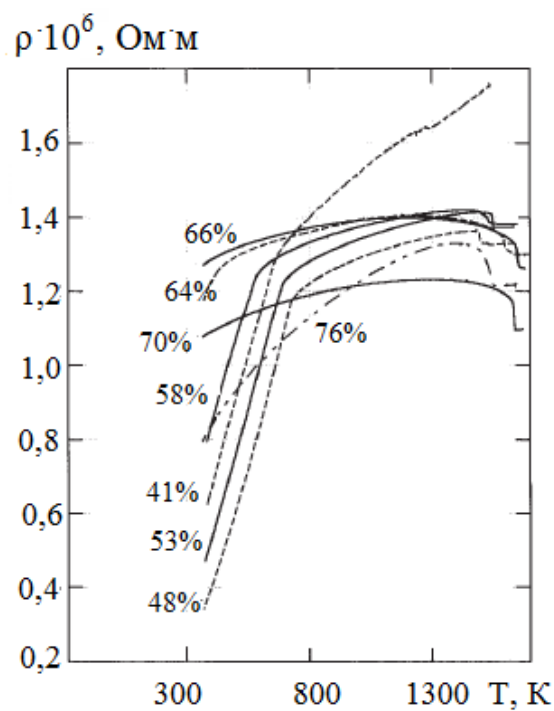


Рис. 1.10. Температурні залежності питомого опору для плівкового сплаву на основі Fe і Pt із різними концентраціями атомів Pt. Із роботи [184]

У плівках тугоплавких металів Мо і Ni ($d = 40$ нм), як компонентах двошарових і гетерогенного типу систем, спостерігаються особливості на температурних залежностях опору [189]: для плівок Мо незначне його зменшення в температурному інтервалі $\Delta T_b = 300 - 670$ К змінюється різким спадом при температурі $\Delta T_b = 670 - 700$ К, що пояснюється процесами заліковування дефектів кристалічної структури.

1.2.2 Механічні та електричні властивості

Авторами робіт [190, 191] були отримані діаграми деформації крупнозернистих (розмір зерен більше 1,5 мкм) і дрібнозернистих (менше 0,5 мкм) плівок Au в інтервалі товщин 0,2 – 2 мкм. Встановлено, що в першому випадку механічні властивості не дуже відрізняються від властивостей масивних зразків, за винятком низької пластичності плівок, а в другому – спостерігалася сильна залежність механічних властивостей від швидкості деформації.

Результати систематичних досліджень розмірного ефекту в пластичності субмікронних (товщина від 0,2 до 1 мкм) плівок Cu, Al та Au представлені в роботі [192]. Отримані в [192] діаграми деформації дозволили авторам визначити модуль Юнга і встановити нові особливості механічних властивостей. Так, наприклад, в плівках Cu при зменшенні товщини від 1,0 до 0,2 мкм межі текучості збільшуються від 160 до 345 МПа, а в плівках Al товщиною 0,2 мкм не спостерігається пластичність і вони крихко руйнуються при напруженні $\sigma \cong 245$ МПа. Перехід від пружної до пластичної деформації спостерігається при поздовжній деформації плівок товщиною 1 – 4 мкм: $\varepsilon_{\text{пер}} \cong 0,25\%$ (Al); 0,1 – 0,2% (Cu); 0,05 – 0,25% (Au) і 0,25% (Pd). Результати експериментальних і теоретичних досліджень тензочутливості тонких диспергованих плівок SiO/Au/П, сформованих на ситалових підкладках, наведені в роботі [193], авторами якої встановлено, що КТ в дрібнодисперсних плівках $\eta \cong 40 - 48$ одиниць та відмічено різке зменшення КТ (до 2,8 – 3,0 одиниць) в крупнодисперсних плівках з відстанню між гранулами більше за 15 нм.

Авторами роботи [194] досліджені тензочутливість і кінетичні характеристики острівцевих плівок Au на слюдяній підкладці. Встановлено, що деформаційна залежність має лінійний характер як при стисненні, так і при розтязі зразків, а коефіцієнт тензочутливості змінюється від 4 до 20 одиниць. Авторами [194] теоретично показано, що для острівцевих плівок існує гранична температура T^* , яка залежить від відстані між острівцями та при якій значення КТ прямує до 0. При зміні відстані між острівцями від 1 до 10 нм значення температури $T^* = 250 - 1000$ К.

У табл. 1.6 як приклад наведені механічні параметри двокомпонентних плівкових матеріалів субмікронної та мікронної товщини. Встановлено [197], що у масивних дротах аморфних сплавів $Fe_{80}B_{20}$ та $Ni_{78}Si_{10}B_{12}$ межа міцності (σ_m) складає 3,5 та 2,5 ГПа, а перехід пружна/пластична деформація ($\varepsilon_{пер}$) фіксується при 2,0 та 3,4%, відповідно. Плівки на основі металевих наночастинок (рис.1.11), нанесені на пружну ізолюючу підкладку (фторопласт, поліамід, слюда, майлар та ін.) використовуються як чутливі елементи сенсорів деформації і температури [95, 189, 304].

Фізичні причини, пов'язані з явищем тензоефекту відбуваються як на мікроскопічному рівні у кристаліті, так і на макроскопічному та мікроскопічному рівні на межі плівки і кристалітів. Коефіцієнт тензочутливості залежить від зміни геометричних розмірів і питомого опору чутливого елемента тензодатчика в процесі деформації. Коли струм провідності протікає в напрямку деформації, або протилежно до нього, то теоретичне значення коефіцієнта поздовжньої тензочутливості визначають таким чином:

$$\gamma_{l\text{розр}} = \frac{d \ln R}{d \varepsilon_l} = \frac{d \ln \rho}{d \varepsilon_l} + 1 + 2\mu_f = \gamma_l^{\rho} + 1 + 2\mu_f, \quad (1.1)$$

де $R = \rho \frac{l}{ad}$, ρ , l , a , d – електроопір, питомий опір, довжина, ширина і товщина зразка, відповідно;

$d \varepsilon_l = d \ln l = dl/l$ – поздовжня деформація;

Механічні параметри двокомпонентних плівок [197]

Плівка	Загальна товщина d , мкм	$\varepsilon_{\text{пер}}$, %	$\sigma_{\text{пр}}$, МПа	$\varepsilon_{\text{лм}}$, %	$\sigma_{\text{м}}$, МПа
[Mo/Cu (120 нм)] ₂₅	3,0	—	—	0,70	525
[Mo/Cu (15 нм)] ₂₀₀		—	—	0,22	916
[Mo/Cu (8 нм)] ₃₇₅		—	—	0,05	182
[Ag/Cu(672)] ₄	2,7	0,05	40	—	550
[Ag/Cu(92,2)] ₃₃	3,0	0,10	60	0,16	600
[Ag/Cu(14,6)] ₂₀₀	2,9	0,70	600	—	—
[Ag/Cu(3)] ₈₀₀	2,4	0,60	550	—	—

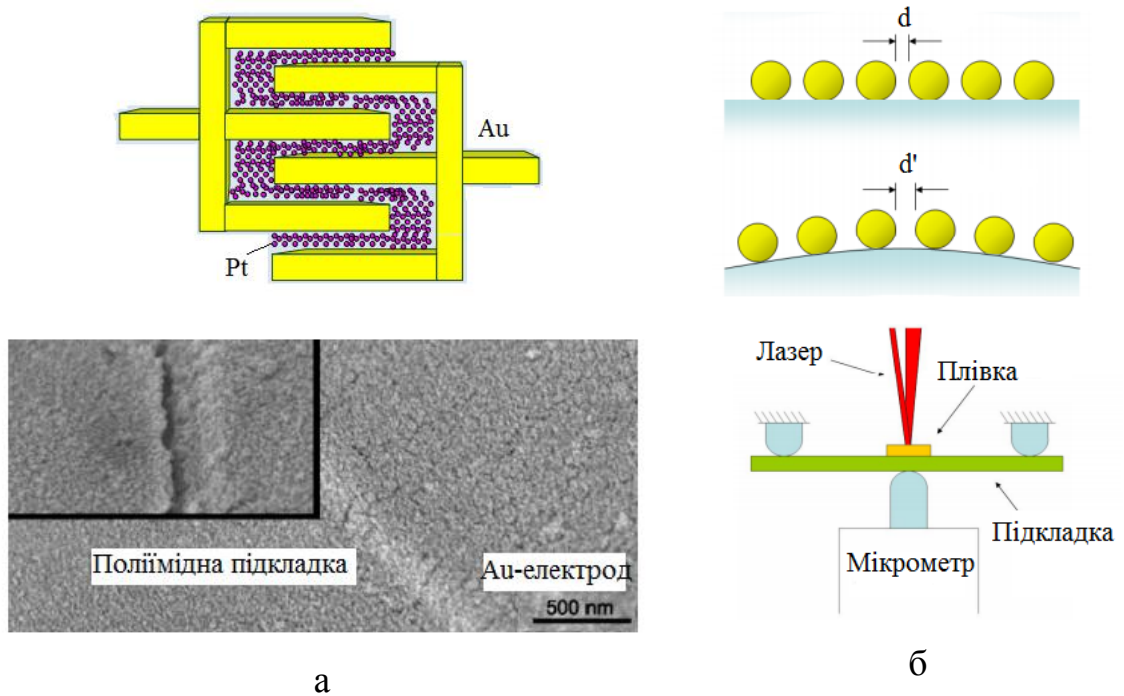


Рис.1.11. Конфігурація і електронографічна картина (а) і схема (б) сенсора деформації на основі наночастинок Pt. Із роботи [95]

$$\mu = -\frac{d \ln a}{d \ln l} \cong -\frac{d \ln d}{d \ln l} \cong \frac{\Delta a / a}{\Delta l / l} - \text{коефіцієнт Пуассона.}$$

$$\gamma_l^P = \eta_{\lambda_{0l}} + 1 - \text{КТ виражений через питомий опір;}$$

$$\eta_{\lambda_{0l}} = -\frac{1}{\lambda_0} \cdot \frac{\partial \lambda_0}{\partial \varepsilon_l} - \text{деформаційний коефіцієнт СДВП.}$$

Великі успіхи у дослідженні розмірних ефектів у електрофізичних властивостях одно- і багатошарових плівок на основі металів пов'язані із циклом робіт наукової школи Проценка І.Ю. [135 – 141, 155 – 157, 171, 182, 185 – 187, 189, 208, 273, 290, 302 – 304]. Встановлено і доведено, що основна відмінність РЕ в електропровідності дво- і багатошарових плівок полягає у появі нового механізму розсіювання носіїв заряду, пов'язаний із межами поділу окремих шарів, на яких виникають макронапруження термічного походження, що також будуть впливати на електричні властивості. Показано, що важливу роль у електрофізичних властивостях відіграє співвідношення між товщинами окремих шарів, оскільки в окремих плівках окремо будуть виявлятися внутрішні й зовнішні РЕ.

Узагальнення результатів вищевказаних робіт дозволяє сформулювати наступні закономірності тензоефекту. По-перше, у монокристалічних плівках величина КТ може бути менше або більше у порівнянні з масивними зразками, що узгоджується із результатами робіт [188, 195]; по-друге, у полікристалічних плівках величина поздовжнього КТ майже завжди більше коефіцієнта поперечної тензочутливості, що пов'язано з особливістю зміни внутрішнього потенціалу кристалічної решітки в процесі деформації; по-третє, залежно від співвідношення між поверхневим і зерномежовим розсіюванням електронів КТ можуть збільшуватися або зменшуватися, прямуючи до асимптотичної величини при збільшенні товщини (розміру кристалітів). І, накінець, величина КТ суттєво залежить від номера деформаційного циклу «навантаження – зняття навантаження» внаслідок виникнення залишкової деформації і, починаючи з 3–5-го циклів величини КТ практично не змінюються при подальших деформаційних циклах. Зазначені вище закономірності, які не завжди

проявляються у плівках легкоплавких металів, були встановлені на прикладі плівок d – металів.

Додаткове збільшення КТ можна також отримати в багатошарових системах за рахунок збільшення внеску розсіювання електронів на інтерфейсах, а збільшення інтервалу робочих температур – за рахунок застосування компонент з тугоплавких металів. Теоретичне вивчення тензоефекту в багатошарових плівкових системах було започатковане в роботах [196 – 198] на прикладі двошарових монокристалічних плівок.

Маловивченим залишається питання встановлення кореляції між КТ і ТКО та числом $(s+d)$ електронів, яка була проаналізована авторами [199] для плівок Al, Ti, Au, Cu та інших металів. У роботі [200] наведені результати досліджень структурних і магнітних властивостей нанокристалічних плівкових сплавів на основі Co, Ni і Fe. Запропоновано замінити комбінацію двох незалежних параметрів складу потрійного сплаву на один – середнє число електронів на один атом сплаву: $n_e = 27x + 28y + 26z$, де x , y і z – концентрації атомів Co, Ni і Fe в сплаві відповідно ($x + y + z = 1$). Авторами [200] вперше встановлені нелінійні залежності відношення концентрацій ГЦК і ОЦК фаз у сплаві на основі Co, Ni і Fe, параметрів решіток ГЦК та ОЦК фаз від середнього числа електронів на один атом сплаву.

Таким чином, аналіз сучасних літературних даних дозволяє назвати основні напрями фундаментальних і прикладних досліджень тензорезистивного ефекту. Перш за все, ознакою певної завершеності у побудові теоретичних моделей буде розроблення напівкласичної моделі тензоефекту для мультишарів із полікристалічною і нанокристалічною структурою. По–друге, дуже важливе значення будуть мати результати дослідження тензоефекту в наноструктурах (нанотрубки, нанодропи, плівки нанодіамантів і фулеренів). І, накінець, слід відмітити, що прикладні інтереси цієї проблеми поступово зміщуються в бік неметалевих систем, і тому необхідно здійснювати подальший пошук нових багатошарових і гетерогенних плівкових матеріалів з широким робочим температурним інтервалом і високою деформаційною чутливістю.

1.2.3 Теоретичні моделі для термічного коефіцієнту опору і коефіцієнта тензочутливості

Оскільки широке застосування знаходять полікристалічні плівкові матеріали, наша основна увага буде зосереджена на тих теоретичних моделях, які враховують як зовнішній, так і внутрішній розмірні ефекти. Історично першою такою моделлю є модель, запропонована Маядасом і Шатцкесом (МШ) [201]. Автори користувалися уявленням про те, що межі зерен (МЗ) полікристалічної плівки можуть бути представлені сукупністю N паралельних площин, які перпендикулярні напрямку електричного поля і розміщуються на середній відстані L одна від одної. У цьому випадку у вираз для часу релаксації крім доданку, пов'язаного із розсіюванням в об'ємі зерна (на фононах і дефектах), т.зв. фонового розсіювання (τ), ввійде також і доданок, пов'язаний із розсіюванням на межах зерен, в який входить параметр зерномежового розсіювання α :

$$\alpha = \frac{\lambda_0}{L} \frac{R}{1-R}, \quad (1.2)$$

де λ_0 – середня довжина вільного пробігу (СДВП) в об'ємі зразка;

L – середній розмір зерна;

R – коефіцієнт розсіювання електронів на межі зерна.

У рамках уявлень авторів [201] Тельє, Тоссе і Пішар запропонували лінеаризовану [202] і модель ізотропного розсіювання електронів [203] для термічного коефіцієнту опору полікристалічних плівок.

Аналітичний вираз для ТКО в рамках вказаних моделей мають такий вигляд:

$$\beta d \cong \beta_g d - \beta_g \lambda_0 (1-p) H(\alpha),$$

$$\beta^{-1} d \cong \beta_g^{-1} d + \frac{3}{8} \beta_0^{-1} \lambda_0 \ln\left(\frac{1}{p}\right), \quad \beta_g \beta_0^{-1} \cong \left[1 + 1,45 L^{-1} \lambda_0 \ln\left(\frac{1}{r}\right)\right]^{-1}, \quad (1.3)$$

$$\frac{R}{1-R} \cong 0,97 \ln\left(\frac{1}{r}\right), \quad (1.4)$$

де $H(\alpha)$ – протабульована в [202] функція;

r – коефіцієнт проходження носієм електричного струму межі зерна.

Відмінність РЕ у багат шарових плівкових системах (в т.ч. і двошарових) полягає в тому, що поряд із вже відомими механізмами розсіювання носіїв електричного струму з'являється додатковий, який пов'язаний із межею поділу (МП) шарів. У роботі Р.Дімміха [204] запропонована теорія РЕ у електропровідності і ТКО двошарових металевих плівок, в якій враховується зерномежеве і поверхнєве розсіювання носіїв. Основне співвідношення для ТКО має такий вигляд:

$$\beta = A_1 \left\{ \beta_{01} \cdot \left(1 - \frac{d \ln F_1}{d \ln k_1} - \frac{d \ln F_1}{d \ln m_1} + \frac{d \ln F_1}{d \ln a} \right) - \beta_{02} \cdot \left(\frac{d \ln F_1}{d \ln k_2} + \frac{d \ln F_1}{d \ln m_2} + \frac{d \ln F_1}{d \ln a} \right) \right\} +$$

$$+ A_2 \left\{ \beta_{02} \cdot \left(1 - \frac{d \ln F_2}{d \ln k_2} - \frac{d \ln F_2}{d \ln m_2} - \frac{d \ln F_2}{d \ln a} \right) - \beta_{01} \cdot \left(\frac{d \ln F_2}{d \ln k_1} + \frac{d \ln F_2}{d \ln m_1} - \frac{d \ln F_2}{d \ln a} \right) \right\},$$
(1.5)

де $F_i = \frac{\rho_{0i}}{\rho_i}$ – функція Фукса ($i = 1, 2$);

$k_i = \frac{d_i}{\lambda_{0i}}$, $m_i = \frac{L_i}{\lambda_{0i}}$ – зведені товщина і середній розмір кристалітів;

$a = \lambda_{01} \cdot H_2 \cdot m_2^* (\lambda_{02} H_1 m_1^*)^{-1}$ (m^* – ефективна маса електрона);

$$A_i = \frac{d_i \sigma_{0i} F_i}{d_1 \sigma_{01} F_1 + d_2 \sigma_{02} F_2} = \frac{d_i \sigma_i}{d_1 \sigma_1 + d_2 \sigma_2}.$$

Автори [205] прийшли до висновку, що низька відповідність теоретичних і експериментальних результатів пов'язана із дифузійними процесами, фазоутворенням на МП окремих шарів та дією макронапружень. Крім цього має місце дія також інших факторів, а саме залежність від температури не тільки λ_0 , а і коефіцієнтів p , r і Q . У цьому нас переконують результати робіт [207, 208], в яких спрацювала ідея про деформаційну та температурну залежність перерахованих вище параметрів електроперенесення при дослідженні явища тензочутливості.

У роботі [210] запропоноване лінеаризоване співвідношення на основі моделі МШ для КТ, яке з фізичної точки зору аналогічне співвідношенню (1.2) для ТКО:

$$\gamma_l d \cong (\eta_{ol} + 1)m(\alpha)d - \lambda_0(1-p)[(\eta_{ol} + 1)m(\alpha)H(\alpha) - (1-\mu')U(\alpha)], \quad (1.6)$$

де μ_s і $\mu' = \mu \frac{(1-\mu_s)}{(1-\mu_f)}$ – коефіцієнт Пуассона для підкладки і зведений

коефіцієнт Пуассона (μ_f – те ж для плівки) відповідно;

$$m(\alpha) = 1 + \frac{g(\alpha)}{f(\alpha)} \cong f(\alpha);$$

$$f(\alpha) = 1 - \frac{3}{2}\alpha + 3\alpha^2 - 3\alpha^3 \ln\left(1 + \frac{1}{\alpha}\right) - \text{функція зерномежового розсіювання};$$

$U(\alpha)$ – відома і протабульована, як і $H(\alpha)$, функція [211].

Розмірні ефекти в дво- і багатошарових полікристалічних плівках враховані авторами [365, 376, 377] в рамках теоретичної моделі для електропровідності, в якій межі зерен розглядаються як сукупність перпендикулярних зовнішнім поверхням площин, а межі поділу як сукупність пластин, розміщених хаотично. Відстань між пластинами описується за гаусівським розподілом з максимумом, який відповідає середньому розміру кристалітів. Показано [365], що якщо на плівку діє зовнішнє електричне поле $\mathbf{E}=(0, E_y, 0)$, а градієнт температури $\nabla T = \left(0, \frac{\partial T}{\partial y}, 0\right)$ діє паралельно межі поділу шарів, то величина струму, який протікає через плівку дорівнює

$$\mathbf{J} = \frac{2e}{dh^3} \sum_{i=1}^2 \int_0^{d_i} dx \int_0^3 p \mathbf{v}_i f_i(|x|, \mathbf{p}), \text{ де } e, x, \mathbf{p} \text{ і } \mathbf{v}_i - \text{заряд, координата, квазіімпульс та}$$

швидкість носія заряду; h – стала Планка.

Розв'язання кінетичного рівняння Больцмана для функції розподілу електронів $f_i(x, \mathbf{p})$ у кожному шарі двошарової плівки та врахування

граничних умов для функції $\Psi_i(x, \mathbf{p})$ дозволяє отримати співвідношення для функції F_i , яка враховує вплив товщини шарів на провідність плівки [365]:

$$F_i = f(\alpha_i) - \langle G_i \rangle;$$

$$G_i = \frac{1}{\Delta} \left\{ (2 - p_i - P_{ij} + E_i(p_i + P_{ij} - 2p_i P_{ij})) (1 - p_j P_{ji} E_j^2) - p_j Q_{ij} Q_{ji} E_j^2 (1 - E_i + 2p_i E_i) - \right. \\ \left. - Q_{ji} \tau_{j,i} (1 - E_j) (1 + p_i E_i) (1 + p_j E_j) \right\};$$

$$\Delta = 1 - p_i P_{ij} E_i^2 - p_j P_{ji} E_j^2 - p_i p_j (Q_{ij} Q_{ji} - P_{ij} P_{ji}) E_i^2 E_j^2;$$

$$E_i = \exp \left\{ -\frac{k_i H_i}{x} \right\}; \quad H_i = 1 + \frac{\alpha_i}{\cos \varphi \sqrt{1 - x^2}}; \quad k_i = \frac{d_i}{\lambda_{0i}}; \quad \tau_{j,i} = \frac{\tau_{0j} H_i}{\tau_{0i} H_j} \equiv \tau_{0j,i} H_{i,j};$$

$$\langle \dots \rangle = \frac{3}{\pi k_i} \int_0^{\pi/2} d\varphi \cos^2 \varphi \int_0^1 dx \frac{(x - x^3)(1 - E_i)}{H_i^2(x, \varphi)} \left\{ \dots \right\},$$

де p_i і p_j – квазіімпульси електрона в i -му і j -му шарах;

x – координата точки розсіювання електрона на зовнішній поверхні ($x = d_1 - d_2$) або межі поділу шарів ($x = 0$);

P_{ij} – ймовірність дзеркального розсіювання носіїв заряду на межі поділу між i -м та j -м шарами металу;

Q_{ji} – ймовірність проходження електрона з i -го шару в j -й шар без розсіювання.

Теоретично досліджена [365, 376, 377] електропровідність мультишарів із полікристалічною структурою. Отримані співвідношення для довільних значень параметрів, які характеризують взаємодію носіїв заряду з межами поділу, асимптотичні значення для товстих і тонких, в порівнянні з довжиною вільного пробігу електронів, шарів металу. Установлений немонотонний характер залежності провідності мультишарів від відношення товщин окремих шарів.

Таким чином, використання теоретичних моделей, які в тій чи іншій мірі враховують розмірні ефекти в багатошарових плівках, дозволяє прогнозувати їх термо- і тензорезистивні властивості.

1.3 Магніторезистивні та гальваномагнітні властивості двокомпонентних і гетерогенного складу плівкових матеріалів

1.3.1 Магнітоопір і гігантський магнітоопір

Останнім часом намітився значний прогрес у формуванні багатошарових магнітних плівок та штучно створених магнітних структур, в яких виникають нові фізичні ефекти. Тонкоплівкові магніторезистивні матеріали, в яких спостерігається магніторезистивний ефект і ефект ГМО у вигляді гранульованих плівок і гетерогенних структур широко застосовуються для виготовлення високочутливих перетворювальних елементів, на базі яких створюються різноманітні сучасні прилади – накопичувачі інформації великої ємності, вимірювачі малих і великих електричних струмів, магнітometri, діагностичні пристрої, що сприяє проведенню досліджень характеристик і властивостей таких систем [213, 214]. Коротко охарактеризуємо основні типи магніторезистивних структур, в яких при певних умовах може спостерігатись ефект ГМО, як чутливих елементів сенсорів магнітного поля та приладів спінтроніки.

Мультишари. Мультишари представляють собою систему, в якій чергуються шари феромагнітних (Fe, Co, Ni, Gd та ін.) і немагнітних (Cu, Ag, Au, Pd, Pt та ін.) матеріалів [215 – 217], товщина яких може становити від одиниць до десятків нанометрів. Спінова конфігурація в мультишарах сильно залежить від матеріалу і товщини шарів, величина ГМО може складати до 50%. Їх унікальні властивості використовуються [218 – 221] в різних електронних пристроях (магніторезистивні голівки, магнітні і магнітооптичні носії запису інформації, спінові діоди і транзистори), біоелектроніки і детекторній техніці.

Гранульовані плівки і структури. В структурах такого типу феромагнітні гранули розміром порядку нанометрів вкраплені в немагнітну матрицю. ГМО в гранульованих сплавах феромагнітний метал–немагнітний метал, що містять однодоменні суперпарамагнітні гранули у немагнітній матриці, було виявлено на початку 1990-х років [222, 223] і згодом знайшло пояснення в цілому ряді

робіт в рамках механізму спін–залежного розсіювання носіїв струму на поверхні гранул [224 – 227]. Гранульовані сплави зазвичай отримують шляхом одночасного або пошарового осадження на підкладку двох металевих компонент з обмеженою розчинністю в масивних системах. У мультишарах на основі Fe і Cr при температурі $T = 1,5$ К величина ГМО може сягати 220% [222], у багатошарових плівках на основі Co і Cu при кімнатних температурах – до 65% [223]. У гранульованих плівках на основі Co та Cu, Ag або Au при різних концентраціях атомів немагнітної компоненти [224, 225], також спостерігається ефект ГМО з амплітудою до 25% завдяки СЗРЕ на поверхні гранул Co, локалізованих у кристалічній решітці т.р. Технологія отримання ГМО-структур на основі гранульованих сплавів виявилася сумісною з процесами літографії і осадження контактів, що дало можливість використовувати її для виготовлення функціональних датчиків [226, 227].

Спін–вентильні структури якісно мають такий вигляд: захисний шар/фіксувальний шар (ФШ)/ферромагнітний метал (ФМ2)/немагнітний метал (НМ)/ферромагнітний метал (ФМ1)/підшар/П, де основний елемент – це два ферромагнітні шари ФМ1 і ФМ2 із Co, Ni або NiFe, що розділені прошарком немагнітного металу – Cu, Ag, Au або іншого металу з високою провідністю. Як антиферромагнітний шар зазвичай використовується FeMn. Змінюючи матеріал, товщину і послідовність шарів, можна оптимізувати магнітні і електричні властивості таких наноструктур і розширити сфери їх практичного застосування [185].

Ефект ГМО спостерігається і в інших системах із СЗРЕ: багатошарових плівках типу метал/напівпровідник (див., наприклад, [228]), багатошарових нанодротах [229] та спін–вентильних структурах на основі металевих плівок і ансамблів наночастинок оксидів металів [230]. Експериментальним фактом, на який звернули увагу автори [231], став той, що в процесі виготовлення гранульованих мікродротів значна частина магнітних атомів зосереджена в ферромагнітних гранулах і проміжках між ними, що спричиняє збільшення

величини ГМО мікродротів у порівнянні з гранульованими плівками при однаковій концентрації феромагнітної компоненти.

У роботі [232] на прикладі плівкового гранульованого сплаву $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x\text{Ag}_{1-x}$ при $0,08 < x < 0,80$ товщиною $d = 400$ нм (електронно–променеве співосадження компонентів) було отримано значення ГМО = 35% при $T = 10\text{K}$, $x = 0,13$ у полі $H = 4$ кА/м та ГМО = 17% при $T = 300$ К. У роботі [233] вивчалися властивості гранульованих керметних плівок $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$. Було з'ясовано, що практично ізотропний тунельний МО (ефект, який, як і ГМО, пов'язаний із спін–залежним розсіюванням носіїв електричного струму) величиною до 10 % спостерігається при кімнатній температурі при концентраціях $0,12 < x < 0,16$. У роботі [234] досліджувався вплив термообробки і хімічного складу на магніторезистивні властивості швидкозагартованих стрічок сплаву Co–Cu. Було отримано максимальне значення ГМО = 20% у зразках із загальною концентрацією атомів $c_{\text{Co}} = 20$ мас.% Co після термообробки при $T = 810\text{K}$. Установлено, що мікроструктура сплаву містить два типи гранул Co із характерним розміром 100 нм (вони задають магнітні властивості сплаву в цілому) та 5 нм (визначають величину ГМО). У роботі [235] на основі експериментальних даних для ГМО мультишарів F1/N/F2/N (N – Cu або Cr; F1 і F2 – феромагнітні метали (Fe, Co) або сплави) при різних геометріях вимірювання та для мультишарів F1/Cu/Co/Cu (F1 – Fe, Co або Ni з домішками V або Cr). Автори [235] дійшли висновку, що роль інтерфейсного потенціалу у величині ГМО в різних геометріях вимірювання різна залежно від природи зразка. В огляді [236] проведено аналіз і узагальнення результатів досліджень ефекту ГМО в багатошарових матеріалах, розглянуті прикладні аспекти досліджень і перспективи розвитку ГМО-структур.

Автор роботи [237] вказує на те, що плівкові сплави, можуть бути отримані методами вакуумного випаровування, іонно–плазмового напилення і легування. Вивчення кристалографічних властивостей системи $\text{Co}_x\text{Ag}_{1-x}$ [237] товщиною 500–600 нм показало, що постійна решітки із збільшенням концентрації атомів Co зменшується практично лінійно. Величина МО, яка для плівок $\text{Co}_x\text{Ag}_{1-x}$ при

кімнатній температурі має значення $\Delta\rho/\rho = 22\%$, після термообробки при $T_B = 470\text{K}$ збільшується приблизно на 5%, але після підвищення температури до $T_B = 670\text{K}$ величина $\Delta\rho/\rho$ суттєво зменшується і залежить від їх складу, а при $c_{Co} = 38\text{ ат.}\%$ досягає максимального значення $\Delta\rho/\rho = 0,28$ (рис.1.12).

Авторами [238] був досліджений вплив феромагнітного шару на фізичні властивості плівки Pd у плівковій системі Pd(x)/Fe(0,15 нм)/Pd(20 нм)/П (x = 0,8 – 5,6 нм) і було встановлено, що внаслідок 3d–4d гібридизації електронних оболонок Pd і Fe, намагніченість Pd зростає при збільшенні товщини верхнього шару і виходить на насичення при 3 нм. Авторами [239] проведено дослідження магнітної обмінної взаємодії в системі Fe(0,18)/Pd(x)/Fe(0,18 нм), де x = 0,18 – 2,88 нм. Отримана осцилююча залежність магнітного моменту системи від товщини прошарку Pd із кроком 1,03 нм з подальшим її загасанням, що узгоджується із квантовою теорією і даними авторів [240].

У роботі [241] наведена осциляційна залежність намагніченості плівкової системи [Fe(x)/Pd(0,3 нм)]₁₀₀ у залежності від товщини шару Fe: при значеннях x = 0,124 і 0,193 нм спостерігаються максимуми намагніченості; при x = 0,9; 1,4 – 1,7 та 2, 3 нм – мінімуми, які пояснюються квантовими розмірними ефектами в електронній структурі мультишару. У системі [Fe(1 нм)/Pd(x)]₁₀ зі збільшенням товщини немагнітного прошарку від 0,5 до 2,5 нм через невідповідність параметрів кристалічної решітки Pd і Fe та виникаючих напружень, які приводять до зменшення розмірів кристалітів, зменшуються ефективна намагніченість, анізотропія та коерцитивна сила зразка. Необхідно також відмітити роботи [243], авторами яких проведені систематичні дослідження температурної залежності коерцитивності і намагніченості від температури (інтервал 4,2 – 300 K) для зразків Fe_(65–76)Pd_(35–24) за наявності або відсутності зовнішнього магнітного поля. Зроблено висновок про концентраційну і температурну залежність намагніченості. У процесі спікання нанопорошків Fe і Pd формується сплав із частково або повністю упорядкованою структурою [244].

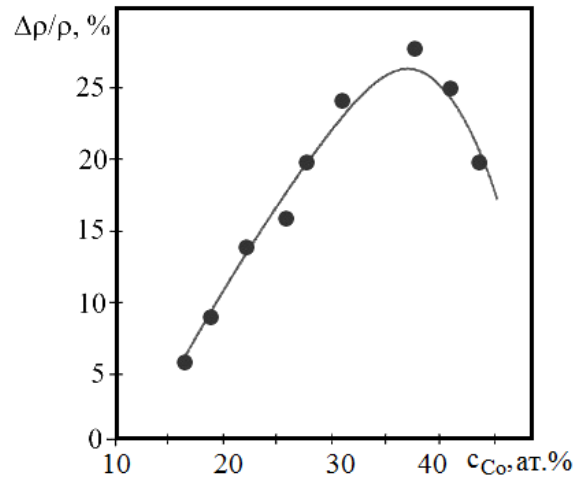


Рис. 1.12. Концентраційна залежність відносної зміни питомого опору для плівкового інтерметаліду Co_xAg_{1-x} . Із роботи [237]

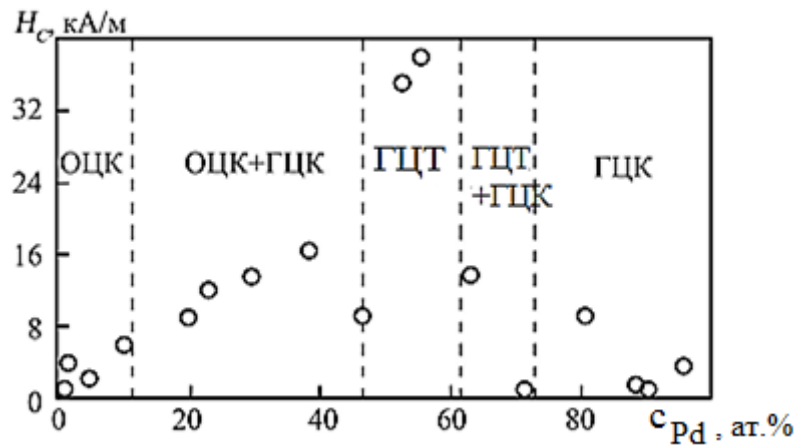


Рис. 1.13. Залежність коерцитивної сили від концентрації атомів Pd в плівковому сплаві на основі Fe і Pd. Із роботи [245]

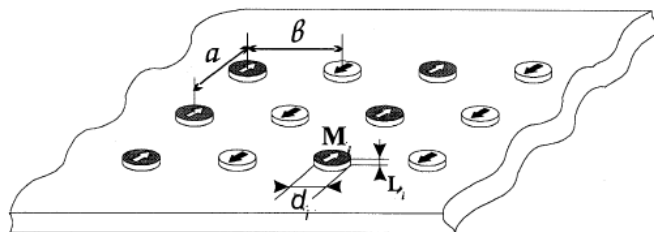


Рис. 1.14. Схема магнітного упорядкування двовимірної решітки циліндричних магнітних гранул. Із роботи [248]

Намагніченість таких сплавів зменшується із збільшенням концентрації атомів Pd, що пов'язано із змінами в кристалічній решітці та особливою поведінкою атомів Pd у магнітному полі (рис. 1.13). Велика кількість робіт присвячена питанню вивчення магнітних властивостей самоупорядкованих сплавів на основі Fe і Pd або Pt та Co і Pd або Pt, в яких реалізується перпендикулярна магнітна анізотропія [245], дає можливість використання таких матеріалів як чутливих надмініатюрних елементів запам'ятовуючих пристроїв [246, 247].

У рамках феноменологічного підходу авторами [248] розглянуті умови формування магнітних структур з феромагнітним і антиферомагнітним упорядкуванням. Показано, що магнітна структура формується під дією магнітостатичного поля в комплексі з обмінною взаємодією між електронами провідності і магнітними іонами. Як показали розрахунки авторів [248], для решіток із тонких циліндричних гранул енергетично вигідним є формування магнітних ниток, магнітні моменти яких вибудовуються у вигляді ланцюгів таким чином, що намагніченості сусідніх ланцюгів направлені в протилежні боки (рис.1.14). У роботі [249], метою якої була оцінка внеску процесів розсіювання у магнітотранспортні властивості мультишарів $[Ag(2,6\text{нм})/Fe(0,2)]_{75}/Ag(2,6)$; $[Ag(1,3)/Fe(0,2)]_{75}/Ag(1,3)$ і $[Ag(0,8)/Fe(0,2)]_{75}/Ag(0,8)$, отриманих методом пошарової конденсації при тиску $p = 10^{-7}$ Па і $T = 300$ К на монокристалічні підкладки Si (111). Визначення внеску у магнітоопір різних механізмів розсіювання авторами [249] проводилося на основі співвідношення:

$$\rho(T, B) = \rho_0 + \rho_{\text{фон}}(T) + \rho_{\text{магн}}(T, B),$$

де ρ_0 – залишковий опір;

$\rho_{\text{фон}}(T)$ – опір, обумовлений розсіюванням на фононах;

$\rho_{\text{магн}}(T, B)$ – опір, пов'язаний із розсіюванням на магнонах.

Було встановлено, що, не дивлячись на те, що в мультишарах одночасно співіснують великі зерна і малі кластери або гранули магнітних компонент, розсіювання на малих кластерах або гранулах відіграє домінуючу роль в

сильних магнітних полях в широкому діапазоні температур і визначає загальне значення ГМО таких структур [249]. Магніторезистивні властивості плівкових систем на основі Ag і Fe з різною концентрацією компонент, отриманих методом одночасного магнетронного розпилення, були досліджені авторами роботи при вимірюванні в різних геометріях [250]. Максимальне значення магнітного поля складало $T = 1,3$ Тл. На рис. 1.15 наведені польові і концентраційна залежності МО.

Авторами роботи [251] розглянуті фізичні основи, принципи функціонування, варіанти конструкцій та галузі застосування сенсорів на основі ефекту ГМО.

Проектування і розробка чутливих елементів ГМО резистивних датчиків на основі моста Уїтстона з різними конфігураціями ведеться з точки зору можливості їх використання в багатофункціональних пристроях [251, 252]. За допомогою котушки індуктивності створюється магнітне поле, яке впливає на параметри мостової схеми. Вихідна напруга по діагоналі мосту лінійно залежить від величини магнітного поля і одночасно від напруги живлення. Структура чутливого елемента ГМО–сенсора і схема вимірювального пристрою на його основі представлена на рис. 1.16. Перспективним є також застосування ГМО датчиків для вимірювання та контролю електричної енергії в процесі зарядки і розрядки батареї при значеннях струму до 4 А [253]. Багатошарові плівкові матеріали, в яких виникає ефект ГМО (рис.1.17), також є основою для створення магніторезисторів з високою магнітною чутливістю, термостабільністю і швидкодією як складових елементів ГМО–сенсорів (рис.1.17 б).

У роботі [201] нами проведено огляд різних типів датчиків ГМО на базі плівкових систем на основі феромагнітних гранул (Fe або Co) розміром 10 нм, впроваджених в парамагнітну матрицю (Cr, Cu, Ag або Au). Принцип дії сенсорів і мікроелектронних пристроїв різних типів на основі ефекту ГМО (датчики відстані, кута поворота, швидкості і напрямку обертання та ін.)

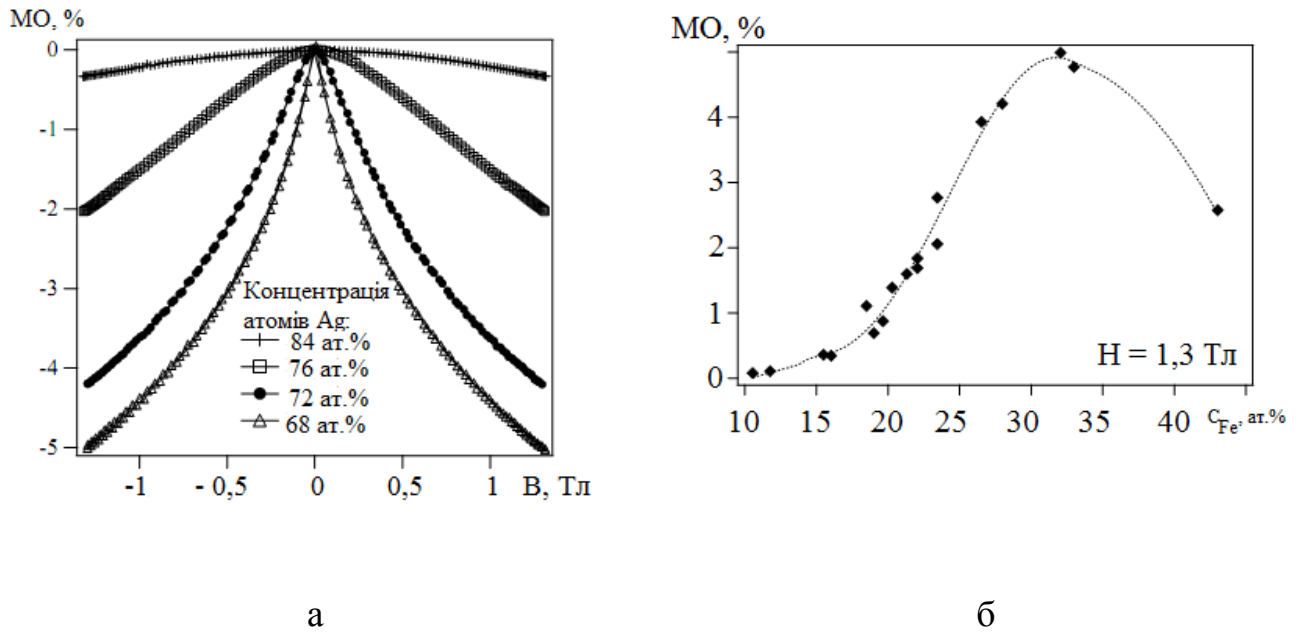


Рис. 1.15. Польова (а) і концентраційна (б) залежності МО при $T = 300$ К для плівкових сплавів Fe–Ag з різною концентрацією компонент [249]

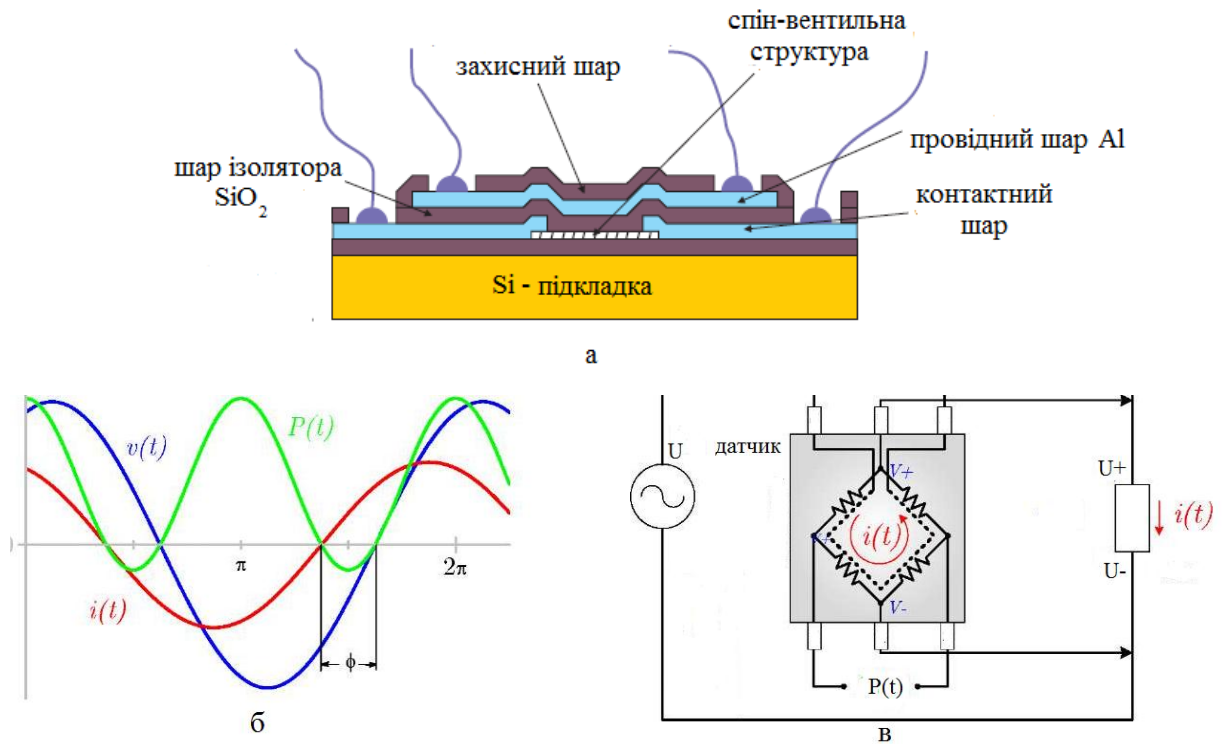


Рис. 1.16. Методика вимірювання потужності з використанням датчика ГМО: структура чутливого елемента ГМО-сенсора (а); залежність потужності від часу (б) та можливі конфігурації схеми моста Уїтстона (в) [251]

заснований на тому, що амплітуда сигналу в них є функцією відстані між

датчиком ГМО і постійним магнітом, який жорстко прив'язаний до об'єкта.

Застосування ГМО-сенсорів для вимірювання поздовжньої деформації проілюстровано на рис. 1.17 на прикладі багат шарових плівкових матеріалів, т.зв. псевдо спін -вентилів [252, 253], в яких обидва магнітні шари різної товщини виготовляються із одного й того самого феромагнітного матеріалу (у даному випадку – із Co). Різниця в товщині плівок Co обумовлює їх різну коерцитивність. У роботі [253] авторами представлена конструкція малопотужного вібраційного плівкового датчика на основі ефекту ГМО з використанням трьох мостових схем для вимірювання варіацій магнітного поля в X, Y і Z-осях з дуже низьким енергоспоживанням. Авторами [253] наведені робочі характеристики ГМО датчиків на основі моста Уітсона для реалізації детектора вібрації. Запропоновані конструкції датчиків ГМО можуть бути застосовані в електронних диференційних вимірювачах, електричних лічильниках та ІМС для контролю струму і потужностей. У конструкції датчиків запропонований неінвазивний метод температурної компенсації [235], що полягає у додаванні до схеми датчика різних схемних елементів, з'єднаних послідовно або паралельно мосту в цілях зниження температурного дрейфу носіїв електричного заряду в ньому. Як температурний компенсатор [253] застосовувався терморезистор, як активні елементи – діоди і транзистори. Таким чином, додавання одного з вищевказаних елементів призводить до зміни напруги живлення моста за рахунок зміни температури, яку забезпечує компенсаційна схема, завдяки якій температурний коефіцієнт чутливості моста Уітсона зменшується в три рази.

Питання розмірної і температурної залежностей сталої Холла в чутливих плівкових матеріалах сенсорів на основі металів розглянуто в роботі [256]. Авторами [256] провели вимірювання сталої Холла (R_H) в епітаксіально вирощених плівках ГЦТ-FePd товщиною 31 нм, яка при $T = 50$ і 270 К дорівнює $(-0,28$ і $-0,16) \cdot 10^{-9}$ м³/Кл (класичний, 50 К) та $(0,1$ і $1,4) \cdot 10^{-9}$ м³/Кл (аномальний ефект Холла, 270 К), і запропонували теоретичну модель для розрахунку R_H в двошарових плівкових матеріалах.

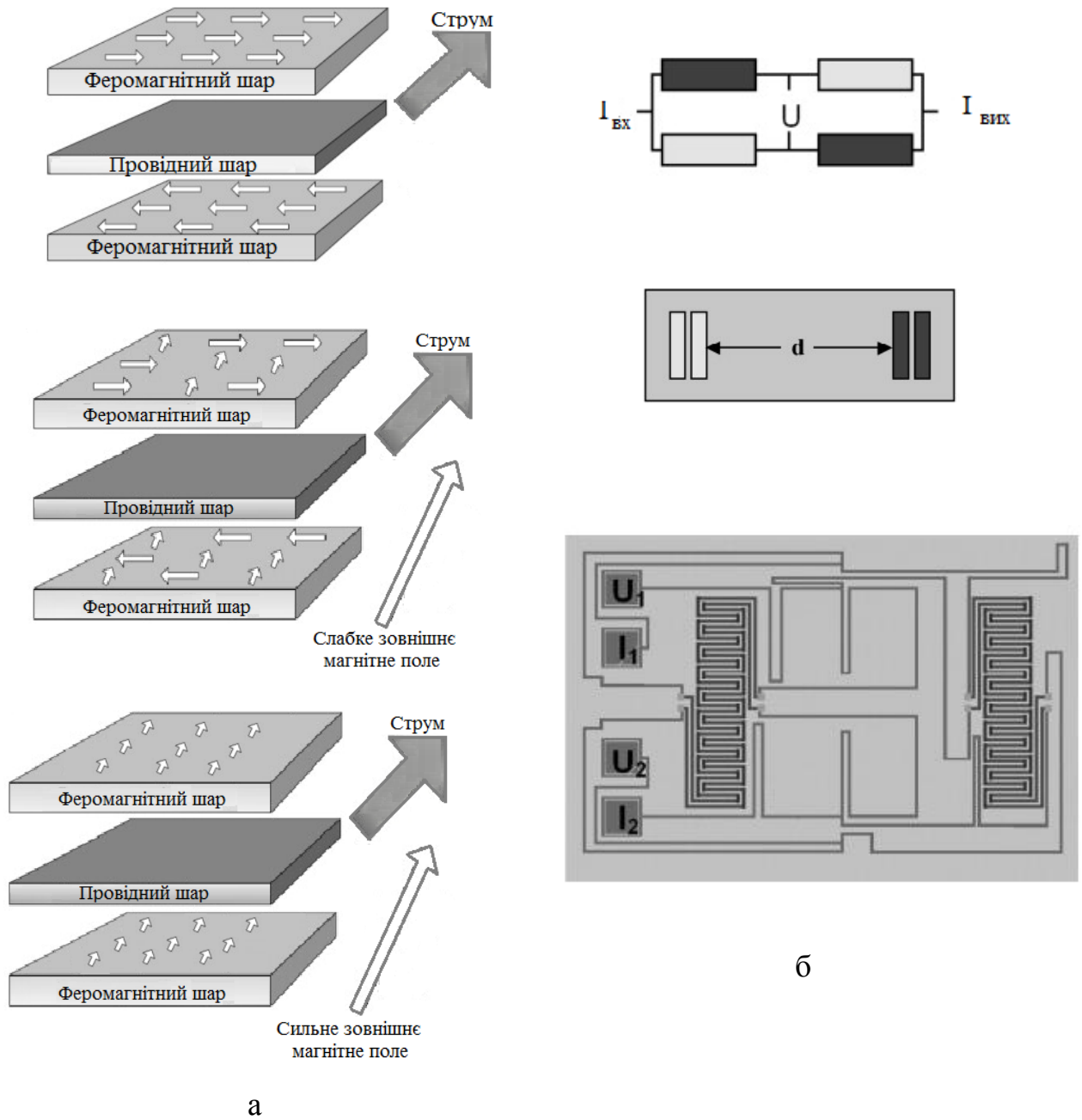


Рис. 1.17. Схема для пояснення принципу роботи ГМО резистора (а) та його конфігурація в схемі мосту Уїтстона (б). Із робіт [251, 252]

1.3.2 Деформаційні і розмірні ефекти в магнітних та магнітооптичних властивостях

Ефективність нанорозмірних плівкових матеріалів як чутливих елементів сенсорів дозволила розробити концепцію створення багатофункціональних сенсорів, в тому числі сенсорів деформації і магнітного поля, принцип останніх може бути заснований на магнітодеформаційному ефекті (МДЕ) – залежності КТ металевих плівок від величини індукції магнітного поля. Це питання належить до числа маловивчених, хоча знаходиться у полі зору дослідників. Так, автори [257] провели дослідження впливу магнітного поля на КТ аморфних металевих сплавів на основі Fe і В і встановили дуже суттєвий його вплив на величину поздовжнього КТ як у бік збільшення у порівнянні із КТ за відсутності поля (відносно слабкі поля), так і зменшення його величини (відносно сильні поля). Крім того Захаренком М.І. і Семеньком М.П. (див., наприклад, [258, 259]) отримані надзвичайно важливі результати стосовно закономірностей змін електроопору, магнітоопору і тензочутливості бінарних і багатокомпонентних систем на основі 3d-металів; конкретизації фізичних механізмів розсіювання носіїв заряду і розробки фізичних моделей транспортних параметрів неупорядкованих металевих систем; кореляції між магнітними властивостями і особливостями атомної структури інтерметалічних сполук та металевих сплавів на основі перехідних елементів; вивчення впливу складу, умов отримання і впливу зовнішніх факторів (температури, магнітного поля, механічних напружень, тощо) на кінетику електронів провідності.

У роботі [260] наведені результати досліджень МДЕ ефекту на прикладі діамантових плівок із р-типом провідності і встановлено, що в інтервалі деформації $\Delta\varepsilon = 2 \cdot 10^{-5} - 10^{-4}$ у магнітному полі з індукцією $B = 3$ Тл величина КТ зменшується до 10%, що пов'язано із деформаційно-індукованою зміною валентної зони і впливом магніторезистивного ефекту.

Кількісною характеристикою МДЕ може бути магнітний коефіцієнт коефіцієнтів поздовжньої і поперечної тензочутливості [261], тобто

$$\beta_{\gamma_B} = \frac{1}{\gamma_l} \left(\frac{\partial \gamma_l}{\partial B} \right)_{\varepsilon_l} \text{ та } \beta_{\gamma_t} = \frac{1}{\gamma_t} \left(\frac{\partial \gamma_t}{\partial B} \right)_{\varepsilon_t}. \quad (1.7)$$

За умови, що γ_l і $\gamma_t \geq 10$, автором роботи [261] вперше були записані співвідношення $\beta_{\gamma_B} \cong -\beta_B + \frac{1}{\gamma_l \rho} \cdot \frac{\partial^2 \rho}{\partial \varepsilon_l \partial B}$ і $\beta_{\gamma_t} \cong -\beta_t + \frac{1}{\gamma_t \rho} \cdot \frac{\partial^2 \rho}{\partial \varepsilon_t \partial B}$, які дозволяють легко визначити важливу тензометричну характеристику $\frac{\partial^2 \rho}{\partial \varepsilon \partial B}$, що характеризує поведінку чутливого елемента тензодатчика в умовах одночасної дії деформації і магнітного поля.

Узагальнення теоретичних досліджень розмірного ефекту в МО здійснено Тельє і Тоссе в роботі [363], в якій авторами розглянутий магніторезистивний ефект у полікристалічних плівках із урахуванням поверхневого і зерномежового розсіювання електронів, та отримано співвідношення питомої провідності у загальному вигляді. Враховуючи наближення моделі ефективної СДВП [363], із урахуванням поверхневого розсіювання, співвідношення для електропровідності плівки має такий вигляд:

$$\frac{\sigma}{\sigma_g} = 1 - \frac{3}{16k} f(\alpha) \left\{ 2 - \frac{k_r^2 \cdot [f(\alpha)]^2 \cdot \left\{ 1 + \exp \left[-2\pi k \cdot [k_r \cdot f(\alpha)]^{-1} \right] \right\}}{[k_r \cdot f(\alpha)]^2 + 4k^2} \right\}, \quad (1.8)$$

де $\sigma_g = \sigma_0 f(\alpha)$;

$\sigma_0 = ne^2 \lambda_0 / mv$ – питома провідність масивних матеріалів;

$k_r = d/r_L$, де $r_L = \frac{mv}{eB}$ – радіус ларморівської орбіти.

Останнім часом значну увагу було зосереджено на вивченні магнітооптичного ефекту Керра (МОКЕ) в гранульованих системах і багатошарових плівках типу 3d-метал / благородний метал з точки зору їх досить високих перспектив і технічного потенціалу як магнітних носіїв інформації з надвисокою щільністю запису. МОКЕ в залежності від кута, який вимірюється має свої варіанти – полярний і екваторіальний [262, 263] ефекти. Накопичено значний

експериментальний матеріал з досліджень ефекту МОКЕ в мультишарах Co(Fe)/Pt(Pd) [264 – 266] в умовах формування в них т.р. і упорядкованих фаз. Сходиноподібна залежність МОКЕ свідчить про швидкодію функціонального елемента, яка може забезпечити його ефективну роботу в режимі переключень. Для гранульованих сплавів характерний широкий діапазон полів перемагнічування гранул і тому залежність для МОКЕ має розмитий характер.

Висновки до Розділу 1

1. Незважаючи на значну кількість теоретичних та експериментальних результатів стосовно структурно - фазового стану багатошарових і гетерогенного складу плівкових матеріалів, не відомі систематичні дані про умови формування (товщина і порядок чергування шарів або фрагментів в мультишарах; температура осадження і термообробки; концентрація атомів) у них інтерметалідів, упорядкованих фаз, твердих розчинів і гранульованого стану.

2. Стосовно електрофізичних властивостей тонких плівок, залишається проблема незначного об'єму досліджень температурних і концентраційних ефектів в питомому опорі, ТКО і КТ та узагальнення даних для багатошарових і гетерогенних плівкових матеріалів.

3. Дослідження магніторезистивних властивостей (АМО, ГМО і ефект Холла) дозволяють встановити їх концентраційні і температурні залежності і запропонувати нові варіанти приладових плівкових структур як чутливих елементів багатофункціональних сенсорів температури, деформації, переміщення і магнітного поля із стабільними робочими характеристиками, які б мали високу температурну стабільність і антикорозійну стійкість, малий температурний, польовий і концентраційний дрейф характеристик.

4. На сучасному етапі розвитку тензометрії мають місце актуальні проблеми як із фундаментальної точки зору (розробка більш досконалої теоретичної моделі), так і прикладного характеру (установлення температурних, деформаційних і польових характеристик) плівкових чутливих елементів сенсорів різних типів.

РОЗДІЛ 2

МЕТОДИКА ФОРМУВАННЯ ЧУТЛИВИХ ЕЛЕМЕНТІВ ПЛІВКОВИХ СЕНСОРІВ ТА ДОСЛІДЖЕННЯ ЇХ ВЛАСТИВОСТЕЙ І ХАРАКТЕРИСТИК

Проаналізувавши літературні дані про напрями досліджень на сучасному етапі розвитку фізики тонких плівок та наноелектроніки, питання стосовно кристалічної структури і фазового складу, електрофізичних, магніторезистивних і гальваноманітних властивостей багатошарових плівкових систем і гетерогенних плівок, проведені нами дослідження можна представити у вигляді наступних етапів.

Перший етап пов'язаний з експериментальними дослідженнями кристалічної структури і процесів фазоутворення в плівкових системах типу феромагнітний метал (ФМ)/немагнітний метал (НМ), ФМ/тугоплавкий метал та ФМ/напівпровідник (НП) при термообробці; процесів взаємної дифузії атомів методами вторинно-іонної мас-спектрометрії та оже-електронної спектроскопії.

На другому етапі досліджень запропонована напівфеноменологічна модель для коефіцієнту тензочутливості багатошарових плівкових систем в області пружної деформації, в якій вперше коректно врахована деформаційна залежність не тільки середньої довжини вільного пробігу електронів, але і коефіцієнтів дзеркальності зовнішніх поверхонь і проходження меж зерен та інтерфейсів.

На третьому етапі роботи проведено вивчення ефектів в електрофізичних властивостях (тензо- і терморезистивні ефекти, магнітооптичний ефект) та узагальнення експериментальних результатів для КТ, ТКО багатошарових і гетерогенних систем на основі феромагнітних (Co, Fe, Ni), антиферомагнітних (Cr), немагнітних (Cu, Ag, Pd, Pt, Mo, W і Re) або напівпровідникових (Ge) плівок із різним ступенем взаємної розчинності елементів.

Четвертий етап пов'язаний із дослідженнями магніторезистивних (МО і ГМО), гальваноманітних (ефект Холла) та магнітооптичних (магнітооптичний

ефект Керра) в плівкових системах, в яких відбуваються процеси структурного (Fe/Pd і Fe/Pt) та магнітного (Fe/Ge) упорядкування.

Виходячи із викладеного вище, нами були застосовані наступні методи досліджень:

- вакуумна конденсація багат шарових плівок, мультишарів і формування матеріалів гетерогенного складу;
- метод кварцового резонатора для контролю ефективної товщини плівок в процесі їх осадження;
- просвічуюча електронна мікроскопія (ПЕМ), електроннографія (ЕГ) та рентгеноструктурний аналіз (РГА);
- вторинно-іонна і оже-електронна спектроскопія (ВІМС і ОЕС);
- енергодисперсійний аналіз (ЕДА);
- рентгенівська рефлектометрія;
- резистометрія в широкому температурному інтервалі, тензометрія в області пружної і пластичної деформації при наявності або відсутності зовнішнього магнітного поля;
- резистивний метод вимірювання МО і ГМО;
- магнітооптичні дослідження мультишарів і гетерогенних плівкових систем методом МОКЕ.

Далі будуть викладені методики отримання і дослідження зразків.

2.1 Прилади і обладнання для отримання багат шарових і гетерогенного складу плівкових систем

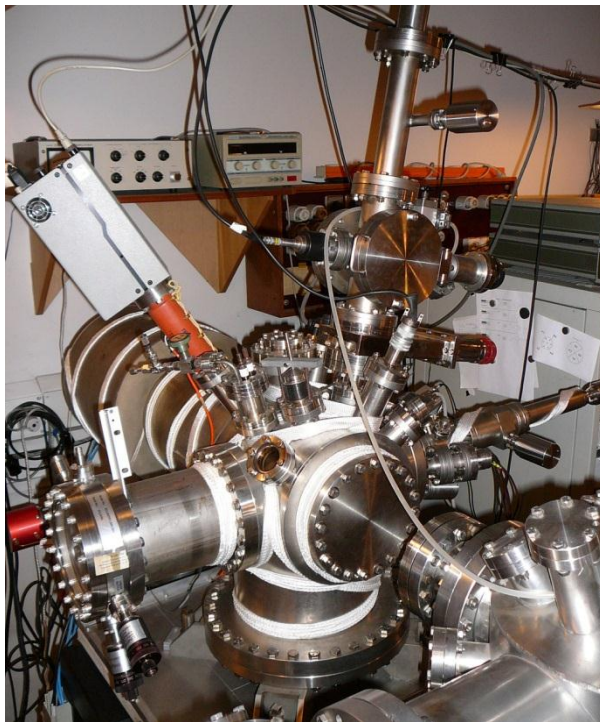
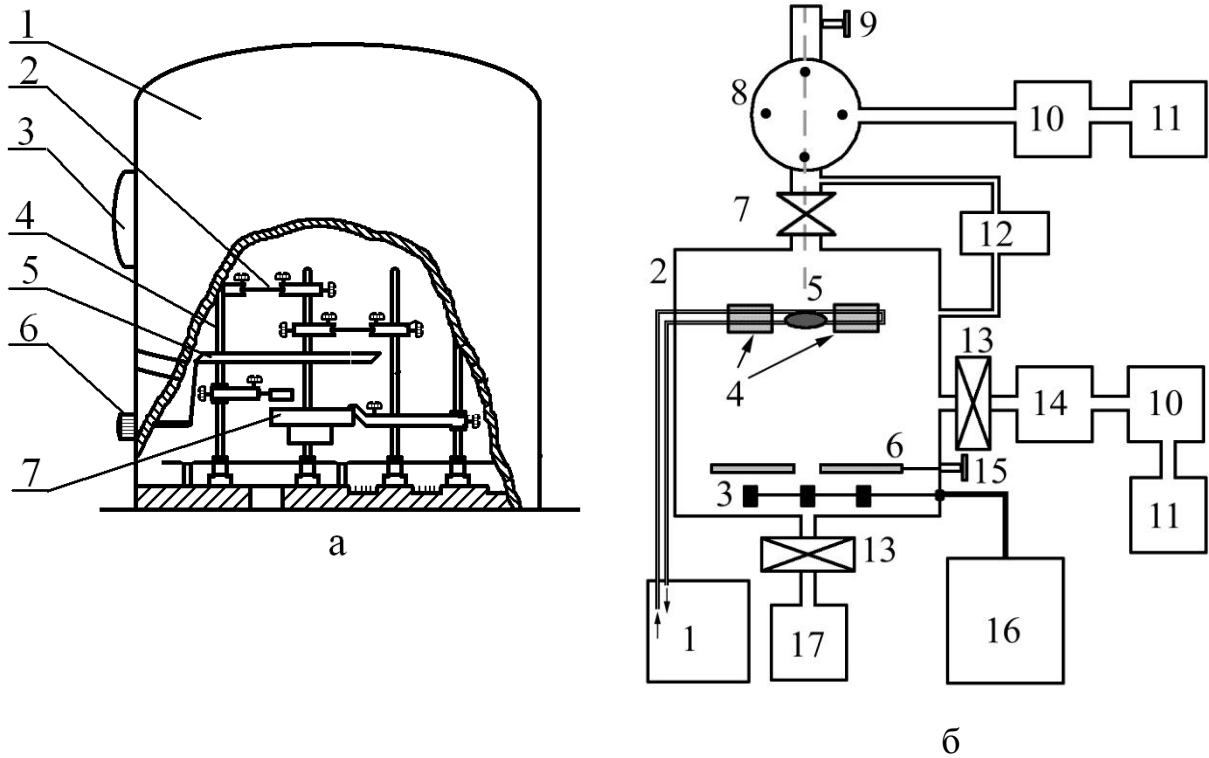
Для отримання плівкових матеріалів різних типів: одношарових плівок Fe, Ni, Co, Cu, Ag, Au, Pd, Pt, Mo, Cr, W та Re; дво- та тришарових систем на основі плівок Fe, Ni, Mo, аморфного a-Mo, Cr, Gd, Ag, Pd, Pt і Ge; мультишарів на основі Fe, Pd або Pt; плівкових сплавів Ni_xMo_{1-x} і Fe_xMo_{1-x} та гетерогенного складу матеріалів $(Re+Re(N,O)_x)$, $Mo+Mo(C,N)_x$, $FeO+Mo$) використовувались вакуумна установка типу ВУП-5М ($p \sim 10^{-3}-10^{-4}$ Па), високовакуумна установка

на основі турбомолекулярного насосу Pfeiffer-Balzers TRH-330 ($p \sim 10^{-5}$ Па) та надвисоковакуумна установка на основі турбомолекулярних насосів Leybold Heraeus TMP 150 з вакуумними уловлювачами, які охолоджуються рідким азотом ($p \sim 10^{-7}$ Па) (рис. 2.1). Конденсація мультишарів проводилась з використанням випарників двох типів: тиглів із Al_2O_3 та молібденових човників або дротин.

Плівкові матеріали формувалися шляхом варіювання швидкості конденсації (ω), температури підкладки (T_n) і температури відпалювання (T_s). Випарування проводилося електронно-променевим (Co, W, Mo, Re) та терморезистивним (Fe, Ni, Cr, Ag, Pd, Pt, Gd, Ge) методами, а товщина окремих шарів (d) варіювалась від 10 до 100 нм (багатошарові зразки) та від 1 до 10 нм (мультишари).

Температура підкладки змінювалась в інтервалі $T_n = 300 - 500$ К, температура відпалювання мала величину $T_s = 300 - 900$ К. Час відпалювання при максимальній температурі складав 15 хвилин, а швидкість охолодження 3 К/хв. Швидкість осадження металів регулювалася зміною величини електричного струму (прилад SM 7020-D) і складала 0,05 нм/с (мультишари), 1 – 1,5 нм/с (одношарові та двокомпонентні плівки), 0,1 – 1,6 нм/с (тугоплавкі метали). Завдяки такій системі похибка вимірювання товщини складала $\pm 0,1$ нм, що підтверджувалось методом рентгенографічної рефлектометрії (прилад – дифрактометр PANalytical X'Pert Powder).

Пристрої для отримання плівкових зразків та подальшого їх дослідження розміщувались в корпусі робочої камери. За допомогою цифрових мультиметрів типу UT70D та UT70B контролювалися відповідно електричний опір (точність $\pm 0,05\%$) плівок та температура (точність ± 1 К) підкладки, при використанні хромель – алюмелевої термопари. Експериментальні дані з мультиметрів через інтерфейс RS232 (RS485) передавалися на комп'ютер. Товщини плівок контролювалися *in situ* методом кварцового резонатора (точність 10 %), для чого використовувалися промисловий резонатор типу РГ-08 з частотою 10 МГц, генератор електричних коливань, схему якого



в

Рис. 2.1. Схема робочої камери ВУП-5М (а): 1 – корпус робочої камери; 2 – випаровувачі; 3 – спостережувальне віконце; 4 – стійка; 5 – захисна маска; 6 – обертова ручка маски; 7 – столик для відпалювання зразків; блок-схема високовакуумної установки (б) та її зовнішній вигляд (в): 1 – система водяного охолодження; 2 – робочий об'єм; 3 – система випарників; 4 – кварцові пластини; 5 – столик із закріпленим зразком; 6 – заслінка; 7 – вентиль; 8 – камера для введення зразка до робочого об'єму; 9 – рухомий маніпулятор зі зразком; 10 – турбомолекулярних насос; 11 – форвакуумний насос; 12 – вакуумметр senTorr ВА2С; 13 – пневмоклапан; 14 – геттерний насос; 15 – маніпулятор керування заслінкою випарників; 16 – блок живлення; 17 – іонізаційний насос

зразка до робочого об'єму; 9 – рухомий маніпулятор зі зразком; 10 – турбомолекулярних насос; 11 – форвакуумний насос; 12 – вакуумметр senTorr ВА2С; 13 – пневмоклапан; 14 – геттерний насос; 15 – маніпулятор керування заслінкою випарників; 16 – блок живлення; 17 – іонізаційний насос

було запропоновано у роботі [274], та частотомір ЧЗ-54. Цей метод дає достовірні результати в робочому інтервалі температур 230-310 К, у випадку коли маса осадженої плівки не перевищує 1% від маси пластини резонатора. Максимальна температура при якій можливо здійснювати контроль товщини плівок за даним методом становить близько 450 К.

Товщина сконденсованої плівки визначалась за співвідношенням:

$$d = \frac{N_a \cdot D_q}{D_f \cdot f_q^2} \cdot (f_q - f),$$

де $N_a = 1,668 \cdot 10^3$ Гц·м – частотна стала для кварцової пластини;

D_q та D_f – густина кварцу і речовини, яка конденсується, відповідно;

f_q, f – резонансна частота кварцу до і після конденсації металу, відповідно.

Термічну обробку плівок у вакуумі в інтервалі температур 300 - 850 К проводили за допомогою пристрою для відпалювання (рис. 2.2а). При $T_b < 750$ К як підкладки (П) використовувували відполіровані скляні пластини з вплавленими молібденовими електродами, а при $T_b > 750$ К - ситалові (СТ-3) пластини, з попередньо нанесеними та термостабілізованими плівковими контактами Си. Відстань між контактами приймали за довжину плівкового зразка, а ширина визначалась маскою.

Одночасна конденсація двох металів проводилась при окремому розташуванні випарників, підкладок та датчиків товщини (рис.2.2б). Варіювання товщини окремих шарів дає можливість змінювати концентрацію компонент, яка у багат шаровій плівковій системі визначається за співвідношенням:

$$C_i = \frac{D_i d_i \mu_i^{-1}}{\sum_{i=1}^n D_i d_i \mu_i^{-1}}, \quad (2.1)$$

де D і μ – густина і молярна маса.

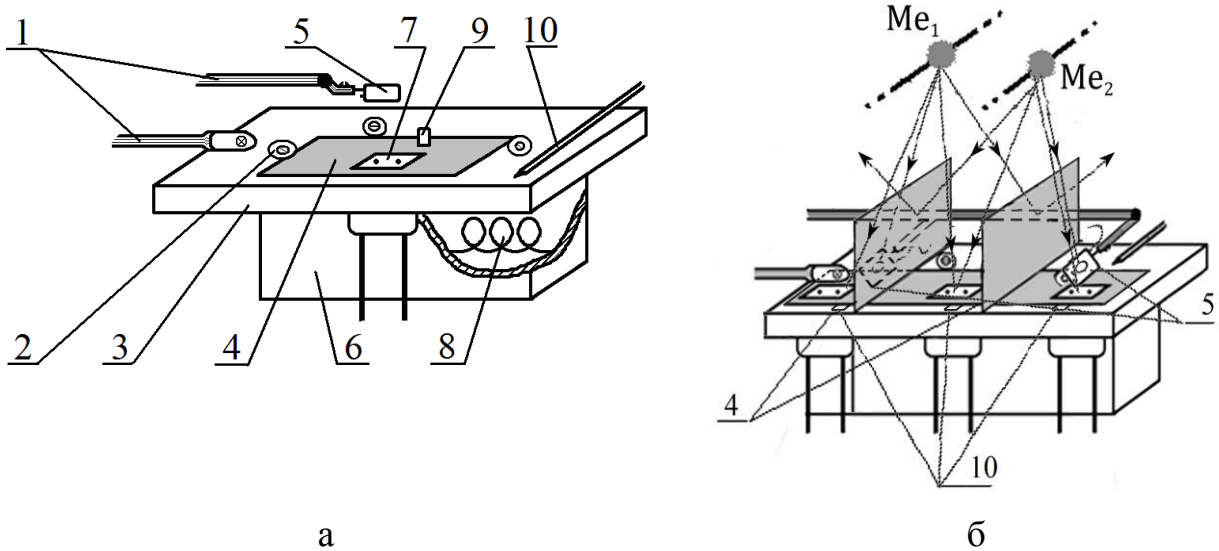


Рис. 2.2. Пристрій для термовідпалювання плівок у вакуумі (а) та одночасної конденсації (б): 1 – тримачі; 2 – підкладкотримач; 3 – мідний столик; 4 – маска; 5 – п'єзореzonатор для контролю товщини плівки; 6 – піч для відпалювання; 7 – підкладка з молібденовими електродами; 8 – вольфрамова спіраль; 9 – підкладки для досліджень структури плівок; 10 – термопара

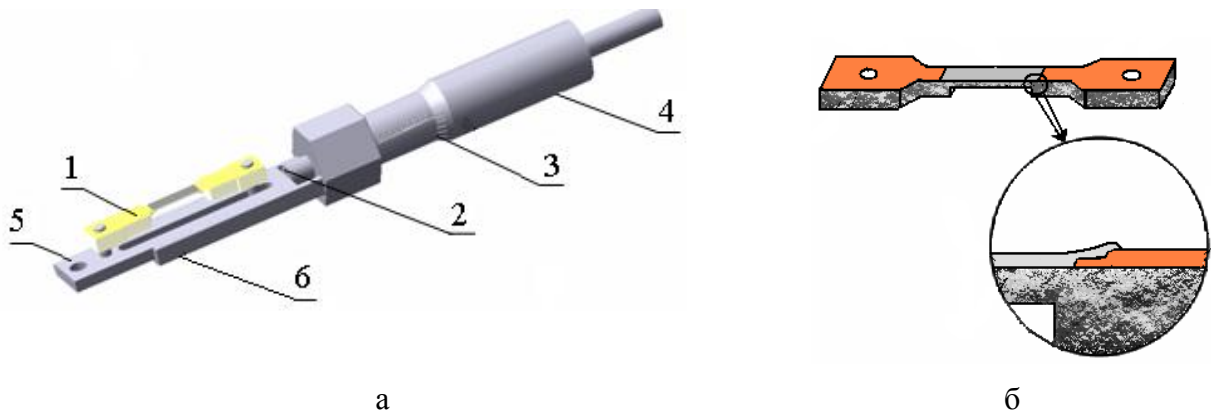


Рис. 2.3. Схема деформаційного пристрою (а) та підкладки (б): 1 – закріплена підкладка; 2 – рухомий шток; 3 – мікрометрична шкала; 4 – мікрогвинт; 5 – повзун; 6 – поздовжня напрямна повзуна

Тензорезистивні властивості металевих плівок на тефлонових підкладках в області пружної і пластичної деформації досліджували за допомогою деформаційного пристрою, сконструйованого на базі мікрометра (рис.2.3а). При дослідженні поздовжньої тензочутливості необхідно мати на увазі, що у процесі деформації (до $\varepsilon_l \cong 2\%$) відносна зміна опору плівкових зразків складає величину $\sim 1-10\%$, тому при використанні спеціальних масок, формувалася сходинкоподібна (2 - 3 ступені) геометрія контактів (плівок Cu загальною товщиною близько 50 нм). До плівкових контактів гвинтом притискалися пластини з фольгованого міддю текстоліту. Вимірювання загального електроопору контактів показало, що він складав величину $\sim 0,1$ Ом.

Поздовжня деформація визначається співвідношенням:

$$\Delta\varepsilon_l = \frac{\Delta l}{l_p},$$

де l_p – довжина плівки до деформації;

Δl – абсолютне видовження плівки, яке визначали за показниками мікрогвинта. Розміри плівки витримувались постійними (довжина $l = 15$ мм, ширина $a = 5$ мм).

2.2 Методика проведення досліджень електрофізичних властивостей

2.2.1. Тензоефект в області пружної і пластичної деформації

Для визначення коефіцієнта поздовжньої тензочувливості в області пружної і пластичної деформації в інтервалі $\Delta\varepsilon_l$ були побудовані деформаційні залежності $\Delta R/R_p$ від поздовжньої деформації ε_l для перших чотирьох або п'яти деформаційних циклів "навантаження-зняття навантаження". Розрахунок величини середнього коефіцієнта поздовжньої тензочувливості γ_l здійснювався за тангенсом кута нахилу деформаційних залежностей (рис.2.4) або усереднення миттєвих значень γ_{lM} по усьому деформаційному інтервалу.

Середній та миттєвий КТ визначались за співвідношеннями:

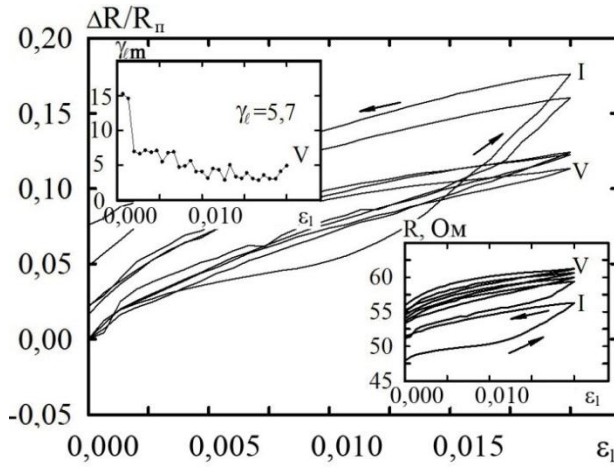
$$\gamma_l = \frac{\Delta R}{R} = \frac{R(\varepsilon_l) - R(0)}{R(0)} \quad \text{і} \quad \gamma_{lm} = \frac{1}{R_i} \cdot \frac{dR}{d\varepsilon_l}, \quad (2.2)$$

де $R(\varepsilon_l)$ – опір плівки при деформації ε_l ;

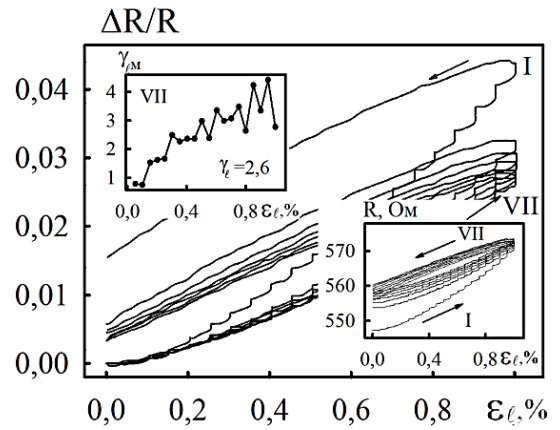
$R(0)$ – опір недеформованого зразка.

Дослідження тензорезистивних властивостей плівок в інтервалі деформацій $\Delta\varepsilon_l = (0 - 2)\%$ (рис.2.5) проводилося за допомогою розробленої [245] автоматизованої системи, що дало можливість здійснити велику кількість деформаційних циклів у статичному і динамічному режимах роботи при швидкості деформації від 0 до 0,1%/с. Апаратну основу системи становлять частотомір, 8-канальний 16-бітний сигма-дельта АЦП ADAM-4018, за допомогою якого проводиться вимірювання опору зразка; релейний модуль ADAM-4068 – джерело керуючої напруги електродвигуна; перетворювач інтерфейсів USB→RS232/422/485 ADAM-4561; асинхронний конденсаторний електродвигун і веб-камера Creative Labs. Управління експериментом і обробка результатів здійснювалася на основі програмного забезпечення, розробленого в середовищі LabVIEW 8.50 з використанням модуля машинного зору [273]. На основі залежностей $\gamma_{lm}(\varepsilon_l)$ для першого деформаційного циклу були визначені деформації переходу пружна (квазіпружна)/пластична деформація.

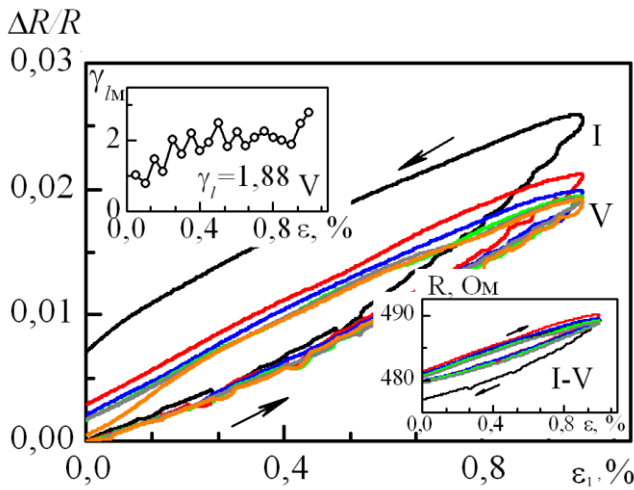
Результати роботи [275] стосовно топології деформованих контактів із монокристалів Si були якісно враховані при обробці і аналізі результатів з тензоефекту на масивних підкладках із склотекстоліту. Суть врахування полягала в тому, що підкладка типу консоль (кантеливер) деформується неоднорідно біля місця фіксації і біля точки прикладення сили. Зведення впливу цієї неоднорідності до мінімуму ми здійснювали шляхом оптимізації довжини плівки, оскільки існує мінімальна довжина плівки, при якій теоретичне значення деформації не відповідає розрахунковому.



а



б

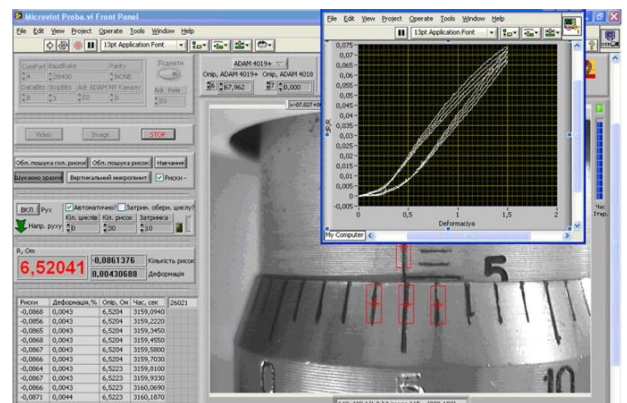


в

Рис. 2.4. Залежності $\Delta R/R_{II}$, R і γ_{IM} від ϵ_l для плівок Ni(40)/Π (а), Fe(50)/Π (б) і Pd(30)/Π (в). I – V – номери деформаційних циклів



а



б

Рис. 2.5. Схема автоматизованої системи для вимірювання КТ (а) та інтерфейс програмного забезпечення (б)

2.2.2. Терморезистивні властивості

Отримання температурної залежності питомого опору і розрахунок ТКО багат шарових плівок і мультишарів проводилося в автоматичному режимі (рис.2.6) за двохточковою схемою. Як підкладки використовувалися ситалові та скляні пластини із нанесеними низькоомними контактними майданчиками. Через спеціальну маску осаджувалася плівка із наперед заданими геометричними розмірами. Зразок розміщувався в кварцевій трубці з вольфрамовою спіраллю (рис. 2.6). Вимірювання опору здійснювалося через низькоомні притискні контакти мультиметром HP 34410A з точністю 0,001 Ом при кімнатній температурі, для контролю якої використовувалась хромель-алюмелева термопара з мультиметром Escort EDM3150 (точність ± 1 К).

Як приклад на рис. 2.7 приведено експериментальні залежності ρ і середньої величини термічного коефіцієнту опору β , отримані для двошарових плівок Ni/Cr (рис.2.7 а) та Mo/Fe (рис.2.7 б) при загальній товщині 60 нм. Відмітимо, що вони мають вигляд, типовий для металевих плівок, оскільки для них фіксується збільшення питомого опору та зменшення ТКО при зростанні температури. Дослідження терморезистивних властивостей плівок показують, що дисперсність структури, домішкові фази і твердофазні реакції впливають на характер температурної залежності питомого опору та ТКО.

Розрахунок середнього β і миттєвого β_M значень ТКО здійснювався за кривою охолодження останнього термостабілізаційного циклу на основі експериментальних залежностей $R(T)$ або $\rho(T)$, відповідно, за співвідношеннями:

$$\beta = \frac{1}{R} \frac{\Delta R}{\Delta T} \quad \text{або} \quad \beta = \frac{1}{\rho} \frac{\Delta \rho}{\Delta T}$$

та

(2.3)

$$\beta_M = \frac{1}{R_i} \cdot \frac{dR}{dT} \quad \text{або} \quad \beta_M = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T},$$

де ΔT — температурний інтервал.

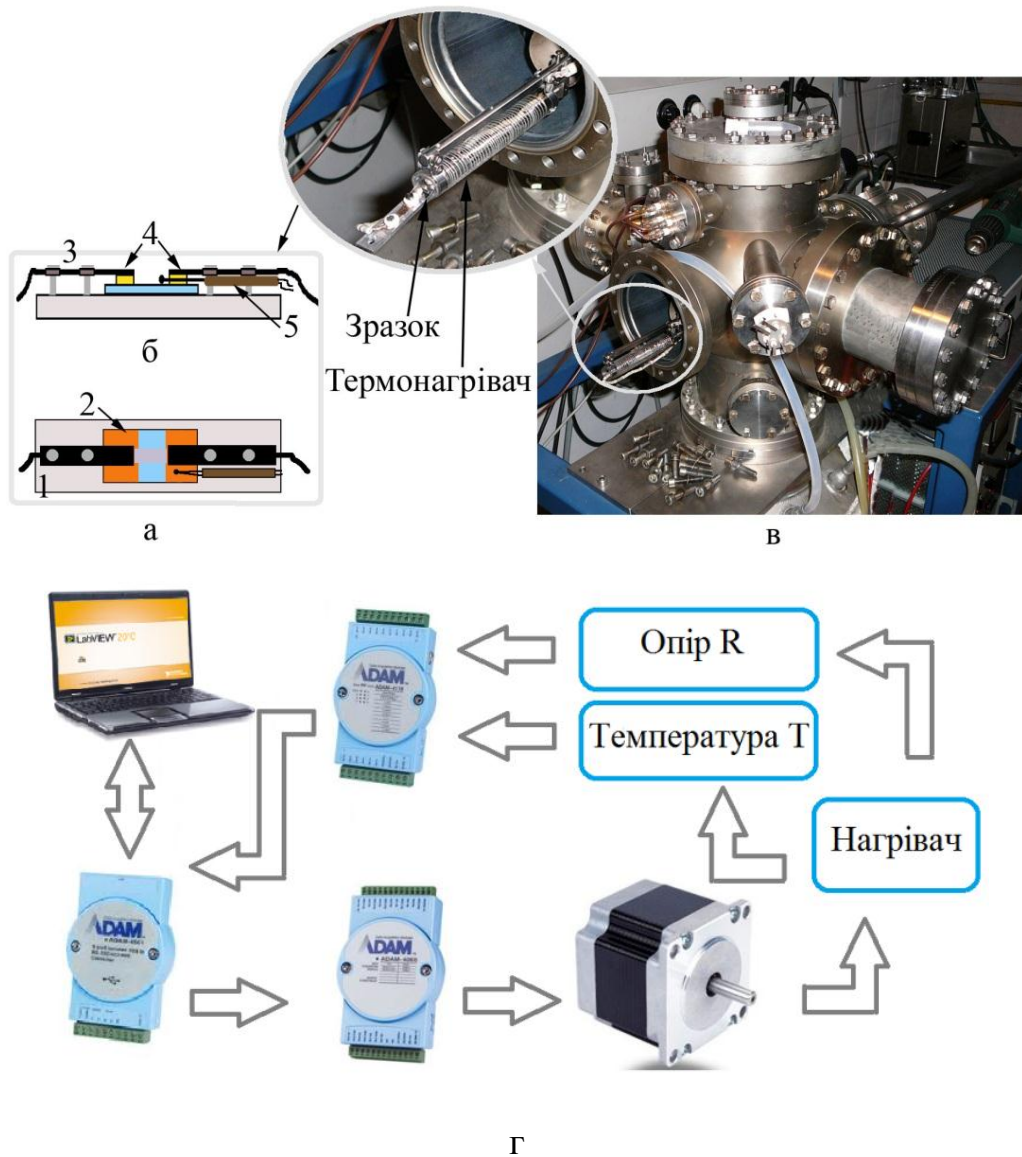


Рис. 2.6. Схематичне зображення (а – вид згори, б – збоку); в – зовнішній вигляд установки для відпалювання тонкоплівкових зразків: 1 – підкладка-столік; 2 – зразок; 3 – гвинти для закріплення притискних контактів 4; 5 – термопара; г – схема автоматизованої системи для вимірювання ТКО

На рис. 2.8 наведено типові залежності $\beta(d)$, $\beta \cdot d(d)$ та $\beta^{-1} \cdot d(d)$ для недеформованих та статично здеформованих плівок Мо. Такі дані у сукупності з експериментальною залежністю середнього розміру кристалітів від товщини $L(d)$ дозволяють провести розрахунок деформаційних коефіцієнтів.

При виконанні умови $L > d$, співвідношення для ТКО в рамках лінеаризованої моделі записується наступним чином [202]:

$$\beta d \cong \beta_{\infty} d - \beta_{\infty} \lambda_0 (1 - p) H(\alpha), \quad (2.4)$$

де β – ТКО плівки;

β_{∞} – ТКО плівки при $d \rightarrow \infty$, або масивного зразка з таким же типом дефектів та їх концентрацією, як і в плівці.

Основні співвідношення моделі ізотропного розсіювання носіїв заряду на межах кристалітів, що можуть бути використані при довільному співвідношенні між d та L , мають вигляд [202]:

$$\beta^{-1} d \cong \beta_{\infty}^{-1} \cdot d + \frac{3}{8} \beta_0^{-1} \lambda_0 \ln(p^{-1}), \quad \beta \cdot \beta_{\infty}^{-1} \cong \left[1 + 1,45 L^{-1} \lambda_0 \ln(r^{-1}) \right]^{-1}, \quad (2.5)$$

$$\frac{R}{1-R} \cong 0,97 \ln(r^{-1}), \quad \text{при } r \cong 1, \quad (2.6)$$

$$\frac{R}{1-R} = \frac{2(1-r)}{1+r}, \quad \text{при } r \ll 1, \quad (2.6')$$

де r – коефіцієнт проходження електроном межі зерен.

Формули для розрахунку деформаційного коефіцієнта p і r та відповідних похідних мають вигляд:

$$\eta_{pl} = -\frac{1}{p(0)} \frac{p(\varepsilon) - p(0)}{\varepsilon_l} \quad \text{і} \quad \frac{d \ln k}{d \ln p} = \frac{p(0)}{k(0)} \cdot \frac{(k(\varepsilon_l) - k(0))}{p(\varepsilon_l) - p(0)},$$

$$\eta_{rl} = -\frac{1}{r(0)} \frac{r(\varepsilon) - r(0)}{\varepsilon_l} \quad \text{та} \quad \frac{d \ln m}{d \ln r} = \frac{r(0)}{m(0)} \cdot \frac{(m(\varepsilon_l) - m(0))}{r(\varepsilon_l) - r(0)}.$$

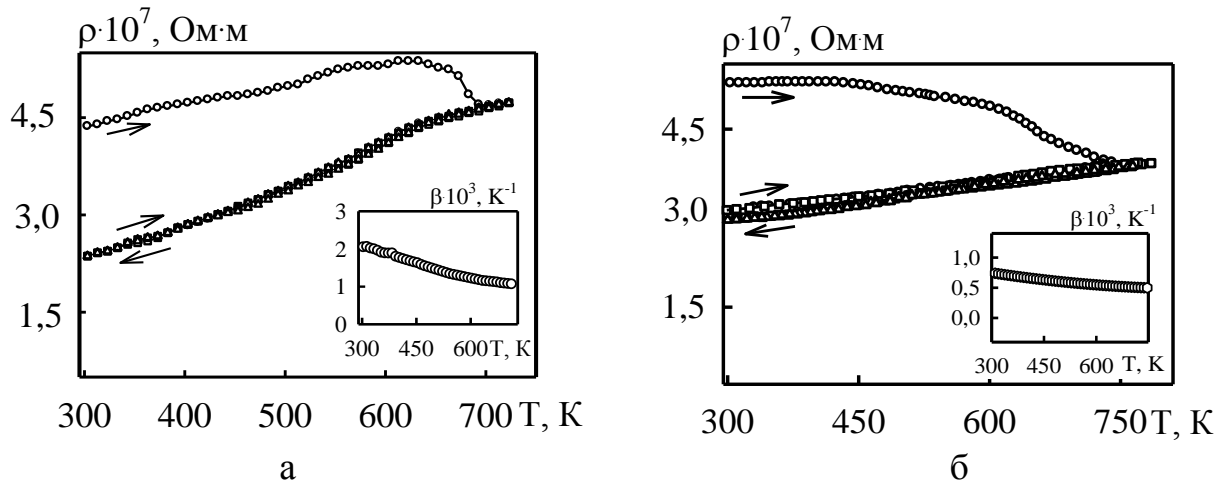


Рис. 2.7. Температурні залежності питомого опору і середньої величини ТКО (вставка) пліткових систем Ni(40)/Cr(20)/П (а) і Mo(25)/Fe(30)/П (б)

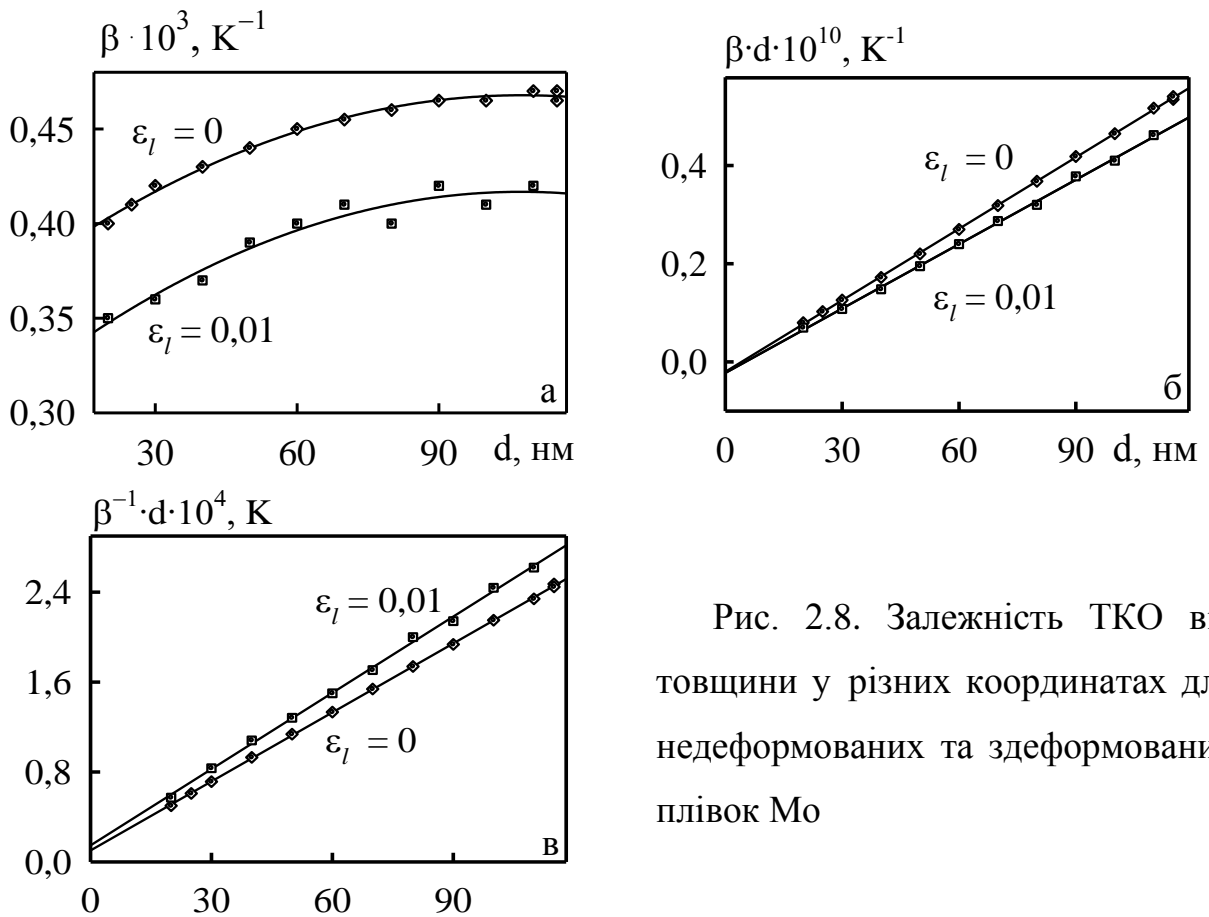


Рис. 2.8. Залежність ТКО від товщини у різних координатах для недеформованих та zdeформованих плівок Мо

Систематичне вивчення особливостей тензо- та терморезистивних властивостей плівкових матеріалів на основі металів неможливе при відсутності результатів досліджень їх кристалічної структури і фазового складу.

2.3. Дослідження кристалічної структури, фазового і елементного складу

2.3.1. Метод електронно-мікроскопічних та дифракційних досліджень

Дослідження фазового складу здійснювалося методом електронографії та просвічуючої електронної мікроскопії (прилад ПЕМ-125К).

Квадратичні співвідношення для кристалітів кубічної та гексагональної сингонії мають такий вигляд:

$$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{h^2 + k^2 + l^2}{a_{hkl}^2}, \quad a_{hkl} = d_{hkl} \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}, \quad (2.7)$$

$$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{4}{3} \cdot \frac{h^2 + kh + k^2}{a_{hkl}^2} + \frac{l^2}{c_{hkl}^2}, \quad a_{hkl} = \frac{2}{\sqrt{3}} d_{hkl} \sqrt{h^2 + kh + k^2}, \quad c_{00l} = l d_{00l}, \quad (2.8)$$

де d_{hkl} – міжплощинна відстань;

h, k, l – індекси Міллера;

a_{hkl} і c_{hkl} – параметри кристалічних решіток у межах відповідних сингоній.

Як еталон використовували відпалену плівку Al товщиною $d = 30 - 40$ нм, що забезпечувало точність вимірювання міжплощинних відстаней $\Delta d_{hkl} = \pm(10^{-3} - 10^{-4})$ нм та відповідної точності для параметрів решіток:

$$\Delta a_{hkl} = \pm \Delta d_{hkl} \sqrt{h^2 + k^2 + l^2} - \text{кубічна сингонія};$$

$$\Delta a_{hkl} = \pm \Delta d_{hkl} \frac{2}{\sqrt{3}} \sqrt{h^2 + kh + k^2} \quad \text{і} \quad \Delta c_{hkl} = \pm \Delta d_{hkl} \cdot l - \text{гексагональна сингонія}.$$

Зупинимось більш детально на результатах дослідження кристалічно-фазового стану одношарових металевих плівок як компонент багатоконпонентних і гетерогенного складу матеріалів.

Отримано, що свіжосконденсовані плівки Fe і Pd мають дрібнодисперсну кристалічну структуру (рис. 2.9 та табл.2.1). При формуванні мультишарів у зв'язку з високою дифузійною рухливістю атомів, спричиненою конденсаційно-стимульованою дифузією і наперед заданими нами малими товщинами окремих шарів, у зразках в процесі конденсації формується твердий розчин і відбувається розмиття структурних інтерфейсів. Таким чином, використовуючи методику пошарової конденсації з подальшою термообробкою можна отримувати твердий розчин по всій товщині зразків.

Плівки Mo отримані зі швидкостями конденсації $\omega < 0,2$ нм/с мають структуру α -Mo (рис.2.10, табл. 2.1). Якщо $\omega \cong 0,2 - 0,8$ нм/с, тоді в ультратонких плівках при температурах підкладки $T_{\text{п}} \cong 380 - 500$ К формується дрібнодисперсна кристалічна структура ГЦК фази (див. рис.2.10 б, в).

Параметр ГЦК решітки (табл.2.2) добре відповідає значенням 0,414 - 0,428 нм параметра твердого розчину на основі Mo і C (концентрація вуглецю від 10 до 43 ат.%). Дослідження авторів [133] показали, що в плівках товщиною $d \leq 3,5$ нм, отриманих при швидкостях конденсації $\omega \leq 0,45$ нм/с, спостерігається домішкова ГЦК фаза з параметром решітки $a \cong 0,417 \pm 0,001$ нм, яка у структурно несучільних плівках стійка до $d_{\text{сф}} \leq 0,4$ нм – карбід MoC_x , який формується при взаємодії в процесі конденсації із залишковими газами чи з вуглецевою підкладкою при нагріванні електронним пучком. Поряд з цим, відмітимо добре узгодження наших даних з параметром кристалічних решіток ГЦК-фази нітриду Mo_2N ($a_0 = 0,417$ нм), розрахованого на основі даних [242]. Отриману нами фазу було ідентифіковано як карбонітрид $\text{Mo}(\text{C},\text{N})_x$, де $x \cong 1$.

Особливості фазового переходу аморфних плівок в кристалічну фазу встановлені в роботах [139, 140] на основі електроннографічних досліджень. Аналогічні температурні залежності для плівок інших металів дозволяють досить точно встановити температуру аморфна фаза \rightarrow кристалічна фаза.

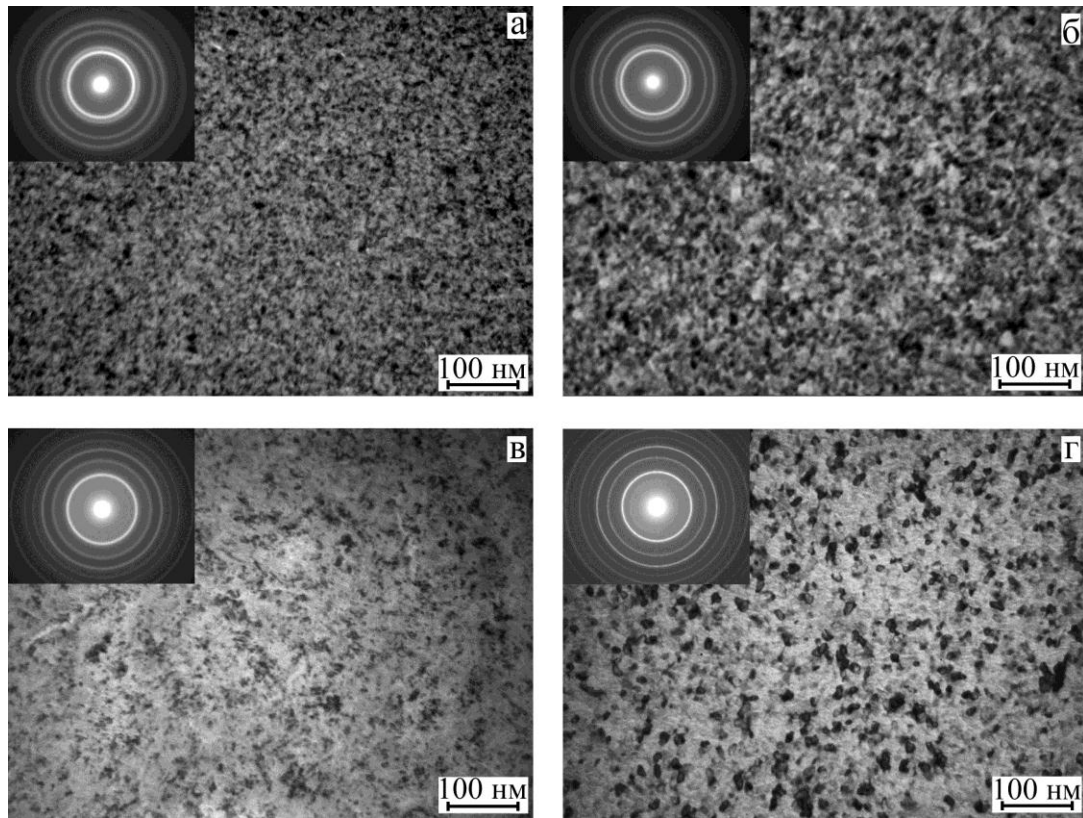


Рис. 2.9. Кристалічна структура і дифракційні картини від одношарових плівок Pd(20)/П (а, б) і Fe(20)/П (в, г) при $T = 300$ (а, в, д, е) і 850 К (б, г)

Таблиця 2.1

Розшифрування електронограм від одношарових плівок Pd і α -Fe

Плівка	№ п.п	$T_B = 300$ К				$T_B = 850$ К			
		I, в.о.	d_{hkl} , нм	hkl	a, нм	I, в.о.	d_{hkl} , нм	hkl	a, нм
Pd(20)/П	1	ДС	0,224	111	0,388	ДС	0,224	111	0,388
	2	ср	0,194	200	0,388	ср	0,194	200	0,388
	3	ср	0,137	220	0,388	ср	0,137	220	0,389
	4	ср	0,117	311	0,389	ср	0,117	311	0,390
	5	сл	0,112	222	0,390	сл	0,112	222	0,389
	$\bar{a}(\text{Pd}) = 0,388 \pm 0,001$ нм					$\bar{a}(\text{Pd}) = 0,388 \pm 0,001$ нм			
Fe(20)/П	1	ДС	0,203	110	0,287	ДС	0,202	110	0,286
	2	ср	0,144	200	0,288	ср	0,143	200	0,286
	3	С	0,117	211	0,287	С	0,117	211	0,286
	4	ср	0,102	220	0,287	ср	0,101	220	0,287
	5	ср	0,909	310	0,287	ср	0,090	310	0,286
	$\bar{a}(\alpha\text{-Fe}) = 0,287 \pm 0,001$ нм;					$\bar{a}(\alpha\text{-Fe}) = 0,286$ нм			
$a_0(\text{Pd}) = 0,389$ нм; $a_0(\text{Fe}) = 0,286$ нм									
ДС – дуже сильна; С – сильна; ср – середня; сл – слабка									

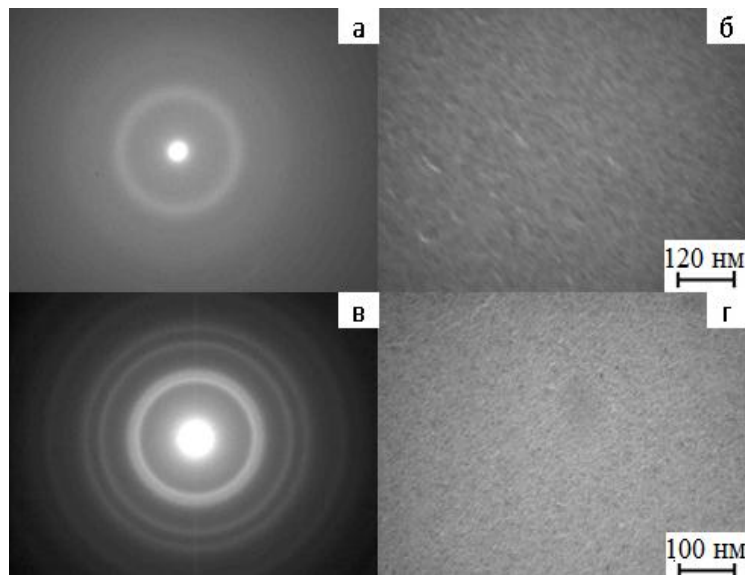


Рис. 2.10. Мікроструктура і електронограма віді невідпалених аморфної (а,б) і гетерогенного складу плівки ГЦК- $\text{Mo}(\text{C},\text{N})_x$ + ОЦК- Mo (в,г)

Таблиця 2.2

Розшифрування електронограм від невідпалених плівок

$\text{Mo}(\text{C},\text{N})_x + \text{Mo}$ ($x \cong 1$)

№	I, в.о.	$n\lambda/2\sin\Theta$, нм	hkl	$a_{\text{эф}}$, нм	Фаза	\bar{a} , нм
аморфний стан						
1	гало	0,236	-	0,408	а- $\text{Mo}(\text{C},\text{N})_x$	-
2	гало	0,130		0,431		
№	I, в.о.	d_{hkl} , нм	hkl	a , нм	Фаза	\bar{a} , нм
кристалічний стан						
1	с	0,241	111	0,417	ГЦК - $\text{Mo}(\text{C},\text{N})_x$	Фазовий склад: $\text{ГЦК-}\text{Mo}(\text{C},\text{N})_x + \text{ОЦК-}\text{Mo}$, $\bar{a}(\text{Mo}(\text{C},\text{N})_x) =$ $= 0,418 \pm 0,001$ нм, $\bar{a}(\text{Mo}) = 0,315 \pm 0,001$ нм
1'	ср	0,223	110	0,316	ОЦК - Mo	
2	ср	0,209	200	0,418	ГЦК - $\text{Mo}(\text{C},\text{N})_x$	
3	ср	0,148	220	0,418	ГЦК - $\text{Mo}(\text{C},\text{N})_x$	
4	ср	0,127	311 211	0,419 0,314	ГЦК - $\text{Mo}(\text{C},\text{N})_x$ ОЦК - Mo	
5	сл	0,121	222	0,419	ГЦК - $\text{Mo}(\text{C},\text{N})_x$	

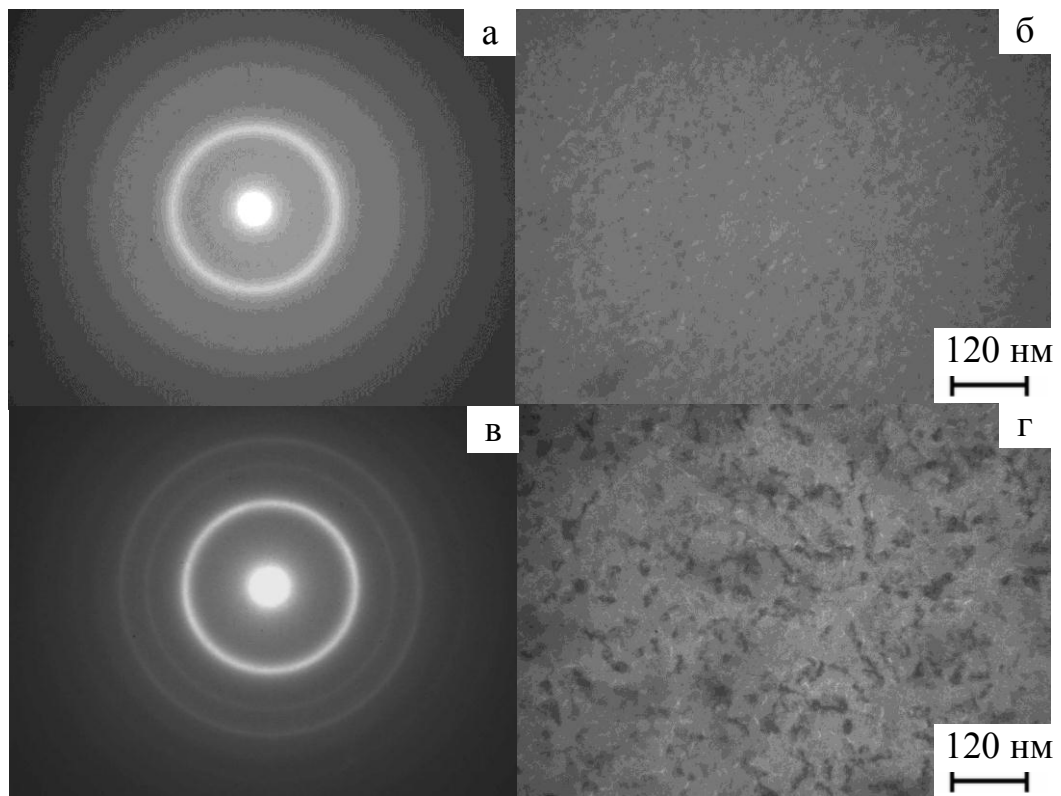


Рис. 2.11. Електронограма і мікроструктура невідпалених аморфної (а,б) і нанокристалічної (в,г) плівки Мо

Таблиця 2.3

Розшифрування електронограми від невідпалених плівок Мо

№	I, в.о.	$n\lambda/2\sin\Theta$, нм	hkl	a_{ef} , нм	Фаза	\bar{a} , нм
аморфний стан						
1	гало	0,226	-	-	а-Мо	-
2	гало	0,142				
№	I, в.о.	d_{hkl} , нм	hkl	a , нм	Фаза	\bar{a} , нм
кристалічний стан						
1	ДС	0,222	110	0,314	ОЦК-Мо	Фазовий склад: ОЦК-Мо, $\bar{a}(\text{Мо})=0,314 \pm 0,001$ нм, $a_0 = 0,315$ нм
2	сл	0,157	200	0,313	-«-	
3	ср	0,128	211	0,313	-«-	
4	сл	0,111	220	0,314	-«-	
5	сл	0,099	310	0,313	-«-	

Як приклад розглянемо умови для формування чистих плівок Мо. При $\omega \cong 0,8$ нм/с і $T_n \cong 350$ К утворюються аморфні плівки Мо; при $\omega \cong 1,6$ нм/с і $T_n \cong 430$ К – полікристалічні плівки з ОЦК-фазою при $d \cong 20$ нм (рис.2.11, табл. 2.3). Утворення темних кристалітів пов'язано із заростанням плівкового зразка в колоні мікроскопа внаслідок взаємодії з залишковими атомами вуглецю під час проведення досліджень, що також відмічалось в попередніх роботах (див., наприклад, [141]). Дослідження авторів [144] вказують на те, що плівки Мо з середнім розміром зерен $\sim 7,0$ нм мають чітку дифракційну картину, що відповідає дифракції від масивного Мо. Легування Мо вуглецем по мірі збільшення його вмісту призводило до поступового розширення дифракційних максимумів та збільшення параметра решітки. При концентрації вуглецю до 20 ат.% зразки легованого Мо мали $L \cong 7,0$ нм. Збільшення концентрації вуглецю вище 30 ат.% призводило до зменшення зерна до $L \cong 1,0$ нм. Структура зразків, отриманих методом пошарової конденсації Мо та С, мала відповідність до структури зразків, отриманих методом одночасної конденсації Мо та С.

Конденсація плівок W при низьких швидкостях конденсації ($\omega \cong 0,1$ нм/с) сприяє формуванню аморфної фази, яка переходить у ГЦК (домішкову) або ОЦК фази, при збільшенні товщини плівки або температури підкладки. Фазові діаграми складу та залежності міжплощинних відстаней від температури підкладки для плівок W при $\omega \cong 0,1$ нм/с наведені авторами робіт [135, 136].

У роботах було відмічено, що для плівок перехідних d-металів, товщина плівки, до якої залишається стійкими домішкова або аморфна фази, тим менша, чим більша температура підкладки в процесі конденсації. Нами було встановлено [137], що збільшення швидкості конденсації до $\omega \cong 1,6$ нм/с та температури підкладки до $T_n \cong 450$ К призводить до формування нанодисперсної структури плівок W ОЦК-фази (рис.2.12 а, б і табл.2.4), що узгоджується з даними попередніх робіт (див., наприклад, [135, 136]). Термовідпалювання цих плівок в вакуумних умовах до температур $T_b \cong 750$ К

не призводить до суттєвих змін їх мікроструктури та фазового складу. За аналогічних умов було отримано плівки Re ГЦП-фази (див. рис. 2.12 в, г і табл. 2.4). При швидкостях конденсації $\omega \cong 1,0$ нм/с та температурах підкладки $T_n \cong 400$ К були сформовані гетерогенні плівки ГЦП-Re+ГЦК-Re(N,O)_x, товщиною $d \cong 20$ нм. Зменшення швидкості конденсації до $\omega \cong 0,1$ нм/с та температури підкладки до $T_n \cong 300 - 350$ К призвело до утворення аморфних плівок. У роботі [147] показано, що при швидкості конденсації $\omega \cong 0,01 - 0,05$ нм/с та $T_n \cong 300 - 375$ К утворювались аморфна або домішкова фаза ReO₃ (структура W₃O) з параметром простої кубічної ґратки $a \cong 0,327 - 0,330$ нм, хоча в масивних зразках параметр решітки $a_0 = 0,373$ нм [145]. Згідно [147], цього розходження можна уникнути, якщо поміняти місцями розташування домішкових та вузлових атомів комірки. Відпалювання аморфних плівок Re, отриманих при $\omega \cong 0,05 - 0,15$ нм/с, в електронному мікроскопі дозволило авторам [148] простежити за процесом появи гексагональної фази. У початковий момент з'являлися зародки шести кутної або прямокутної форми, які відповідали площинам (0001) і (1010) Re₃O з параметрами $a \cong 0,323$ і $c \cong 0,508$ нм. В разі подальшого збільшення температури відбувалося інтенсивне зростання цих кристалів, що призводило до їх зіткнення та до зникнення огранки, однак, провести повну кристалізацію аморфної фази при низькотемпературному відпалюванні авторам не вдалося. При $\omega \cong 0,15 - 1,6$ нм/с в плівках Re спостерігалась тільки аморфна або кристалічна ГЦП-фаза.

Електронно-мікроскопічні дослідження показали, що у невідпалених плівках Mo, W, Re і Cr середній розмір зерен $L \cong 10$ нм, тоді як у плівках Ni та Fe – $L \cong d$. При відпалюванні до температури $T_e \cong 750-800$ К в плівках Mo, W і Re величина L практично не змінювалась, в той час, як в плівках Cr, Ni та Fe – збільшувалася в 1,5 - 2 рази. Отримані нами результати досліджень структурно-фазового складу плівок Ni, Fe та Cr наведені на рис.2.13 і табл.2.5.

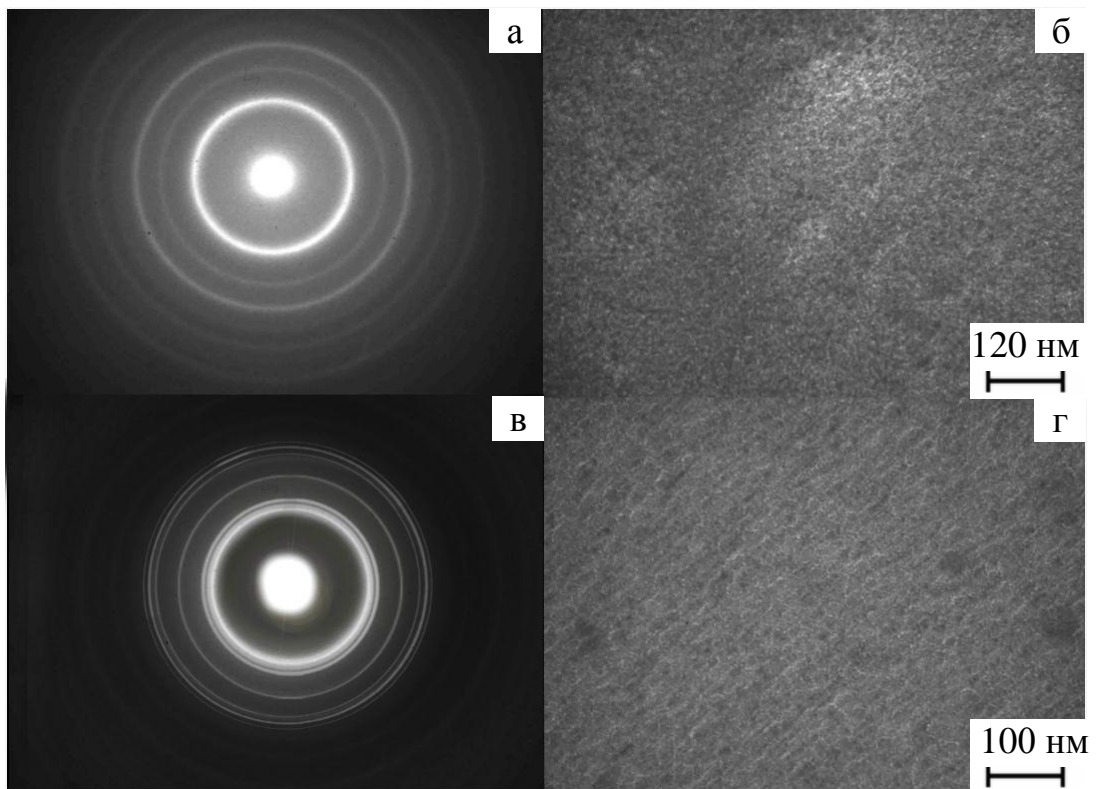


Рис. 2.12. Електронограма і мікроструктура невідпалених нанокристалічних плівок W (а, б) та Re (в, г)

Таблиця 2.4

Розшифрування електронограм від невідпалених плівок W та Re

ОЦК-W					ГЦП-Re				
№	І,в.о.	$d_{hkl}, \text{нм}$	hkl	$a, \text{нм}$	І,в.о.	$d_{hkl}, \text{нм}$	hkl	$a, \text{нм}$	$c, \text{нм}$
1	ДС	0,223	110	0,315	ср	0,240	100	0,277	-
2	сл	0,157	200	0,314	сл	0,224	002	-	0,448
3	С	0,129	211	0,316	ДС	0,210	101	-	-
4	сл	0,111	220	0,314	сл	0,162	102	-	-
5	ср	0,100	310	0,316	ср	0,139	110	0,278	-
6	Д сл	0,091	222	0,315	ср	0,126	103	-	-
$\bar{a} = 0,315 \pm 0,001 \text{ нм},$ $a_0 = 0,316 \text{ нм}$					$\bar{a} = 0,2775 \pm 0,0015 \text{ нм},$ $\bar{c} = 0,448 \pm 0,002 \text{ нм},$ $a_0 = 0,276 \text{ нм}, c_0 = 0,446 \text{ нм}$				
Д сл – дуже слабка									

При конденсації з середньою швидкістю порядку 1 нм/с та $T_n \cong 400$ К формувалися полікристалічні плівки ГЦК-фази Ni, ОЦК-фаз Fe та Cr. Внаслідок активної взаємодії з атомами кисню при відпалюванні до $T_b \cong 750 - 800$ К спостерігалось утворення оксидів Fe_3O_4 та Cr_2O_3 . Слід також вказати, що на мікроснімках (рис.2.13 б, г, д) спостерігаються темного (карбіди, нітриди) та світлого (оксиди) контрасту ділянки, що пояснюється можливою присутністю незначної кількості домішкових фаз у цих зразках. Таким чином, шляхом варіювання швидкості конденсації та температури підкладки, при постійному тиску залишкових газів, було сформовано плівкові зразки, які мали достатньо прогнозований фазовий склад та мікроструктуру.

Як приклади на рис. 2.14 і в табл. 2.6 наведені мікроструктура, електронोगрами від плівок Ag і Co у свіжезконденсованому стані та після термовідпалювання до 700 К та їх розшифровка. Плівки Cu і Ag після конденсації мають кристалічну структуру з кристалітами розміром 10-15 нм. Термовідпалювання зразків обумовлює процес інтенсивної рекристалізації, при якому середній розмір зерен у плівках Cu і Ag збільшується приблизно у 5-6 разів. Co має дві модифікації – низькотемпературну ГЦП з параметром решітки $a_0=0,2505$ нм, $c_0=0,4089$ нм та ГЦК-кобальт $a_0=0,3548$ нм [242]. На електронोगрамах у вихідних плівках поряд із лініями від ГЦП – Co спостерігається високотемпературна ГЦК фаза, причиною утворення якої утворення дефектів пакування (ДП), які в процесі термообробки заліковуються. В інтервалі температур $T_b= 600 - 650$ К відбувається поліморфний перехід ГЦП-Co→ГЦК-Co. Фазовий склад плівок Gd дуже чутливий до умов отримання. У процесі конденсації Gd у технологічному вакуумі ($\sim 10^{-3}-10^{-4}$ Па) у плівках стабілізується ГЦК фаза GdH_2 (параметр решітки $a = 0,524 - 0,560$ нм) [242], яка при $T \cong 400$ К розпадається із одночасним утворенням оксиду Gd_2O_3 .

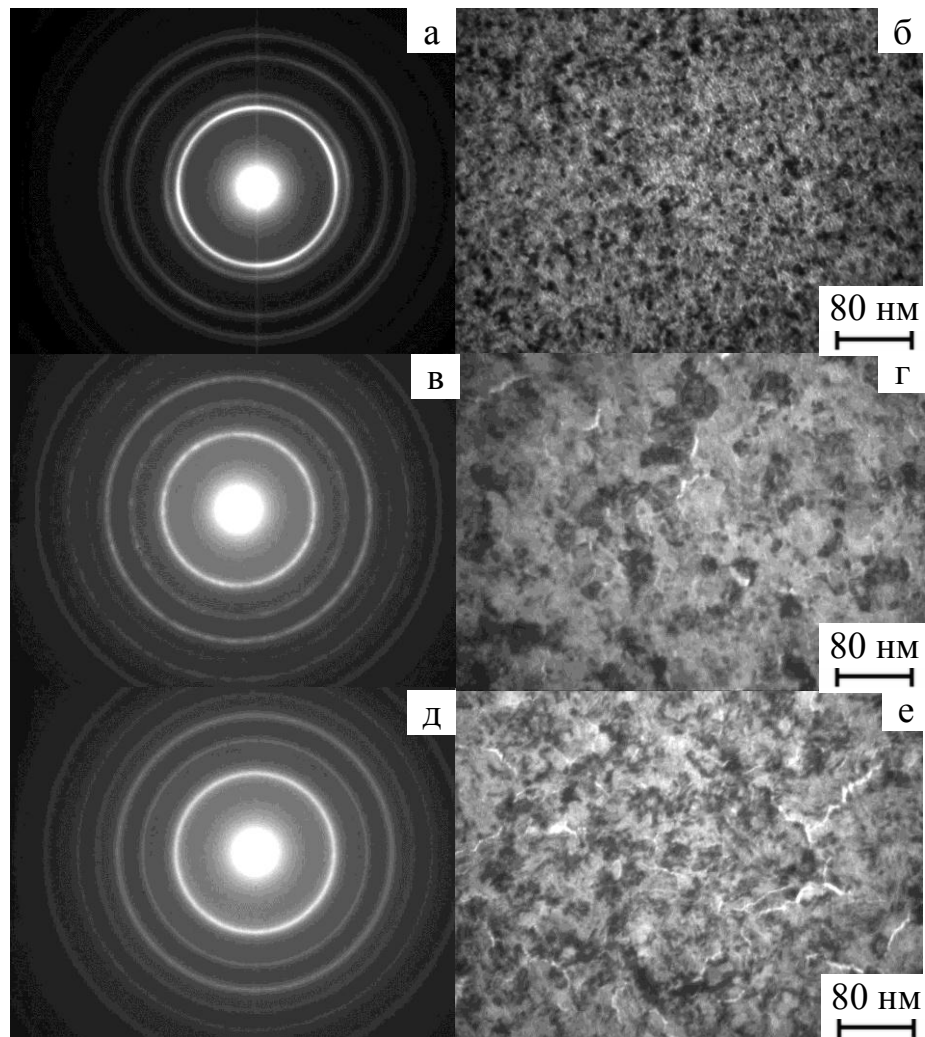


Рис. 2.13. Електронограми і мікроструктура невідпалених нанокристалічних плівок Ni (а,б), Fe (в,г) та Cr (д,е) товщиною $d \cong 20$ нм

Таблиця 2.5

Розшифрування електронограм від невідпалених плівок Ni, Cr та Fe

№	ГЦК-Ni			ОЦК-Cr			ОЦК-Fe		
	I, в.о.	d_{hkl} , нм	hkl	I, в.о.	d_{hkl} , нм	hkl	I, в.о.	d_{hkl} , нм	hkl
1	ДС	0,204	111	ДС	0,205	110	Д.С	0,202	110
2	сп	0,175	200	сп	0,145	200	сл	0,143	200
3	сп	0,125	220	сп	0,118	211	сп	0,117	211
4	сп	0,106	311	сл	0,102	220	сл	0,101	220
5	сл	0,102	222	сп	0,091	310	сл	0,091	310
6	Д.сл	0,088	400	сл	0,083	222	Д.сл	0,083	222
$\bar{a} = 0,352 \pm 0,001$ нм, $a_0 = 0,352$ нм			$\bar{a} = 0,288 \pm 0,001$ нм $a_0 = 0,288$ нм			$\bar{a} = 0,287 \pm 0,001$ нм, $a_0 = 0,287$ нм			

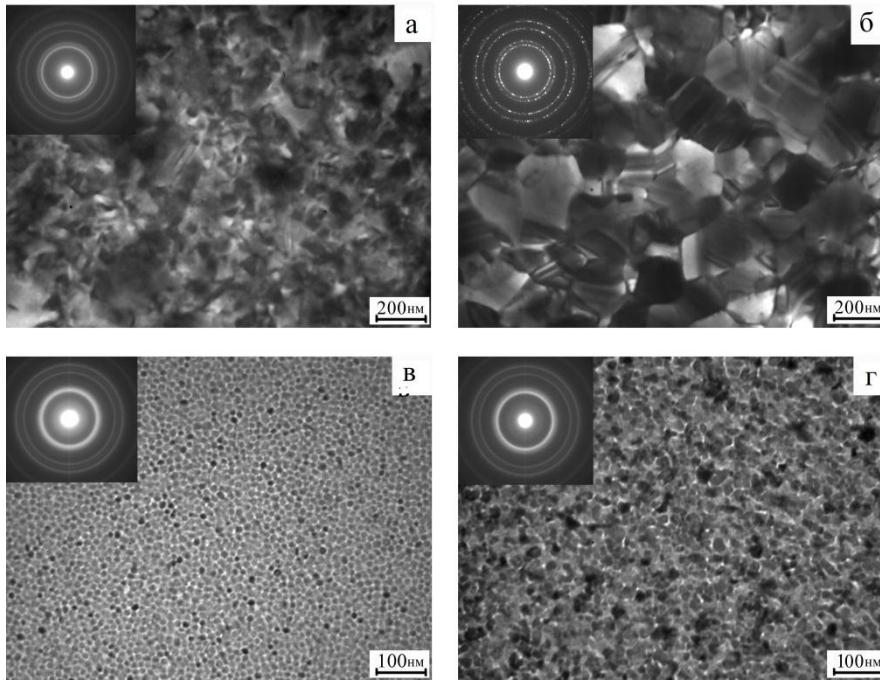


Рис. 2.14. Кристалічна структура плівок Ag(60)/П (а, б) та Co/П (60) (в, г) у невідпаленому (а, в) та відпаленому до 700 К (б, г) станах

Таблиця 2.6

Розшифрування електронограм від одношарових плівок Ag і Co

Плівка	№ п/п	$T_B=300\text{ K}$				$T_B=700\text{ K}$			
		I, в.о.	d_{hkl} , нм	hkl	a, нм	I, в.о.	d_{hkl} , нм	hkl	a, нм
Ag(40)/П	1	ДС	0,2357	111	0,4082	ДС	0,2358	111	0,4084
	2	сп	0,2040	200	0,4080	сп	0,2042	200	0,4084
	3	сп	0,1443	220	0,4081	сп	0,1445	220	0,4086
	4	сп	0,1231	311	0,4082	сп	0,1232	311	0,4086
	5	сл	0,0936	331	0,4081	сл	0,0937	331	0,4085
	$\bar{a}=0,4081\pm0,0005\text{ нм}$ $a_0=0,4086\text{ нм}$					$\bar{a}=0,4085\pm0,0005\text{ нм}$			
Co(30)/П	1	сл.	0,2160	100	-	сл	0,2159	100	-
	2	ДС	0,2038	111	-	ДС	0,2048	111	0,3548
	3	ДС	0,1921	101	-	сп	0,2037	111	-
	4	сп	0,1253	110	-	ДС	0,1918	101	-
	5	сп	0,1069	201	-	сл	0,1776	200	0,3552
	$\bar{a}(\text{ГЦК})=0,3550\pm0,0005\text{ нм}$					$a_0(\text{ГЦК})=0,3554\text{ нм}$			

2.3.2. Методика дослідження дифузійних процесів і визначення концентрації компонент

Особливості дифузійних процесів у двокомпонентних і гетерогенного складу плівкових матеріалах були досліджені методом вторинно-іонної мас-спектрометрії (ВІМС) [133] на приладі МС-7201М. На основі мас-спектрів, отриманих на різних стадіях травлення плівкових зразків пучком первинних іонів Ar^+ , були побудовані дифузійні профілі, за якими визначались коефіцієнти дифузії. Слід відмітити, що точне визначення коефіцієнтів дифузії на основі експериментальних результатів, є досить складною задачею з точки зору визначення коефіцієнтів об'ємної, зерномежевої [157] або поверхневої дифузії окремо. Тому використовують означення «ефективний» коефіцієнт взаємної дифузії (D), який розраховувався на основі співвідношення Уіппла:

$$c \cdot c_0^{-1} = \operatorname{erfc} [z \cdot (4 \cdot D \cdot \tau)^{-1/2}],$$

де c – середня концентрація глибині z (у нашому випадку це середнє значення сигналу вторинних іонів в об'ємі плівки);

c_0 – середня концентрація при $z=0$ (у нашому випадку це середнє значення за 15 – 20 вимірами сигналу вторинних іонів із поверхні зразка);

z – глибина проникнення атомів на домішки;

D – ефективний коефіцієнт дифузії;

τ – час дифузії.

Метод ВІМС забезпечує високу чутливість за масами та дає пряму інформацію про елементний склад зразків, але основним недоліком методу залишається руйнування досліджуваного об'єкта внаслідок його витравлювання.

Для визначення хімічного складу плівкових систем і співвідношення концентрацій елементів в них був використаний метод енергодисперсійного спектрального аналізу з використанням растрового електронного мікроскопу з мікроаналізатором (РЕММА-102). Прискорююча напруга складала 20 кВ,

діапазон збільшень – 1000 крат з часом експозиції запису спектру 100 с. На основі спектра були визначалися положення піка на енергетичній шкалі, яке відповідало певному елементу (якісний аналіз).

За значеннями інтенсивності піків (площа), що пропорційні концентрації атомів, проводився кількісний аналіз елементного складу зразка. Порівняння значень концентрацій окремих компонент методом ЕДА і розрахованих на основі співвідношення (2.1) дає задовільну відповідність.

Дослідження фазового складу пліткових зразків проводились рентгенографічним методом з використанням рентгенівського дифрактометра PANalytical X'Pert Powder. Основним вузлом дифрактометра виступає гоніометр – прецизійна система, яка включає в себе два плеча: одне – з трубкою, яка випромінює рентгенівське випромінювання, що проходить через систему щілин Солера та маску шириною 5 мм. Для реєстрації сигналу відбите від зразка випромінювання проходить через антирозсіювальну щілину та щілини Солера, після відсіювання додаткового ($K_{Cu\beta}$) випромінювання сигнал потрапляє на детектор, розташований на другому плечі. Приймальний детектор слугує для реєстрації інтенсивності відбитих променів у залежності від величини кута Θ . Падаюче монохроматичне рентгенівське випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 0,154$ нм ($K_{Cu\alpha}$), при виконанні умови Вульфа-Брегга $2d \cdot \sin\Theta = k \cdot \lambda$, формує дифракційну картину.

Розрахунок рентгенограм проводився за допомогою комп'ютерної програми

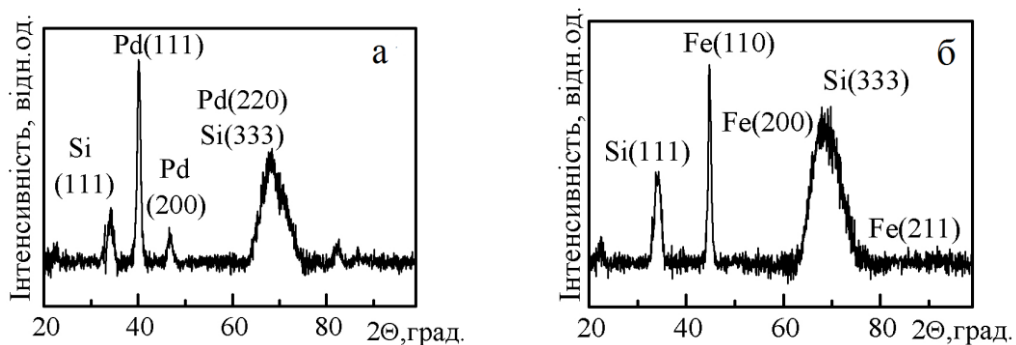


Рис. 2.15. Рентгенограми від одношарових плівок Pd(20)/П (а) і Fe(20)/П (б)

X'Pert HighScore Plus. Рентгенівські промені, проходячи через тонкоплівковий зразок, відбиваються від підкладки і на дифракційній картині спостерігаються піки Si (111) і (333) від кремнієвої підкладки. Як приклад на рис. 2.15 представлені рентгенограми від одношарових плівок Fe(20) і Pd(20).

2.4 Методика досліджень магніторезистивних і гальваномагнітних властивостей чутливих елементів сенсорів магнітного поля

2.4.1 Магніторезистивний ефект

Вимірювання магніторезистивних властивостей проводилося при кімнатній температурі в трьох геометріях: поздовжній – магнітне поле паралельне струму і зразку ($B // I, \Pi$), поперечній – поле перпендикулярно струму та паралельно зразку ($I \perp B // \Pi$) та перпендикулярній – лінії магнітної індукції перпендикулярні до струму та зразку ($B \perp I, \Pi$), де B – індукція магнітного поля, I – електричний струм і Π – підкладка.

Польові залежності опору були побудовані в автоматизованому режимі за чотириточковою схемою: на зовнішні контакти подавався постійний електричний струм величиною 1 мА, напруга знімалася із внутрішніх контактів вольтметром HP-34401A, величина індукції магнітного поля між котушками індуктивності контролювалася датчиком Холла магнітометру НТМ-11S і становила величину 1,2 Тл. Об'єкт на столику із немагнітного матеріалу розміщувався між електромагнітами у вакуумній камері, в якій попередній вакуум створювався форнасосом Alcatel SD. Результати вимірювання досліджуваних величин передавалися по інтерфейсу GPIB-RS-232 з приладів на комп'ютер і оброблялися з використанням програмного забезпечення, що було створене в середовищі LabView. Розрахунок магнітоопору проводився за формулою:

$$MO = \Delta R / R(0) = (R(B) - R(0)) / R(0), \quad (2.9)$$

де $R(B)$ і $R(0)$ – опір зразка у зовнішньому магнітному полі та при його відсутності.

Принципова схема автоматизованого комплексу для вимірювання магніторезистивних властивостей наведена на рис. 2.16. Вимірювальний комплекс складається з електромагніту (1), датчика Холла (2), системи тримача зразка та пружинних контактів з можливістю автоматичної зміни геометрії поля (3), точного мультиметра Keithley 2000 (4), 12-бітного АЦП NI-USB 6008 (5), програмного блоку живлення електромагніту Philips PM2811 (6), двох електромеханічних реле (7) для реалізації автоматичної зміни полярності магнітного поля та персонального комп'ютера.

Ефект МОКЕ, який використовується для отримання інформації про доменну структуру, магнітну анізотропію, величину намагніченості, коерцитивну силу, швидкість переключення та спінову поляризацію магнітних компонент в плівкових структурах, спостерігається при відбитті світлового променя від намагніченої поверхні, внаслідок чого змінюються інтенсивність поляризації світла. Установка для вимірювання МОКЕ (рис. 2.17) представляє собою систему лінз, через які проходить монохроматичний пучок лазерного (He-Ne) випромінювання з довжиною хвилі 670 нм та діаметром 2 мм.

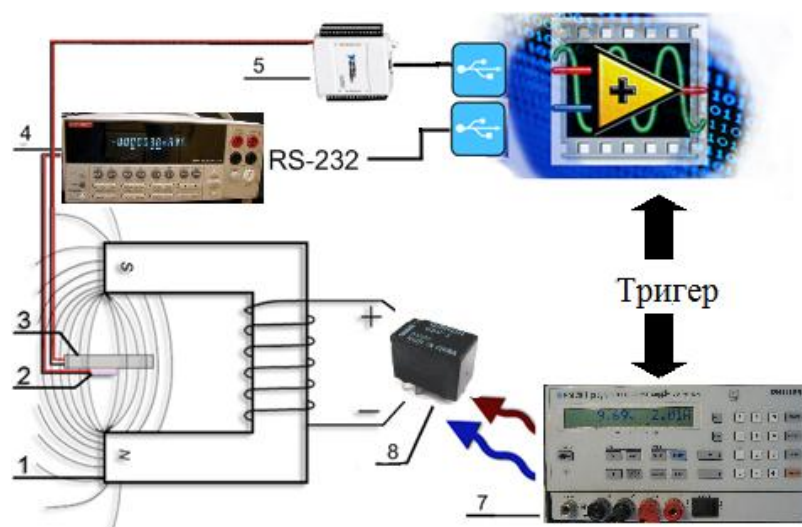


Рис. 2.16. Принципова схема автоматизованого комплексу для вимірювання МО

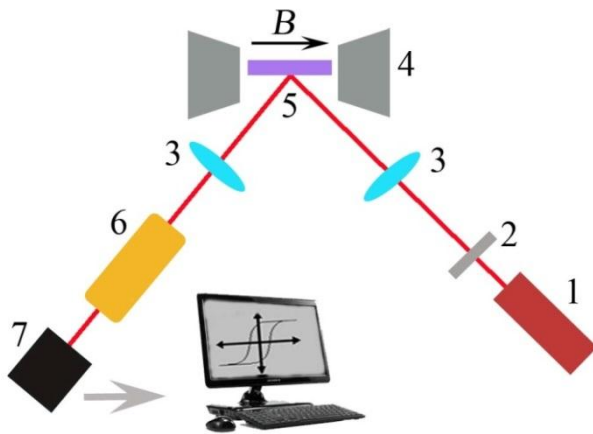


Рис. 2.17. Схема установки для вимірювання МОКЕ (б): 1 – лазер; 2 – поляризатор; 3 – фокусуючі лінзи; 4 – електромагніт; 5 – зразок; 6 – модулятор Фарадея; 7 – детектор, який передає сигнал до комп'ютера

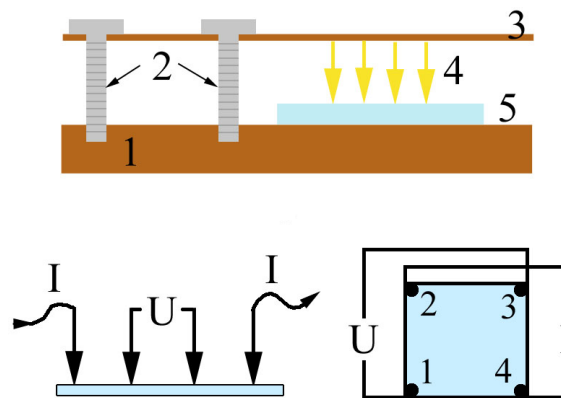


Рис. 2.18. Схема для пояснення методики вимірювання ефекту Холла: 1 – мідна пластина, що забезпечує тепловідведення; 2 – притискні гвинти; 3 – гнучка текстолітова пластина; 4 – позолочені контакти; 5 – зразок

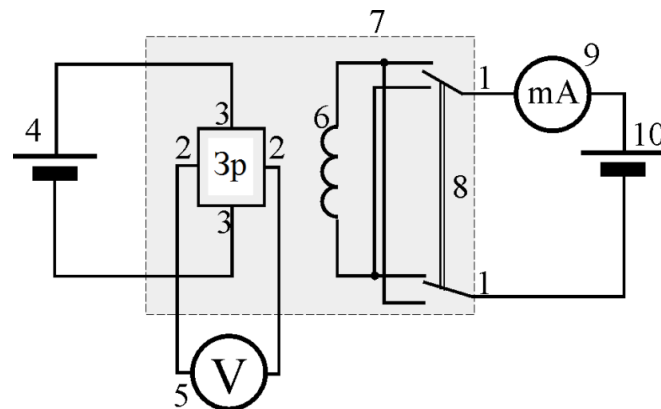


Рис. 2.19. Електрична схема установки: (1-1) – електричне коло живлення електромагніта; 6 – електромагніт; 10 – регульоване джерело постійної напруги; 8 – перемикач; 9 – мультиметр; (2-2) – ланцюг вимірювання напруги Холла; 5 – мультиметр; (3-3) – електричне коло живлення зразка: 4 – джерело постійної напруги; 7 – електронний мініблок «Ефект Холла»

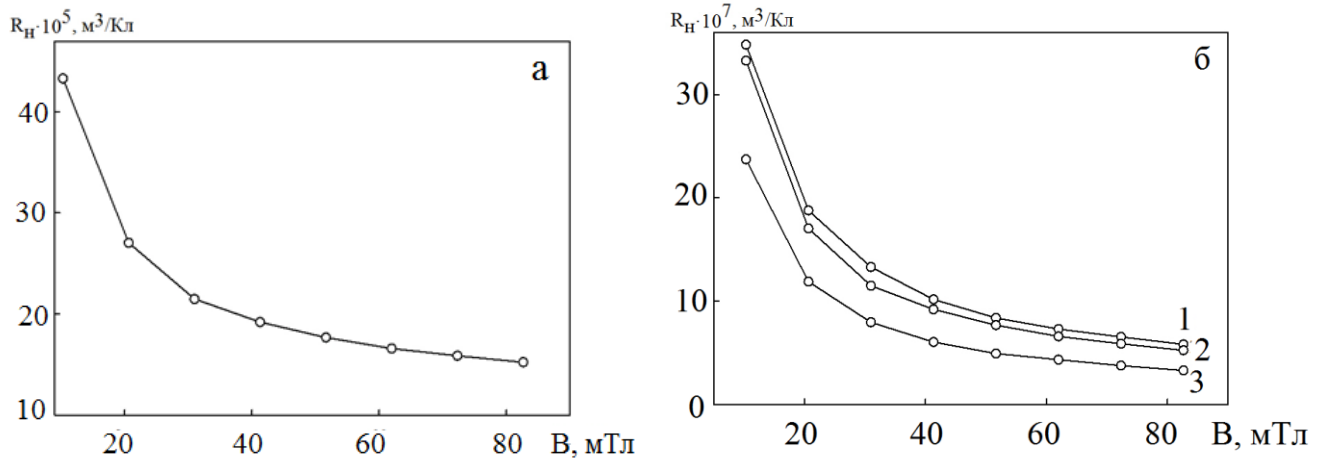


Рис. 2.20. Залежність величини сталої Холла від індукції магнітного поля для одношарової плівки Ge(20)/П(а), отриманій при $T_{\pi} = 430$ К та двошарових плівок Fe(20)/Ge(20)/П (б): при $T_{\pi} = 430$ К (1); 530 (2) і 570 (3) К

Зразок розміщується між двома котушками індуктивності, через які пропускається струм до 5 А. Максимальна величина магнітного поля складає 150 мТл. Полярзоване випромінювання відбившись від поверхні зразка проходить через фокусуючу лінзу, після чого потрапляє в модулятор Фарадея, що підсилює сигнал, який передається на фотоприймач з високою чутливістю. Вихідний сигнал фіксується мультиметром Keithley 2000 та проходить обробку з використанням програмного забезпечення в автоматизованому режимі. Похибки вимірювання магнітного поля і кута Керра (θ) складають 0,06 і 0,31%, відповідно.

2.4.2 Ефект Холла

Дослідження ефекту Холла (ЕХ), який полягає у виникненні різниці потенціалів на бічних гранях зразка при дії на нього зовнішнього магнітного поля, проводилося при кімнатній температурі за чотириточковою схемою (рис. 2.18 і 2.19), яка дозволяла вимірювати величини питомого опору та R_H для зразків довільної геометричної форми. При пропусканні через контакти 2, 4; 4, 2; 1, 3; 3, 1 (рис. 2.18) постійного електричного струму величиною в 1 мА, між

контактами 1, 3; 3, 1; 2, 4; 4, 2 виникала різниця потенціалів U_H , яка використовувалася для визначення сталої Холла:

$$R_H = \frac{U_H \cdot d}{I \cdot B} = \frac{d \cdot ((U_{42}^+ - U_{24}^+) + (U_{24}^- - U_{42}^-) + (U_{31}^+ - U_{13}^+) + (U_{13}^- - U_{31}^-))}{2 \cdot B \cdot I}, \quad (2.12)$$

де U_H – напруга Холла.

Принципова електрична схема установки для дослідження ефекту Холла в плівкових матеріалах наведена на рис. 2.19. На основі польових залежностей SX (рис.2.20) видно, що при зростанні індукції магнітного поля від 0 до 80 мТл величина SX для дошарових плівок зменшується: від $35 \cdot 10^{-7}$ до $2,5 \cdot 10^{-7}$ м³/Кл. Сумарна концентрація носіїв заряду (електронів і дірок) в двошарових плівках Fe(20)/Ge(20)/П склала $\sim 10^{26}$ м⁻³.

2.4.3 Вимірювання вольт-амперних характеристик

Вимірювання вольт-амперних характеристик плівкових матеріалів було проведено з використанням приладу на основі пристрою збору даних NI myDAQ, яке застосовує технологію віртуальних приладів NI LabVIEW, яка має наступні технологічні параметри: мінімальний діапазон робочих напруг $\Delta U = -20\text{В} \dots +20\text{В}$; напругу живлення 220В; безпечність; захищеність від зовнішніх факторів (магнітні та електричні поля, волога); діапазон робочих температур: $\Delta T = +5 \dots +40^\circ\text{C}$; можливість побудови експериментальних залежностей в автоматизованому режимі; дослідження зразків різного розміру і форми з величиною опору від 10 Ом до 10 кОм.

Прилад виконує функції аналогового вводу, аналогового виводу, цифрового вводу-виводу, аудіовходу-виходу, джерела живлення, цифрового мультиметра (DMM) з USB та складається із блоку зміни точності вимірювання та блоку для зняття, обробки і виведення інформації, перемикача

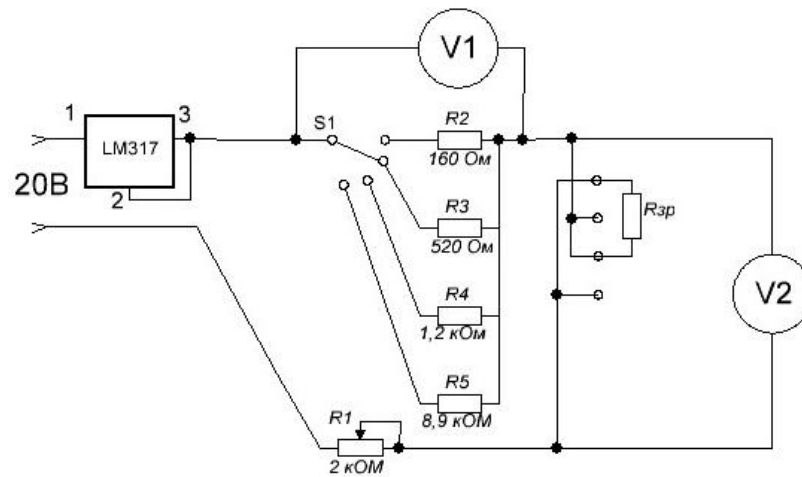


Рис. 2.21. Схема електрична принципова приладу для вимірювання ВАХ

S1, змінного резистору R1 номіналом від 100 Ом до 10 кОм, чотирьох резисторів різних номіналів R2-R5, контактів для вимірювання опору та двох вольтметрів. Принципова схема установки наведена на рис.2.21.

Блок LM317 використовується для стабілізації струму та напруги, резистори номіналом R1= 160 Ом, R2=520Ом, R3=1,2 кОм, R4=8,9 кОм служать для зміни точності вимірювань.

Програмне забезпечення побудовано на основі багатопоточного кінцевого автомату, який має два незалежно (асинхронно) працюючих потоки. Перший потік (Produce) призначений для обробки дії користувача які він виконує на панелі керування програмою, другий - (Consume) - призначений для роботи з приладом NI myDAQ та обробки результатів і має 7 операцій, які можуть виконуватись як за командою оператора, так і як реакція на отримані дані з приладу.

Результати вимірювань транспортуються через кластери типу Enum Type Definition (для пересилання команд), та String (для пересилання даних). Для зберігання результатів використовується зсувний регістр циклу «while» потоку «consume», кінцевого автомату. Всі дані поміщені в кластер, запис даних здійснюється за допомогою функції «bundle by name», зчитування «unbundle by name». На лицьовій панелі програми розташовані набір кнопок управління:

«Новий», «Старт», «Стоп», «Зберегти»; індикатори поточного значення струму та напруги в ланцюзі та два графіки, на яких в автоматичному режимі зображуються пряма і зворотня гілки вольт-амперної характеристики.

Висновки до Розділу 2

1. У відповідності із специфікою досліджень двокомпонентних і гетерогенного складу плівкових наносистем були застосовані такі методи їх отримання і дослідження: пошарова або одночасна вакуумна конденсація; ПЕМ, ЕГ і РГА; ЕДА, ВІМС і ОЕС; резисто- і тензометрії; резистивний метод вимірювання МО і ГМО; магніто-оптичні вимірювання методом МОКЕ.

2. Шляхом варіювання швидкості конденсації та температури підкладки, при постійному тиску залишкових газів, на основі одношарових плівок металів можна сформувати багатшарові плівкові та гетерогенного складу зразки на основі феромагнітних (Fe, Ni, Co, Gd), немагнітних (Cr, Cu, Ag, Pd, Pt) і тугоплавких (Mo, W, Re) металів із прогнозованими мікроструктурою і фазовим складом.

3. Дослідження особливостей температурної залежності електрофізичних величин при термообробці в інтервалі температур 300 – 900 К разом із мікроаналізом дозволяє проаналізувати процеси, які обумовлюють перерозподіл компонент і структурно-фазову трансформацію.

4. Встановлення кореляції між фазовим станом і електрофізичними та магніторезистивними властивостями і узагальнення результатів експериментальних і теоретичних досліджень може бути здійснено при отриманні комплексної інформації про структурно-фазовий стан, шорсткість поверхонь, дифузійні процеси; температурні та концентраційні ефекти, магніторезистивний ефект, ГМО і ефект Холла.

РОЗДІЛ 3

УЗАГАЛЬНЕННЯ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ І ТЕОРЕТИЧНИХ РЕЗУЛЬТАТІВ ДОСЛІДЖЕНЬ ТЕНЗОРЕЗИСТИВНОГО ЕФЕКТУ В ПЛІВКОВИХ МАТЕРІАЛАХ

Перш, ніж сформулювати мету даного розділу, зупинимось на деяких історичних аспектах розвитку досліджень тензоефекту. Тензорезистивний ефект в плівкових матеріалах, який виникає при їх стисненні або розтязі, класифікується на зовнішній (розсіювання носіїв електричного струму на зовнішніх поверхнях плівки та інтерфейсах) і внутрішній (розсіювання носіїв на межах зерен) [189, 267, 268]. Суть фізичних процесів при тензоефекті [194] зводиться до змін на мікроскопічному рівні (зменшення або збільшення параметра решітки) та макроскопічному і мікроскопічному рівнях на межі зерен або інтерфейсу (поворот і зміна розмірів зерен, зміна концентрації і типу дефектів, поява локалізованих енергетичних рівнів, залежність від деформації коефіцієнтів дзеркальності, розсіювання (проходження) межі зерен та проходження інтерфейсу, ефектів пластичності та ін.).

Систематичні дослідження тензоефекту були розпочаті в 1930-х роках і пов'язані з розробкою і виготовленням перших зразків дротяних тензодатчиків американськими вченими Є.Сіммонсом і Л.Руже (1938 р.). Великий внесок у вивчення тензочутливості масивних і плівкових матеріалів протягом 1950 – 1970-х років зробили Г.Кузинські, А.Колумбані, П.Туре, Р.Паркер і А.Кринські, З.Мейксін і Р.Худзинські, Дж.Вітт і Т.Коутс, Б.Верма та ін. Практично усі дослідження, за винятком робіт З.Мейксіна та ін., носили експериментальний характер і, в основному, практичну направленість. Наприкінці 1980-х років у роботах Ф.Варкуша [269] і К.Тельє, К.Пішар і А.Тоссе (див., наприклад, [202, 210, 211]) отримали розвиток інтенсивні теоретичні дослідження явища тензоефекту в одношарових металевих плівках, а у роботах Ф.Катера і М.Ель-Гіті [270 - 272] започатковані аналогічні дослідження на прикладі двошарових плівок. Крім того, розробка більш досконалих експериментальних методів

вимірювання коефіцієнтів тензочутливості [274, 277, 278] сприяло отриманню більш коректних результатів для одно- і двошарових плівкових систем. Починаючи з кінця 1980-х рр. інтенсивно ведуться експериментальні дослідження тензоефекту в багатошарових плівкових системах загального типу (багатошарові плівкові матеріали) або періодичного типу (мультишари і надрешітки), які складаються із окремих фрагментів. У зв'язку із відсутністю коректних і послідовних напівкласичних моделей для розмірного ефекту в тензочутливості нами було запропоновано ряд макроскопічних [276–278] і напівфеноменологічних моделей [194, 278] для інтерпретації експериментальних результатів.

Мета даного розділу полягає в узагальненні результатів теоретичних і експериментальних досліджень тензорезистивного ефекту в області пружної і пластичної деформацій для різних типів металевих чутливих елементів, що дало можливість установити практично усі фізичні процеси і фактори, що обумовлюють розмірну, температурну і концентраційну залежності КТ, впливу на їх величину структурно-фазового стану і дифузійних процесів, типу та інтервалу деформацій, що дає можливість говорити в значній мірі про завершеність досліджень у цій проблемі фізики і технології тонких плівок.

3.1 Особливості тензорезистивних властивостей металевих плівкових матеріалів в області пружної і пластичної деформації [206, 254, 255, 273, 275, 279 – 289, 300, 301, 306, 329, 339]

3.1.1 Одношарові плівки

Значна увага дослідників до вивчення тензорезистивного ефекту в плівкових матеріалах обумовлена можливостями їх практичного застосування для створення чутливих елементів багатофункціональних сенсорів із покращеними робочими характеристиками [див., наприклад, [8, 9, 163–167, 173, 189]]. Розвиток сучасних галузей електроніки пов'язаний із пошуком нових функціональних матеріалів із підвищеними термостійкістю, величиною КТ та

інтервала пружної деформації, а також лінійністю робочих характеристик. Маловивченими залишаються питання пов'язані з механізмом пластичної деформації та впливом на величину деформації переходу $\varepsilon_{\text{пер}}$ таких параметрів як товщина плівок, концентраційні співвідношення компонентів плівкових систем та ступінь дисперсності плівки.

Нами проведені дослідження тензоефекту в одно-, дво- та багат шарових металевих плівках на основі плівок чистих металів та гетерогенних матеріалах.

На рис. 3.1 наведені типові залежності $\Delta R/R_{\text{п}}$ від ε_l для одношарових металевих плівок. Деформаційні залежності $\Delta R/R_{\text{п}}$ від ε_l мають практично симетричний характер незалежно ні від номера деформаційного циклу, ні від матеріалу плівки. У той же час у відпалених плівках несиметричність залежності значно збільшується, що приводить до різниці величини γ_l при деформації на згин і на розтяг. Таким чином, отримані результати для одношарових плівок показують, що у них при пружній деформації до 1% всі релаксаційні процеси (переорієнтація і поворот зерен, утворення дефектів, мікропластичні деформації та інше) відбуваються, в основному, після першого деформаційного циклу.

На основі експериментальних даних були розраховані усереднені по деформаційному інтервалу значення γ_l в залежності від номера деформаційного циклу для плівок Mo, W, Re, Fe, Ni і Cr (табл. 3.1), які підтверджують висновок, що, починаючи із III – V деформаційних циклів, ці процеси завершуються і γ_l залежить лише від товщини незалежно від номера деформаційного циклу. При зростанні товщини величина КТ поступово зменшується і виходить на асимптотичне значення $\gamma_{gl} = \lim_{d \rightarrow \infty} \gamma_l$. Отримані результати показують, що в плівках при пружній деформації до 1% всі релаксаційні процеси (частковий поворот зерен, мікропластична деформація, перерозподіл і рух дефектів кристалічної будови та інохідних атомів) відбуваються, в основному, після першого деформаційного циклу.

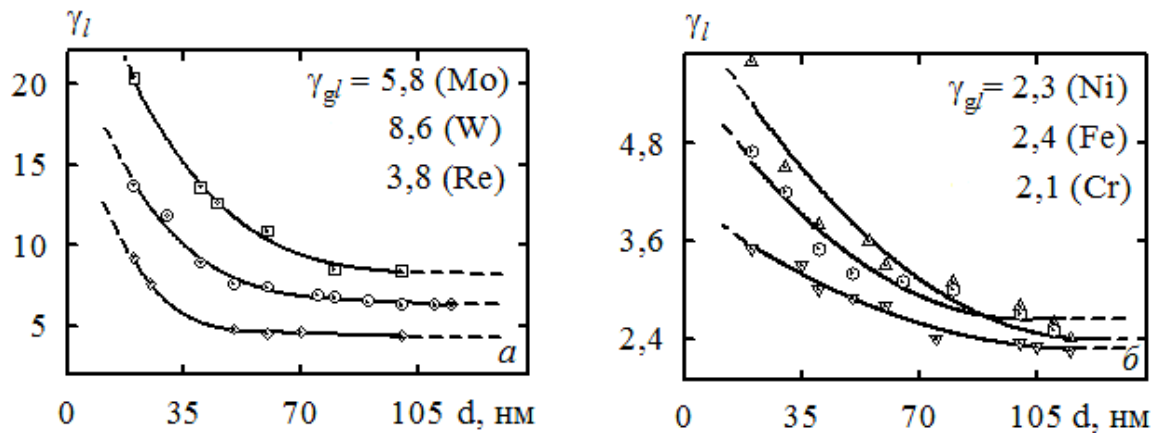


Рис.3.1. Розмірні залежності середнього коефіцієнта поздовжньої тензочутливості (для плівок: \odot – Mo, \square – W, \diamond – Re (а); ∇ – Cr, \triangle – Ni, \circ – Fe (б))

Кількісною характеристикою впливу релаксаційних процесів на величину КТ може бути відношення γ_l^I / γ_l^V , яке для $d \cong 50$ нм має такі значення: $\gamma_l^I / \gamma_l^V = 4,2$ (Mo); $3,3$ (W); $4,3$ (Re); $3,2$ (Ni); $3,6$ (Cr) і $2,8$ (Fe). Для розглянутих одношарових плівок γ_l^I / γ_l^V монотонно зменшується при збільшенні товщини. Деяке відхилення від цього правила пов'язане із тією обставиною, що в широкому інтервалі товщин зразки із відносно малою товщиною деформувались пружно, а із відносно великою - досліджувались в області квазіпружної або пластичної деформації.

У цих випадках визначальною залишається величина початкового питомого опору, при збільшенні якої, як правило, спостерігається зменшення величини КТ. Для визначення можливості застосування плівок як чутливих елементів сенсорів була визначена чутливість питомого опору плівок до деформації – робочий параметр сенсорів деформації і тензорезисторів.

При вимірюванні деформаційних характеристик плівкових матеріалів необхідно мати на увазі, що середня величина γ_l^p визначається початковим питомим опором (ρ) та чутливістю до деформації (S^p):

$$\gamma_l^p = (1/\rho) (\Delta\rho/\Delta\varepsilon) = S^p/\rho.$$

Таблиця 3.1

Залежність величини КТ від номера деформаційного циклу для металевих плівок в інтервалі пружної деформації ($\Delta\varepsilon_i \cong 0-1\%$)

Плівка, (товщина, нм)	γ_i					Плівка, (товщина, нм)	γ_i				
	I	II	III	IV	V		I	II	III	IV	V
Mo(20)	38,2	14,5	13,9	13,6	13,7	Ni(20)	13,6	7,6	5,9	5,6	5,8
Mo(40)	32,3	13,6	9,8	9,4	8,9	Ni(40)	11,2	6,2	5,8	4,0	3,8
Mo(60)	30,8	12,8	7,6	7,3	7,4	Ni(60)	10,5	5,6	3,9	3,5	3,3
Mo(90)	29,2	12,3	7,2	6,8	6,5	Ni(80)	9,4	5,8	3,8	3,0	3,1
Mo(100)	28,9	11,2	6,6	6,4	6,3	Ni(100)	8,9	4,2	3,8	2,9	2,8
W(20)	53,6	25,3	20,7	21,1	20,4	Cr(20)	12,6	5,7	4,8	3,8	3,5
W(45)	42,3	23,1	13,8	12,2	12,6	Cr(40)	11,7	5,4	3,9	3,3	3,0
W(60)	36,2	12,3	11,8	11,3	10,9	Cr(60)	10,2	5,9	3,5	3,0	2,8
W(80)	32,3	13,1	9,8	9,1	9,2	Cr(75)	8,7	3,9	3,3	2,3	2,4
W(100)	26,2	15,3	10,8	9,3	9,1	Cr(115)	6,5	4,2	3,1	2,4	2,2
Re(20)	26,2	16,6	9,9	9,4	9,2	Fe(20)/II	14,4	7,6	6,2	5,2	4,6
Re(50)	20,6	15,1	4,4	4,5	4,8	Fe(50)	9,8	5,2	4,2	3,6	3,2
Re(70)	19,3	14,8	6,3	4,6	4,5	Fe(65)	8,7	6,1	5,6	3,4	3,1
Re(80)	18,2	10,6	5,3	4,5	4,3	Fe(80)	7,9	4,2	3,2	3,1	3,0
Re(100)	16,3	8,4	4,9	4,3	4,4	Fe(100)	8,5	4,1	3,6	2,9	2,7

Оскільки питомий опір одношарової плівки складається із доданків, пов'язаних із об'ємним розсіюванням електронів на фононах і дефектах (ρ_0), на зовнішніх поверхнях плівки (ρ_d) і на межах зерен (ρ_{gb}), то можна записати

$$\rho = \rho_0 + \rho_{gb} + \rho_d = \rho_g + \rho_d, \quad (3.1)$$

де $\rho_0 + \rho_{gb} = \rho_g = \lim_{d \rightarrow \infty} \rho$.

На основі співвідношення (3.1) із урахуванням, що $\gamma_l^\rho = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{d\varepsilon_l}$,

отримуємо:

$$\gamma_l^\rho = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho_0}{\partial \varepsilon_l} + \frac{\partial \rho_{gb}}{\partial \varepsilon_l} + \frac{\partial \rho_d}{\partial \varepsilon_l} \right). \quad (3.2)$$

Після деяких математичних перетворень співвідношення (3.2) можна записати так:

$$\gamma_l^\rho \rho = \gamma_{l0}^\rho \rho_0 + \gamma_{lgb}^\rho \rho_{gb} + \gamma_{ld}^\rho \rho_d = \gamma_{lg}^\rho \rho_g + \gamma_{ld}^\rho \rho_d. \quad (3.2')$$

Слід вказати, що між величинами ρ та S^ρ існує певна конкуренція щодо внеску у загальну величину γ_l^ρ , оскільки вони, розмірно залежні. На основі співвідношення (3.2) був записаний вираз для чутливості питомого опору плівок до деформації:

$$S^\rho \cong S_0^\rho + S_{gb}^\rho + S_d^\rho = S_g^\rho + S_d^\rho. \quad (3.3)$$

Співвідношення для S_d^ρ та S_{gb}^ρ мають наступний вигляд:

$$S_d^\rho = \frac{\partial \rho_d}{\partial \varepsilon_l} = \gamma_l^\rho \rho - \gamma_{lg}^\rho \rho_g \quad \text{та} \quad S_{gb}^\rho = \frac{\partial \rho_{gb}}{\partial \varepsilon_l} = \gamma_{lg}^\rho \rho_g - \gamma_{l0}^\rho \rho_0, \quad (3.4)$$

де ρ_0 і γ_{l0}^ρ - питомий опір та КТ для масивних зразків (дроти, пластини, стрічки).

У табл. 3.2 наведені результати розрахунків адитивних складових величин γ_i^p та S^p для одношарових металевих плівок, які були деформовані в області пружної деформації. Встановлено, що внесок доданків γ_{i0}^p та γ_{id}^p у випадку плівок Ni, Fe та Re більший у порівнянні із плівками Mo, W та Cr, а внесок об'ємного розсіювання у величину γ_i^p найменший у випадку плівок Mo, W і Cr. Числовий розрахунок величини γ_{id}^p показав, що при зменшенні товщини для всіх плівок вона збільшується, тому основний внесок у величину γ_i^p буде за поверхневим розсіюванням електронів. При збільшенні товщини спостерігається збільшення доданків, пов'язаних з зерномежевим та об'ємним розсіюванням електронів провідності.

Результати розрахунків γ_i^p і S^p для одношарових металевих плівок (табл. 3.2) для області пружної деформації, вказують на те, що їх деформаційна чутливість визначається в основному доданком, пов'язаним із зерномежевим розсіюванням електронів. Чутливість до деформації плівок тугоплавких металів (Mo, W та Re) в 6 – 10 разів більша, ніж плівок Ni, Fe та Cr.

Установлено, що розмірна залежність чутливості питомого опору до деформації для двошарових плівок ($10^{-7} - 10^{-6}$ Ом м/%) та плівкових сплавів і гетерогенного складу плівок ($10^{-6} - 10^{-5}$ Ом м/%) визначається доданком, пов'язаним із внеском поверхневого розсіювання електронів, а її абсолютне значення – доданками, пов'язаними із внеском зерномежевого та об'ємного розсіювання.

На рис. 3.2 – 3.4 наведені серії типових деформаційних залежностей $\Delta R/R$ від ε_l для плівок чистих металів Cr, Pd та Ni і гетерогенних плівкових матеріалів на основі a-Gd+GdH₂, для яких проводився розрахунок залежностей γ_l від ε_l для двох інтервалів деформації $\Delta\varepsilon_{l1} = 0 - 1\%$ і $\Delta\varepsilon_{l2} = 0 - 2\%$.

На вставках рисунків тут і далі представлені залежності миттєвого значення миттєвого КТ і опору від ε_l та середня величина КТ, яка отримана шляхом

Таблиця 3.2

**Внесок зерномежевого і поверхневого розсіювання електронів
у тензорезистивні параметри γ_i^ρ і S^ρ**

Плівка	d, нм	$\frac{\rho_0}{\rho}$	$\frac{\rho_{gb}}{\rho}$	$\frac{\rho_d}{\rho}$	γ_{id}^ρ	γ_{lgb}^ρ	$S_d^\rho \cdot 10^7$, Ом·м/%	$S_{gb}^\rho \cdot 10^7$, Ом·м/%
Mo	20	0,08	0,55	0,37	21,02	4,66	22,2	2,4
	60	0,15	0,74	0,11	9,38		9,6	
	75	0,16	0,75	0,09	7,42		6,6	
	100	0,16	0,76	0,08	4,39		3,7	
W	20	0,07	0,48	0,45	33,27	7,82	34,6	4,9
	45	0,09	0,65	0,26	22,71		24,0	
	70	0,15	0,74	0,11	7,25		3,7	
	100	0,14	0,75	0,11	5,36		2,7	
Re	20	0,21	0,41	0,38	14,75	5,65	21,6	2,7
	50	0,26	0,50	0,24	3,29		5,8	
Ni	20	0,16	0,18	0,66	6,07	4,59	16,8	0,5
	50	0,29	0,32	0,39	4,21		4,0	
	80	0,36	0,39	0,25	4,42		2,1	
	115	0,42	0,47	0,11	2,98		0,4	
Fe	20	0,15	0,16	0,69	4,19	1,19	9,9	1,3
	60	0,28	0,33	0,39	2,63		1,8	
	90	0,35	0,39	0,26	3,14		1,2	
	110	0,44	0,50	0,06	5,07		0,3	
Cr	20	0,06	0,34	0,60	2,92	0,44	5,2	1,7
	50	0,09	0,48	0,43	2,60		2,4	
	80	0,10	0,66	0,34	1,92		1,1	
	110	0,32	0,36	0,32	1,86		0,9	

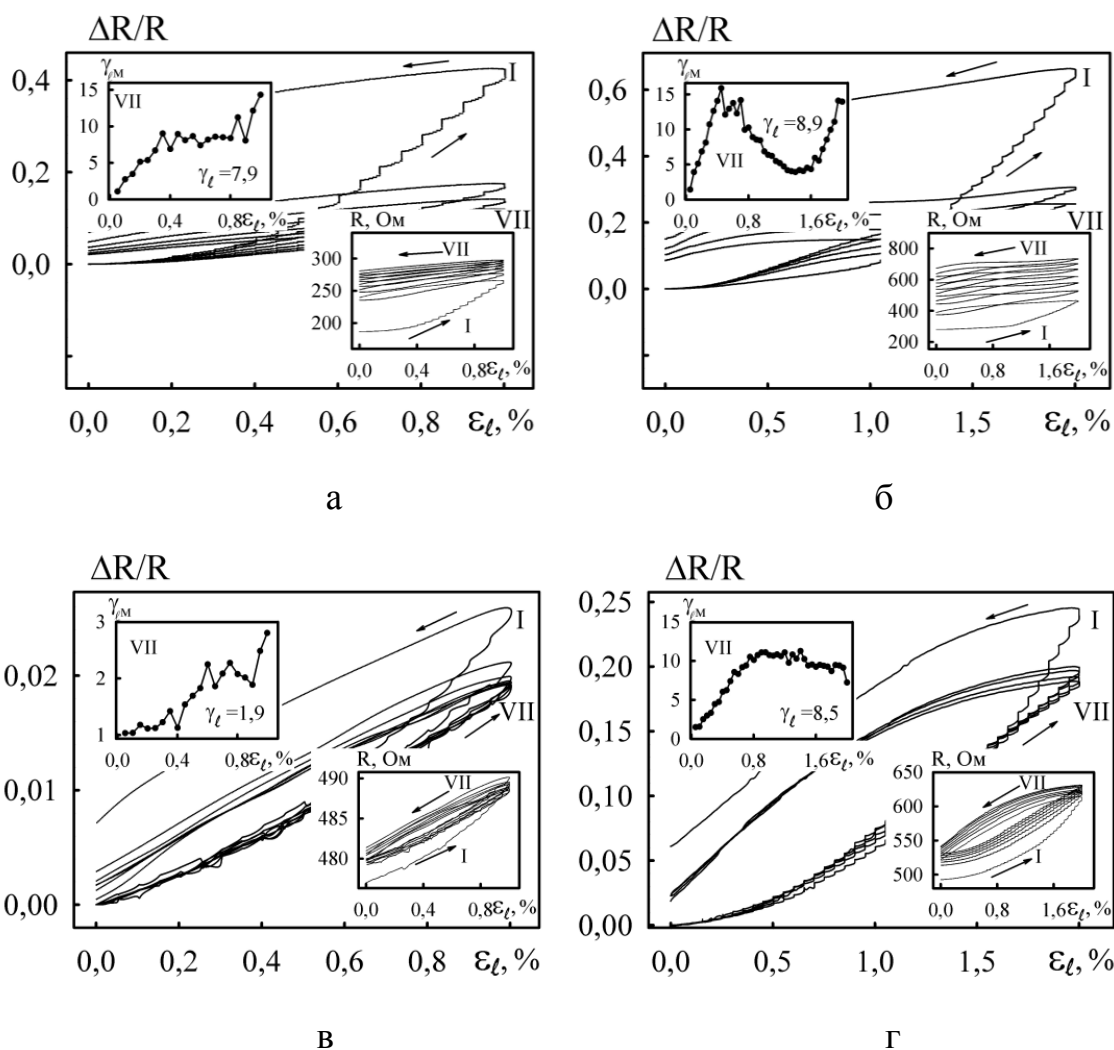


Рис.3.2. Залежності $\Delta R/R$, γ_l і R від ε_l для $\Delta\varepsilon_{l1} = 0 - 1\%$ (а, в) і $\Delta\varepsilon_{l2} = 0 - 2\%$ (б, г) для плівок Cr(30 нм)/П (а, б) і Pd(30)/П (в, г)

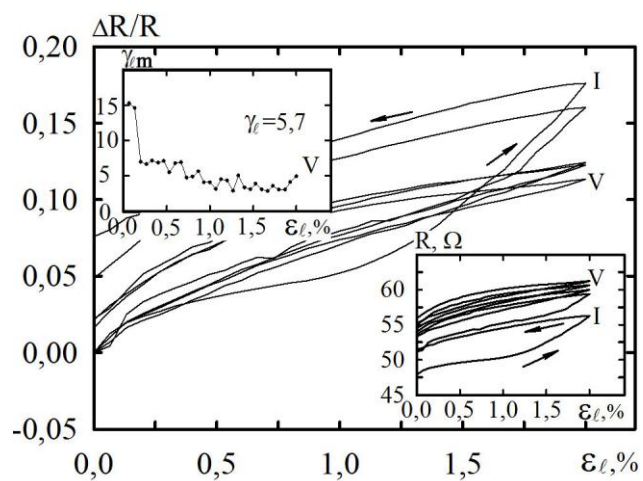


Рис.3.3. Залежність $\Delta R/R$, γ_l і R від ε_l для $\Delta\varepsilon_l = 0 - 2\%$ для плівки Ni(40)/П

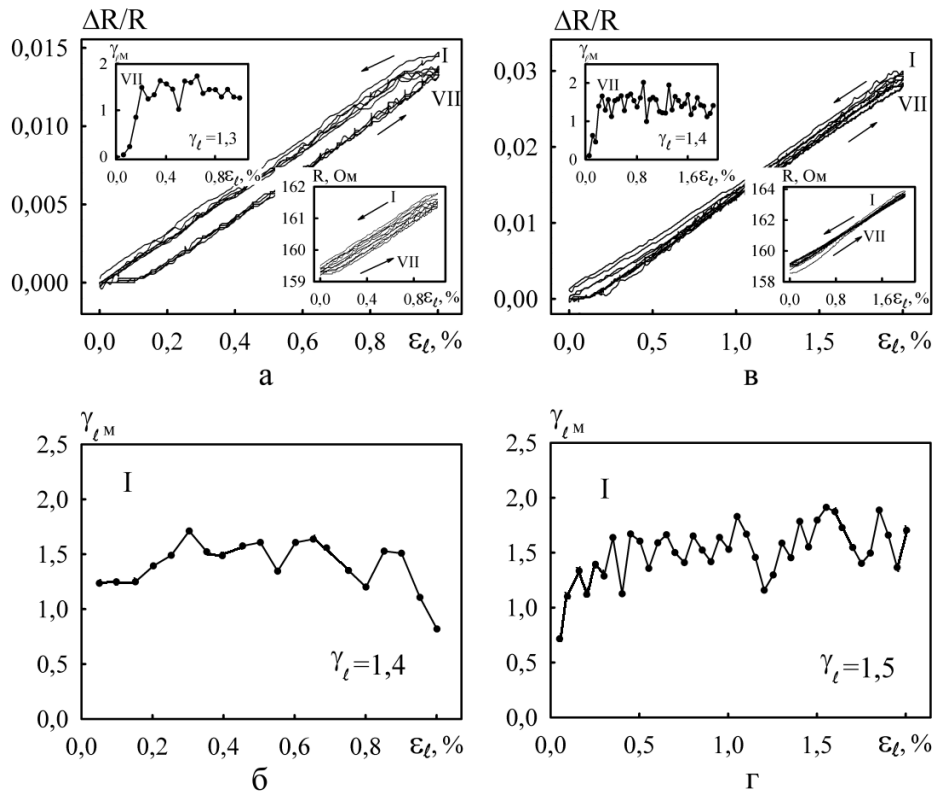


Рис 3.4. Залежність $\Delta R/R$, γ_I і R від ε_l для $\Delta\varepsilon_{II} = 0 - 1\%$ (а, б) і $\Delta\varepsilon_{II} = 0 - 2\%$ (в, г) для плівки a-Gd+GdH₂(75)/Π

усереднення залежності γ_{IM} від ε_l .

Особливістю деформаційних залежностей є відмінність I-го деформаційного циклу «навантаження – зняття навантаження» у діапазоні деформацій $\Delta\varepsilon_l = 0 - 1\%$ від подальших, що пояснюється протіканням різних релаксаційних процесів (частковий поворот зерен, мікропластична деформація, перерозподіл і рух дефектів кристалічної будови та інорідних атомів). При подальших циклах спостерігається певна стабілізація тензорезистивних властивостей плівкових систем. Основну увагу при дослідженні тензоефекту слід приділяти I-му деформаційному циклу, оскільки саме при його реалізації проявляється механізм переходу від пружної до пластичної деформації. При цьому величина деформації переходу залежить від товщини плівки, зменшуючись з товщиною.

Про перехід між типами деформації свідчить не тільки зміна кута нахилу деформаційної залежності та залежності γ_I і R від ε_l , а й поява сходинки, що

з'являються в області пластичної деформації під час зупинок мікрогвинта через 0,05 % деформації і відсутні в області пружної деформації. Слід зазначити, що певні труднощі при інтерпретації отриманих результатів пов'язані з тим, що на величину γ_ℓ починає впливати межа переходу пружна \rightarrow пластична деформація. І тому γ_ℓ при певній величині деформації вже не може, без урахування величини переходу пружна \rightarrow пластична деформація, виступати у ролі узагальнюючої характеристики тензорезистивних властивостей матеріалу. Відповідно до цього більш коректним буде порівняння γ_ℓ для областей пружної деформації, а також γ_ℓ при загальній деформації $\Delta\varepsilon_{l1} = 0 - 1\%$ та $\Delta\varepsilon_{l2} = 0 - 2\%$, що дозволяє дати повну характеристику досліджуваних процесів. Перехід від пружної до пластичної в плівках Mo і Fe фіксується при $\varepsilon_{lпер} \cong 0,22$ і $0,30\%$, відповідно. У той же час в одношарових плівках W і Re деформація переходу лежить за межами $\varepsilon_l \cong 1\%$. Для більшості випадків характер деформаційних залежностей опору плівок зберігається на всьому досліджуваному інтервалі товщин.

3.1.2 Двокомпонентні системи

У цьому підрозділі подані нові результати, які пов'язані із дослідженням тензорезистивних властивостей одношарових плівок тугоплавких металів та багатошарових плівкових систем на основі Fe і Cr, Gd або Pd та Cr і Mo або Ni при пластичній деформації ($\varepsilon_l > 1\%$). До певної міри ці дослідження є продовженням розпочатих у роботі [274], але на методично новому рівні, оскільки була застосована методика і оригінальне устаткування, які запропоновані у роботі [290]. Їх актуальність впливає безпосередньо із аналізу літературних джерел останніх років, присвячених різним ефектам пружної і пластичної деформації нанокристалічних матеріалів у вигляді плівки або фольги: вплив інтерфейсів на пружні модулі [291]; мікроструктурні, поверхневі, геометричні, зерномежові та споріднені ефекти [292]; розмірні

ефекти при пружній або пластичній деформації матеріалів [191]; механічні властивості тонких плівок [191, 293].

При переході до багатошарових плівкових систем величини КТ визначаються кількістю шарів, загальною товщиною системи і величиною КТ окремих шарів. Крім того, при певній концентрації магнітної компоненти фіксуються максимальні значення КТ (від 10 до 20 одиниць).

Крім розмірної залежності для КТ притаманна концентраційна залежність, на що вказують результати табл. 3.3 для плівкових матеріалів магнітний/немагнітний метал, із яких слідує, що при певній концентрації окремих компонент фіксуються максимальні значення КТ, але слід підкреслити, що кореляція між КТ і концентрацією не завжди має місце, оскільки великий внесок у випадку багатошарових плівок дає інтерфейсне розсіювання електронів.

Дослідження тензорезистивних властивостей двокомпонентних систем на основі Мо і Ni, Мо і Fe та Ni і Cr у вигляді дво- або тришарових плівок і плівкових сплавів, з методологічної точки зору, стали продовженням пошуків шляхів підвищення КТ, а застосування термостійких компонентів - збільшення інтервалу робочих температур.

На рис. 3.5 наведені типові деформаційні залежності для двошарових плівок Ni/Mo, Fe/Mo та Ni/Cr. У даному випадку результати, в значній мірі, повторюють залежності для одношарових плівок. Подібна ситуація спостерігається і в тришарових системах (див. рис.3.5г). Для плівкових систем Mo(20)/Ni(20)/П та Ni(20)/Mo(20)/Ni(20)/П перехід пружна \rightarrow пластична деформація фіксується при $\varepsilon_{l \text{ пер}} \cong 0,22$ та $0,15$ %, відповідно, що пов'язано зі зростанням загальної товщини зразків. У дво- і тришарових плівках на основі Cr і Ni, Mo і Fe деформація переходу лежить за межами $\varepsilon_l \cong 1\%$. Результати, які представлені на рис. 3.5 та в табл. 3.4 вказують на те, що в дво- та тришарових системах величина КТ стабілізується вже при II або III деформаційних циклах та може збільшуватись або зменшуватись у порівнянні з величиною КТ для одношарових плівок, що можна пояснити певною конкуренцією між окремими механізмами розсіюванням

Таблиця 3.3.

Концентраційна залежність КТ для двокомпонентних плівкових матеріалів

Системи на основі Co і Cr				
Плівка (d , нм)	Загальна товщина, нм	γ_l	c_{Co} , ат.%	c_{Cr} , ат.%
Co(20)/Cr(30)/Co(40)/П	90	19,2	70	30
Co(80)/Cr(50)/П	130	17,2	65	35
Co(65)/Cr(60)/П	125	16,3	55	45
Co(40)/Cr(90)/П	130	7,9	33	67
Системи на основі Ni і Cr				
Плівка (d , нм)	Загальна товщина D , нм	γ_l	c_{Ni} , ат.%	c_{Cr} , ат.%
Ni(50)/Cr(20)/Ni(50)/П	120	15,5	85	15
Ni(50)/Cr(70)/П	120	7,7	45	55
Cr(60)/Ni(30)/П	90	8,7	35	65
Системи на основі Cu і Cr				
Плівка (d , нм)	D , нм	γ_l	c_{Cu} , ат.%	c_{Cr} , ат.%
Cu(35)/Cr(80)/Cu(25)/П	140	10,2	75	25
Cu(20)/Cr(70)/Cu(50)/П	140	10,0	52	48
Cu(20)/Cr(80)/Cu(50)/П	150	9,5	50	50
Системи на основі Fe і Pd				
Плівка (d , нм)	D , нм	γ_l	c_{Fe} , ат.%	c_{Pd} , ат.%
Pd(5)/Fe(15)/П	20	8,2	70	30
Pd(5)/Fe(5)/Pd(5)/Fe(5)/ Pd(5)/Fe(5)/П	25	12,8	55	45
Pd(30)/Fe(15)/П	45	7,0	38	42
Pd(15)/Fe(5)/П	20	7,5	25	75

Таблиця 3.4

Порівняння КТ для плівкових систем Ni/Mo, Fe/Mo і Ni/Cr ($\Delta\varepsilon_1 \cong 0-1\%$)

Плівкова система ($Me_1/Me_2/\Pi$)	Загальна товщина, нм	γ_1					γ_1^{Me} / γ_1	
		I	II	III	IV	V	Me_1	Me_2
Cr(20)/Ni(20)	40	9,9	4,6	4,3	4,2	4,3	0,81	1,35
Mo(20)/Ni(20)	40	20,9	8,4	7,3	7,6	7,4	1,85	0,78
Mo(20)/Fe(20)	40	23,4	12,4	9,8	9,7	9,6	1,43	0,48
Ni(20)/Mo(20)/Ni(20)	60	26,8	12,0	9,3	9,2	9,1	0,64	1,51
Ni(20)/Cr(20)/Ni(20)	60	18,6	8,7	6,9	6,8	6,6	0,53	0,88
Fe(20)/Mo(20)/Fe(20)	60	27,3	14,6	11,7	11,6	11,5	0,42	1,19

електронів провідності щодо загального внеску у тензорезистивні властивості плівок. Відмітимо, що збільшення величини КТ для плівкових систем свідчить про перевагу інтерфейсного розсіювання, а зменшення – зерномежевого та поверхневого.

На основі отриманих нами експериментальних даних для двокомпонентних систем (табл.3.4) та одношарових плівок (табл.3.1) можна зробити висновок про те, що для Ni, Cr та Fe зерномежеве та інтерфейсне розсіювання дають приблизно однаковий додатній внесок у величину КТ.

Таким чином, як нами і передбачалося раніше, отримані нами величини КТ [279 - 285] перевищили аналогічні для тензодатчиків на основі сплавів Ni-Cr і Ni-Mo [291], в окремих випадках, у декілька разів. Поряд з цим, на основі вищесказаного можна зробити висновок про те, що одним з головних факторів, який визначає величину КТ, є загальна товщина зразків, а при переході від одно- до багатошарових плівкових – інтерфейсне розсіювання.

Зазначимо, що певні труднощі при інтерпретації отриманих результатів пов'язані з тим, що на величину γ_1 починає впливати перехід плівки до стану квазіупругої чи пластичної деформації. Більш коректним було б порівняння γ_1 для областей пружної деформації, а також γ_1 при деформації $\Delta\varepsilon_1 = 0 - 1\%$ та $\Delta\varepsilon_2 = 0 - 2\%$, що дозволило б дати повну характеристику досліджуваних

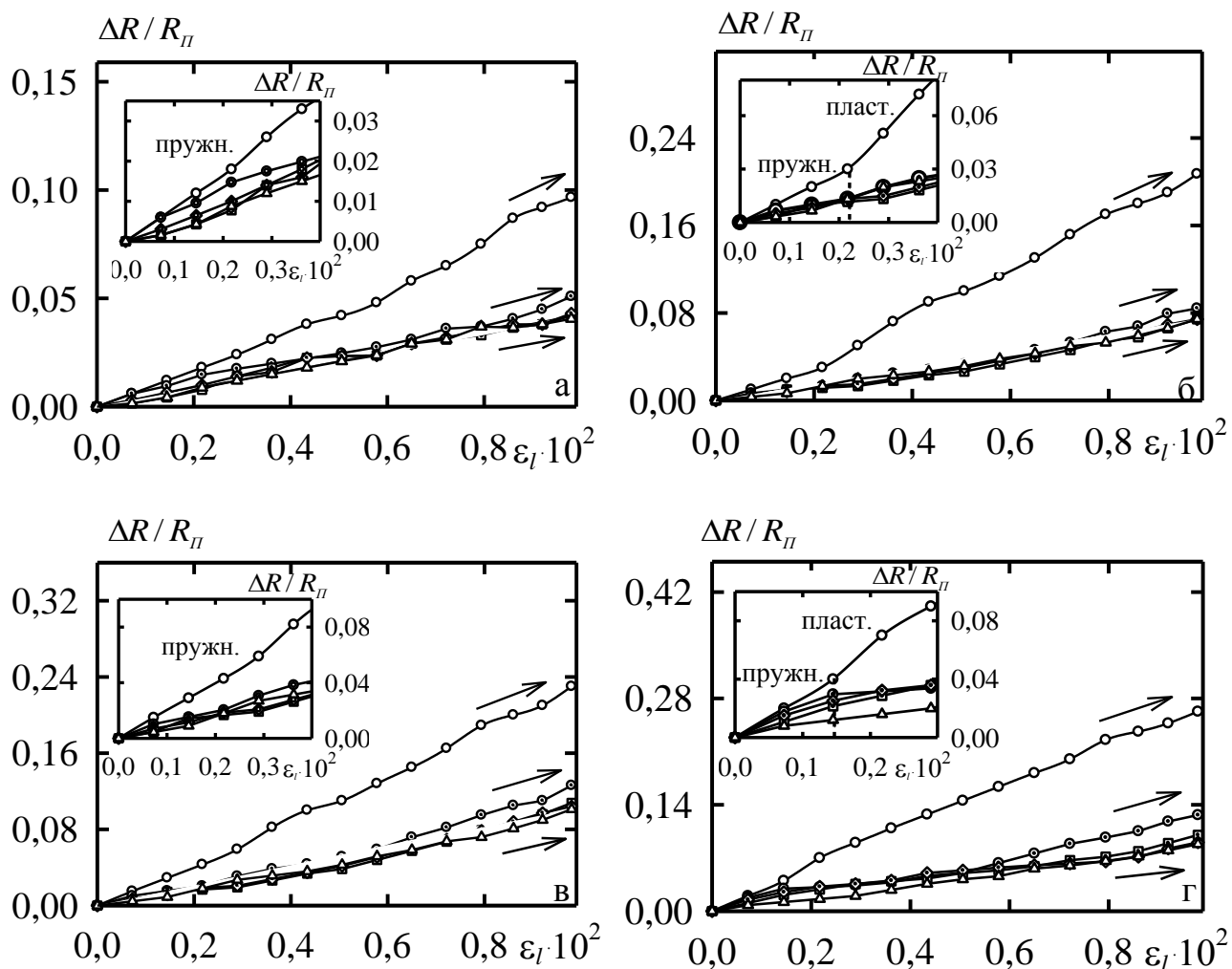


Рис.3.5. Деформаційні залежності для систем Cr(20)/Ni(20)/П (а), Mo(20)/Ni(20)/П (б), Mo(20)/Fe(20)/П (в) та Ni(20)/Mo(20)/Ni(20)/П (г). Номер деформаційного циклу: \circ – I, \odot – II, \square – III, \diamond – IV, \triangle – V

процесів. Перехід від пружної до пластичної в плівках Mo і Fe фіксується при $\varepsilon_{l \text{ пер}} \cong 0,22$ і $0,30$ %, відповідно. У той же час в одношарових плівках W і Re деформація переходу лежить за межами $\varepsilon_l \cong 1\%$. Для більшості випадків характер деформаційних залежностей опору плівок зберігається на всьому досліджуваному інтервалі товщин. Величина деформації переходу $\varepsilon_{l \text{ пер}}$ монотонно зменшується при зростанні загальної товщини плівки. Було визначено, що для плівок Mo, Ni, Cr та Pd нескінченної товщини її асимптотична величина наближається до $0,05 - 0,07$ %. Відмітимо, що у субмікронних та мікронних металевих плівках перехід від пружної до пластичної деформації фіксується близько до $0,10$ та $0,05\%$, відповідно [275]. Слід відмітити, що перехід від пружної до пластичної деформації плівкових зразків спостерігається при $\varepsilon_{l \text{ пер}} \cong 0,15 - 0,30$ %, що добре узгоджується з експериментальними та розрахунковими (див., наприклад, [292]) даними.

Авторами [191, 293, 294] відмічено, що плівках мікронної товщини такі переходи відбуваються послідовно зі зменшенням розмірів зерен.

При переході від пружної (квазіпружної) до пластичної деформації фіксується збільшення чутливості питомого опору до деформації близько до 2 – 3 разів. Дані табл. 3.5 ілюструють цю особливість на прикладі одношарових плівок Mo, Ni, Cr, Fe, дво- і тришарових систем Mo/Ni і Ni/Mo/Ni. Відзначимо, що величина чутливостей питомого опору до деформації була розрахована в точках, симетричних щодо межі переходу від пружної до пластичної деформації. Для всіх трьох тензорезистивних параметрів спостерігаються розмірні залежності.

Окремо зупинимось на питанні дослідження тензоефекту в двокомпонентних плівкових матеріалах на основі аморфних і полікристалічних компонент. Фазовий склад, кристалічна структура і магнітні властивості багатошарових плівкових матеріалів на основі ОЦК-Fe і аморфного (a-Gd) або ГЦП-Gd постійно знаходяться у полі зору дослідників [295]. Автори цієї роботи відмічають, що магнітні (ефект Холла) і магнітооптичні (ефект Керра) властивості мультишарів Fe/Gd суттєво залежать від структурного стану

Таблиця 3.5

Порівняння чутливостей питомого опору плівок до деформації при пружній та пластичній деформації (в інтервалі $\Delta\varepsilon_l \cong 0-1\%$)

Плівка (товщина, нм)	ε_{inert} , %	$S^p \cdot 10^7$, Ом·м/%		$\frac{S_{пл.}^p}{S_{пр.}^p}$
		пружна деформація	пластична деформація	
Mo(20)	0,22	33,8	60,8	1,8
Mo(60)	0,15	21,2	27,6	1,3
Mo(100)	0,08	7,8	16,4	2,1
Ni(20)	0,29	17,5	22,8	1,3
Ni(50)	0,15	4,5	5,4	1,2
Ni(115)	0,08	1,1	1,6	1,5
Cr(20)	0,15	12,1	19,4	1,6
Cr(50)	0,15	6,3	13,7	2,2
Cr(100)	0,08	3,3	8,2	2,5
Pd(18)	0,52	10,2	16,4	1,6
Pd(30)	0,30	4,1	5,0	1,2
Pd(100)	0,25	3,7	3,9	1,1
Pd(5)/Fe(5)	0,28	3,6	7,6	2,1
Pd(15)/Fe(5)	0,30	3,4	6,8	2,0
Pd(10)/Fe(20)	0,48	2,8	5,0	1,8
Ni(20)/Mo(20)/Ni(20)	0,15	23,6	54,3	2,3
Mo(20)/Ni(20)	0,22	22,3	46,8	2,1
Mo(20)/Ni(30)	0,22	17,9	41,2	2,3

(аморфний або кристалічний) шарів Fe і Gd. Згідно з даними [295, 296] перехід $a \rightarrow$ ОЦК у плівках Fe відбувається при $d \cong 1,7$ нм [295]. Що стосується плівок Gd, то вони при $d < 15$ нм перебувають в аморфному стані (на електронограмах фіксується два гало з ефективними міжплощинними відстанями 0,28 і 0,18 нм, на основі яких у більш товстих шарах формуються лінії (002) і (102) ГЦП-Gd), а в інтервалі товщин $15 < d < 40$ нм – в аморфно-кристалічному стані [296]. У роботі [297] наведені результати електронно-мікроскопічних досліджень, отриманих методом cross-section у режимі високої розрізняювальної здатності, згідно яких шари Gd мають розупорядковану структуру [297]. Результати робіт [298, 299], в яких плівкові зразки отримувалися шляхом одночасної конденсації компонент [298] або випаровуванням сполук $GdFe_2$, $GdFe_5$ та Gd_2Fe_{17} [299], дозволяють зробити висновок, що і в цьому випадку плівкові сплави мають аморфну структуру. Як відомо, (див., наприклад, [300-302]) фазовий склад плівок Gd дуже чутливий до умов отримання. Так, згідно даних авторів [302], у процесі конденсації Gd у технологічному вакуумі ($\sim 10^{-3} - 10^{-4}$ Па) у плівках стабілізується ГЦК фаза GdH_2 з параметром решітки $a = 0,524 - 0,560$ нм, яка при температурі 400 К розпадається із утворенням оксиду Gd_2O_3 [302]. Як показали наші дослідження, в плівках a-Gd домішковою фазою може бути GdH_2 .

Узагальнюючи результати досліджень, приходимо до висновку, що на цей момент магнітні властивості плівкових систем на основі Fe і Gd і їх взаємозв'язок із структурно-фазовим станом вивчені в достатній мірі. В той самий час електрофізичні властивості і, зокрема, тензорезистивні, не вивчені взагалі. На наш погляд, такі дослідження на прикладі системи ОЦК-Fe/a-Gd/П дозволять з'ясувати нові особливості тензоефекту в умовах, коли підкладка зберігає свої пружні властивості в широкому інтервалі поздовжньої деформації (до $\varepsilon_l = 2\%$), а шар a-Gd – навпаки, має інтервал пружної деформації менший, ніж плівки ОЦК-Fe, що обумовить вплив на тензоефект у плівках Fe шару із a-Gd. Відмітимо, що питомий опір a-Gd $\rho \sim 10^{-5} - 10^{-6}$ Ом·м, значення якого більш ніж на порядок вище порівняно із плівкою Fe, обумовить шунтування

шару a-Gd, і тому його вплив буде проявлятися лише у механічних властивостях.

Для з'ясування впливу півки a-Gd на тензорезистивні властивості півки Fe в нами були проведені дослідження на одношарових півках Fe на полістироловій підкладці. Особливість деформаційних залежностей (рис. 3.6 а-г) в інтервалах $\Delta\varepsilon_{l_1} = 0-1\%$ і $\Delta\varepsilon_{l_2} = 0-2\%$ полягає в тому, що півки Fe товщиною $d \cong 9, 12, 18, 50$ і 65 нм деформуються пружно або квазіпружно, оскільки залежність γ_{lm} від ε_l має майже лінійний характер (відхилення від лінійності, проходження через максимум і з виходом на насичення має місце у півках із $d > 50$ нм). У той самий час в інтервалі деформацій $\Delta\varepsilon_{l_2}$ тенденція до насичення залежності γ_{lm} від ε_l проявляється при $d > 10$ нм і $\varepsilon_{ln} \approx 0,7 - 0,9\%$.

Як характерну особливість тензорезистивного ефекту в двошарових півкових системах a-Gd (5-45)/Fe(18-50)/П в інтервалі $\Delta\varepsilon_{l_1}$ можна відмітити вихід залежності γ_{lm} від ε_l на насичення при ε_{lnac} від $0,4\%$ ($d_{Gd} \cong 5$ нм) до $0,6\%$ ($d_{Gd} \cong 45$ нм). У другому деформаційному інтервалі $\Delta\varepsilon_{l_2}$ величина ε_{lnac} змінюється від $0,8\%$ ($d_{Gd} \cong 5$ нм) до $1,1\%$ ($d_{Gd} \cong 45$ нм). Рис.3.6 д – і на прикладі півкової системи a-Gd(30)/Fe(50)/П ілюструє цю особливість, а також появу максимуму на залежності γ_{lm} від ε_l в інтервалі $\Delta\varepsilon_{l_2}$ перед виходом її на насичення. При $\varepsilon_l \cong 2\%$ залежність γ_{lm} від ε_l наближається до другого максимуму, положення якого відповідає певному деформаційному механізму, а його висота – інтенсивності процесу. Він може відповідати переходу пружна (квазіпружна) \rightarrow пластична деформація, коли дислокації починають рухатися із об'єму до меж зерен півки Fe, а другий максимум може бути пов'язаний із їх локалізацією на межах або зерномежовим проковзуванням, при цьому півка a-Gd стимулює більш інтенсивне протікання цих процесів.

Загальна характеристика півкових систем Fe(5-40)/a-Gd(4-30)/Fe(8-50)/П представлена в табл. 3.6. Відміна тензорезистивних властивостей тришарових систем від двошарових полягає лише у збільшенні максимальної величини

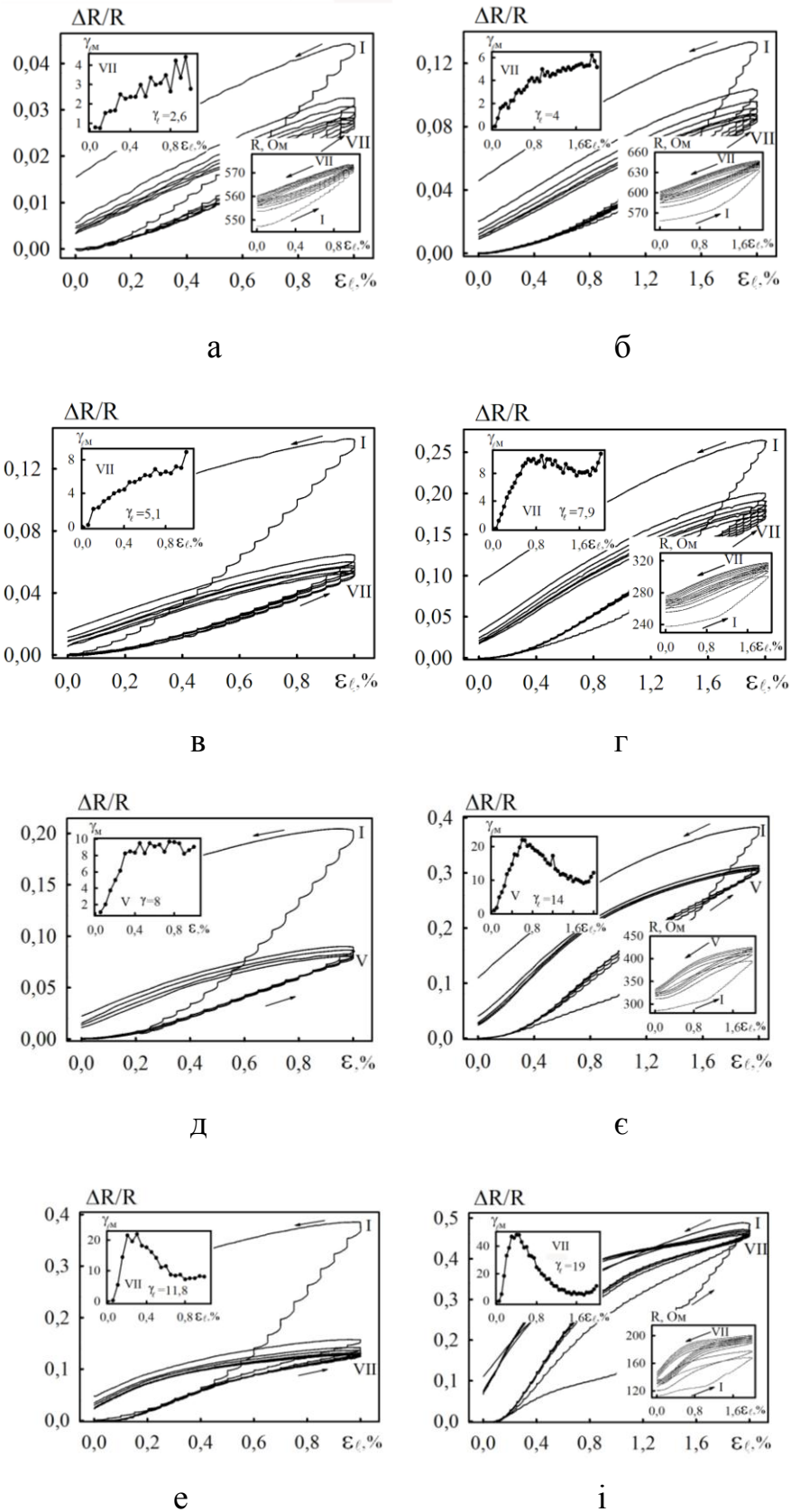


Рис.3.6. Деформаційні залежності: Fe(18)/Π (а, б); Fe(50)/Π (в, г); а- Gd(30)/Fe(50)/Π (д, е) і Fe(38)/а-Gd(25)/Fe(42)/Π (е, і). На вставках– залежності R і γ_{lm} від ϵ_l

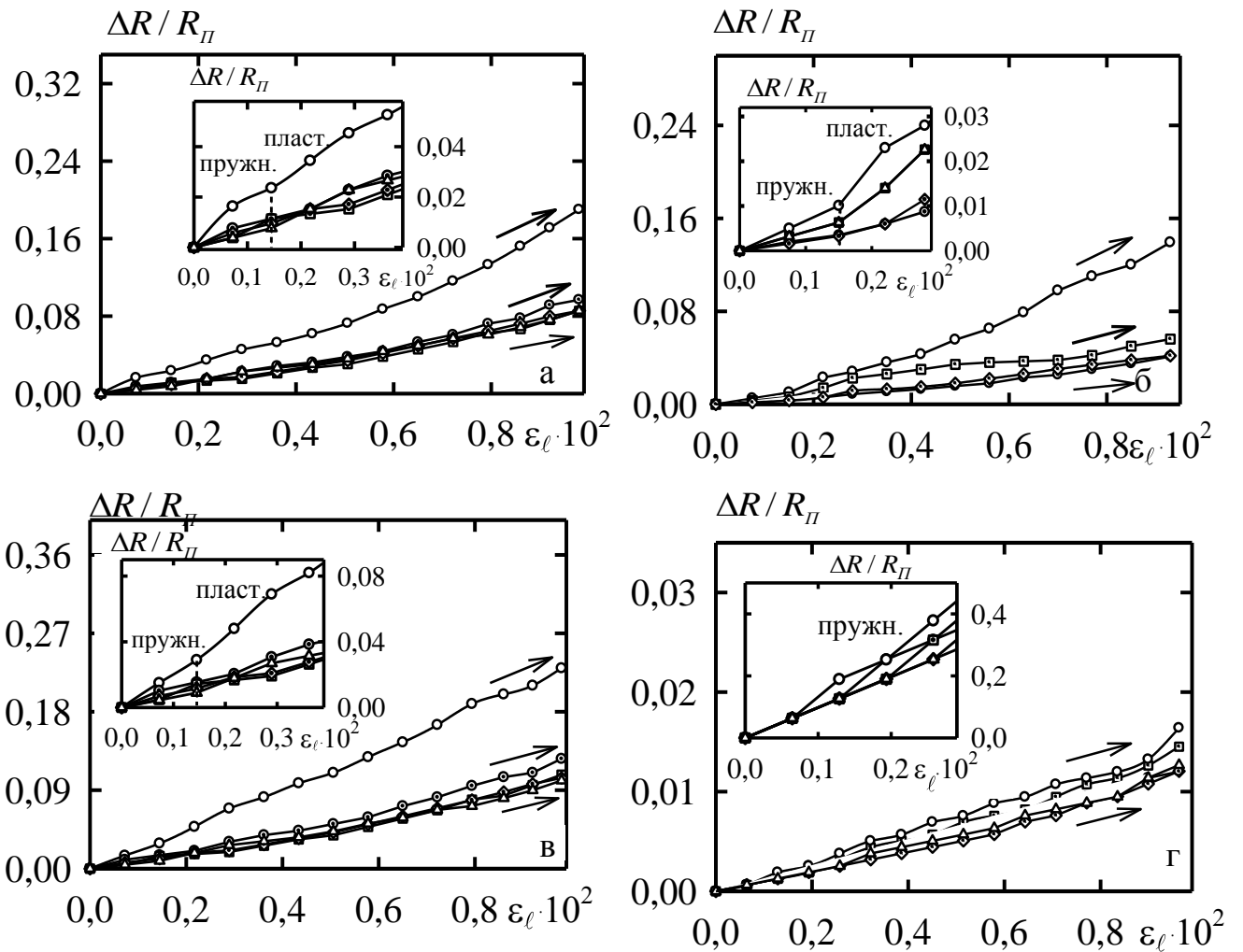


Рис.3.7. Деформаційні залежності для гетерогенних плівок $\text{Re}(\text{N},\text{O})_x$ (а) і $\text{Mo}(\text{C},\text{N})_x$ (б) ($x \cong 1$) товщиною $d \cong 40$ нм, двошарової $\text{Fe}(20)/\text{a-Mo}(20)$ (в) та аморфної $\text{a-Mo}(20)$ плівок (г). Деформаційні цикли: \circ – I, \odot – II, \square – III, \diamond – IV, \triangle – V

Таблиця 3.6

Тензорезистивні параметри плівкових матеріалів на основі Fe і a-Gd

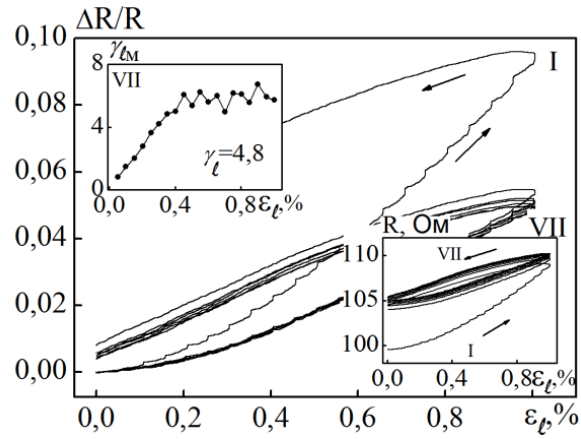
Плівковий матеріал	c_{Gd} , ат. %	Деформація (0 - 1)%			Деформація (0 - 2)%			
		$\gamma_{мнас}$	$\varepsilon_{лмнас}, \%$	$\varepsilon_{lм}$	$\gamma_{мнас}$	$\varepsilon_{лмнас}, \%$	$\gamma_{lм}$	$\varepsilon_{lм}$
Fe(20)/a-Gd(12)/ Fe(15)/П	7,5	6,0	0,75	0,35	3,0	1,00	70	0,35
Fe(38)/a-Gd(25)/ Fe(42)/П	10	7,0	0,70	0,20	3,0	1,40	50	0,30
Fe(12)/a-Gd(19)/ Fe(14)/П	21	1,9	0,20	-	1,0	1,50	15	0,40
Fe(7)/a-Gd(30)/ Fe(22)/П	27	2,9	0,30	-	1,0	1,20	14	0,40

$\gamma_{lм}$ і $\gamma_{нас}$. Рис. 3.6 д – і ілюструє сказане на прикладі плівкової системи Fe(38)/a-Gd(25)/Fe(42)/П. Нечітка вираженість максимуму на залежності ε_l пер від ε_1 в одношарових плівках Fe (рис. 3.6 б, в) вказує на те, що шар a-Gd починає при $\varepsilon_{l\max} = 0,30 - 0,40 \%$ пластично деформуватись і спричиняти деформацію в шарах Fe, які мають сильний адгезійний зв'язок із a-Gd. На межах поділу утворюється проміжний шар т. р., який забезпечує високу адгезію. Дані таблиці 3.6 вказують на те, що на перший погляд, величини $\gamma_{нас}$ та $\gamma_{lм}$ залежать від ефективної концентрації c_{Gd} , хоча, очевидно, в цьому випадку має значення не концентрація атомів Gd, а товщина шару a-Gd. При її збільшенні зменшується величина $\gamma_{нас}$ (особливо в інтервалі деформації $\Delta\varepsilon_{l2}$), що можна пояснити поступовим переходом шарів Gd від аморфного до аморфно-кристалічного стану. Таким чином, дослідження тензорезистивного ефекту в одношарових плівках Fe, дво- і тришарових плівкових системах на основі шарів Fe і a-Gd дозволили зробити висновок, що максимум на залежності $\gamma_{lм}$ від ε_l і відносно мала величина $\gamma_{нас}$ обумовлені впливом пластичної деформації шару a-Gd, яка має місце при $\varepsilon_l > 0,3-0,4 \%$. Особливо підкреслимо, що в цій проблемі відіграє роль не структурний стан базової плівки, а її механічні властивості.

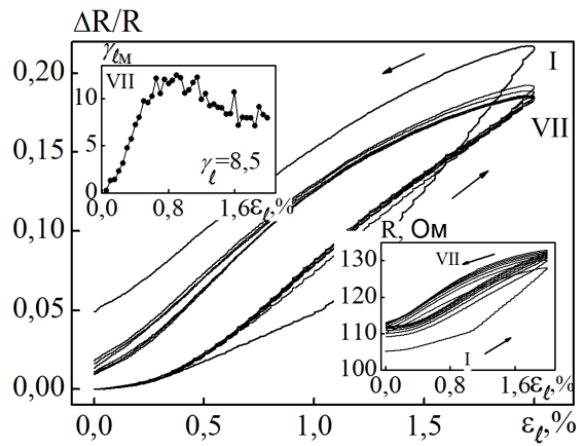
При дослідженні тензорезистивних властивостей плівкових матеріалів гетерогенного складу отримано (рис.3.7 а, б), що величина КТ дорівнює близько 8 одиниць для плівок $Re(N,O)_x$ і 4 одиниць – для $Mo(C,N)_x$, де $x \cong 1$ для обох фаз.

У випадку систем ОЦК-Fe/a-Mo і ОЦК-Fe/a-Mo/ОЦК-Fe (а – аморфна фаза) при загальній товщині зразків 40 і 60 нм величина КТ (рис.3.7 в) дорівнює 10 одиниць (двошарові системи) і 12 одиниць (тришарові системи). Для плівок а-Mo (рис.3.7 г), які залишаються пружними на всьому деформаційному інтервалі, величина $\gamma_l \cong 1,2$ (у пункті 3.3.2 буде дане пояснення причини аномально малих значень КТ). На рис. 3.8 як приклад наведені деформаційні залежності для плівок пермалою в трьох інтервалах деформації. Значне відхилення від умов лінійності спостерігається на залежності γ_l від d для плівок із $c_{Fe} = 50$ ат.% при деформаціях зразків більше 1%. Починаючи з товщин $d = 30$ нм величина КТ різко зростає і виходить на насичення, чого не спостерігалось у зразках з іншими концентраціями компонент. Для даних плівок також характерне зменшення питомого опору у порівнянні зі зразками із $c_{Fe} \cong 25$ і 75 ат.%.

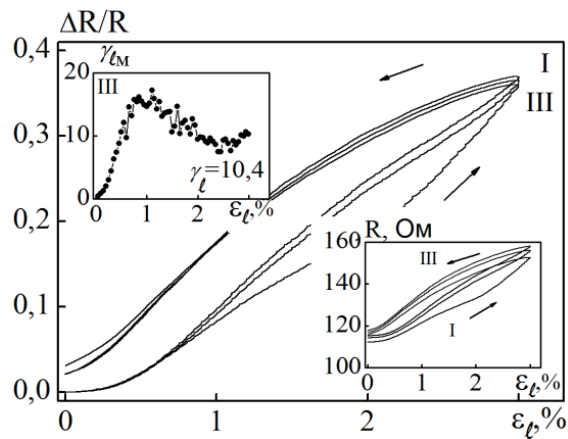
Відхилення отриманих розмірних залежностей від класичних (фуксівських), як у нашій роботі [426], можна пояснити тим, що дослідження тензоефекту було проведено в області пластичної деформації, оскільки $\varepsilon_{II} < \Delta\varepsilon_{I1}$, $\Delta\varepsilon_{I2}$ і $\Delta\varepsilon_{I3}$. Для плівок із $c_{Fe} = 50$ ат.% спостерігається відхилення від нелінійності в інтервалі товщин 30–50 нм. Величина першого максимуму в залежності від концентрації змінюється в незначній мірі, що зумовлено однаковим механізмом деформації плівкового сплаву при концентраціях $c_{Fe} = 25, 50$ і 75 ат.%. Нами також досліджені [431] магнітооптичні властивості плівок пермалою і, зокрема, в них спостерігався нелінійний ефект. Якщо проаналізувати наші дані, а також результати попередніх робіт [174, 177], то можна зробити висновок про те, що у тензорезистивних властивостях плівкових сплавів Ni_xFe_{1-x}/Π певну роль відіграють концентраційні і розмірні ефекти, а також ті структурні зміни, які відбуваються у плівці при деформації. Отримані нами експериментальні результати вказують на незначну роль концентраційних ефектів. Оскільки діапазон деформації обмежується 3%, то малоімовірний суттєвий вплив на тензоефект мікроструктурних змін.



а



б



в

Рис. 3.8. Залежність $\Delta R / R$, γ_{I_M} і R від ε_I для плівки $Ni_{0,5}Fe_{0,5}$ (60)/ Π .
Інтервал деформацій $\Delta\varepsilon_I$, %: (0 – 1) (а), (0 – 2) (б) і (0 – 3) (в)

Таблиця 3.8

Взаємозв'язок фазового складу і величини КТ плівкових матеріалів

Плівкова система (нм)	Характеристика плівкової системи	Пружна деформація	Пластична деформація
		КТ	КТ
[Ni(50)/Cr(10)] ₄ /П	Утворюються фази або т.р.біля інтерфейсів.	21,7	–
[Ni(50)/Cr(10)] ₂ /П		20,7	–
Ni(50)/Cr(70)/П	Фазовий склад:	7,7	–
Cr(60)/Ni(30)/П	Me ₁ +Me ₂ +інтерметалідна фаза або Me ₁ +Me ₂ +т.р.(Me ₁ , Me ₂)	8,7	–
Ag(18)/Co(17)/П	Системи із обмеженою розчинністю елементів.	4,2	–
Ag(22)/Co(22)/П		3,5	–
Ag(40)/Co(20)/П	Фазовий склад:	2,4	–
Ag(45)/Co(36)/П	ГЦК-Ag+ ГЦП-Co+ +ГЦК-т.р. (Ag, Co)	2,7	–
Fe(20)/Cr(30)/П	Утворюються т.р. по усьому об'єму зразка.	3,4	5,6
Fe(50)/Cr(30)/П		9,9	10,7
Pd(5)/Fe(15)/П	Фазовий склад: т.р. на основі Fe і Cr, Fe і Pd	8,2	–
Pd(30)/Fe(15)/П		7,0	–
[Pd(5)/Fe(5)] ₃ /П		12,8	–

якщо має перевагу внесок у величину γ_l зерномежове розсіювання електронів, то γ_l буде зростати, або, навпаки, зменшуватись при перевазі внеску у величину γ_l поверхневого розсіювання; якщо ж внесок двох механізмів розсіювання приблизно однаковий, то залежність γ_l від d виходить на насичення.

Результати дослідження тензоефекту в плівкових сенсорних матеріалах можна узагальнити наступним чином.

По-перше, у всіх випадках величина КТ для багатошарової системи має більшу величину, ніж КТ для одношарової плівки тих металів, які є компонентами багатошарової, такої ж товщини як і загальна товщина плівки. По-друге, плівкові системи, в яких утворюється т.р. по всьому об'єму (наприклад, системи на основі Fe і Pd, Pt, Ag або Cr) можуть бути використані як високотемпературні чутливі елементи сенсорів деформації, оскільки розшарування їх компонент відбувається при відносно високих температурах. По-третє, плівкові системи, в яких зберігається індивідуальність окремих шарів, можуть бути використані як чутливі елементи в інтервалі проміжних або високих температур, оскільки мають підвищені значення КТ у порівнянні з одношаровими плівками, хоча можуть мати обмежений ресурс роботи при підвищених температурах в результаті протікання дифузійних процесів у них. І, на завершення, плівкові системи, в яких біля інтерфейсів локалізуються тверді розчини або інтерметаліди, не можуть бути ефективними чутливими елементами, оскільки подальші процеси дифузії або фазоутворення будуть спричиняти нестабільність їх робочих характеристик.

3.2 Особливості фазового складу і дифузійних процесів двокомпонентних матеріалів [137, 208, 281 – 283, 287, 289, 304 – 315, 371]

3.2.1 Двошарові системи на основі Fe, Ni та Mo або Cr і гетерогенні матеріали на основі однокомпонентних плівок їх та хімічних з'єднань

Для більш повного розуміння фізичних процесів у плівкових матеріалах необхідно розглянути результати досліджень фазоутворення та дифузії у

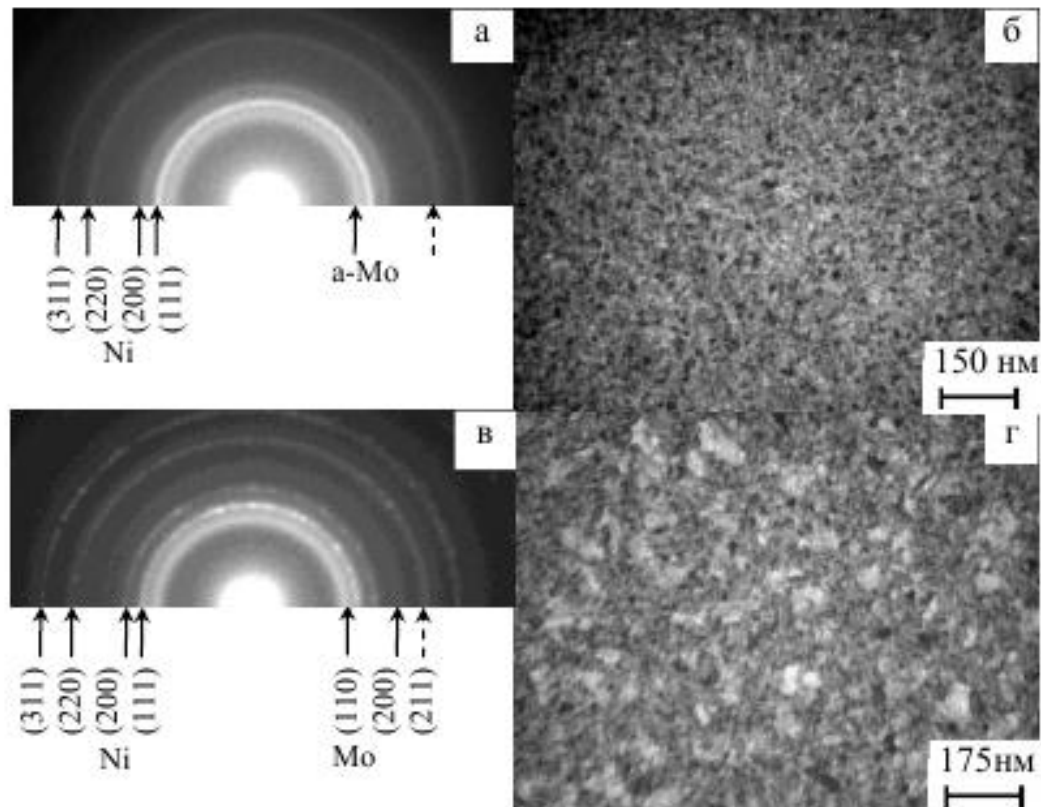


Рис. 3.9. Електронограми і мікрокристалічна структура плівок Ni(20)/a-Mo(20) після конденсації (а,б) та відпалених при $T_b \cong 750$ К (в,г)

Таблиця 3.9

Розшифрування електронограм від плівкової системи Ni(20)/a-Mo(20)

№	I, в.о.	d_{hkl} , нм	hkl	a , нм	Фаза	\bar{a} , нм
невідпалений зразок						
1	гало	0,224	-	-	a-Mo	Фазовий склад: ГЦК-Ni/a-Mo, $\bar{a}(\text{Ni}) = 0,352 \pm 0,001$ нм, $a_0(\text{Ni}) = 0,352$ нм
2	С	0,204	111	0,353	ГЦК-Ni	
3	ср	0,176	200	0,352	ГЦК-Ni	
4	гало	0,130	-	-	a-Mo	
4'	ср	0,124	220	0,351	ГЦК-Ni	
5	ср	0,106	311	0,352	ГЦК-Ni	
відпалений зразок						
1	ср	0,224	110	0,317	ОЦК-Mo	Фазовий склад: ГЦК-Ni + ОЦК-Mo, $\bar{a}(\text{Ni}) = 0,352 \pm 0,001$ нм, $\bar{a}(\text{Mo}) = 0,315 \pm 0,003$ нм, $a_0(\text{Mo}) = 0,315$ нм
2	ДС	0,204	111	0,353	ГЦК-Ni	
3	ср	0,176	200	0,352	ГЦК-Ni	
4	сл	0,156	200	0,312	ОЦК-Mo	
5	Д сл	0,130	211	0,318	ОЦК-Mo	
5'	ср	0,124	220	0,351	ГЦК-Ni	
6	ср	0,106	311	0,352	ГЦК-Ni	

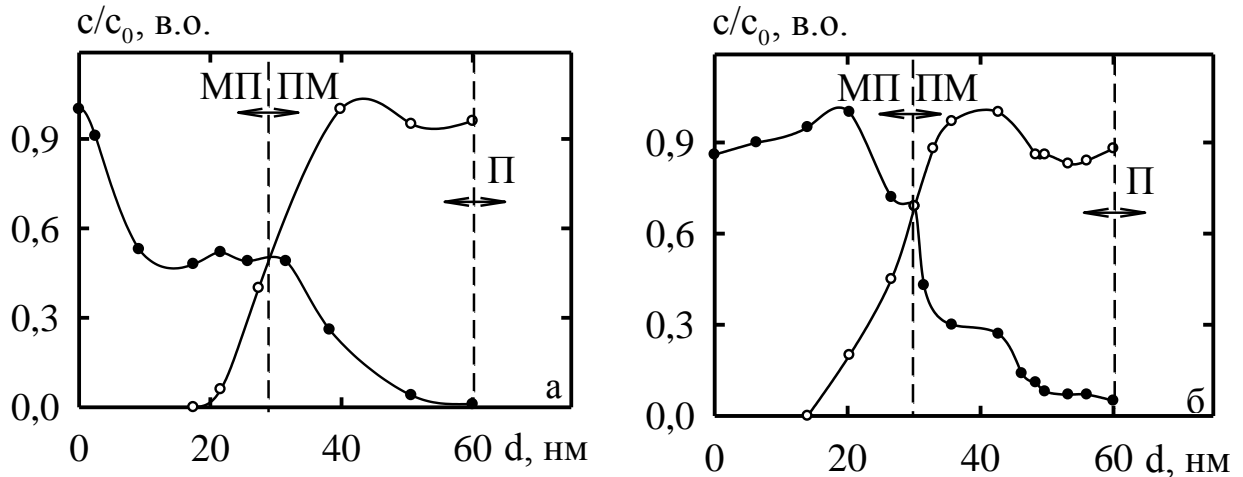


Рис.3.10. Дифузійні профілі для системи Ni(30)/Mo(30)/П у невідпаленому (а) та відпаленому при $T_v \cong 500$ К (б) станах: ● – Ni, ○ – Mo

невідпалених і відпалених двошарових плівок в інтервалі проміжних температур. На рис.3.9 як приклад наведені електронограма та мікроснімок від двошарової плівки Ni(20)/ α -Mo(20)/П. Як видно з рисунку, поряд з лініями, що належать ГЦК-фазі Ni, фіксується розмита лінія α -Mo (табл. 3.9), спостерігається дрібнодисперсна структура Ni з середнім розміром зерна близько до 20 нм. Отримані результати вказують на те, що при термообробці при $T_e \cong 750$ К відбувається кристалізація α -Mo і фазовий склад відповідає ГЦК-Ni і ОЦК-Mo з параметрами решіток $a = 0,352$ і $0,315$ нм, відповідно.

У процесі відпалювання, внаслідок процесів залікування дефектів та рекристалізації, середній розмір кристалітів Ni зростає близько до 2 разів у порівнянні з свіжезконденсованими зразками. Для шару Mo середній розмір кристалітів $L \cong 10$ нм. Таким чином, після осадження та термообробки в області проміжних температур фіксується збереження індивідуальності окремих компонент у двошарових системах Ni і Mo або α -Mo, отриманих методом пошарової конденсації в умовах технологічного вакууму.

Результати, отримані методом ВІМС, дозволяють зробити висновок про більший внесок процесів КСД у формування фазового складу плівкових матеріалів у порівнянні з процесами термодифузії (ТД), хоча в обох випадках

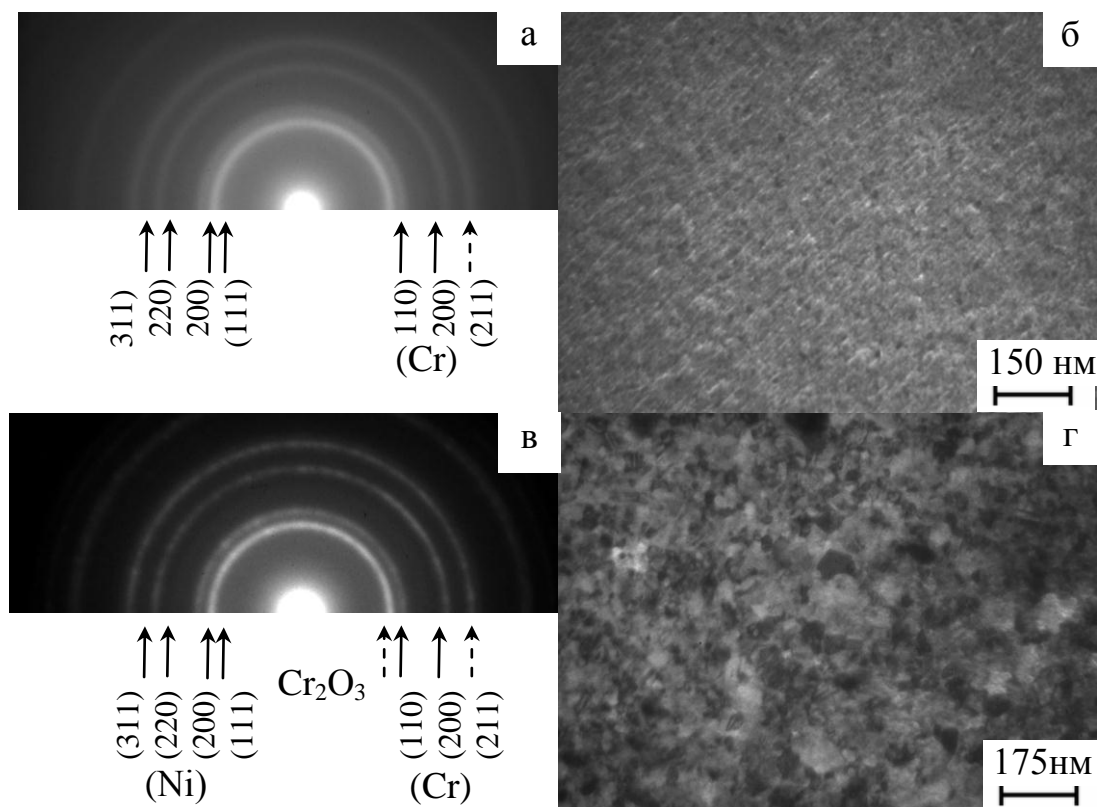


Рис. 3.11. Електронограми і мікрокристалічна структура плівок Ni(20)/Cr(20)/П після конденсації (а,б) та відпалених при $T_g \cong 750$ К (в,г)

Таблиця 3.10

Розшифрування електронограм від плівкової системи Ni(20)/Cr(20)/П

№	I, в.о.	d_{hkl} , нм	hkl	a , нм	Фаза	\bar{a} , нм
невідпалений зразок						
1	Д.С	0,205	110 111	0,289 0,355	ОЦК-Cr ГЦК-Ni	Фазовий склад: двошарова система на основі ГЦК-Ni і ОЦК-Cr $\bar{a}(\text{Ni}) = 0,354 \pm 0,002$ нм, $\bar{a}(\text{Cr}) = 0,289 \pm 0,001$ нм
2	сп	0,176	200	0,352	ГЦК-Ni	
3	д.сл	0,145	200	0,290	ОЦК-Cr	
4	сп	0,126	220	0,356	ГЦК-Ni	
5	сп	0,107	311	0,355	ГЦК-Ni	
відпалений зразок						
1	д.сл	0,248	110	0,496	Cr ₂ O ₃ (?)	Фазовий склад: евтектика на основі ГЦК(Ni) і ОЦК(Cr) $\bar{a}(\text{Ni}) = 0,356 \pm 0,001$ нм, $\bar{a}(\text{Cr}) = 0,289 \pm 0,001$ нм $a_0(\text{Cr}_2\text{O}_3) = 0,494$ нм
2	Д.С	0,205	110 111	0,289 0,355	(Cr) (Ni)	
3	сп	0,178	200	0,356	(Ni)	
4	сл	0,145	200	0,290	(Cr)	
5	сп	0,126	220	0,356	(Ni)	
6	сп	0,107	311	0,355	(Ni)	

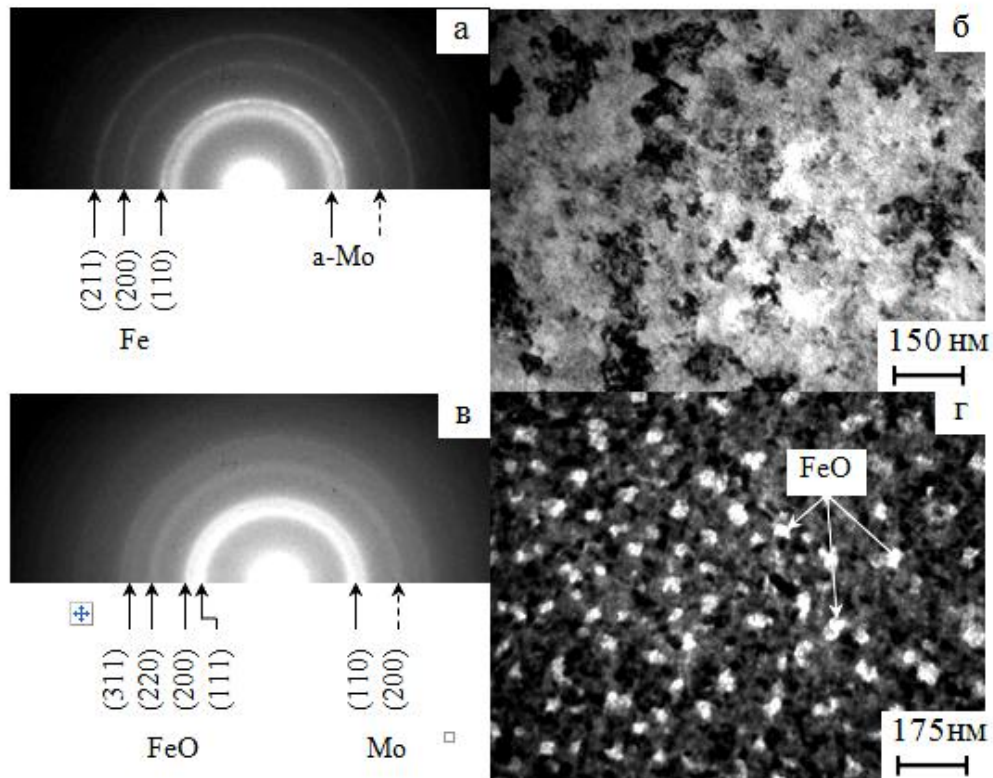


Рис.3.12. Електронограми та мікроструктура плівки Fe(30)/a-Mo(30)/П після конденсації (а,б) та відпалювання до $T_g \cong 800$ К (в,г)

Таблиця 3.11

Розшифрування електронограм від плівкової системи Fe(30)/a-Mo(30)

№	$I, \text{в.о.}$	$d_{hkl}, \text{нм}$	hkl	$a, \text{нм}$	Фаза	$\bar{a}, \text{нм}$
невідпалений зразок						
1	розм	0,225	-	-	a-Mo	Фазовий склад: ОЦК-Fe/a-Mo, $\bar{a}(\text{Fe}) = 0,287 \pm 0,001 \text{ нм}$, $a_0(\text{Fe}) = 0,287 \text{ нм}$
2	с	0,202	110	0,286	ОЦК-Fe	
3	ср	0,144	200	0,288	ОЦК-Fe	
4	розм	0,129	-	-	a-Mo	
5	ср	0,117	211	0,287	ОЦК-Fe	
відпалений зразок						
1	Д.С	0,252	111	0,434	ГЦК-FeO	Фазовий склад: ОЦК-Мо + ГЦК-FeO, $\bar{a}(\text{Mo}) = 0,315 \pm 0,002 \text{ нм}$, $\bar{a}(\text{FeO}) = 0,433 \pm 0,003 \text{ нм}$, $a_0(\text{FeO}) = 0,431 \text{ нм}$
1'	сл	0,224	110	0,317	ОЦК-Мо	
2	ср	0,216	200	0,432	ГЦК- FeO	
3	сл	0,154	220	0,434	ГЦК- FeO	
4	сл	0,132	311	0,436	ГЦК- FeO	
5	сл	0,128	211	0,314	ОЦК-Мо	
6	сл	0,125	222	0,432	ГЦК- FeO	

на форму дифузійних профілів впливає також іонно-стимульована дифузія (ІСД) під дією первинного пучка іонів. Оскільки ці два механізми розділити важко, то здійснити порівняння ефективних коефіцієнтів взаємної дифузії можна лише для КСД + ІСД або ТД + ІСД. Як приклад на рис. 3.10 показані дифузійні профілі для системи Ni(30)/Mo(30)/П після конденсації і термообробки в області низьких температур.

Проведено розрахунок ефективних коефіцієнтів взаємної дифузії:

$$D_{\text{Ni} \rightarrow \text{Mo}} \cong 5,4 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2/\text{с} \text{ та } D_{\text{Mo} \rightarrow \text{Ni}} \cong 1,4 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2/\text{с} \text{ (при } T_b \cong 300 \text{ К, КСД + ІСД);}$$

$$D_{\text{Ni} \rightarrow \text{Mo}} \cong 0,13 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2/\text{с} \text{ та } D_{\text{Mo} \rightarrow \text{Ni}} \cong 0,5 \cdot 10^{-19} \text{ м}^2/\text{с} \text{ (при } T_b \cong 500 \text{ К, ТД + ІСД).}$$

Для невідпаленої двошарової плівкової системи Ni(20)/Cr(20)/П фіксуються дифракційні картини (рис.3.11а) від кристалографічних площин ГЦК-фази Ni та ОЦК-фази Cr (розшифрування електронограм наведено у табл. 3.9). Результати досліджень показують, що після конденсації система Ni/Cr має двофазний склад ГЦК-Ni+ОЦК-Cr і знаходиться у дисперсному стані (рис.3.11 б) з середнім розміром кристалів $L_{\text{сер}}=10-15$ нм. Результат розрахунку параметрів кристалічних решіток Ni та Cr вказує збільшення величини на 0,7 та 0,3 % у порівнянні з масивними зразками (табл. 3.10), що пов'язано із проникненням атомів в сусідні шари завдяки процесам КСД та ІСД. Після відпалювання до 750 К у системі Ni/Cr/П (фазовий склад - ГЦК-Ni + ОЦК-Cr із $a = 0,354$ і $0,289$ нм) відбувається утворення т.р.(Ni,Cr) з параметром решітки $a = 0,356$ нм (рис.3.11 в). Причому твердофазна реакція проходить по всьому об'єму зразка, а у випадку надлишкової концентрації атомів Ni або Cr має двофазний склад: т.р.(Ni, Cr) + ОЦК-Cr або ГЦК-Ni. При відносно утворених внаслідок взаємодії поверхневих атомів плівкових шарів з атомами залишкової атмосфери.

Розглянемо результати досліджень структурно-фазового стану систем Fe/Mo при проміжних температурах. Для невідпаленої двошарової плівки Fe(30)/a-Mo(30)/П фіксується типова дифракційна картина (рис.3.12 а) від кристалографічних площин ОЦК-фази Fe з параметром кристалічної решітки близьким до $0,287$ нм та розмиті кільця від a-Mo (розшифрування

електронограм наведено в табл. 3.10). На мікроснімку (рис. 3.12 б) можна бачити характерну для плівок Fe даної товщини дисперсну мікроструктуру з середнім розміром зерен близько до 30 нм. Світлий контраст має домішкова фаза у вигляді оксиду. Результати електронографічних досліджень структурно-фазового складу плівкової системи Fe/a-Mo після відпалювання до $T_e \cong 800$ К вказують на те, що свіжозконденсована двошарова плівка Fe(30)/a-Mo(30) має гетерогенний склад (рис. 3.12 в і табл.3.11): фіксується дифракційна картина від кристалографічних площин ОЦК-фази Мо, з параметром решітки близьким до 0,315 нм, та FeO.

Світлі кристаліти (див. рис.3.13 г) ідентифіковано як оксид FeO. Отже, у відпаленому стані у системі Fe/a-Mo зберігається індивідуальність окремих компонентів. Це може бути пояснено різними величинами атомних радіусів Fe і Мо та наявністю бар'єрів. Таким чином, відпалювання плівок Fe/a-Mo/П до $T_e \cong 800$ К призводить до формування плівкового матеріалу гетерогенного складу ОЦК-Мо + FeO. Встановлено, що фазовий склад плівок на основі ГЦК-Ni і ОЦК-Cr або a-Mo та ОЦК-Fe і a-Mo, отриманих методом пошарової конденсації з подальшим відпалюванням до температури $T_e \cong 750$ К, відповідає т.р. (Ni, Cr) + ОЦК-Cr (при відносно великих товщинах Cr) + сліди Cr₂O₃; ГЦК-Ni+ОЦК-Мо і ОЦК-Fe+ ОЦК-Мо + ГЦК-FeO, відповідно.

Розглянемо особливості фазоутворення в плівках Re. При конденсації плівок Re із швидкістю меншою 0,1 нм/с і температурою підкладки до 400 К стабілізується домішкова фаза, хімічний склад якої відповідає ГЦК оксинітриду Re(O,N)_x. При відпалюванні цих плівок до 800 К особливих структурних змін

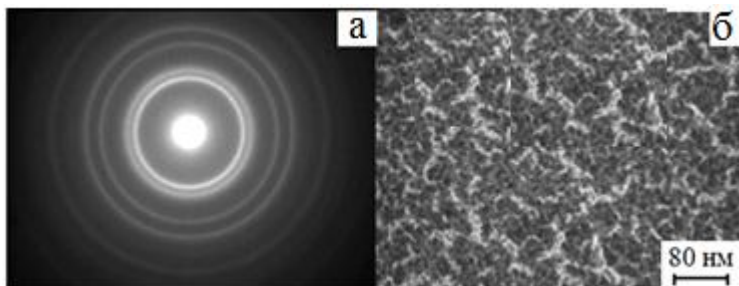


Рис. 3.13. Електронограма (а) і відповідна мікроструктура (б) від плівки Re(N,O)_x після відпалювання до $T_b \cong 800$ К

не відбувається, хоча параметр ГЦК решітки зменшується від 0,407 до 0,404 нм. Таке зменшення нами пояснюється частковим збідненням окремих кристалітів $\text{Re}(\text{O},\text{N})_x$ на атоми азоту (на рис.3.13 вказані кристаліти мають сірий контраст). При збільшенні швидкості конденсації плівки Re мають аморфну структуру (a-Re), оскільки концентрація домішкових атомів недостатньо для утворення оксинітриду (рис.3.14). Деяким підтвердженням цього висновку може служити те, що на електроннограмах від таких зразків фіксується одне розмите кільце із ефективною міжплощинною відстанню $\lambda / 2\sin\theta \cong 0,212$ нм (λ - довжина хвилі електрона, θ - кут дифракції), що дуже близьке до міжплощинної відстані (10.1) чистого Re. У процесі кристалізації a-Re при відпалюванні до 800К відбувається взаємодія із атомами залишкової атмосфери із утворенням гексагональної Re_3O або кубічної ReO_3 фаз.

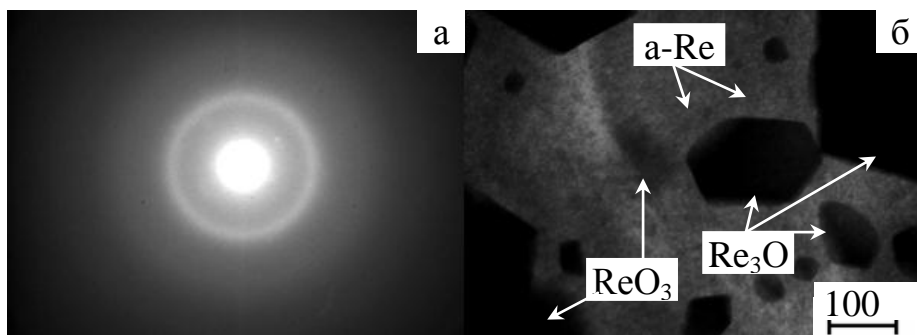


Рис.3.14. Електроннограма (а) і мікроструктура (б) плівки a-Re при $T_g \cong 650$ К

Як і випадку плівок Re, змінюючи технологічні параметри конденсації, можна сформувані плівкові матеріали гетерогенного складу на основі аморфних фаз Mo і W, їх оксидів, карбідів і карбонітридів.

Результати електроннографічних та електронно-мікроскопічних досліджень плівок W, отриманих при $\omega \cong 0,1$ нм/с, $T_n \cong 400$ К та при $\omega \cong 1,6$ нм/с, $T_n \cong 450$ К вказують на те, що при відпалюванні до $T_b \cong 750$ К відбувається утворення матеріалу гетерогенного складу a-W+a-W₃O (розмиті в аморфній матриці області відповідають оксиду кубічної фази W₃O [135, 136]).

У плівках Mo нами спостерігалось утворення карбонітридів $\text{Mo}(\text{C},\text{N})_x$, де $x \cong 1$ та карбідів MoC_x ($x \cong 2$) (рис.3.15, табл.3.12). На рис.3.15 наведено

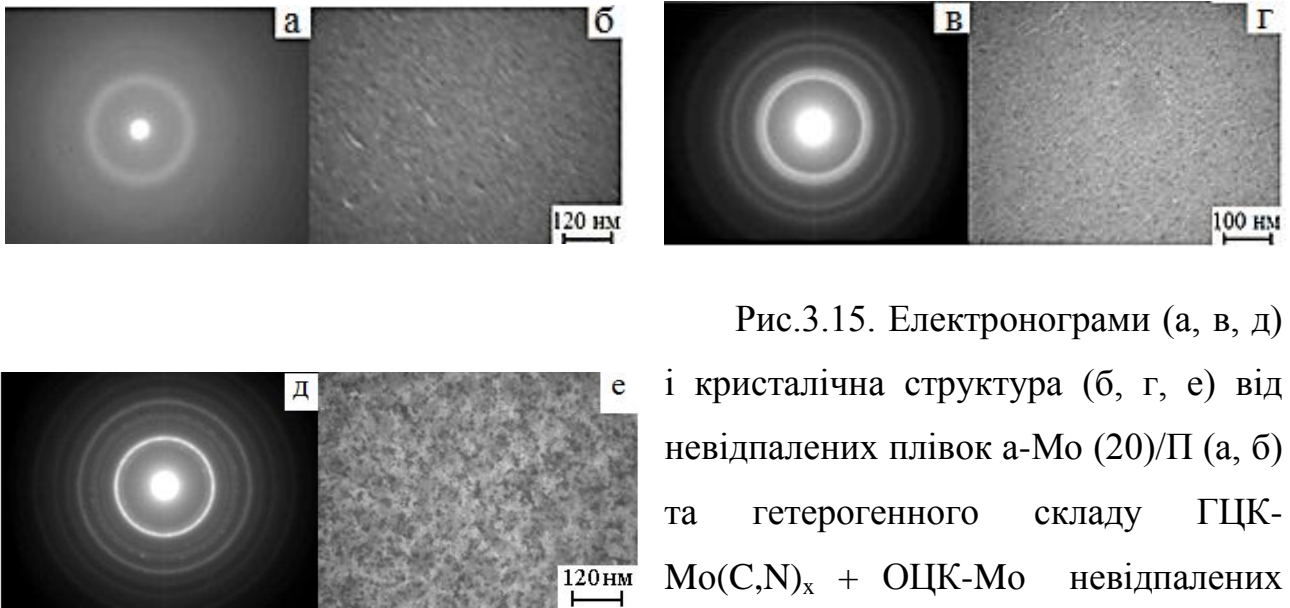


Рис.3.15. Електронограми (а, в, д) і кристалічна структура (б, г, е) від невідпалених плівок а-Мо (20)/П (а, б) та гетерогенного складу ГЦК-Мо(C,N)_x + ОЦК-Мо невідпалених (в, г) та відпалених до $T_b \cong 750$ К (д, е) плівок

Таблиця 3.12

Розшифрування електронограми для плівки гетерогенного складу

Мо(C,N)_x (x ≈ 1), відпаленої до $T_b \cong 750$ К

№	I, в.о.	$d_{hkl}, \text{нм}$	hkl	a, нм	c, нм	Фазовий склад
1	сл	0,261	100	0,302	0,474	гек - МоС
2	Д.С	0,222	110	0,314	-	ОЦК - Мо
3	Сл	0,174	102	-	-	гек - МоС
4	Ср	0,156	200	0,312	-	ОЦК - Мо
5	Сл	0,149	110	0,302	0,474	гек - МоС
6	Д.сл	0,130	200	0,301	0,473	гек - МоС
7	Ср	0,128	211	0,313	-	ОЦК - Мо
8	Сл	0,111	220	0,314	-	ОЦК - Мо
9	Сл	0,099	310	0,313	-	ОЦК - Мо
10	Д.сл	0,091	222	0,314	-	ОЦК - Мо
11	Сл	0,083	321	0,313	-	ОЦК - Мо
$\bar{a}_{\text{ОЦК}} = 0,314 \pm 0,001 \text{ нм}, \bar{a}_{\text{гек}} = 0,302 \pm 0,001 \text{ нм},$ $\bar{c}_{\text{гек}} = 0,474 \pm 0,001 \text{ нм}$						Фазовий склад: ОЦК - Мо + гек - Мо ₂ С

компонентами мінеральних масел при конденсації з $\omega < 0,8$ нм/с на вакуумних установках з дифузійним відкачуванням.

Таким чином, результати досліджень структури і фазового складу гетерогенних плівкових матеріалів показують, що на процеси фазоутворення в них впливають технологічні параметри конденсації: при $\omega < 0,1$ нм/с і $T_{\text{п}} < 400$ К спостерігається формування аморфних плівок Re, W і Mo; при $\omega \cong 0,2-0,8$ нм/с і $T_{\text{п}} \cong 400$ К – домішкових фаз у вигляді карбідів, нітридів, оксидів та інших; при температурах 650-750 К відбувається формування систем а-Re+куб-ReO₃+гек-Re₃O і а-W+W₃O; при $\omega \cong 1,0$ нм/с і $T_{\text{п}} \cong 450$ К формуються гетерогенний плівковий матеріал Re(N,O)_x, де $x \cong 1 - 3$, які залишаються стійкими при подальшому відпалюванні до $T_{\text{в}} \cong 750$ К; термообробка плівки а-Mo призводить утворення гетерогенної системи ГЦК-Mo(C,N)_x + ОЦК-Mo. Подальше збільшення швидкості конденсації і температури підкладки дозволяють отримати чисті нанодисперсні плівки Re, Mo і W з близькими до масивних зразків параметрами кристалічних решіток.

3.2.2 Розмірні домішкові ефекти в кристалічній структурі металевих матеріалів

Як вже вказувалось вище, при формуванні плівкових матеріалів електроніки і сенсорики важливим є питання дослідження процесів фазотворення в них, зокрема, виникнення аномальних фаз: поліморфних модифікацій металів, які не спостерігаються в масивних зразках; метастабільні аморфні, що утворюється через низьку дифузійну рухливість атомів конденсованої речовини на підкладці; високотемпературні модифікації в масивних зразках, які стабілізуються в тонких плівках при відносно низьких температурах; домішкові фази, що утворюються в результаті взаємодії атомарного пучка з атомами залишкової атмосфери. Хімічний склад таких фаз та механізм їх стабілізації в тонких шарах перехідних і рідкоземельних металів тривалий час обговорюється в літературі [188, 319 – 322]. Правильна

інтерпретація хімічного складу аномальних фаз затруднюється недостатньою кількістю експериментальних результатів та близькістю параметрів кристалічної решітки і очікуваних поліморфних модифікацій.

Такі автори як Д.І.Лайнер і В.А.Холмянский (плівки Ta); С.А.Семільотов та ін. (плівки РЗМ і перехідних d-металів); М.Газгнієр і А.Курзон (плівки РЗМ); З.З.Зиман (плівки Ti) та інші (див, наприклад, [188]) зробили висновок про те, що експериментальні умови, при яких утворюються аномальні фази, далекі від ідеальних для стабілізації поліморфних модифікацій і тому, якщо виходити з даних кристалографічного аналізу, ці фази, скоріше за все, є фазами впровадження. Разом з цим, А.І.Бублик і Б.Я.Пінес (плівки Cr, V, Ni); П.Денбіх і Р.Маркус (Ta і Mo); К.Чопра та ін. (плівки Zr, Hf і Re); М.Т.Гладких (плівки РЗМ і перехідних d - металів) інтерпретували аномальні фази як поліморфні модифікації металів, які утворюються у відповідності з теорією фазового розмірного ефекту [319]. Автори робіт [153, 154] інтерпретували аномальну гексагональну фазу в епітаксійних плівках Ni/(001)Au [154] або в плівках Ni, сконденсованим лазерним розпиленням на підкладки (001)KCl або aC/(001) KCl [153], як метастабільну поліморфну модифікацію, яка стабілізується в результаті прояву фазового розмірного ефекту. Відзначимо, що лише автори [147, 155, 188, 319, 323], зробили спробу провести термодинамічну оцінку критичної товщини поліморфного переходу на основі теорії [319]. Таким чином, висновки різних авторів про домішковий або поліморфний характер аномальних фаз у великій мірі є якісним, оскільки базується на основі кристалохімічного аналізу. Разом з тим, обидві точки зору мають право на життя, тому що перша є логічною, якщо врахувати високу хімічну активність плівкових матеріалів на основі РЗМ і перехідних d-металів, а друга – не суперечить загальним термодинамічним міркуванням [319]. Нижче представлений аналіз природи аномальних фаз на основі власних експериментальних результатів і літературних даних.

При дослідженні фазового складу плівок, отриманих в технологічному вакуумі, спостерігалось утворення аномальних фаз з ГЦК, ГПУ або, значно

рідше, з більш складними решітками. У плівках W і Cr стабілізуються оксидні фази W_3O і Cr_2O_3 .

Фазові діаграми для плівок (див. роботу [321] та цитовану в ній літературу) дозволяють припустити, що аномальні фази стабілізуються в результаті взаємодії атомів конденсованого металу із залишковими газами, що підтверджується і непрямими даними. Зменшення концентрації домішок може відбуватись у випадку т.зв. концентраційного розмірного ефекту [322] – ефекту зменшення концентрації домішкових атомів при збільшенні товщини через природне збіднення залишкової атмосфери газами; при підвищенні температури підкладки (товщина плівки при цьому може бути фіксованою), але в цьому випадку проявляється не розмірний ефект, а звичайна десорбція залишкових газів з поверхні підкладки або зростаючої плівки. Відтворення фазового складу плівок можливо в тому випадку, коли виконується умова сталості технологічного параметра $\alpha = p / (\omega \sqrt{T_{\text{п}}})$, який за своєю суттю є відношенням числа молекул залишкових газів до числа атомів конденсованого металу. Варіюючи тиск p , швидкість конденсації ω і температуру підкладки $T_{\text{п}}$, при фіксованих інших параметрах конденсації (товщина, кут надходження молекулярного пучка і т.д.), можна керувати фазовим складом плівки, прогнозувати ймовірність утворення тієї чи іншої аномальної фази.

При дослідженні електрофізичних властивостей аномальних фаз було виявлено їх відносно високий питомий опір і, в основному, напівпровідниковий характер провідності, та проведено дослідження хімічного складу аномальних фаз. На рис.3.16 представлені типові мас-спектри вторинних іонів від аномальних ГЦК-фаз, які спостерігаються в плівках Mo і W, що підтверджують висновок про домішковий механізм стабілізації аномальних ГЦК-фаз в цих плівках. У табл. 3.13 представлені дані про тип і параметри решіток, умови утворення і хімічний склад аномальних фаз у тонких плівках. На основі представлених результатів необхідно обговорити принципове питання –

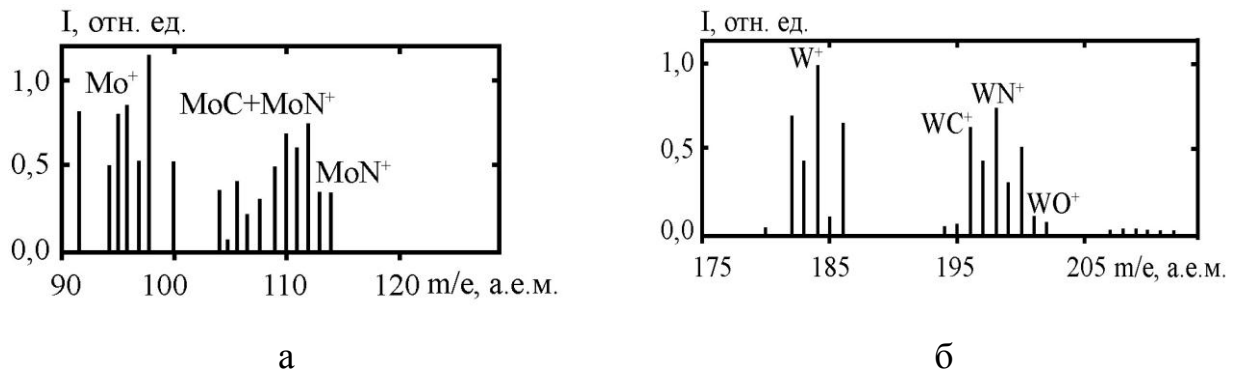


Рис. 3.16. Мас-спектр вторинних іонів від аномальних ГЦК фаз, що утворюються в плівках Мо (а) і W (б)

причину відсутності в тонких і острівцевих плівках поліморфних модифікацій, які не спостерігаються в масивних зразках.

Спробуємо зробити висновок про неможливість утворення зазначених поліморфних модифікацій у вигляді рівноважних фаз в плівках перехідних d -металів в рамках феноменологічної теорії [319]. Для цього скористаємося термодинамічними міркуваннями, розвиненими в [319], для оцінки критичної товщини d^* фазового переходу у вільній полікристалічній плівці та малій частинці (МЧ). Якщо в масивному кристалі з двох фаз одна має меншу вільну енергію (наприклад, $\Phi_{01} < \Phi_{02}$), то в тонкій плівці або МЧ, при урахуванні поверхневої енергії σ , ця нерівність може виявитися зворотною [319]:

$$F_{01} + \left(\frac{\sigma A}{V} \right)_1 + \left(\frac{\sum_{i,k} \sigma_{i,k} A_{i,k}}{V} \right)_1 > F_{02} + \left(\frac{\sigma A}{V} \right)_2 + \left(\frac{\sum_{i,k} \sigma_{i,k} A_{i,k}}{V} \right)_2, \quad (3.5)$$

де σ , σA і σ_{ik} – питома, повна поверхнева і міжзернова питома поверхнева енергії, відповідно;

V – об'єм плівки або малої частинки;

A та A_{ik} – площа поверхні плівки або малої частинки і площа контакту i -го і k -го зерна відповідно.

Таблиця 3.13

**Експериментальні дані про аномальні фазах в плівках
перехідних d – металів**

Матеріал плівки	Тип решітки	Параметр решітки, нм	Електричні властивості	Умови утворення	Хімічний склад
Gd	ГЦК типу CaF ₂	0,528	-	-	GdH _x , x ≈ 2
	ОЦК типу Mn ₂ O ₃	-	-	При відпалюванні GdH _x в вакуумі	Gd ₂ O ₃
	ГЦК типу Al	0,432	-	У процесі конденсації	Ti(C,O) _x
Cr	ПК типу Al5	0,458	Опір виміряти не можна, оскільки в чистому вигляді фазу отримати не вдається.		Cr ₃ O
Mo	ПК типу Al5	0,499			Mo ₃ O
W	ПК типу Al5	0,504			W ₃ O
Mo	ГЦК типу Al	0,415-0,417			Mo(C,O) _x
W	ГЦК типа Al	0,416			W(C,N) _x
	ГЦК типу Al	0,425			-
Re	ПК типу Al5	0,329		Діелектрик	У процесі конденсації
	ГП типу Ti ₃ O	a = 0,323; c = 0,508	Металевий характер провідності	При відпалюванні аморфних або кристалічних плівок Re	Re ₃ O
Ni	Гексагональна	a = 0,264; c = 0,444	Напівпровідниковий характер провідності	У процесі відпалювання ГЦК Ni	Ni ₃ N

Припустимо, що $\Phi_{01} = \Phi_{02}$, тоді $F_{01} + p_1 V_1 = F_{02} + p_2 V_2$.

Для плівок: $S = 1\text{ м}^2$, $V = S \cdot d = 1\text{ м}^2 \cdot d$, тоді $F_{01} + \frac{2\sigma_1}{d} = F_{02} + \frac{2\sigma_2}{d}$;

для МЧ: $S = 4\pi R^2$, $V = 4/3\pi R^3$, звідси слідує що $F_{01} + \frac{3\sigma_1}{R} = F_{02} + \frac{3\sigma_2}{R}$.

Співвідношення для розрахунку критичного радіусу записується у вигляді:

$$R^* = \frac{3\Delta\sigma}{\Delta F_0} = 1,5 d^* \text{ – для плівок [319] і } R^* = \frac{5\Delta\sigma}{\Delta F_0} = 2,5 d^* \text{ – для МЧ.}$$

Для полікристалічної плівки одиничної товщини в припущенні, що при фазовому перетворенні $2 \rightarrow 1$ зберігається площа межзеренних меж, можна отримати вираз для критичної товщини, нижче якої буде стабілізуватися фаза 2, а вище - фаза 1 [319]:

$$d^* = \frac{2(\sigma_1 - \sigma_2)}{F_{02} - F_{01}} + \frac{\sum_{i,k} A_{ik} (\sigma_{ik}^{(1)} - \sigma_{ik}^{(2)})}{F_{02} - F_{01}}, \quad (3.6)$$

де перший доданок відповідає критичній товщині для монокристалічної плівки, а другий дає деяку добавку до d^* монокристалічної плівки.

Через малу різницю $(\sigma_{ik}^{(1)} - \sigma_{ik}^{(2)})$ ця добавка буде незначною. У зв'язку з цим оцінка і розрахунок d^* буде здійснюватися для монокристалічної плівки по співвідношенню (3.5), перетвореному до такого виду:

$$d^* = \frac{d_2(1 + \varepsilon) \left(1 - \frac{z_{n2}}{z_{02}} \right) - d_1 \left(1 - \frac{z_{n1}}{z_{01}} \right)}{\varepsilon \left(1 - \frac{T}{T_0} \right)}, \quad (3.7)$$

де z_n, z_0 – поверхневе і об'ємне координаційне число;

d_i – міжплощинна відстань між шарами, паралельно поверхні плівки;

$\varepsilon = (U_1 - U_2)/U_1 = \lambda_{1 \rightarrow 2}/U_1$ ($\lambda_{1 \rightarrow 2}$ – теплота фазового переходу).

Застосувавши співвідношення (3.7) до конкретних, найбільш енергетично вигідних, рівноважних фазових переходів [319]:

$$\begin{aligned}
 (111) \text{ ГЦК}(2) \rightarrow (110) \text{ ОЦК}(1), \quad (100) \text{ ГПУ}(2) \rightarrow (111) \text{ ГЦК}(1), \\
 (111) \text{ ГЦК}(2) \rightarrow (100) \text{ ГПУ}(1), \quad (3.8)
 \end{aligned}$$

можна отримати такі співвідношення для d^* :

$$d^* = \frac{0,01 - 0,242 \frac{\Delta V}{V_1} (1 + \varepsilon) + 0,364 \varepsilon}{\varepsilon(1 - T/T_0)} a_1;$$

$$d^* = \frac{c_2(1 + \varepsilon) - 2a_1/\sqrt{3}}{4\varepsilon(1 - T/T_0)}; \quad d^* = \frac{0,288(1 + \varepsilon)a_2 - 0,250c_1}{\varepsilon(1 - T/T_0)},$$

де $\frac{\Delta V}{V_1}$ - відносна зміна об'єму атома при фазовому переході;

a і c - параметри решітки, $c = 1,63a$.

Аналогічні співвідношення можна отримати (див. докладніше [188]) для метастабільних переходів, тобто таких гіпотетичних переходів, коли обидві фази орієнтуються щодо підкладки площинами, які не мають мінімальну поверхневу енергію (наприклад, такі переходи $(111) \text{ ГЦК}(2) \rightarrow (100) \text{ ОЦК}(1)$, $(100) \text{ ГЦК}(2) \rightarrow (110) \text{ ОЦК}(1)$ і т.д.).

Відмітимо, що при конденсації на аморфні підкладки в рівноважних умовах повинні реалізовуватися тільки переходи типу (4). Інші переходи можуть відбуватися при конденсації на монокристалічні підкладки в квазірівномірних і на аморфні підкладки в нерівноважних умовах. Необхідно також підкреслити, що феноменологічна термодинаміка має свої межі застосування і, напевно, чим менше товщина плівки, тим гірше буде точність результатів.

При дослідженні фазових перетворень в частинках Co [323] отримано добру кількісну узгодженість з розрахунком відносного зниження температури фазового $\text{ГЦК} \rightarrow \text{ГПУ}$ переходу, виконаного в рамках співвідношення (3.6). Це свідчить про те, що іноді висловлювана апріорна думка про незастосовність теорії [319] до тонких плівок є не зовсім правильним. Кінцевий результат в значній мірі залежить від того, наскільки розумні значення ε і T_0 будуть взяті за

основу обчислень. Очевидно, має сенс припустити, що в мономорфних в масивному стані металах $T/T_0 \ll 1$, так як T_0 в цьому випадку, принаймні, вище температури плавлення, а T не перевищує температуру плавлення тонкої плівки. Оцінку ε можна здійснити, використовуючи величину теплоти фазового переходу і внутрішній енергії для масивних зразків, що зазнають ті чи інші фазові переходи.

Наприклад, для ГЦК \rightarrow ОЦК переходу можна скористатися вказаними величинами для Mn, La, Ce, Yb і Fe, при цьому $\varepsilon_{min} = 1,63 \cdot 10^{-3}$, $\varepsilon_{max} = 10,6 \cdot 10^{-3}$ і $\varepsilon_{cp} = 6,1 \cdot 10^{-3}$. Для переходу ГЦК \rightarrow ГПУ за даними для Co, La і Ta відповідні значення ε мають такі величини: $0,9 \cdot 10^{-3}$; $2,8 \cdot 10^{-3}$ і $1,8 \cdot 10^{-3}$. Так як d - метали в основному не проявляють поліморфізму, то величину параметра решітки очікуваної аномальної фази необхідно розраховувати (наприклад, розрахункові значення для Mo і W, відповідно, дорівнюють 0,397 і 0,399 нм при експериментально спостережуваних величинах 0,411 - 0,420 і 0,415 - 0,425 нм).

Для плівок Ni на основі розрахункових значень $a_1 = 0,352$, $a_{2p} = 0,249$ і $c_{2p} = 0,406$ нм) товщина фазового переходу $d^* = 0,1$ нм (індекс «р» - розрахункова величина). Ми вже відзначали, що використовувана нами феноменологічна теорія дає не зовсім точне значення d^* , хоча, треба думати, основна помилка пов'язана не з розрахунковими співвідношеннями, а з наближеним значенням параметра ε . Якщо цей параметр відомий точно, то теорія добре відповідає експерименту. Це має місце у випадку плівок Co [324]. Така узгодженість відзначається і у випадку плівок Fe: $d^*_p = 9,6$ нм при $d^*_{експ} = 10,0$ нм ($T_n = 293$ К) і $d^*_p = 16,8$ нм при $d^*_{експ} = 8,0$ нм ($T_n = 673$ К). Отримані результати дозволяють стверджувати, що для плівок Cr, Mo, W, Ni і Re неможливе утворення поліморфних модифікацій. Однак, як ми вважаємо, більш правильним є висновок автора [325] про те, що аномальні фази не є метастабільними фазами, зумовлені відхиленням умов кристалізації від рівноважних, а є результатами реалізації деяких особливих домішкових розмірних рівноважних станів, властивих зразкам малих розмірів. На підставі аналізу літературних і власних експериментальних даних можна зробити

висновок про те, що до теперішнього часу немає жодного прямого експерименту, що підтверджує утворення поліморфних модифікацій, не відомих в масивних зразках. Більш того, при конденсації плівок в умовах надвисокого вакууму завжди відбувається утворення тільки тих модифікацій, які присутні в масивному матеріалі.

Таким чином, аномальні фази, які стабілізуються при конденсації в технологічному вакуумі, є фазами впровадження атомів азоту, кисню, водню та інших залишкових газів в решітку металу.

3.2.3 Процеси упорядкування в системах Fe/Pd(Pt)

Окремою групою виступають плівкові матеріали Fe/Pd і Fe/Pt, в яких відбуваються процеси структурного упорядкування. Електроннографічними дослідження показали, що в таких системах вже в процесі конденсації при температурі підкладки $T_n \cong 300 - 350$ К утворюється неупорядкований ГЦК т.р.(Fe, Pd) (рис. 3.17) або ГЦК т.р.(Fe, Pt) (рис. 3.18, табл. 3.14). Для невідпалених і відпалених зразків Fe/Pd/Pt параметри решітки дорівнюють $a_1 = 0,392$ нм і $a_2 = 0,394$ нм відповідно.

У табл. 3.14 наведена розшифровка електроннограми від ГЦК т.р. (Fe, Pt). Постійне значення параметра решітки по усім п'яти лініям на електроннограмі говорить про утворення гомогенного неупорядкованого т.р. (Fe, Pt). Термообробка таких плівкових систем призводить до упорядкування і, як результат цього – утворення фази $L1_0$ -FePt (рис.3.18). Незважаючи на те, що при термообробці до 700 або 900 К може відбуватись утворення оксидів Fe, процес термообробки у вакуумі $10^{-4} - 10^{-5}$ Па можна провести без утворення або із утворенням їх мінімальної кількості.

Електроннографічно перехід неупорядкована \rightarrow упорядкована фаза фіксується при $T_v \cong 630 - 670$ К (мультишари на основі Fe і Pt), 780 К (мультишари на основі Fe і Pd) та 820 (двошарові плівки Fe/Pd), хоча температура переходу збільшується у міру зростання товщини окремих шарів.

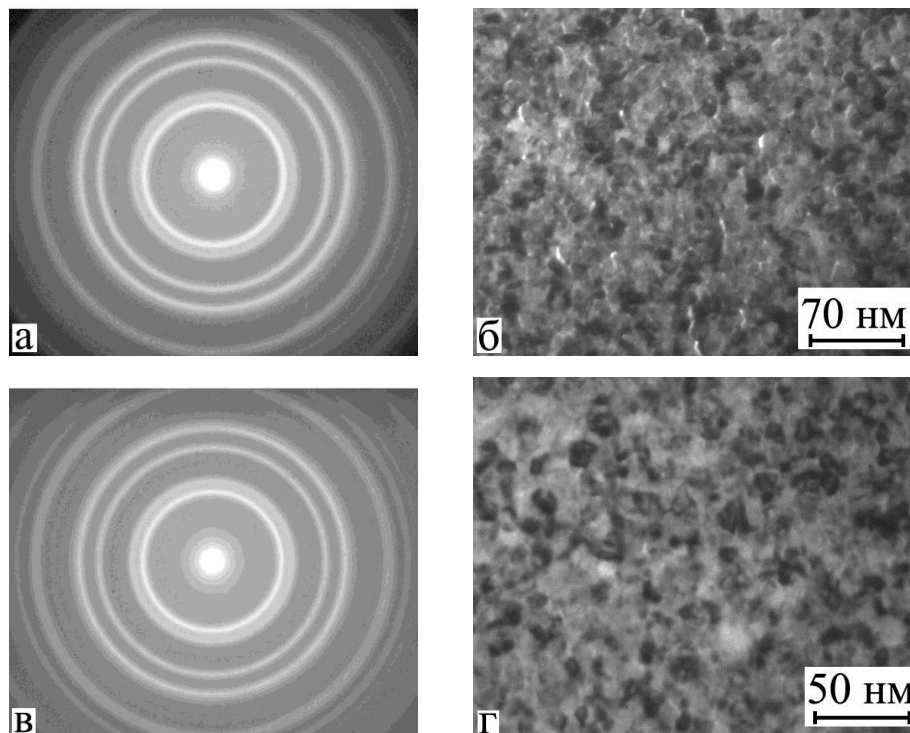


Рис. 3.17. Електронограми та кристалічна структура плівкової системи Pd(10)/Fe(30)/П при $T = 300$ (а, б) і 600 К (в, г)

Таблиця 3.14

Розшифрування електронограми від плівки Fe(46)/Pt(18)/П після конденсації

№ п/п	I , в.о.	d_{hkl} , нм	hkl	a , нм	Фаза
1	ДС	0,222	111	0,385	ГЦК - FePt
2	С	0,192	200	0,384	
3	ср	0,136	220	0,385	
4	ср	0,116	311	0,385	
5	сл	0,111	222	0,384	
$a_0(\gamma\text{-Fe}) = 0,363$ нм; $a_0(\text{Pt}) = 0,392$ нм [242]; $\bar{a} = 0,384$ нм					

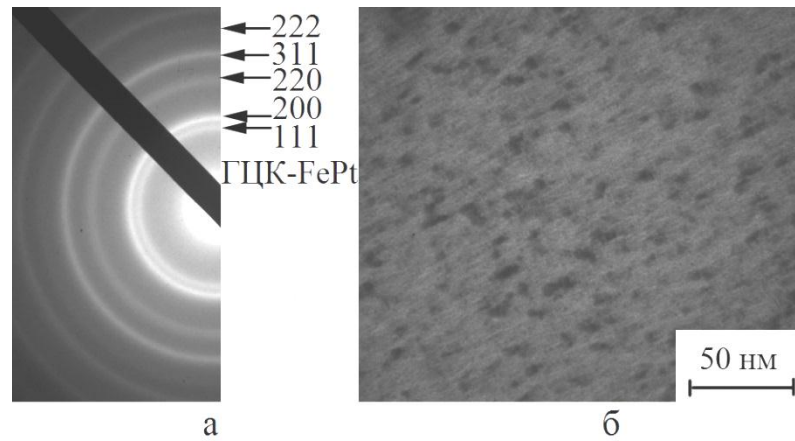


Рис.3.18. Електронограма від фрагменту Fe(46)/Pt(18) мультишару [Fe(46)/Pt(18)]₈/П (а) та відповідна мікроструктура (б)

Відмітимо, що тетрагональні викривлення кубічних решіток FePd і FePt незначні: 0,995 – 0,975, оскільки параметри ГЦТ решітки близькі до величини параметра ГЦК решітки.

Важливою структурною характеристикою фази L1₀ є параметр порядку (S), який може бути розрахованим як за інтенсивністю ліній (101) і (002) від решітки [316]:

$$S^2 = \frac{(I_{001} / I_{002})_{\text{екс}}}{(I_{001} / I_{002})_{\text{розр}}} \cong 1,9 \cdot (I_{001} / I_{002})_{\text{екс}} \quad (3.5)$$

$$S^2 = \frac{(I_{001} / I_{002})_{\text{екс}}}{(I_{001} / I_{002})_{S_{\text{max}}}} \cong (I_{001} / I_{002})_{\text{екс}},$$

де $(I_{001} / I_{002})_{S_{\text{max}}} = 1$ відповідає повністю упорядкованій фазі L1₀, так і через параметри решітки:

$$S^2 = \frac{1 - (c/a)_{\text{неуп}}}{1 - (c/a)_{\text{уп}}}, \quad (3.6)$$

Розрахунки за співвідношеннями (3.5) і (3.6) дають величину: для плівок Fe/Pd – S ≅ 0,85 або 0,90, відповідно, для плівок Fe/Pt – S ≅ 0,82 або 0,75, відповідно, що добре узгоджується із даними робіт [317, 318]. Відмітимо, що результати [318] для параметра S наведені для плівок, які отримувались

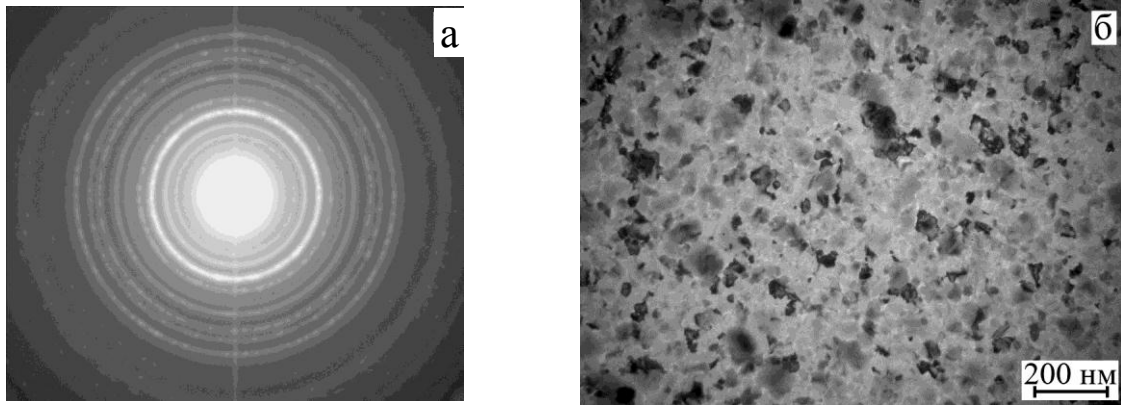


Рис. 3.19. Утворення $L1_0$ фази FePd: електроннограма (а) від двошарової плівки Pd(13)/Fe(10)/П після відпалювання до $T_e \cong 850$ К та відповідна мікроструктура (б) як при високому ($\sim 5 \cdot 10^{-3}$ Па), так і низькому ($\sim 5 \cdot 10^{-5}$ Па) тиску залишкових газів, що, до деякої міри, відповідає вакуумним умовам в наших експериментах ($\sim 10^{-4}$ Па).

Процеси упорядкування ГЦК фази FePd і ГЦК фази FePt (рис.3.19 – 3.23) можна якісно прослідкувати, якщо у процесі відпалювання аналізувати появу рефлексів надрешітки та інтенсивність ліній. Першою ознакою початку упорядкування у ГЦК фазі FePt слід вважати появу надрефлексів у вигляді ліній (001) і (002) при термообробці. У залежності від загальної товщини мультишару або окремих шарів температура відпалювання, при якій появляються екстрарефлекси, може змінюватись в інтервалі 300 – 570 К. Тут має місце така особливість: збільшення інтенсивності ліній (001), (002), (112) та ін. відбувається дуже повільно і лише при $T_v > 630$ К спостерігається відношення $I_{002} / I_{001} \cong 0,5$, що відповідає теоретичному значенню.

Повністю система екстраліній і базових ліній (001), (110), (111), (200), (002), (112), (202), (310), (222) формується в інтервалі $T_e = 620 - 820$ К. Про інтенсивність процесу упорядкування можна робити висновки за швидкістю зростання інтенсивності лінії (111) як лінії із найбільшою інтенсивністю. При $T > 600$ К активізуються процеси упорядкування, яке є неповним, про що

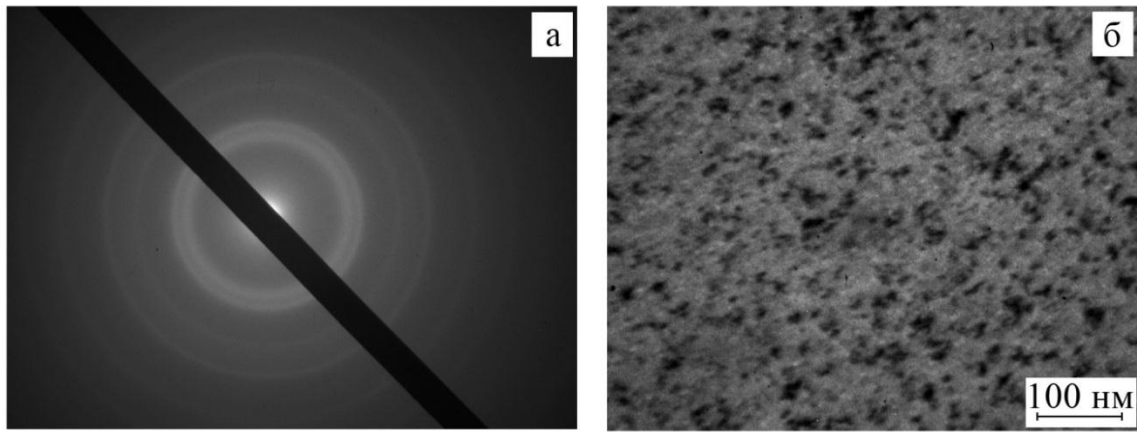


Рис. 3.20. Утворення $L1_0$ фази FePt: електронограма (а) від двошарової плівки Fe(44)/Pt(49) після відпалювання до $T_e \cong 650$ К та відповідна мікроструктура (б)

говорить мала інтенсивність ліній (001) і (002). Відмітимо, що у відпалених до 850 К двошарових плівках утворюється невелика кількість оксидів Fe_3O_4 і Fe_2O_3 (рис.3.22).

У мультишарах $[Pd(1,1)/Fe(0,9)]_5/\Pi$, $[Pd(1,1)/Fe(1,1)]_5/\Pi$ і $[Pd(1,1)/Fe(1,1)]_5/\Pi$ (загальна концентрація атомів заліза $c_{Fe} = 50$ і 55 ат.%, відповідно) в інтервалі температур 300 – 460 К, унаслідок процесів, обумовлених КСД, спостерігалось формування неупорядкованої ГЦК-FePd фази (рис. 3.21 – 3.23). Із підвищенням температури до $T = 780$ К відбувається поступове упорядкування ГЦК-FePd фази і перехід до ГЦТ-FePd з параметрами решітки $\bar{c}_{FePd} = 0,368 - 0,369$ нм і $\bar{a}_{FePd} = 0,387 - 0,388$ нм (табл. 3.15 – 3.17). Поряд із упорядкованою фазою $L1_0$ лінії від α -Fe не проявляються.

Унаслідок КСД, яка сприяє протіканню твердофазної реакції, в плівках при пошаровій конденсації відбувається часткове упорядкування ГЦК-FePd фази і зменшення температури фазового переходу ГЦК-FePd \rightarrow ГЦТ-FePd у порівнянні з масивними зразками приблизно на 300 К (для мультишарів) та приблизно на 200 К (для двошарових зразків). Таке зменшення можна пояснити більш інтенсивними дифузійними процесами в мультишарах, в яких товщина окремих шарів має менше значення у порівнянні з двошаровими системами.

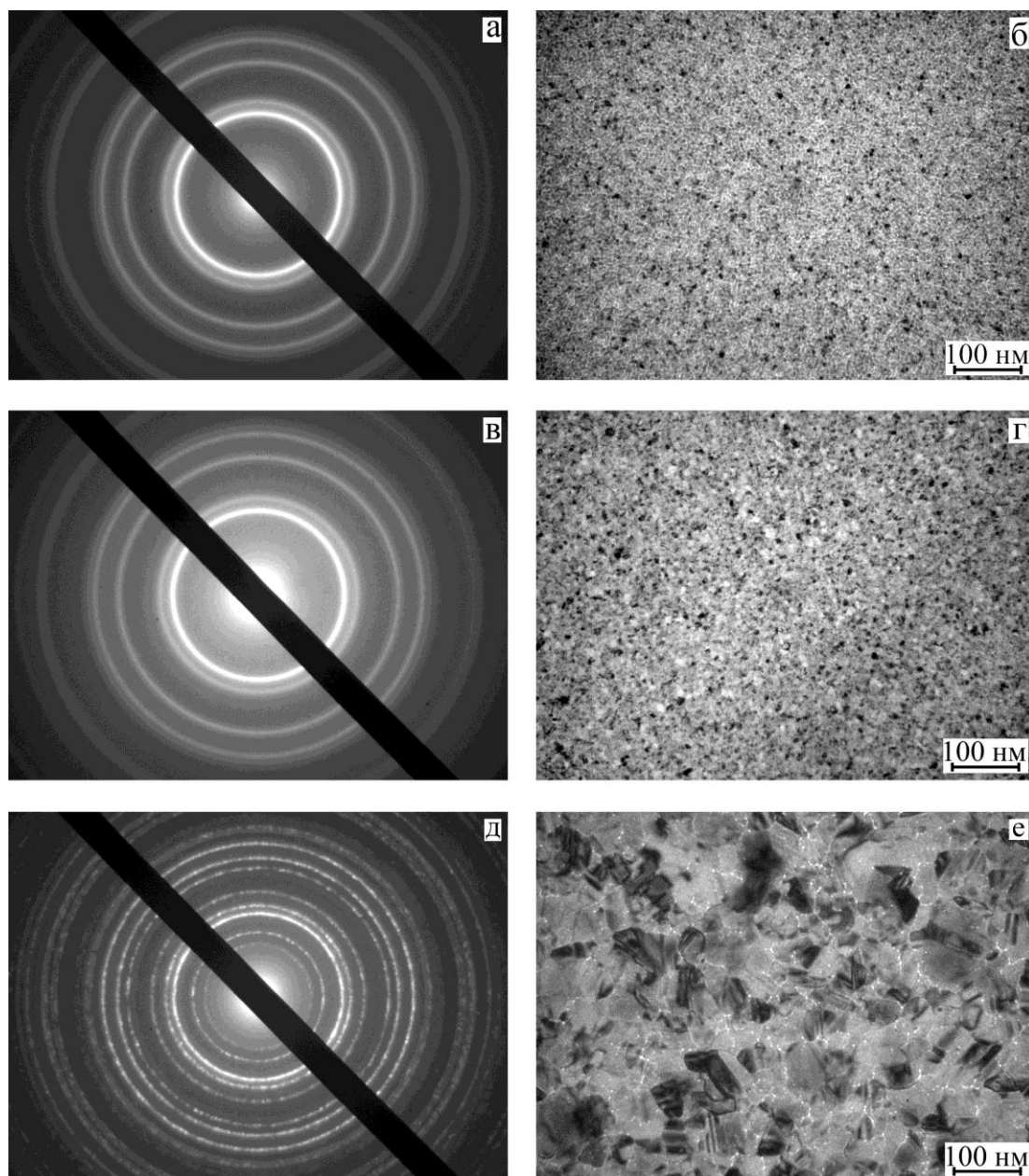


Рис. 3.21. Дифракційні картини та мікроструктура від мультишарів $[\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(0,9)]_5/\text{П}$, отриманих при $T = 300$ (а, б) та відпалених до 460 (в, г) і 780 К (д, е)

Таблиця 3.15

Розшифрування електронограм від мультишару [Pd(1,1)/Fe(0,9)]₅/П

№ п/п	$T_B=300\text{ K}$					$T_B=460\text{ K}$					$T_B=780\text{ K}$					
	$I, \text{в.о.}$	$d_{hkl}, \text{нм}$	hkl	фаза	$a, \text{нм}$	$I, \text{в.о.}$	$d_{hkl}, \text{нм}$	hkl	фаза	$a, \text{нм}$	$I, \text{в.о.}$	$d_{hkl}, \text{нм}$	hkl	фаза	$a, \text{нм}$	$c, \text{нм}$
1	С	0,224	111	ГЦК- FePd	0,388	С	0,226	111	ГЦК- FePd	0,391	ср	0,366	001	L1 ₀ -FePd		0,366
2	ср	0,194	200	-«-	0,388	ср	0,195	200	-«-	0,390	ср	0,275	110	-«-	0,389	
3	ср	0,137	220	-«-	0,387	ср	0,138	220	-«-	0,390	С	0,217	111	-«-	-	-
4	ср	0,117	311	-«-	0,388	ср	0,118	311	-«-	0,391	ср	0,194	200	-«-	0,388	
5	ср	0,112	222	-«-	0,388	ср	0,113	222	-«-	0,391	д.сл	0,184	002	-«-		0,368
6	д.сл	0,097	400	-«-	0,388	д.сл	0,098	400	-«-	0,392	ср	0,171	201	-«-	-	
7	сл	0,089	331	-«-	0,388	сл	0,090	331	-«-	0,392	д.сл	0,154	112	-«-	-	
8	сл	0,087	420	-«-	0,389	сл	0,088	420	-«-	0,393	ср	0,137	220	-«-	0,387	
9	д.сл	0,079	422	-«-	0,387	д.сл	0,080	422	-«-	0,392	ср	0,128	221	-«-	-	
10	д.сл	0,075	511	-«-	0,390	д.сл	0,075	511	-«-	0,390	д.сл	0,123	003	-«-		0,369
11											ср	0,117	311	-«-	-	-
\bar{a} (ГЦК-FePd) = 0,388 ± 0,005 нм					\bar{a} (ГЦК- FePd) = 0,391 ± 0,002 нм					\bar{a} (L1 ₀ -FePd) = 0,388 ± 0,003 нм; \bar{c} (L1 ₀ -FePd) = 0,368 ± 0,004 нм;						
$a_0(\text{Pd})=0,389\text{ нм}; a_0(\text{Fe})=0,286\text{ нм}; a_0(\text{L1}_0\text{-FePd}) = 0,385\text{ нм}; c_0(\text{L1}_0\text{-FePd}) = 0,372\text{ нм}$																

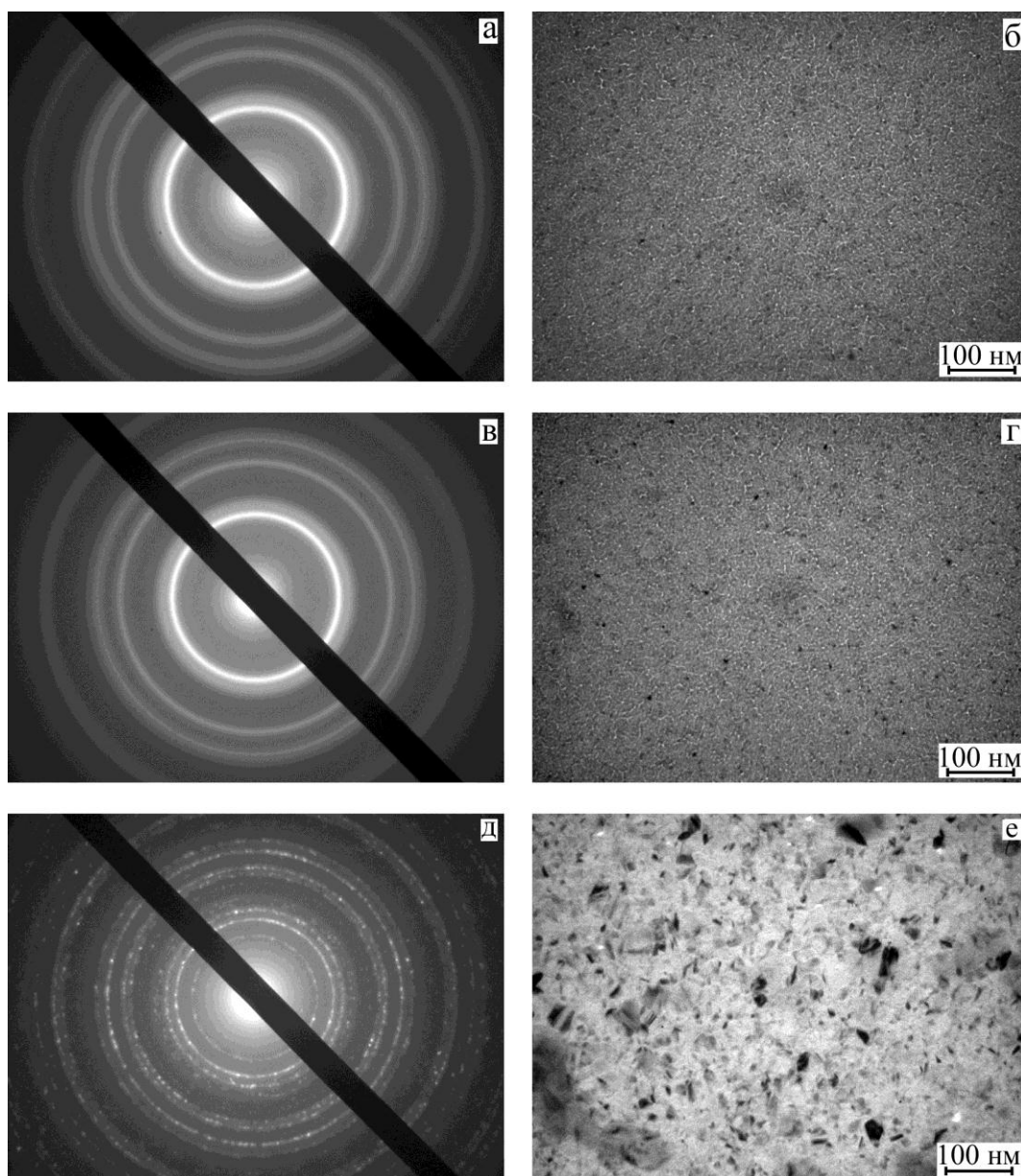


Рис. 3.22. Дифракційні картини та кристалічна структура мультишарів $[\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(1,1)]_5/\text{П}$, отриманих при 300 К (а, б) та відпалених до 460 (в, г) і 780 К (д, е)

Таблиця 3.16

Розшифрування електронограм від мультишарів [Pd(1,1)/Fe(1,1)]₅/Π

№ П/П	$T_B=300\text{ K}$					$T_B=460\text{ K}$					$T_B=780\text{ K}$					
	$I, \text{в.о.}$	$d_{hkl}, \text{нм}$	hkl	фаза	$a, \text{нм}$	$I, \text{в.о.}$	$d_{hkl}, \text{нм}$	hkl	фаза	$a, \text{нм}$	$I, \text{в.о.}$	$d_{hkl}, \text{нм}$	hkl	фаза	$a, \text{нм}$	$c, \text{нм}$
1	С	0,224	111	ГЦК-FePd	0,388	С.	0,223	111	ГЦК- FePd	0,386	ср	0,365	001	L1 ₀ -FePd		0,365
2	ср	0,194	200	-«-	0,388	ср	0,194	200	-«-	0,388	ср	0,275	110	-«-	0,389	
3	ср	0,138	220	-«-	0,390	ср	0,137	220	-«-	0,387	С	0,219	111	-«-	-	
4	ср	0,117	311	-«-	0,388	ср	0,117	311	-«-	0,388	Сл	0,193	200	-«-	0,386	
5	ср	0,112	222	-«-	0,388	ср	0,112	222	-«-	0,388	сл	0,185	002	-«-		0,370
6	д. сл	0,097	400	-«-	0,388	д. сл.	0,097	400	-«-	0,387	д.сл	0,171	201	-«-	-	
7	сл	0,089	331	-«-	0,388	сл	0,089	331	-«-	0,388	д.сл	0,151	112	-«-	-	
8	сл	0,087	420	-«-	0,389	сл	0,087	420	-«-	0,389	сл	0,137	220	-«-	0,387	
9	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	сл	0,132	202	-«-	-	
10	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	сл	0,129	221	-«-	-	
11	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	д.сл	0,124	003	-«-		0,372
12	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	сл	0,117	311	-«-	-	
13	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	сл	0,109	222	-«-	-	
\bar{a} (ГЦК-FePd) = (0,388 ± 0,002) нм					\bar{a} (ГЦК-FePd) = (0,387 ± 0,002) нм					\bar{a} (L1 ₀ -FePd) = 0,387 ± 0,002 нм; \bar{c} (L1 ₀ -FePd) = 0,369 ± 0,003 нм						
$a_0(\text{Pd})=0,389\text{ нм}; a_0(\text{Fe}) = 0,286\text{ нм}; a_0(\text{L1}_0\text{-FePd}) = 0,385\text{ нм}; c_0(\text{L1}_0\text{-FePd}) = 0,372\text{ нм}$																

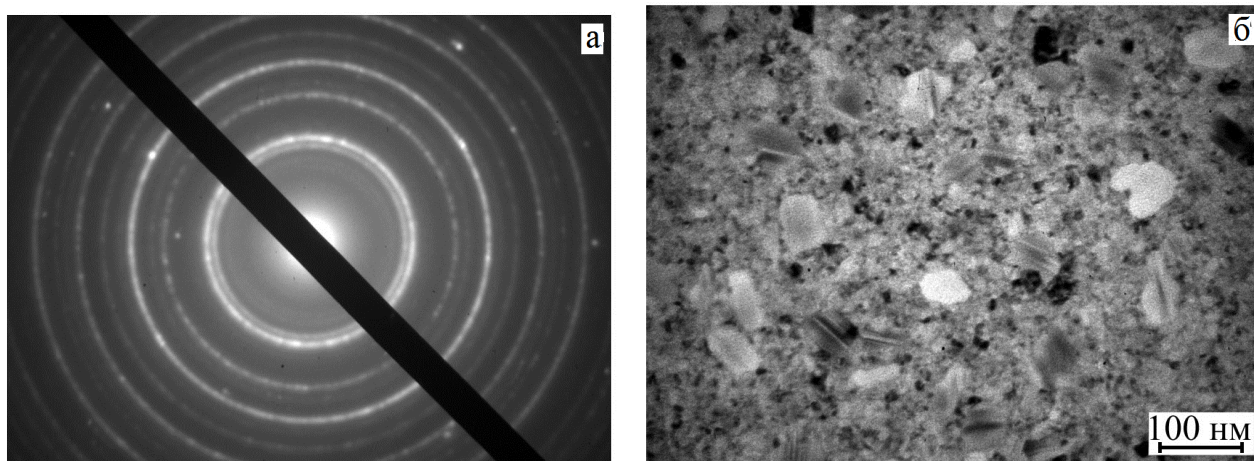


Рис. 3.23. Дифракційна картина (а) та кристалічна структура (б) від мультишарів $[\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(5)]_5/\text{П}$, відпалених до 780 К

Величина параметра кристалічної решітки неупорядкованої фази залежить від загальної концентрації атомів Fe в плівці і має значення $\bar{a} = 0,388$ нм ($c_{\text{Fe}} = 45 - 50$ ат.%) близьке до параметра решітки плівки Pd ($\bar{a} = 0,389$ нм), що свідчить про формування ГЦК-FePd фази на її основі.

Збільшення концентрації заліза приводить до формування неупорядкованої ГЦК-FePd фази, утворення якої розглянемо на прикладі мультишарів $[\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(5)]_5/\text{П}$ ($c_{\text{Fe}} = 84$ ат.%), результати електронографічних досліджень процесів фазоутворення для яких подані на рис. 3.23. У зразках такого типу після термообробки до 780 К формується упорядкована фаза ГЦТ-FePd. У результаті протікання процесів конденсаційно-стимульованої дифузії, яка сприяє протіканню твердофазних реакцій, у плівкових матеріалах при пошаровій конденсації відбувається часткове упорядкування ГЦК-FePd фази і зменшення температури фазового переходу ГЦК-FePd \rightarrow ГЦТ-FePd у порівнянні з масивними зразками приблизно на 300 К (для мультишарів) та приблизно на 200 К (для двошарових плівок як фрагментів багатошарових систем). Таке зменшення можна пояснити більш інтенсивним протіканням процесів дифузії в мультишарах, товщина окремих шарів яких має менші порівняно з двошаровими системами значення (до 10 нм). Параметр кристалічної решітки неупорядкованої фази має концентраційну залежність і приймає значення $\bar{a} = 0,388$ нм (при

$c_{\text{Fe}} = 45 - 50$ ат.%), яке близьке до параметра решітки плівки Pd ($\bar{a} = 0,389$ нм), що свідчить про формування ГЦК-фази на її основі. При збільшенні загальної концентрації атомів до $c_{\text{Fe}} = 70 - 85$ ат.% спостерігається викривлення ГЦК-решітки, яке проявляється у зміщенні лінії (111) у бік більших кутів, а лінії (200) – у бік менших кутів, та розщепленні лінії (220) на три лінії. Кількісною характеристикою цього викривлення може бути порівняння між собою, наприклад, величини $a_{111} = 0,386$ нм і $a_{200} = 0,398$ нм для викривленої ГЦК-решітки та $a_{111} = 0,388$ нм і $a_{200} = 0,388$ нм для ГЦК-PdFe.

Оскільки значення концентрації окремих компонент в мультишарах суттєво впливають на інтенсивність процесів фазоутворення та ступінь упорядкування системи, тому для визначення ефективної концентрації був застосований метод ЕДА. Енергодисперсійні спектри для мультишарів на основі Fe і Pd або Pt представлені на рис. 3.24. Порівняння експериментальних і розрахованих за співвідношенням (2.1) результатів концентрацій окремих компонент Fe і Pd або Pt в плівкових системах, представлені в табл. 3.17.

Для одержання інформації про протікання дифузійних процесів в системах, в яких відбуваються процеси упорядкування, були проведені дослідження методом ВІМС. Дифузійні профілі від двошарових плівок Pd(30)/Fe(50)/Пі наведені на рис.3.25, показують, що перемішування обох компонент у зразках відбувається вже під час їх осадження за рахунок КСД, наслідком якої є формування неупорядкованої ГЦК-FePd фази.

На основі дифузійних профілів і співвідношення (2.2) були визначені ефективні коефіцієнти дифузії, що становлять $D_{\text{Pd} \rightarrow \text{Fe}} = 2,7 \cdot 10^{-18}$ м²/с і $D_{\text{Fe} \rightarrow \text{Pd}} = 1,1 \cdot 10^{-18}$ м²/с. Відносно велика величина коефіцієнта дифузії при 300 К пояснюється проявом КСД у процесі конденсації металів. Однією із причин протікання процесів взаємної дифузії атомів у тонких шарах може бути їх загальна товщина, яка впливає на розміри кристалічних зерен. Інтенсивність протікання дифузійних процесів залежить від ступеню дисперсності кристалітів у плівкових матеріалах. За даними електроннографічних досліджень, у плівках Pd спостерігається дрібнодисперсна структура, а результати ВІМС показують їх

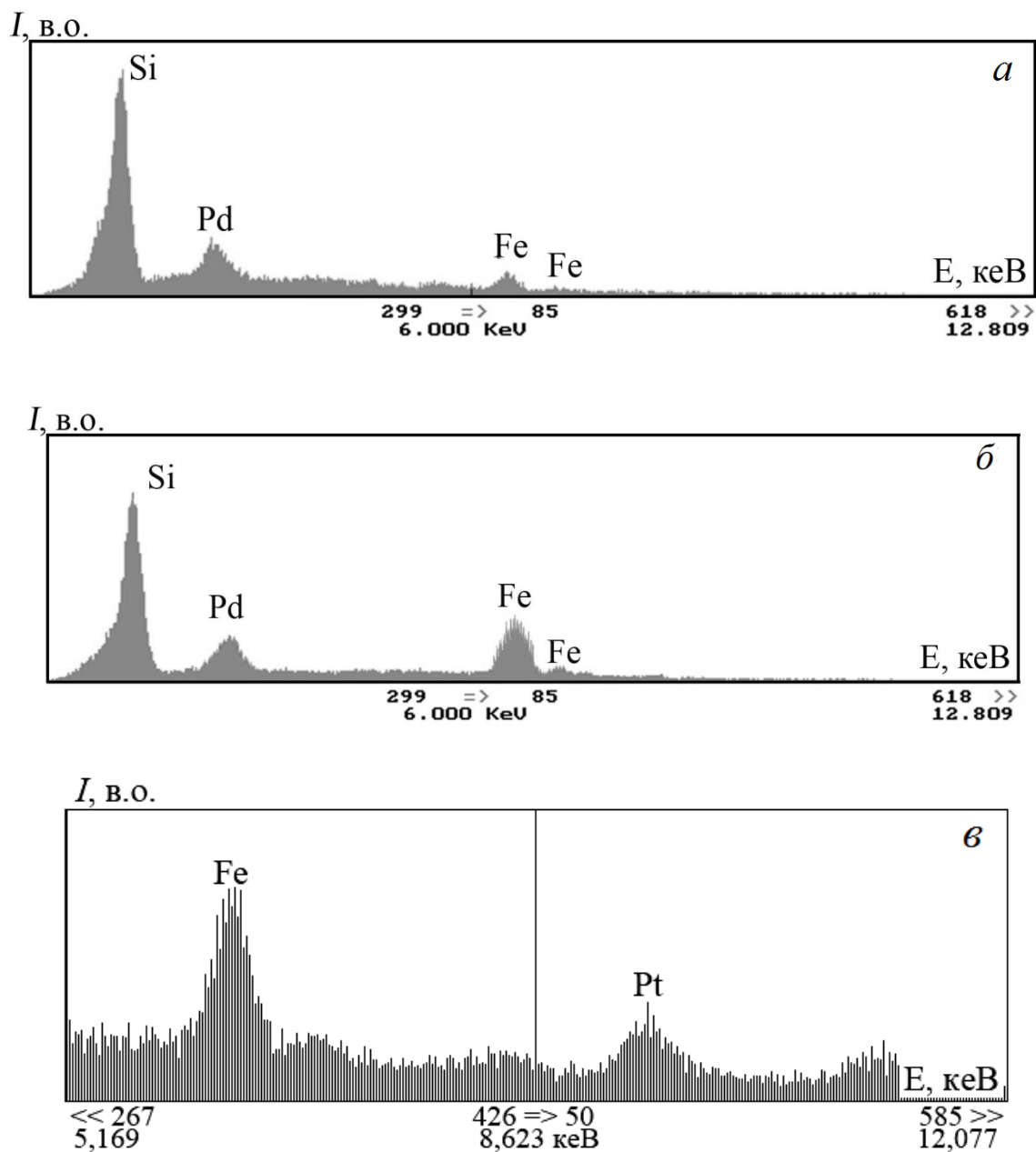


Рис. 3.24. Спектри ЕДА для плівкових систем: а – $[\text{Pd}(1,4)/\text{Fe}(0,6)]_{10}/\Pi$ ($c_{\text{Fe}} = 35\%$); б – $[\text{Pd}(0,4)/\text{Fe}(0,6)]_{10}/\Pi$ ($c_{\text{Fe}} = 65\%$) і в – $\text{Fe}(46)/\text{Pt}(18)/\Pi$ ($c_{\text{Fe}} = 72\%$)

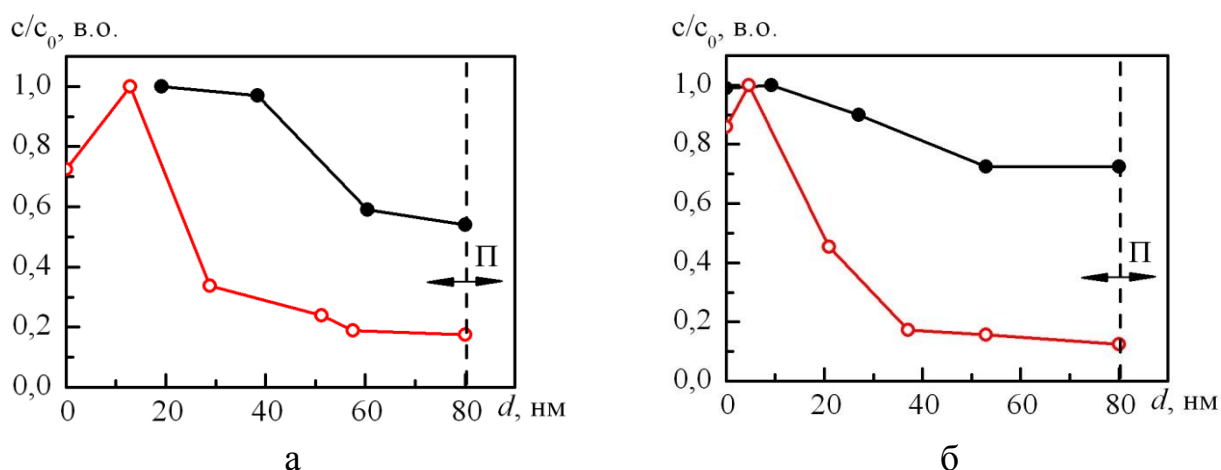


Рис. 3.25. Дифузійні профілі для плівки Pd(30)/Fe(50)/П у невідпаленому (а) та відпаленому при $T = 780$ К (б) станах. ● – Fe та ○ – Pd

Таблиця 3.17

Порівняння експериментальних і розрахункових значень загальної концентрації атомів окремих компонент систем на основі Fe і Pd або Pt

Плівковий матеріал	Метод ЕДА		Співвідношення (2.1)	
	$c_{Fe}, \%$	$c_{Pd}, \%$	$c_{Fe}, \%$	$c_{Pd}, \%$
[Pd(1,4)/Fe(0,6)] ₁₀ /П	31	69	35	65
[Pd(3)/Fe(1,9)] ₁₀ /П	40	60	44	56
[Pd(0,9)/Fe(0,6)] ₁₀ /П	44	56	45	55
[Pd(1,1)/Fe(1,1)] ₁₀ /П	54	46	55	45
[Pd(0,4)/Fe(0,6)] ₁₀ /П	69	31	65	35
[Pd(1,1)/Fe(2)] ₁₀ /П	68	32	69	31
[Pd(1,1)/Fe(5)] ₅ /П	84	16	85	15
Fe(46)/Pt(18)/П	72	28	80	20
[Fe(3)/Pt(3)/Fe(3)] ₈ /П	67	33	72	28
[Fe(5)/Pt(5)/Fe(5)] ₈ /П	67	33	72	28

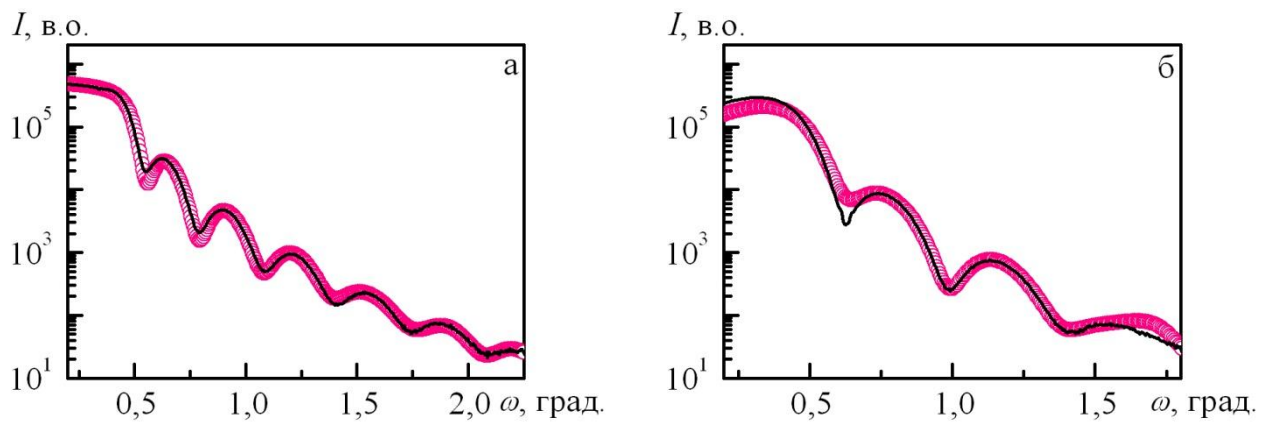


Рис. 3.26. Рефлектометричні криві від поверхні мультишарів $[Pd(0,6)/Fe(0,9)]_{10}/\Pi$ (а) та $[Pd(1,1)/Fe(1,1)]_5/\Pi$ (б)

дифузійну активність під час конденсації металів. Слід відмітити, що в системі плівка/плівка значення ефективного коефіцієнту дифузії переважає над системою плівка/масивний матеріал, тому що в першій спостерігається більша густина меж зерен та дефектність структури. Метод ВІМС дозволяє отримати інформацію про дифузійні процеси в багат шарових плівкових системах, але не може бути застосованих для мультишарів, що пояснюється активізацією дифузійних процесів первинними іонами, яка приводить до збільшення коефіцієнтів дифузії.

Використання методу рефлектометрії дозволяє отримати інформацію про шорсткість поверхні мультишарів із збереженням цілісності матеріалу. Як приклад на рис. 3.26 наведені рефлектометричні залежності для матеріалів $[Pd(0,6)/Fe(0,9)]_{10}/\Pi$ і $[Pd(1,1)/Fe(1,1)]_5/\Pi$, в яких шорсткість поверхні складає $\sigma = 0,10$ і $0,11$ нм відповідно. Аналогічні результати отримані для плівкових матеріалів на основі Fe і Pt (шорсткість поверхні $0,10 - 0,12$ нм). Середнє значення шорсткості складало не більше $12 - 14\%$ від товщини окремих шарів системи. Метод рефлектометрії був використаний також для додаткового вимірювання товщини окремих шарів багат шарових плівок (непрямий метод) для порівняння результатів, отриманих методом кварцового резонатора (прямий метод вимірювання). Похибка вимірювання для обох методів становить приблизно $\Delta\sigma \cong \pm(0,10 - 0,15)$ нм, що пов'язано із тривалим часом конденсації мультишарів (до 5 хв.) і нестабільністю розжарювання випарника.

3.3 Фізичні процеси в чутливих елементах сенсорів [207, 273, 285, 327]

3.3.1 Урахування деформаційних ефектів в параметрах електроперенесення: напівфеноменологічний підхід

Теоретичні дослідження розмірного ефекту (РЕ) в електрофізичних властивостях двошарових плівкових систем були започатковані у роботах Варкуша Ф., Дімміха Р., Катера Ф. і Ель-Хіті М. та ін. Ефект тензочутливості в двошарових монокристалічних плівках вперше був проаналізований в роботах [196 - 198], в яких авторами було отримано результат аналогічний для монокристалічних одношарових плівок, коли із збільшенням k_1 (при фіксованому значенні k_2) коефіцієнт γ_1 асимптотично наближається до γ_{01} і навпаки. Авторами роботи [326] двошарова плівка була змодельована як паралельне з'єднання провідників із точковими контактами. Таким чином, згідно із результатами робіт [188, 196 – 198], можна записати співвідношення для опору у вигляді:

$$\frac{1}{R} = \frac{a}{l} [\sigma_{01} F_1(d_1, \lambda_{01}, p_1^*, r_1) d_1 + \sigma_{02} F_2(d_2, \lambda_{02}, p_2^*, r_2) d_2], \quad (3.9)$$

де p_i^* - ефективний коефіцієнт дзеркальності ($p_1^* = \frac{P_{1n} + P_{12}}{2}$, $p_2^* = \frac{P_{20} + P_{12}}{2}$,

p_{1n}, p_{12} і p_{20} - параметри дзеркальності на межі плівка/підкладка, двох плівок (інтерфейс) та плівка/вакуум, відповідно).

Взявши логарифмічний диференціал від лівої та правої частин співвідношення (3.9), отримуємо

$$\frac{dR}{R} = -(\ln d_1 + \ln \sigma_{01} + \ln F_1) A_1 - (\ln d_2 + \ln \sigma_{02} + \ln F_2) A_2 - (\ln a - d \ln l),$$

де $A_i = \frac{F_i \sigma_{0i} d_i}{\sum_{i=1}^2 F_i \sigma_{0i} d_i}$ (при розрахунках більш логічно використовувати величину

$\sigma_{gi} \equiv \sigma_{0i} \cdot f(\alpha)$, де $f(\alpha)$ і σ_0 – функція зерномежового розсіювання і питома провідність масивного монокристалу, відповідно);

$$\mu'_{fi} = -\frac{d \ln d_i}{d \ln l} \cong \mu_{fi} - \text{коефіцієнт Пуасона.}$$

У нашій теоретичній моделі враховано, що функція F_i залежить не лише від параметрів $k = d/\lambda_0$, ефективного коефіцієнта дзеркальності p^* і r , а й від $m = L/\lambda_0$ (L – середній розмір кристалітів) і коефіцієнта проходження інтерфейсу Q . Її похідну, що використовується в базових співвідношеннях теоретичної моделі, в розгорнутому вигляді, на прикладі F_1 , можна подати так:

$$\begin{aligned} \frac{d \ln F_1(k_1, m_1, p_1^*, r_1, Q)}{d \ln l} &= \left(\frac{d \ln F_1 d \ln k_1}{d \ln k_1 d \ln l} + \frac{d \ln F_1 d \ln m_1}{d \ln m_1 d \ln l} \right) + \left(\frac{d \ln F_1 d \ln k_1 d \ln k_2}{d \ln k_1 d \ln k_2 d \ln l} + \right. \\ &+ \left. \frac{d \ln F_1 d \ln m_1 d \ln m_2}{d \ln m_1 d \ln m_2 d \ln l} \right) + \left(\frac{d \ln F_1 d \ln k_1 d \ln p_1^*}{d \ln k_1 d \ln p_1^* d \ln l} + \frac{d \ln F_1 d \ln k_1 d \ln Q}{d \ln k_1 d \ln Q d \ln l} \right) + \quad (3.10) \\ &+ \left(\frac{d \ln F_1 d \ln k_1 d \ln k_2 d \ln p_2^*}{d \ln k_1 d \ln k_2 d \ln p_2^* d \ln l} + \frac{d \ln F_1 d \ln k_1 d \ln k_2 d \ln Q}{d \ln k_1 d \ln k_2 d \ln Q d \ln l} \right). \end{aligned}$$

Оскільки $\frac{d \ln F_i}{d \ln l} = \frac{d \ln F_i}{d \ln k_i} (\eta_{\lambda_{0i}} - \mu'_i) + \frac{d \ln F_i}{d \ln k_i} (\eta_{\lambda_{0i}} - \mu'_k) \frac{d \ln k_i}{d \ln k_k}$, то після підстановки у попереднє співвідношення із урахуванням, що $\frac{d \ln F_i}{d \ln k_i} = 1 - \frac{\beta_i}{\beta_{0i}}$, $\frac{d \ln k_i}{d \ln k_k} = \frac{\beta_{0i}}{\beta_{0k}}$ (β – ТКО; $i, k = 1, 2$ та $i \neq k$), отримуємо співвідношення для КТ двошарової плівки:

$$\begin{aligned} \gamma_l &= A_1 \left\{ \left(\gamma_{01}^\rho + \mu'_1 \right) - \left(1 - \frac{\beta_1}{\beta_{01}} \right) \left[\left(2\gamma_{01}^\rho - 1 - \mu'_1 - \eta_{p^*1} \frac{d \ln k_1}{d \ln p_1^*} - \eta_{Q1} \frac{d \ln k_1}{d \ln Q} - \right. \right. \right. \\ &- \left. \left. \eta_{r1} \frac{d \ln m_1}{d \ln r_1} + \left(2\gamma_{02}^\rho - 1 - \mu'_2 - \eta_{p^*2} \frac{d \ln k_2}{d \ln p_2^*} - \eta_{Q2} \frac{d \ln k_2}{d \ln Q_2} - \eta_{r2} \frac{d \ln m_2}{d \ln r_2} \right) \frac{\beta_{01}}{\beta_{02}} \right] \right\} + \quad (3.11) \\ &+ A_2 \left\{ \left(\gamma_{02}^\rho + \mu'_1 \right) - \left(1 - \frac{\beta_2}{\beta_{02}} \right) \left[\left(2\gamma_{02}^\rho - 1 - \mu'_2 - \eta_{p^*2} \frac{d \ln k_2}{d \ln p_2^*} - \eta_{Q2} \frac{d \ln k_2}{d \ln Q_2} - \eta_{r2} \frac{d \ln m_2}{d \ln r_2} \right) \right] \right\} + \end{aligned}$$

$$+ \left(2\gamma_{011}^{\rho} - 1 - \mu_1' - \eta_{p^*l1} \frac{d \ln k_1}{d \ln p_1^*} - \eta_{Ql1} \frac{d \ln k_1}{d \ln Q_1} - \eta_{rl1} \frac{d \ln m_1}{d \ln r_1} \right) \frac{\beta_{02}}{\beta_{01}} \Big] \Big\} + 1 + \mu_s,$$

$$\text{де } \eta_Q = -\frac{1}{Q} \cdot \frac{dQ}{d\varepsilon_l} \quad (Q = Q_{12} = Q_{21}); \quad \eta_r = -\frac{1}{r} \cdot \frac{dr}{d\varepsilon_l} \quad \text{і} \quad \eta_{p^*} = -\frac{1}{p^*} \cdot \frac{dp^*}{d\varepsilon_l} -$$

деформаційні коефіцієнти параметрів електроперенесення.

Тоді похідні можна наближено представити так:

$$\frac{d \ln k}{d \ln p^*} \cong \frac{\Delta \ln k}{\Delta \ln p^*} = \left(\ln \frac{\lambda_0(0)}{\lambda_0(\varepsilon_l)} \right) / \left(\ln \frac{p^*(\varepsilon_l)}{p^*(0)} \right),$$

$$\frac{d \ln m}{d \ln r} \cong \frac{\Delta \ln m}{\Delta \ln r} = \left(\ln \frac{\lambda_0(0)}{\lambda_0(\varepsilon_l)} \right) / \left(\ln \frac{r(\varepsilon_l)}{r(0)} \right).$$

Фізичний зміст деформаційних коефіцієнтів полягає в тому, що при деформації плівкового зразка відбувається ряд процесів у об'ємі зерна (збільшення його лінійних розмірів і відповідно параметра решітки, деформація внутрішнього потенціалу решітки) і на його межі (деформація межі, розворот зерен, релаксаційні процеси, пов'язані із заліковуванням або генерацією дефектів (вакансій), виникненням локалізованих енергетичних рівнів тощо).

Суть адаптації співвідношення (3.11) на випадок полікристалічних плівок полягала у використанні маядасівського співвідношення для питомої провідності σ_i у множниках для A_1 і A_2 . Однак, ця процедура виявилася малоефективною [188], оскільки відповідність (3.11) і експериментальних результатів була незадовільною [188, 326], оскільки авторами [326], поряд із похідними $\frac{d \ln F_i}{d \ln k_i}$, не були розглянуті множники $\frac{d \ln F_i}{d \ln m_i}$ де $m_i = \frac{L_i}{\lambda_{0i}}$ - зведена

величина середнього розміру кристалітів, тобто не була врахована деформаційна залежність коефіцієнтів розсіювання і проходження межі зерен та межі поділу шарів. Після накопичення значного експериментального матеріалу, узагальнення якого проведено в роботі [327], стала можливою

побудова нами напівфеноменологічної моделі [207], яка врахувала недоліки адаптованої моделі [326].

Незважаючи на складність співвідношення (4), його відносно легко порівняти із експериментальними даними, оскільки в праву частину входять параметри, які можна розрахувати, виходячи із експериментальних результатів для одношарових плівок. Але при цьому залишається складним питання про ефективність міжшарових переходів та про експериментальне визначення величини $\Delta\lambda_0$. Суть останнього утруднення полягає в тому, що величина $\Delta\lambda_0$ визначається не тільки безпосереднім впливом деформації, але і опосередковано через деформаційну залежність параметра дзеркальності і коефіцієнта проходження межі зерна, тобто

$$\Delta\lambda_0(\varepsilon_1) = \Delta\lambda_{0\varepsilon_1} + \Delta\lambda_{0p} + \Delta\lambda_{0r} = \eta_{\lambda_0 l} \lambda_0 \Delta\varepsilon_1 + \eta_p^* \lambda_0 \Delta\varepsilon_1 + \eta_r \lambda_0 \Delta\varepsilon_1, \quad (3.12)$$

$$\text{де } \eta_{\lambda_0 l} = -\frac{1}{\lambda_0} \cdot \frac{\Delta\lambda_0}{\Delta\varepsilon_l}; \quad \eta_p^* = -\frac{1}{\lambda_0} \cdot \frac{\Delta\lambda_{0p}^*}{\Delta p^*} \cdot \frac{\Delta p^*}{\Delta\varepsilon_l}; \quad \eta_r = -\frac{1}{\lambda_0} \cdot \frac{\Delta\lambda_{0r}}{\Delta r} \cdot \frac{\Delta r}{\Delta\varepsilon_l},$$

(при такій формі запису цих співвідношень усі множники у правій частині легко розраховуються).

Оскільки, найбільш послідовна методика апробації теоретичної моделі (3.11) базується на розрахунках величини λ_0 , p і r в рамках теоретичної моделі ізотропного розсіювання електронів Тельє, Тоссе і Пішар на основі експериментальних залежностей ТКО від товщини плівки для серії недеформованих та другої серії деформованих плівок при сталій деформації, то неможливо розділити безпосередній і опосередкований внески деформації у величину $\Delta\lambda_0$ (співвідношення 3.12). Це спричиняє певну похибку у розрахунках деформаційних коефіцієнтів СДВП, хоча додатковий аналіз показує, що основний внесок у величину $\Delta\lambda_0$ дає доданок $\eta_{\lambda_0 l} \lambda_0 \Delta\varepsilon_l$. Відмітимо також, що шляхом екстраполяції залежностей ρ від d^{-1} і β від d^{-1} на нуль (відмітимо, що це стандартна процедура) були визначені величини ρ_g і β_g для одношарових плівок, які використовувалися замість ρ_0 і β_0 при апробації співвідношення (3.11). По

своїй суті ρ_g і β_g відповідають ρ і β масивних конденсатів із тим же типом і концентрацією дефектів, як і в одношаровій плівці.

Виходячи із виразу (3.11), нами також було отримано співвідношення для γ_l багатошарової плівкової системи із довільною кількістю шарів, яке більш коректно враховує поверхневе і зерномежеве розсівання електронів. У випадку, коли електричні властивості i -го шару обумовлюються електронами самого i -го та сусідніх ($i \pm 1$) шарів, що можливо при виконанні умов для тришарової плівки (співвідношення (3.11)) як частого випадку багатошарової плівки:

$\lambda_{01} \cong d_1 + d_2$, $\lambda_{02} \cong d_2 + \frac{d_1 + d_3}{2}$ та $\lambda_{03} \cong d_3 + d_2$ (тобто допускаються лише переходи $3 - 3''$, які показані схематично на рис. 3.27), співвідношення для γ_l тришарової плівки можна записати у такому вигляді:

$$\begin{aligned}
\gamma_l = & A_1 \left\{ \left(\gamma_{01l}^\rho + \mu_1' \right) - \left(1 - \frac{\beta_1}{\beta_{01}} \right) \left[\left(2\gamma_{01l}^\rho - 1 - \mu_1' - \eta_{p1l} \frac{d \ln k_1}{d \ln p_1} - \eta_{Q1l} \frac{d \ln k_1}{d \ln Q_1} - \eta_{r1l} \frac{d \ln m_1}{d \ln r_1} \right) + \right. \right. \\
& \left. \left. + \left(\gamma_{02l}^\rho - 1 - \mu_2' - \eta_{p2l} \frac{d \ln k_2}{d \ln p_2} - \eta_{Q2l} \frac{d \ln k_2}{d \ln Q_2} - \eta_{r2l} \frac{d \ln m_2}{d \ln r_2} \right) \frac{\beta_{01}}{\beta_{02}} \right] \right\} + \quad (3.11') \\
& + A_2 \left\{ \left(\gamma_{02l}^\rho + \mu_1' \right) - \left(1 - \frac{\beta_2}{\beta_{02}} \right) \left[\left(2\gamma_{02l}^\rho - 1 - \mu_2' - \eta_{p2l} \frac{d \ln k_2}{d \ln p_2} - \eta_{Q2l} \frac{d \ln k_2}{d \ln Q_2} - \eta_{r2l} \frac{d \ln m_2}{d \ln r_2} \right) + \right. \right. \\
& + A_2 \left\{ \left(\gamma_{02l}^\rho + \mu_1' \right) - \left(1 - \frac{\beta_2}{\beta_{02}} \right) \left[\left(2\gamma_{02l}^\rho - 1 - \mu_2' - \eta_{p2l} \frac{d \ln k_2}{d \ln p_2} - \eta_{Q2l} \frac{d \ln k_2}{d \ln Q_2} - \eta_{r2l} \frac{d \ln m_2}{d \ln r_2} \right) + \right. \right. \\
& \left. \left. + \left(\gamma_{03l}^\rho - 1 - \mu_3' - \eta_{p3l} \frac{d \ln k_3}{d \ln p_3} - \eta_{Q3l} \frac{d \ln k_3}{d \ln Q_3} - \eta_{r3l} \frac{d \ln m_3}{d \ln r_3} \right) \frac{\beta_{02}}{\beta_{03}} \right] \right\} + \\
& + A_3 \left\{ \left(\gamma_{03l}^\rho + \mu_3' \right) - \left(1 - \frac{\beta_3}{\beta_{03}} \right) \left[\left(2\gamma_{03l}^\rho - 1 - \mu_3' - \eta_{p3l} \frac{d \ln k_3}{d \ln p_3} - \eta_{Q3l} \frac{d \ln k_3}{d \ln Q_3} - \eta_{r3l} \frac{d \ln m_1}{d \ln r_3} \right) + \right. \right.
\end{aligned}$$

$$+ \left(\gamma_{02l}^{\rho} - 1 - \mu_2' - \eta_{p2l} \frac{d \ln k_2}{d \ln p_2} - \eta_{Q2l} \frac{d \ln k_2}{d \ln Q_2} - \eta_{r2l} \frac{d \ln m_2}{d \ln r_2} \right) \frac{\beta_{03}}{\beta_{02}} \left. \right\} + 1 + \mu_s,$$

де допускаємо, що $Q_1 = Q_{12} = Q_{21}$, $Q_2 = Q_{21} = Q_{23}$ і $Q_3 = Q_{32} = Q_{23}$; $Q_{13} = \frac{Q_{12} + Q_{23}}{2}$ та

$$Q_{31} = \frac{Q_{12} + Q_{23}}{2}.$$

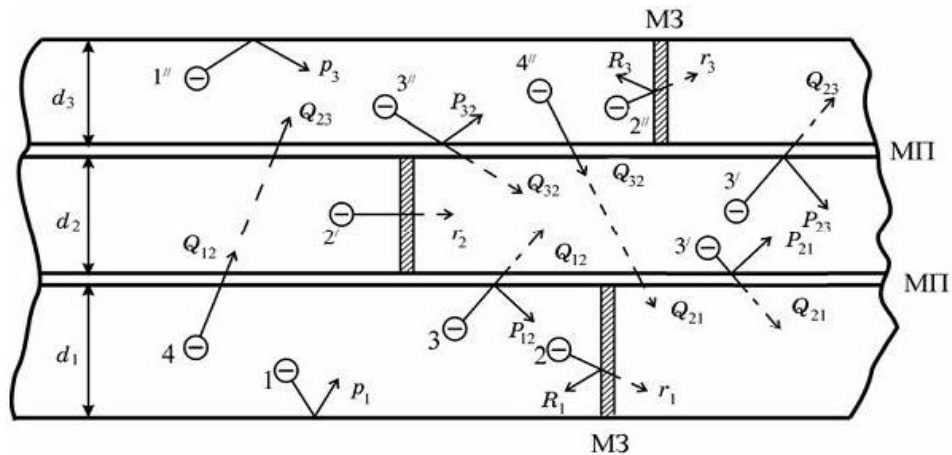


Рис.3.27. Схема розсіювання і міжшарових переходів електронів:

- 1, 1'' - поверхневе розсіювання;
- 2, 2', 2'' - зерномежеве розсіювання ($r_1 \neq r_2 \neq r_3$);
- 3, 3', 3'' - розсіювання і проходження межі поділу (МП)

Зауважимо, що доданки із індексом i враховують електричні властивості даного шару, а із індексами $i \pm 1$ – вплив сусідніх шарів на ці властивості. У

тому випадку, коли мають місце нерівності $\lambda_{01} \geq d_1 + \frac{d_2 + d_3}{2}$ і

$\lambda_{03} \geq d_3 + \frac{d_2 + d_1}{2}$, у співвідношенні (3.11') з'являться відповідні доданки із

множниками $\frac{\beta_{01}}{\beta_{03}}$ та $\frac{\beta_{01}}{\beta_{03}}$.

Слід відмітити, що ідея про деформаційну залежність параметрів була реалізована авторами [185, 195, 210, 277, 278, 329, 376] як теоретична модель на прикладі ТКО і успішно апробована для дво- і багатошарових металевих плівок.

У самому загальному випадку співвідношення для КТ багат шарової плівки запишемо у вигляді:

$$\begin{aligned} \gamma_l = & \sum_{i=1}^l \frac{A_i}{\sum_{i=1}^n A_i} \left\{ (\gamma_{g_i} + \mu_i') - \left(1 - \frac{\beta_i}{\beta_{g_i}} \right) \cdot \left(2\eta_{g_i} + 1 - \mu_i' - \eta_{Q_{g_i}} \frac{d \ln k_i}{d \ln Q_i} - \eta_{r_{g_i}} \frac{d \ln k_i}{d \ln r_i} - \eta_{p'_{g_i}} \frac{d \ln k_i}{d \ln p'_i} \right) \right\} + \\ & + \left(2\eta_{g_{i-1}} + 1 - \mu_{i-1}' - \eta_{Q_{g(i-1)}} \frac{\partial \ln k_{i-1}}{\partial \ln Q_{i-1}} - \eta_{r_{g(i-1)}} \frac{\partial \ln k_{i-1}}{\partial \ln r_{i-1}} - \eta_{p'_{g(i-1)}} \frac{\partial \ln k_{i-1}}{\partial \ln p'_{i-1}} \right) \cdot \frac{\beta_{g_i}}{\beta_{g_{i-1}}} + \\ & + \left(2\eta_{g_{i+1}} + 1 - \mu_{i+1}' - \eta_{Q_{g(i+1)}} \frac{\partial \ln k_{i+1}}{\partial \ln Q_{i+1}} - \eta_{r_{g(i+1)}} \frac{\partial \ln k_{i+1}}{\partial \ln r_{i+1}} - \eta_{p'_{g(i+1)}} \frac{\partial \ln k_{i+1}}{\partial \ln p'_{i+1}} \right) \cdot \frac{\beta_{g_i}}{\beta_{g_{i+1}}} \} + 1 + 2\mu_s \end{aligned} \quad (3.13)$$

при умові, що $i - 1 \neq 0$ і $i + 1 \leq n$,

$$\text{де коефіцієнт } A_i = \frac{d_i \sigma_{g_i} F_i}{\sum_{i=1}^n d_i \sigma_{g_i} F_i} \quad (F_i = F_i(k_i, L_i, p'_i, Q_i, r_i));$$

$$\text{деформаційні коефіцієнти } \eta_{Q_{g_i}} = -\frac{1}{Q} \cdot \frac{\partial Q_i}{\partial \varepsilon}, \quad \eta_{r_{g_i}} = -\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial r_i}{\partial \varepsilon} \quad \text{і} \quad \eta_{p'_{g_i}} = -\frac{1}{p'} \cdot \frac{\partial p'_i}{\partial \varepsilon},$$

L_i – середній розмір зерна в i -му шарі;

$$\frac{d \ln d_i}{d \ln l} = -\mu_{f_i} \cdot \frac{1 - \mu_s}{1 - \mu_{f_i}} \cong -\mu_i'$$

Напівфеноменологічна модель добре узгоджується із експериментальними даними і має перевагу перед запропонованою авторами [328] напівкласичною моделлю, яка розроблена на основі моделі МШ і допускає можливість комп'ютерного моделювання і прогнозу КТ [277, 329].

Використовуючи результати досліджень тензоефекту для одношарових плівок Мо, Ni, Fe і Cr, нами було проведено порівняння експериментальних та розрахункових, отриманих у рамках напівфеноменологічної моделі [207] з урахуванням деформаційних ефектів (співвідношення (3.11)) даних для γ_l двошарових систем Ni/Мо і Мо/Ni, Fe/Мо і Мо/Fe, Cr/Ni і Ni/Cr. Експериментальні результати дають уявлення про величину і деформаційну

та розмірну залежність параметрів електроперенесення, тензорезистивних характеристик та похідних, для одношарових плівок Мо, Ні та Fe. Відмітимо відміну в поведінці величини СДВП (λ_0) при деформації, коли в плівках Мо величина λ_0 зменшується, у той час, як у плівках Ні та Fe спостерігається її збільшення, що і обумовлює відмінність знаку деформаційних коефіцієнтів СДВП. У всіх трьох типах матеріалів спостерігається зменшення коефіцієнтів p і r (рис.3.28).

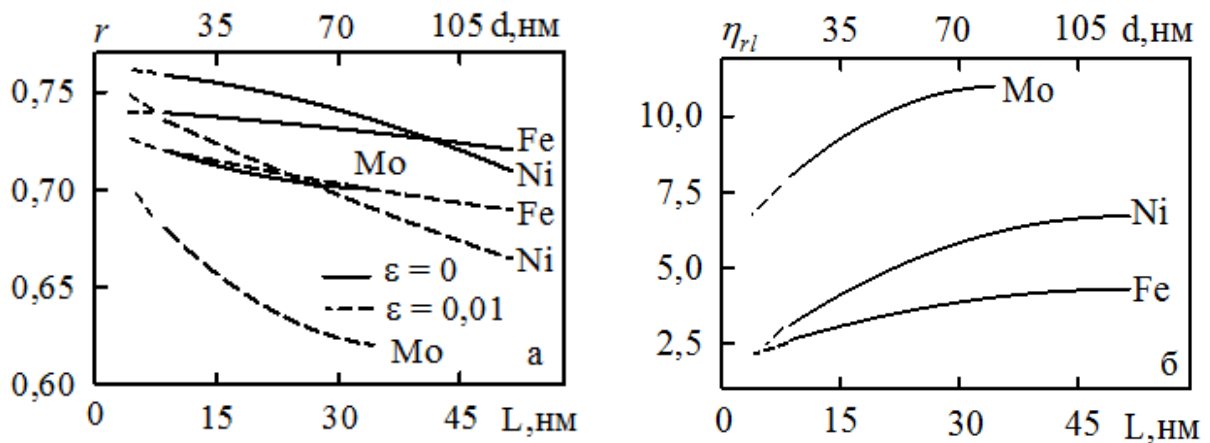


Рис.3.28. Розмірні залежності коефіцієнтів r (а) і η_{rl} (б)

Похідні $\frac{d \ln k}{d \ln p}$ і $\frac{d \ln m}{d \ln r}$ представимо у вигляді:

$$\frac{d \ln k}{d \ln p} \cong \frac{\Delta \ln k}{\Delta \ln p} = \frac{p}{\Delta p} \cdot \left(\frac{\Delta d}{d} - \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} \right); \quad (3.14)$$

$$\frac{d \ln m}{d \ln r} \cong \frac{\Delta \ln m}{\Delta \ln r} = \frac{r}{\Delta r} \cdot \left(\frac{\Delta L}{L} - \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} \right)$$

і розглянемо наступні випадки:

$$\frac{\Delta k}{\Delta p} > 0 \quad \text{за умови} \quad \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} < \frac{\Delta d}{d} \quad \text{або} \quad \frac{\Delta k}{\Delta p} < 0 \quad \text{при} \quad \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} > \frac{\Delta d}{d};$$

(3.15)

$$\frac{\Delta m}{\Delta r} > 0 \text{ за умови } \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} < \frac{\Delta L}{L} \text{ або } \frac{\Delta m}{\Delta r} < 0 \text{ при } \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} > \frac{\Delta L}{L}.$$

Результати розрахунків похідної $d \ln m / d \ln r$ для Fe, Ni і Mo наведені на рис.3.29.

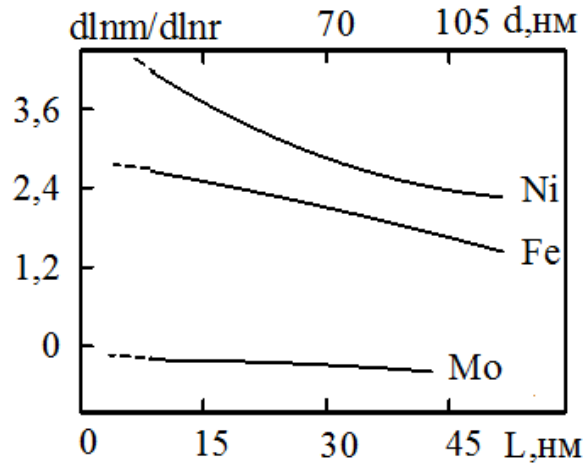


Рис.3.29. Розмірні залежності похідної $d \ln m / d \ln r$ для металевих плівок

Вищевказані нерівності дозволяють провести якісний аналіз зміни величини λ_0 (або λ_g) при зміні умов розсіювання на поверхні плівки (величина Δp) і на межі зерен (величина Δr) при поздовжній деформації плівки, хоча при більш детальному аналізі можна переконатись, що фізичний зміст мають тільки нерівності $\Delta k / \Delta p < 0$ і $\Delta m / \Delta r < 0$.

Таким чином, від'ємний знак похідної $d \ln m / d \ln r$ вказує на те, що швидкість зміни середнього розміру кристалітів може відставати від швидкості зміни λ_0 . Разом з цим, в більшості випадків плівки Mo, отримані в наших умовах, мали ультрадисперсну структуру, що можливо і обумовлює подібну ситуацію із зміною знаку похідної. Відмітимо, що значення коефіцієнтів зерномежевого розсіювання і проходження межі зерна також фактично не залежить від СДВП електронів провідності в об'ємі плівки, при $\lambda_0 > 40$ нм.

Величина $|\Delta \lambda_0|$ може бути близькою для масивних зразків і плівок при $d \rightarrow \infty$, а зміна знаку, на наш погляд, пояснюється суттєвим впливом зерномежевого розсіювання. Хоча, виконання нерівності $\Delta \lambda_0 > 0$ у першому

випадку свідчить про те, що збільшення λ в об'ємі може відбуватися за рахунок збільшення розмірів кристалітів при пружній деформації.

Оскільки при пластичній деформації вважається, що $\Delta L \cong 0$, тоді існує можливість виконання нерівностей $\Delta\lambda_0 > 0$ або $\Delta\lambda_0 < 0$, тобто рівноможливим залишаються обидва випадки - як зменшення, так і збільшення величини СДВП електронів в об'ємі.

У роботі [330] запропоновано адитивне правило для величини λ_0 неферромагнітних плівок при пружній деформації, яке записується у вигляді:

$$\frac{1}{\Delta\lambda_0} = \frac{1}{\Delta\lambda_\phi} + \frac{1}{\Delta\lambda_\delta} + \frac{1}{\Delta\lambda_{gb}} + \frac{1}{\Delta\lambda_d}, \quad (3.16)$$

де $\Delta\lambda_\phi$ – внесок у величину $\Delta\lambda_0$ електрон-фононних зіткнень;

$\Delta\lambda_d$ – доданок, що враховує розсіювання на дефектах кристалічної будови;

$\Delta\lambda_{gb}$ – внесок у величину $\Delta\lambda_0$ розсіювання електронів на межах зерен;

$\Delta\lambda_{деф}$ – внесок у величину $\Delta\lambda_0$ розсіювання електронів на поверхні плівки.

Можна зробити висновок про те, що величина $\Delta\lambda_0$ буде найменшою у порівнянні з усіма складовими, що входять у співвідношення (3.16). При малій товщині плівкового матеріалу переважає поверхневе розсіювання електронів і $\Delta\lambda$ визначається величиною $\Delta\lambda_d$. При подальшому збільшенні товщини у полікристалічних плівках основну роль будуть відігравати зерномежеве і об'ємне розсіювання електронів провідності. Для ферромагнітних плівок (Ni і Fe) у співвідношенні (3.16) потрібно також враховувати доданок, пов'язаний із електрон-магнетонною взаємодією.

Установлено (табл.3.18), що запропонована напівфеноменологічна модель для КТ багатошарових плівкових систем із урахуванням деформаційних ефектів коректна з фізичної точки зору і допускає можливість комп'ютерного моделювання і прогнозу тензорезистивних властивостей, оскільки враховує вплив на величину КТ не лише деформаційної залежності СДВП електронів, а й коефіцієнтів, які визначають характер взаємодії носіїв заряду із зовнішніми

поверхнями, інтерфейсами та межами зерен плівок, та дає задовільну відповідність (від 3 до 25%) розрахункових і експериментальних результатів.

3.3.2 Спостереження і пояснення аномально малих величин коефіцієнта тензочутливості

Аналізуючи велику кількість результатів стосовно тензоефекту, приходимо до висновку, що на даний момент залишається незрозумілою причина реалізації у тонких плівках аномально малих величин γ_l , під якими розуміються усі значення γ_l , які менші деякої граничної величини γ_l^b , яка відповідає $\mu_f = 0,5$. Однозначно оцінити величину γ_l^b неможливо, але наближене її значення лежить у межах γ_l^b від $(1 + 2\mu_f)$ до 3 одиниць.

Класична теорія тензоефекту в масивних зразках у самому загальному випадку розвинута в роботі Кузинські Дж. [331]. Співвідношення для коефіцієнту повздовжньої тензочутливості тонкої плівки записується так:

$$\gamma_l \equiv \frac{d \ln R}{d \varepsilon} = \frac{d \ln \rho}{d \varepsilon} + (1 + \mu_f + \mu_f') \cong \frac{d \ln \rho}{d \varepsilon} + (1 + 2\mu_f), \quad (3.17)$$

де $\mu_f' = \mu_f \cdot \frac{1 - \mu_s}{1 - \mu_f} \cong \mu_f$ (μ_s - коефіцієнт Пуасона матеріалу підкладки).

Перший доданок γ_l^p пов'язаний із внутрішніми електронними властивостями матеріалу, а другий доданок, т.зв. геометричний фактор – із зміною геометричних розмірів зразка. Вважаючи, що $\rho \sim n^{-1} \lambda_0^{-1}$ (n – ефективна концентрація вільних електронів), автор [331] отримав співвідношення для γ_l^p :

$$\gamma_l^p = \frac{d \ln \rho}{d \varepsilon} = - \left(\frac{\ln \lambda_0}{d \varepsilon} + \frac{d \ln n}{d \varepsilon} \right) = \frac{2 d \ln \Theta_D}{d \varepsilon} + 1, \quad (3.18)$$

де Θ_D – температура Дебая.

Співвідношення (3.17) перетвориться до вигляду

$$\gamma_l = 1 + (2\gamma - 4\mu_f\gamma) + (1 + 2\mu_f). \quad (3.19)$$

Із співвідношення (3.19) слідує, що $\gamma_l^b = \lim_{\mu_f \rightarrow 0,5} 2 \cdot (1 + \mu_f) \cong 3$ (хоча при умові $\gamma_l^p = 0$ величина $\gamma_l^b = 2$).

Автори роботи [333] на основі більш загального співвідношення моделі ФЗ отримали рівняння

$$\gamma_l^p \cong 2\mu_f\gamma \cdot \left(1 - \frac{\beta}{\beta_0}\right) \cong (0,5 - 0,8)\gamma,$$

що дає для $\gamma_l^p \cong 2 + (0,5 - 0,8)\gamma \cong (3,0 - 3,6)$ одиниць при $\gamma = 2$.

На даний момент відомі чисельні експериментальні результати стосовно аномальної величини γ_l . Перш за все мова іде про дані робіт [334, 335], в яких наведені значення $\gamma_l < \gamma_l^b$ для плівок Au, Pd, Ni, Co [334] і Pt [335]. Аналогічні результати, як було вказано в п.3.1, спостерігались нами для плівок Pd ($\gamma_l = 1,8 - 2,6$ при товщині 5 – 80 нм), плівок ніхрому [176] ($\gamma_l = 1,5 - 2,2$ при $d = 5 - 60$ нм), плівок інвару [177] ($\gamma_l = 2 - 0,9$ при $d = 20 - 110$ нм), а також масивних дротів Ni і Mo (діаметр $D = 0,06 - 0,44$ мм; довжина $l = 0,07 - 0,50$ м, $\gamma_l = 0,25 - 1$) при пластичній деформації [339]. Також спостерігались аномальні величини γ_l у плівкових сплавах на основі Fe і Ni [336], а згідно даних роботи [337], у діамантоподібних плівках із атомами Ni спостерігалась величина $\gamma_l = 2$ при $c_{Ni} = 75 - 100$ ат.%. Ми прийшли до висновку, що дану особливість можна пояснити виходячи із одного із співвідношень (3.19) - (3.21).

Незважаючи на те, що деформація переходу від пружної до пластичної деформації ε_{tr} вимірюється із достатньою точністю на основі діаграми деформації, її неможливо встановити на основі розмірної залежності γ_l від d , оскільки і ε_{tr} також розмірно залежна величина. Це могло призвести до того що розмірні залежності $\gamma_l(d)$ [177, 335 – 339] отримувалися при пружній деформації (відносно малі товщини) або квазіпружній і/або пластичній

Таблиця 3.18

**Порівняння експериментальних (γ) та розрахункових (γ_p) даних для
двошарових плівкових систем**

Плівкова система $Me_1/Me_2/П$ (товщина, нм)	Концент- рація атомів магн. металу, c , ат.%	γ_l		$\left \frac{\gamma_l - \gamma_p}{\gamma_l} \right , \%$
		експери- ментальні значення	з урахуванням деформаційних коефіцієнтів	
Ni(50)/Mo(20)/П	80	5,4	5,2	4
Mo(20)/Ni(15)/П	56	7,4	7,8	5
Ni(25)/Mo(15)/П	28	7,2	7,0	3
Ni(150)/Cr(40)/П	80	2,9	2,8	4
Ni(20)/Cr(20)/П	53	4,3	4,1	5
Cr(15)/Ni(40)/П	26	3,8	3,6	5
Mo(20)/Fe(50)/П	79	4,9	5,4	10
Mo(20)/Fe(40)/П	75	5,6	5,8	4
Mo(20)/Fe(15)/П	53	7,2	7,5	4
Mo(25)/Fe(35)/П	32	4,8	5,1	6

деформації деформації (товсті плівки і дроти). Із співвідношень (3.19) – (3.21) витікає, що величина γ повністю визначається доданком $(2\gamma - 4\mu_f \cdot \gamma)$: при $\mu_f < 0,5$ він дає додатній внесок у величину КТ, а при великих μ_f (більших 0,5) – від'ємний внесок.

При величині КТ менше за 2,5 – 3,0 одиниць, то μ_f має значення більші 0,5, тобто деформація плівки відбувається в області квазіпружності абопластичності. Залежність, яка відповідає $\gamma = 1$ вказує на те, що пояснити причину аномально малих значень γ лише виходячи із ідеї збільшення μ_f , неможливо, оскільки необхідно допускати можливість збільшення μ_f до величини більше 1. Таким чином, у цьому випадку паралельно із збільшенням коефіцієнта Пуасона плівки повинна зменшуватись стала Грюнайзена.

Якісні міркування вказують на те, що при поздовжній деформації плівки величина Θ_D буде в цілому змінюватись. Дійсно, якщо врахувати, що мінімальна довжина хвилі фононів $\lambda_{\min} = 2a$ (a – параметр решітки), то при деформації Θ_D для поздовжньої моди фононного спектру збільшиться на величину $\Delta\Theta_D^l = \Theta_{0D}^l \varepsilon$, а для поперечних мод коливань відповідне зменшення буде дорівнювати $\Delta\Theta_D^t = -\Delta\Theta_D^l \cdot \mu_f$, де Θ_{0D} – температура Дебая для масивних зразків.

Установлено, що в усіх плівкових матеріалах величина μ_f буде в цілому менше 0,5, якщо Θ_D збільшується при деформації плівки і більше 0,5 - якщо Θ_D зменшується.

Інший механізм збільшення μ_f' пов'язаний із деяким зменшенням товщини $\Delta d'$ за рахунок дифузії поверхневих атомів на межі зерен, в яких при деформації $\Delta\varepsilon_{l,t} > 0$ буде збільшуватись ширина. Згладжування поверхневого рел'єфу плівки спричинить додатковий внесок $\Delta\mu_f'$ у величину μ_f' .

І, на завершення, можливе зменшення сталої Грюнайзена, що спричинить також зменшення доданка $(2\gamma - 4\mu_f \gamma)$, і обумовить зміну у бік зменшення величини коефіцієнта тензочутливості плівкового матеріалу.

Таким чином, проведений аналіз в рамках макроскопічного підходу дозволяє якісно пояснити фізичну природу граничного параметра γ_i^b та причину аномально малих значень КТ. Зрозуміло, що макроскопічний аналіз вказує лише на причину цього ефекту і не розкриває ті мікроскопічні процеси, які обумовлюють низьку чутливість до деформації питомого опору при відносно великому його значенні. Очевидно, що зміна коефіцієнта Пуасона, сталої Грюнайзена і температури Дебая як механічних характеристик плівки спричиняють якимсь чином зменшення величини параметрів електроперенесення r і Q та обмеження величини λ_0 . Оскільки з такої точки зору проблема має велику складність, то ми обмежилися лише якісним аналізом.

Висновки до Розділу 3

1. Проведено узагальнення результатів теоретичних і експериментальних досліджень тензорезистивного ефекту в різних типах плівкових чутливих елементів, що дало можливість пояснити розмірну, температурну і концентраційну залежності коефіцієнтів тензочутливості, визначити вплив їх структурно-фазового стану, дифузійних процесів, типу та інтервалу деформацій на величину КТ.

2. Установлено, що плівкові системи, в яких по всьому об'єму зразка утворюється твердий розчин, можуть бути використані як високотемпературні чутливі елементи сенсорів деформації, оскільки їх розшарування спостерігається лише при високих температурах; плівкові матеріали, в яких зберігається індивідуальність окремих шарів, можуть бути використані як чутливі елементи сенсорів в інтервалі температур 300 – 700 К, оскільки мають підвищені значення КТ у порівнянні з одношаровими плівками, але можуть втрачати свої тензорезистивні характеристики при підвищених температурах в результаті протікання дифузійних процесів в них; плівкові системи, в яких біля інтерфейсів локалізуються тверді розчини або інтерметаліди, не можуть бути використані як ефективні чутливі елементи,

оскільки процеси дифузії та фазоутворення спричиняють нестабільність їх робочих характеристик.

3. На підставі аналізу літературних і власних експериментальних даних показано, що при конденсації плівок в умовах надвисокого вакууму відбувається утворення тільки тих поліморфних модифікацій, які присутні в масивному матеріалі, а аномальні фази, що стабілізуються при конденсації в технологічному вакуумі, є фазами впровадження атомів азоту, кисню, водню та інших залишкових газів в решітку металу.

4. Показано, що запропонована напівфеноменологічна модель для КТ багатошарових плівкових систем в області пружної деформації, в якій вперше коректно врахована деформаційна залежність параметрів електроперенесення, дає задовільну відповідність розрахункових і експериментальних результатів (точність від 3 до 25%).

5. У рамках макроскопічного підходу проведено якісне пояснення фізичної причини аномально малих значень КТ в металевих плівкових матеріалах; встановлено, що зміна механічних параметрів (коефіцієнтів Пуассона і тензочутливості) і температури Дебая спричиняють зменшення величин коефіцієнтів r і Q та обмеження величини СДВП.

РОЗДІЛ 4

УЗАГАЛЬНЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ ДОСЛІДЖЕНЬ РОЗМІРНОГО І КОНЦЕНТРАЦІЙНОГО ЕФЕКТІВ У ТКО

Аналізуючи і узагальнюючи літературні дані та наші попередні результати про температурну залежність опору і ТКО одношарових плівок Ni, Ti, Cr, Mo, Co, Sc (див., наприклад, [132, 138, 139, 156, 157, 359, 364, 371 – 374] та ін.) та багатошарових плівкових матеріалів і плівкових сплавів (див., наприклад, [171, 172, 180 – 182, 184, 204, 209, 212, 259, 271, 275, 276 – 278, 283, 366 – 369, 378, 379] та ін.) можна наступним чином сформулювати результати експериментальних і теоретичних досліджень розмірного і концентраційного ефектів в ТКО.

Вивчення температурних залежностей питомого опору та ТКО для одношарових металевих плівок Sc, Ti, V, Cr, Co, Fe, Ni, Cu показало, що на залежностях $\rho(T)$ та $\beta(T)$ проявляються особливості при характерних температурах, величина яких залежить від товщини плівок; температурна залежність опору, яка обумовлена розсіюванням на зовнішніх поверхнях плівки, характер якої визначається ступенем дисперсності кристалітів.

При переході до багатошарових плівкових матеріалів на основі металів на температурних залежностях опору і ТКО проявляються особливості, пов'язані з проявом розмірно–температурних ефектів та процесами фазоутворення і взаємної дифузії атомів, та характерні наступні закономірності: на температурних залежностях питомого опору і ТКО спостерігається розмиття особливостей при характерних температурах за рахунок процесів взаємної дифузії та фазоутворення; збільшення кількості шарів призводить до того, що майже і усьому температурному інтервалі залежність $\rho(T)$ стає лінійною, а величина ТКО практично не залежить від температури; за рахунок зерномежової дифузії у системах з низькою взаємною розчинністю змінюються умови розсіювання на межах зерен, що викликає зміну їх електрофізичних властивостей. Встановлено також, що в межах фрагменту періодичної багатошарової структури при зростанні його товщини величина ТКО залежно від співвідношення між асимптотичними значеннями ТКО для окремих шарів, може монотонно збільшуватись,

зменшуватись або носить осцилюючий характер і не залежить від кількості фрагментів.

Теоретичні дослідження (див., наприклад, [277, 364, 365, 376, 377]) стосовно температурних ефектів пов'язані із розробкою і апробацією теоретичних моделей ТКО дозволили встановити наступне. Апробація співвідношення для розрахунку ТКО дво- та багатошарових плівок металів періодичного типу на основі модифікованої моделі Майядаса–Шатцкеса показала, що для систем із збереженням індивідуальності окремих шарів експериментальні і розрахункові значення ТКО узгоджуються з точністю до 20%. Напівфеноменологічна модель для ТКО багатошарових плівкових систем, яка враховує температурні ефекти для СДВП, коефіцієнтів дзеркальності і проходження меж зерен і інтерфейсів, має розходження із експериментальними результатами не більше 30%. Феноменологічна модель для ТКО плівкових систем, в яких на основі т.р. (Cu, Co), (Ag, Co) і (Au, Cu) стабілізується гранульований стан, задовільно узгоджується із експериментальними даними для ТКО плівкових систем з формуванням т.р. по усій товщині зразка та із проміжним шаром т.р. біля інтерфейсу.

У даному розділі роботи представлені результати дослідження температурних залежностей опору, питомого опору і ТКО для одношарових плівок як компонент багатошарових матеріалів; гетерогенних плівок; плівкових сплавів на основі тугоплавких металів і багатошарових плівок та мультишарів на основі феромагнітних і благородних металів.

4.1 Одношарові плівки як компоненти багатошарових плівкових систем і гетерогенні матеріали [280 – 283, 305, 378]

Як було показано у підрозділі 1.2, на сьогоднішній день накопичено значний теоретичний та експериментальний матеріал з вивчення розмірних та кінетичних явищ у електропровідності та ТКО одношарових плівок. Незважаючи на це, виникає потреба у рамках цієї роботи провести певний об'єм аналогічних досліджень, оскільки дані про електрофізичні властивості та параметри

електроперенесення необхідні для пояснення фізичних процесів, які протікають в багатошарових металевих плівках на основі благородних або тугоплавких металів і плівкових матеріалах гетерогенного складу та прогнозування їх фазового складу, параметрів і властивостей в залежності від товщини окремих шарів або загальної товщини зразка, концентрації атомів окремих компонент і температурного інтервалу обробки. Також не до кінця вивченими залишаються питання стосовно температурного і деформаційного впливів на параметри електроперенесення.

У першому підрозділі розглянемо питання розмірного ефекту в термо-резистивних властивостях одношарових плівок як компонент багатошарових і багатокомпонентних матеріалів. Експериментально визначені розмірні залежності питомого опору і ТКО наведені на рис.4.1 і 4.2, відповідно. Шляхом екстраполяції на нескінченну товщину розмірних залежностей була визначена величина ρ_g , яка в 2,0 (феромагнітні плівки Fe і Ni) та в 2,5 – 3,0 (плівки тугоплавких металів Mo, W, Cr і Re) більша за величину ρ_0 для масивних зразків [345]. Аналогічно був розрахований параметр β_g , який для плівок Mo, Re, W, Ni, Fe і Cr мав величини $0,50 \cdot 10^{-3}$; $0,40 \cdot 10^{-3}$; $0,35 \cdot 10^{-3}$; $2,6 \cdot 10^{-3}$; $2,2 \cdot 10^{-3}$ та $1,6 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, відповідно. Порівняння β_g і β_0 дало досить значне розходження для плівок Mo, Re і W та різницю в 1,4 – 2,6 разів для плівок Ni, Fe і Cr.

Аналіз отриманих нами експериментальних результатів стосовно розмірних ефектів у плівках Pd і Pt, показує, що їх питомий опір визначається технологічними умовами отримання і термообробки. Асимптотичні значення ρ_∞ і β_∞ , отримані при екстраполяції товщини на нескінченність ($d \rightarrow \infty$), дорівнюють: для плівок Pd – $\rho_\infty(\text{Pd}) = 2,5 \cdot 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ і $\beta_\infty(\text{Pd}) = 3,8 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$; плівок Pt – $\rho_\infty(\text{Pt}) = 6,1 \cdot 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ і $\beta_\infty(\text{Pt}) = 4,1 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ та плівок Ag – $\rho_\infty(\text{Ag}) = 16,2 \cdot 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ і $\beta_\infty(\text{Ag}) = 4,1 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$.

Вважаємо, що $\beta_\rho \cong \beta_R$, оскільки у самому загальному випадку $\beta_R = \beta_\rho - \chi$, а величина температурного коефіцієнта лінійного розширення $\chi \sim 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ і фактично не впливає на праву частину нерівності. Як видно з рис.4.1, в усіх випадках значення питомого опору плівок зменшується із ростом товщини,

виходячи на насичення, а величина ТКО монотонно збільшується з ростом товщини, також поступово виходячи на асимптотичне значення. Отриманий нами характер розмірних залежностей терморезистивних властивостей узгоджується з даними робіт (див., наприклад, [138, 139, 170, 340 – 345] та ін.), в яких описані кінетичні явища в одношарових металевих плівках.

Електричні параметри і розмірні залежності узгоджуються із результатами авторів робіт [350, 351], якими проведені дослідження залежності величини питомого опору від товщини плівки для тонких плівок Pd, сформованих методом термічного розпилення на сурфактантні шари Al і Ge [350], та визначені параметри електроперенесення (коефіцієнт дзеркальності, величина якого дорівнює $\rho = 0,6$; СДВП електронів $\lambda = 25,5$ нм) і питомий опір $\rho = 1,1 \cdot 10^{-7}$ Ом·м плівок Pd в інтервалі товщин 2,5 – 37 нм [351]. У роботі [352] наведені результати експериментальних досліджень розмірної залежності питомого опору і порівняння результатів з теоретичними в рамках квантово–механічного підходу для плівок Pt товщиною 1,3 – 11,7 нм. Порівняння результатів робіт [350 – 352] із нашими даними говорить про однаковий характер залежностей, але різне значення ρ , пов'язане із різними умовами конденсації плівкових зразків.

На основі результатів мікроскопічних і рентгенографічних досліджень для одношарових металевих плівок товщиною 10 – 90 нм розраховано середні розміри кристалітів (L). На рис. 4.3 наведені розмірні залежності середнього розміру кристалітів для плівок Pd (рис.4.3 а) і Pt (рис.4.3 б). Невідпалені зразки мають сильнодисперсну структуру (L змінюється в межах 2 – 15 нм), а при відпалюванні, в результаті рекристалізаційних процесів, величина L у всіх досліджених нами плівках збільшується в декілька разів. Слід відмітити, що висока дисперсність одношарових плівок, як у нашому випадку, – це типова ситуація при вивченні кристалічної структури плівок тугоплавких і металів із проміжною температурою плавлення. При цьому термовідпалювання до 900 К не призводить до інтенсивних рекристалізаційних процесів, хоча величина L , як у випадку плівок Ag, Pd, може збільшуватися до 50 – 100 нм.

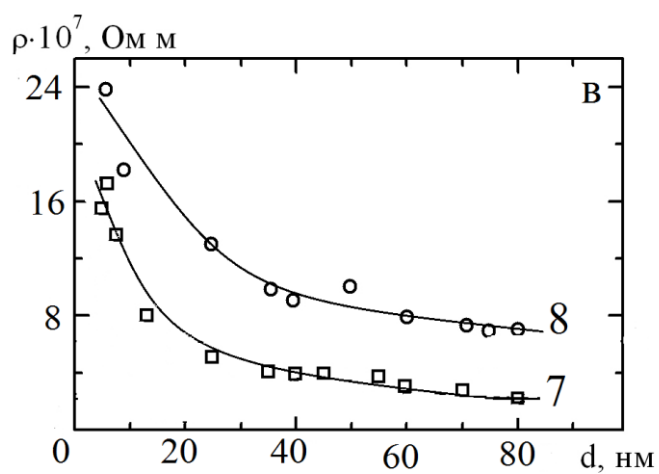
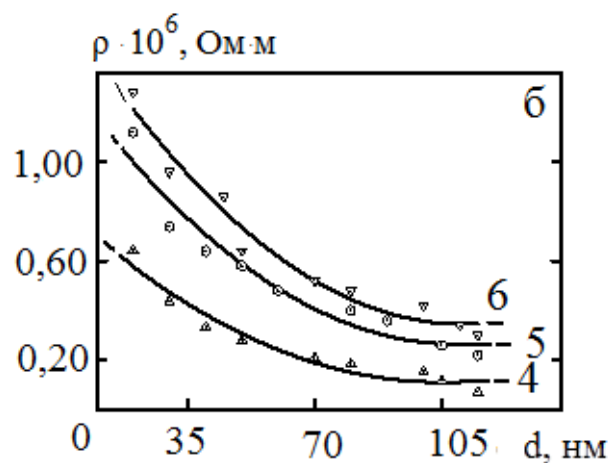
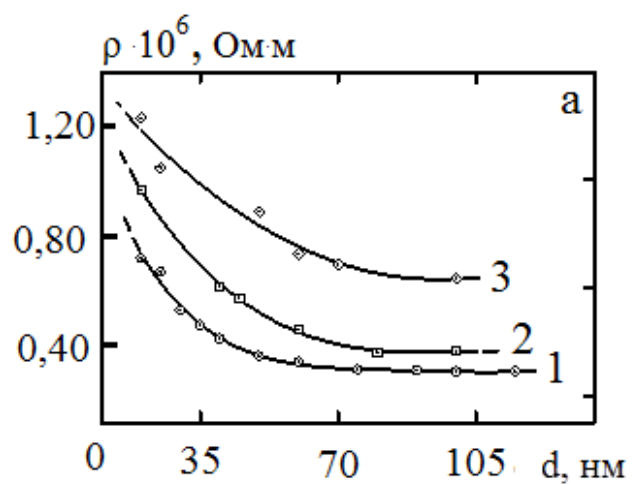


Рис.4.1. Розмірні залежності питомого опору ρ для плівок:
 а – Mo (1), W (2), Re (3); б – Ni (4), Fe(5), Cr (6) та в – Pd(7), Pt(8)

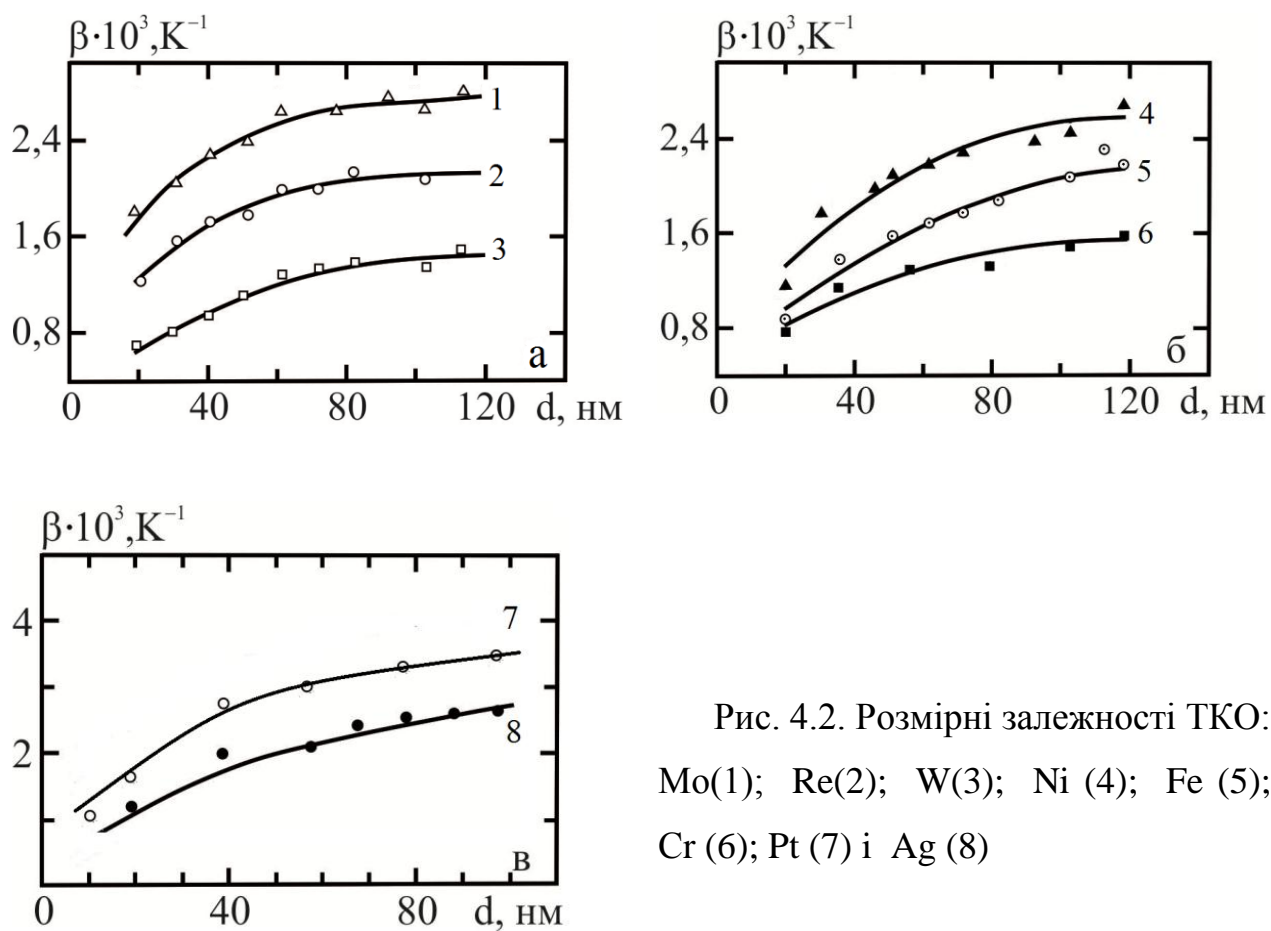


Рис. 4.2. Розмірні залежності ТКО: Mo(1); Re(2); W(3); Ni (4); Fe (5); Cr (6); Pt (7) і Ag (8)

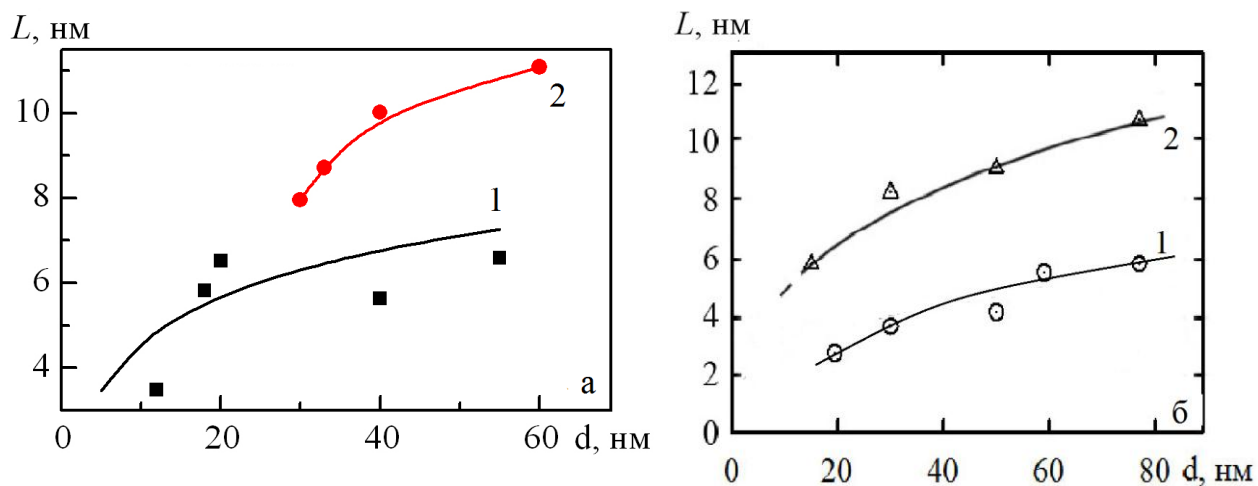


Рис. 4.3. Залежність середнього розміру кристалітів від товщини плівок Pd (а) і Pt (б) при різних T_g : 1 – невідпалена плівка; 2 – 570 К (Pd) і 630 К (Pt)

При переході до дво- або багат шарових плівкових систем ступінь їх дисперсності суттєво не змінюється.

Було отримано, що величини $\beta_g/\beta_0 = 0,3 - 0,4$ (Mo, Fe і Co); $0,6 - 0,7$ (Ni, Ag, Re, W і Cr) і $0,90 - 0,95$ (Pd, Pt і Cu). Відносно малі значення β_g/β_0 (β_0 – ТКО масивних зразків) пов'язані із сильнодисперсною структурою плівок.

4.2 Плівки гетерогенного складу [281, 283]

Висока температурна стійкість гетерогенних плівкових матеріалів на основі тугоплавких металів, які містять аморфні фази, оксиди, карбіди, нітриди і т.п., дозволяє використовувати їх для створення функціональних елементів сенсорної техніки методом багат шарової металізації з прогнозуванням робочих параметрів і характеристик. У наших роботах (див., наприклад, [280, 281, 287]) зроблено висновок про можливість їх використання як термічно стабільних чутливих елементів термо- та тензодатчиків.

Розглянемо результати досліджень електрофізичних властивостей гетерогенних плівок тугоплавких металів. Як приклад на рис.4.4 наведені типові температурні залежності для плівок гетерогенного складу $\text{Mo}(\text{C,N})_x+\text{Mo}$, $\text{FeO}+\text{Mo}$, $\text{W}(\text{C,N})_x+\text{W}$, $\text{Re}(\text{N,O})_x+\text{Re}$ та $\text{V}(\text{C,O})_x+\text{V}$, які були отримані при охолодженні третього циклу термообробки. У всіх випадках при збільшенні температури питомий опір спадає, що обумовлює від'ємні значення ТКО. Проведена оцінка енергії активації електропровідності таких матеріалів. Встановлено, що для термостабілізованих плівок $\text{Re}(\text{N,O})_x+\text{Re}$ товщиною 40 нм (рис. 4.4 а) в інтервалі температур від 300 до 750 К середнє значення енергії активації має постійну величину $4,9 \cdot 10^{-3}$ еВ. При $T_B < 700$ К для плівок $\text{Mo}(\text{C,N})_x+\text{Mo}$ товщиною 20 та 40 нм (рис. 4.4 в) її середнє значення відповідно становить $3,1 \cdot 10^{-3}$ та $5,9 \cdot 10^{-3}$ еВ. Хоча у випадку рис.4.4 в фіксуються стрибки ТКО при температурах близьких до 320, 400, 510, 620 та 720 К, що свідчить про зміну фазового складу [137] у термостабілізованих плівках.

Для плівкових матеріалів $\text{W}(\text{C,N})_x+\text{W}$ товщиною 30 та 40 нм (рис. 4.4 г) в

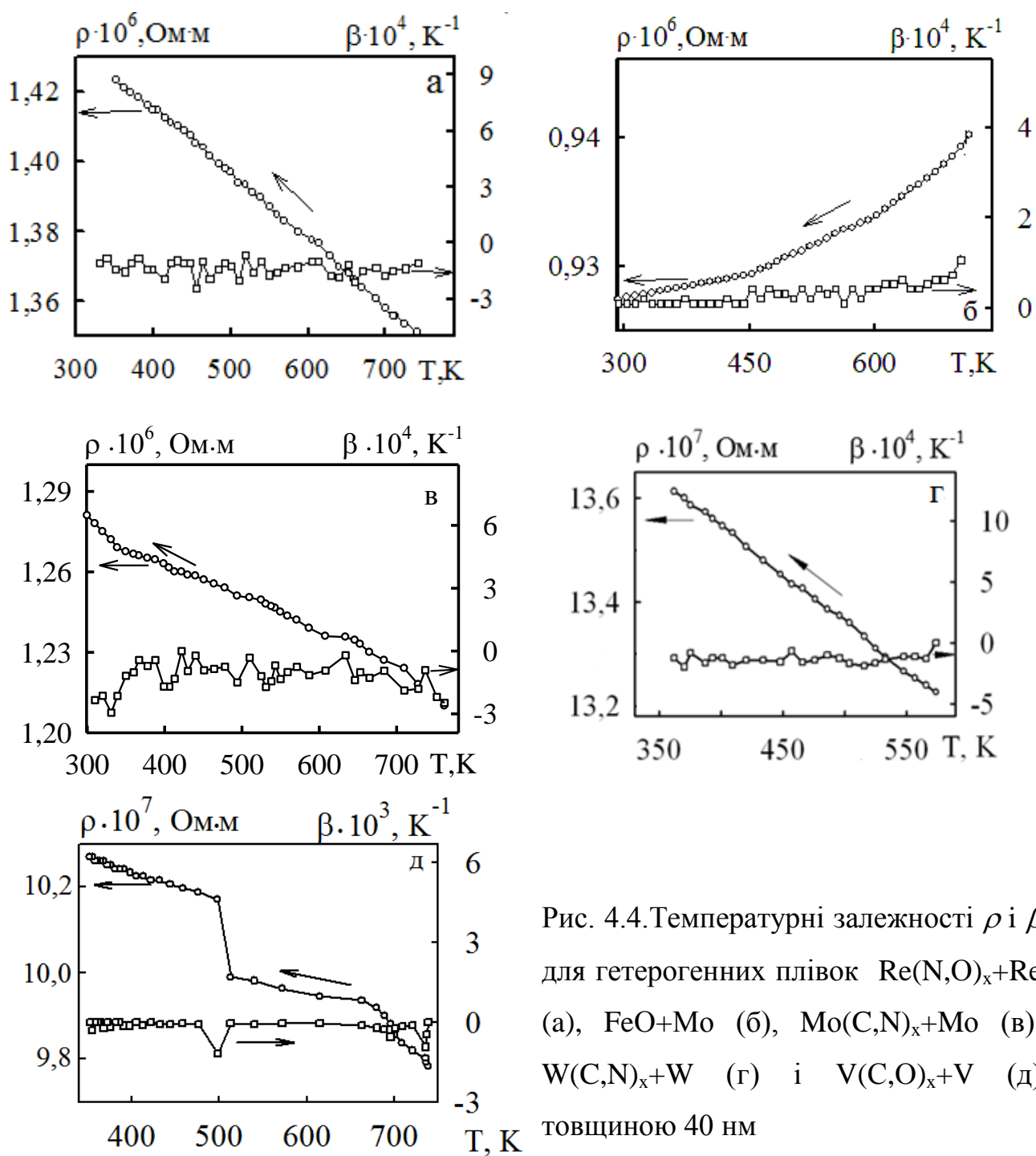


Рис. 4.4. Температурні залежності ρ і β для гетерогенних плівок $\text{Re}(\text{N},\text{O})_x + \text{Re}$ (а), $\text{FeO} + \text{Mo}$ (б), $\text{Mo}(\text{C},\text{N})_x + \text{Mo}$ (в), $\text{W}(\text{C},\text{N})_x + \text{W}$ (г) і $\text{V}(\text{C},\text{O})_x + \text{V}$ (д) товщиною 40 нм

області проміжних температур розраховані середні значення енергії активації, величини яких дорівнюють $0,9 \cdot 10^{-3}$ та $2,0 \cdot 10^{-3}$ еВ. У плівках $V(C,O)_x+V$ при $T_B = 500$ К фіксується стрибок питомого опору та ТКО (рис.4.4 д), що можливо пов'язано з активацією процесів обумовлених фазовим переходом II роду, який характерний для оксидної фази V_2O_3 . Відмітимо, що значення температури узгоджується з даними наведеними в роботі [137]. При $T_B < 500$ К енергія активації має значення $1,5 \cdot 10^{-3}$ еВ, у той час коли в інтервалі температур від 500 до 670 К вона становить $2,0 \cdot 10^{-3}$ еВ. При $T_B > 670$ К енергія активації збільшується до $3,0 \cdot 10^{-3}$ еВ, що може бути пояснено початком прояву напівпровідникових властивостей оксидної фази V_2O_3 .

Таким чином, в інтервалі проміжних температур для гетерогенних плівок $Mo(C,N)_x+Mo$, $FeO+Mo$, $W(C,N)_x+W$, $Re(N,O)_x+Re$ та $V(C,O)_x+V$ зафіксовано термоактиваційний характер провідності – при зменшенні температури питомий опір зростає. Енергія активації електропровідності має величину на порядок меншу порівняно з енергією теплового руху атомів. ТКО практично не змінюється та приймає лише від'ємні значення $\sim 10^{-4}$ К⁻¹. Отримані результати, які можна пояснити наявністю у гетерогенного складу плівок значної кількості інтерметалідної і напівпровідникової фаз, об'єм яких зростає при збільшенні товщини гетерогенного матеріалу, показують, що при термообробці внаслідок процесів фазоутворення проявляються певні особливості в електрофізичних властивостях.

Наші дані узгоджуються із результатами інших авторів. Так, наприклад, у плівках Ta_2O_5+Ta [362] фіксуються дві ділянки з різною енергією активації та електропровідності $\Delta\varepsilon_1 = 0,1 - 0,2$ еВ (при температурі відпалювання $T_g = 300 - 325$ К) і $\Delta\varepsilon_2 = 1,5 - 2,0$ еВ (при $T_B > 325$ К). Невисокі значення енергії активації (перший випадок) говорять про наявність у їх структурі перколяційних кластерів з контактуючих металевих частинок та можуть бути пояснені існуванням тунелюючих переходів в оксидних прошарках між металевими частинками. Більш високі значення $\Delta\varepsilon_2$ типові для оксидних фаз, в яких чітко проявляються напівпровідникові властивості. Подібна ситуація має місце і у плівках

$\text{Nb}(\text{N},\text{O})_x + \text{Nb}$, зокрема $\Delta\varepsilon_1 = 0,30$ eВ (при $T_B < 500$ K) і значення $\Delta\varepsilon_2 = 1,75$ eВ (при $T_B > 500$ K) [137].

Таким чином, висока температурна стійкість гетерогенних плівкових матеріалів на основі тугоплавких металів, які містять аморфні фази, оксиди, карбіди, нітриди і т.п., дозволяє використовувати їх для створення функціональних елементів сенсорної техніки методом багат шарової металізації з прогнозуванням робочих параметрів і характеристик.

4.3 Терморезистивні властивості плівкових сплавів евтектичного типу і мультишарів на основі металів [280, 283, 305, 378, 381 – 383]

4.3.1 Плівкові сплави на основі a–Mo і Ni або Fe

Розглянемо результати досліджень терморезистивних властивостей плівкових сплавів на основі a–Mo і Ni або Fe. На рис. 4.5 наведені залежності, для двошарових плівок на основі Ni або Fe і Mo, які мають типовий для металевих плівок характер і отримані для III термостабілізаційного циклу (охолодження). Звертає на себе увагу відносно велике значення питомого опору і, відповідно, відносно мале значення ТКО, що є типовою ситуацією для матеріалів гетерогенного складу (рис.4.4).

Зростання величини питомого опору при збільшенні температури обумовлює зменшення величини ТКО. Поблизу характерних температур (θ_{0D} , θ_{0C}) спостерігаються відхилення від монотонності на кривих для питомого опору та ТКО, на залежності спостерігається дуже слабка особливість поблизу температури Кюрі для Ni (рис.4.5a), що свідчить про низьку намагніченість зразка. Як вказано в роботі [353], вона повністю відсутня у масивних сплавах Ni–Mo при загальній концентрації атомів Mo більше 8%. Температура Кюрі для Fe знаходиться за межами температурного інтервалу досліджень.

Для розрахунку величини ТКО нами були використані основні співвідношення для двошарової плівкової системи, по–перше, в якій зберігається індивідуальність окремих шарів:

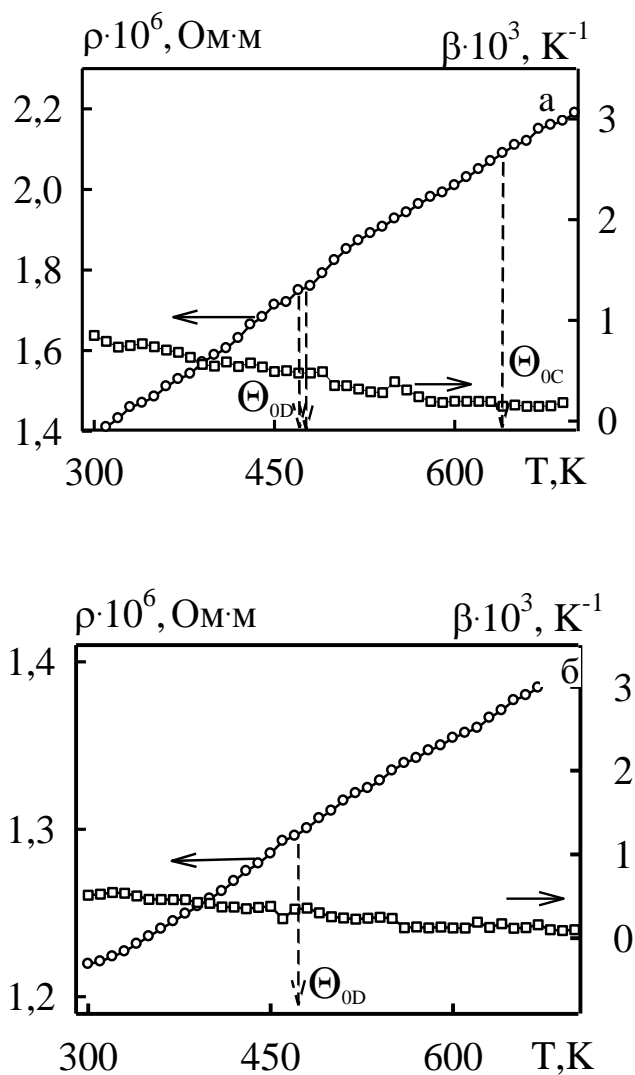


Рис. 4.5. Температурні залежності питомого опору і ТКО для плівкових систем на основі Ni і Mo (а) та Fe і Mo (б) при $d \cong 30$ нм. Загальна концентрація атомів магнітної компоненти 65 ат.%. Θ_{0D} , Θ_{0C} – температури Дебая та Кюрі для масивних зразків

$$\beta \cong \beta_1 + \beta_2 - \frac{\beta_1 \rho_1 d_2 + \beta_2 \rho_2 d_1}{\rho_1 d_2 + \rho_2 d_1}, \quad (4.1)$$

по–друге, гомогенної системи у вигляді плівкового сплаву:

$$\beta_c \cong \frac{\beta_1}{1 + \frac{c_2 \rho_2}{c_1 \rho_1}} + \frac{\beta_2}{1 + \frac{c_1 \rho_1}{c_2 \rho_2}} \cong \beta_{\text{евт}}, \quad (4.2)$$

де β_i , ρ_i , d_i та c_i – відповідно ТКО, питомий опір, товщина та концентрація i -го шару ($i = 1, 2$); $\beta_{\text{евт}}$ – ТКО сплаву евтектичного типу.

У табл. 4.1 наведені результати апробації співвідношень (4.1) і (4.2) та порівняння з експериментальними даними при температурі $T = 300\text{K}$. Концентрації атомів компонент систем підібрані таким чином, щоб вони були близькими до відношень 4:1, 3:1, 2:1 і 1:1, що пояснюється можливістю утворення в системах при таких умовах т.р. та інтерметалідів. При збільшенні концентрації атомів Мо в системі Ni/Мо відповідність розрахункових та експериментальних даних, отриманих на основі (4.1) і (4.2), помітно погіршується. Такий результат можна пояснити тим фактом, що внаслідок процесів КСД між шарами системи завжди формується проміжний шар, товщина якого залежить від співвідношення між концентрацій атомів двох металів. Подібна ситуація спостерігається і для системи Fe/Мо, але лише при відношенні концентрацій $c_{\text{Fe}}/c_{\text{Mo}} = 2$, коли в ній, згідно низькотемпературної частини діаграми стану системи Fe–Мо [87] можливе утворення проміжної фази $\lambda - \text{Fe}_2\text{Mo}$. Задовільна відповідність експериментальних і розрахункових даних дозволяє прогнозувати терморезистивні властивості при різних товщинах окремих шарів.

Після узагальнення експериментальних та розрахункових даних можна зробити наступні висновки: якщо у одношарових плівках із збільшенням товщини значення ТКО монотонно збільшується, прямуючи до асимптотичного значення β_{gl} , то у двошарових зразках можлива протилежна тенденція; усі

Таблиця 4.1

**Порівняння експериментальних (β) та розрахункових (β_p) величин ТКО
для двошарових плівок на основі Ni, Mo і Cr**

Плівкова система (Me ₁ /Me ₂ /П)	Концентрація, ат. %		$\beta \cdot 10^3$, K ⁻¹	$\beta_p \cdot 10^3$, K ⁻¹		$(\beta - \beta_p) / \beta$, %	
	c(Me ₁)	c(Me ₂)		(4.1)	(4.2)	(4.1)	(4.2)
Ni(50)/Mo(20)/П	80	20	1,38	1,45	1,20	- 5	+ 11
Ni(25)/Mo(15)/П	72	28	0,76	0,71	0,67	+ 7	+ 12
Ni(20)/Mo(20)/П	61	39	0,51	0,58	0,61	- 14	- 20
Ni(20)/Mo(25)/П	56	44	0,47	0,56	0,58	- 19	- 23
Ni(150)/Cr(40)/П	80	20	2,32	2,47	2,08	- 6	+ 10
Mo(20)/Fe(40)/П	75	25	1,11	1,16	1,24	- 5	- 12
Mo(20)/Fe(15)/П	53	47	0,57	0,54	0,63	+ 5	- 11
Fe(50)/Mo(20)/П	79	21	1,21	1,29	1,35	- 7	- 12
Cr(15)/Ni(40)/П	26	74	1,65	1,81	1,31	- 10	+ 21

графіки $\beta(d_2)$ починаються у точках, які належать залежності $\beta(d_1)$ для базисного шару і асимптотично наближаються знизу чи зверху (залежно від співвідношення β_{g1} і β_{g2}) до величини β_{g2} .

Результати експериментальних досліджень температурної залежності питомого опору і ТКО багат шарових плівок і мультишарів на основі феромагнітного (Fe) і благородних (Pd, Pt, Ag) металів, вказують на те, що електрофізичні властивості таких систем суттєво залежать від температури і концентрації атомів окремих компонент, що пов'язано із процесами фазоутворення і унікальними властивостями окремих фаз.

4.3.2 Плівкові матеріали на основі Fe(Co) і Pd, Pt або Ag

Товщина окремих шарів плівкових матеріалів була підібрана таким чином, що, у відповідності із діаграмами стану Fe–Pd і Fe–Pt для масивних зразків, у плівкових системах повинні стабілізуватися різні фази в залежності від концентрації атомів Pd і Pt та температури. На рис. 4.6 представлені фрагменти діаграм стану, на яких вказані плівкові системи, що відповідають певним інтервалам концентрацій. У процесі відпалювання в багат шарових плівках і мультишарах на основі Fe і Pd або Pt можуть формуватись такі фази: т.р. атомів Pd або Pt в ОЦК–Fe (це т. зв. фаза (α -Fe); концентрація $c_{Pd} < 50$ ат.% і $c_{Pt} < 15$ ат.%); Fe₃Pt (фаза L1₂; $c_{Pt} \cong 14$ –30 ат.%); FePd або FePt (фаза L1₀; $c_{Pd} \cong 50$ –60 ат.% і $c_{Pt} \cong 30$ –60 ат.%). Електронографічні дослідження вказують на те, що фазовий склад термостабілізованих зразків відповідає прогнозованому.

Спочатку зупинимось на терморезистивних властивостях багат шарових плівок і мультишарів Fe/Pd. Відразу відмітимо, що плівки Pd мають значно більшу концентрацію дефектів кристалічної будови порівняно з плівками α -Fe, що обумовлює досить високе значення питомого опору і, як наслідок цього, – відносно малу величину ТКО (проілюстровано на рис. 4.7).

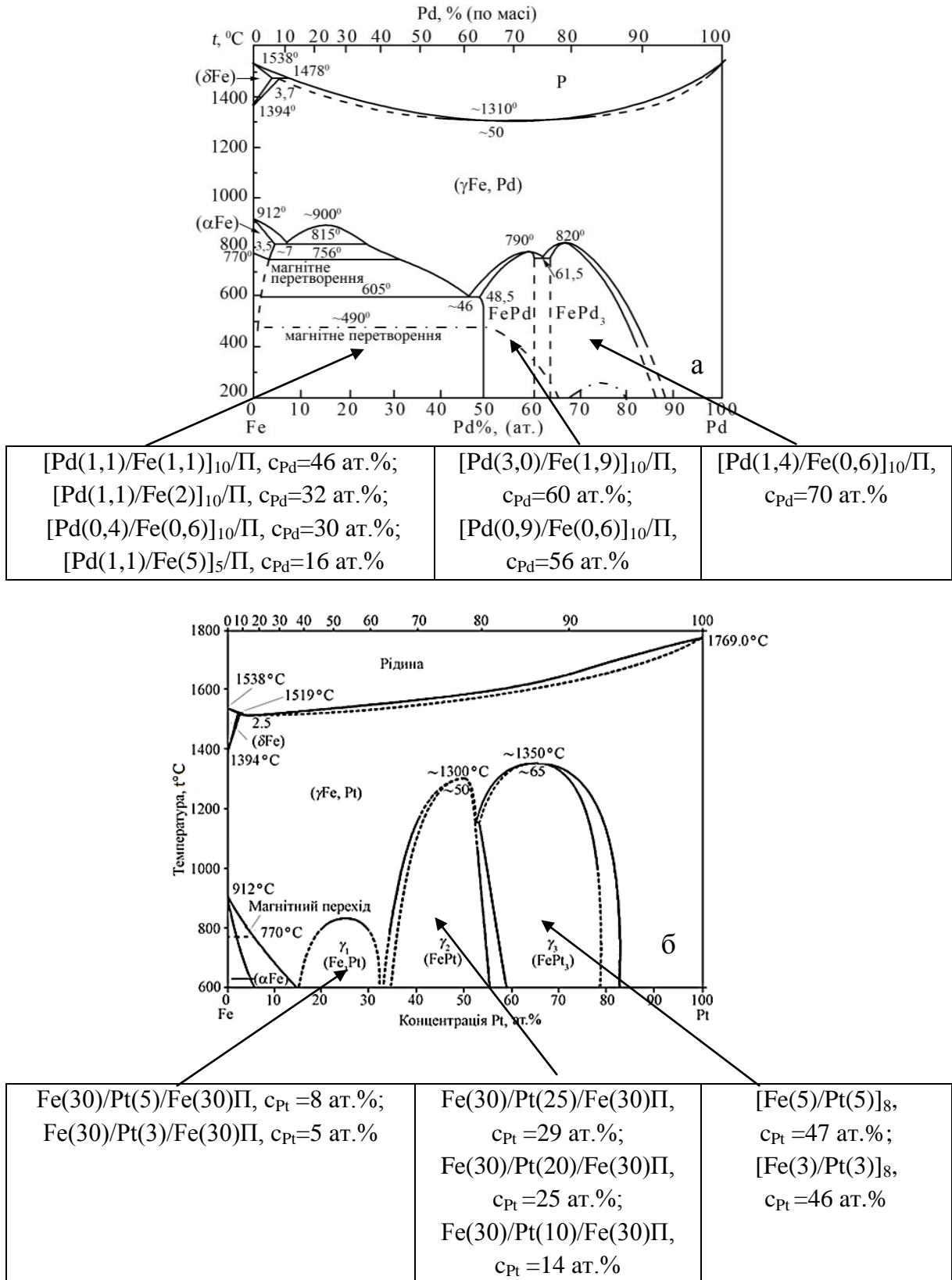


Рис.4.6. Діаграми стану систем Fe–Pd (а) і Fe–Pt (б) та перелік зразків, в яких має місце певна загальна концентрація атомів немагнітної компоненти

В інтервалі товщин $d_{Pd} = 5 - 30$ нм температурна залежність $\rho(T)$ має металевий характер. Термовідпалені плівкові системи Pd/Fe/П мають практично однакову чутливість до зміни температури $S = \Delta R / \Delta T$ і тому величина ТКО повністю визначається величиною початкового питомого опору. Характер температурної залежності питомого опору (рис.4.7) визначається впливом процесів КСД на процеси фазоутворення і утворенням ГЦТ–FePd фази, яка частково упорядковується в процесі конденсації. Розрахунки величини ТКО на основі співвідношення (4.2) вказують на задовільне (від 7 до 30%) узгодження експериментальних і розрахункових результатів, що говорить про утворення в системах двокомпонентних фаз при термообробці, в т.ч. формування твердого розчину в двошарових плівках у вихідному стані. При переході до мультишарів (рис.4.8) концентрація дефектів кристалічної структури зменшується, т. зв. процес автозаліковування нижніх шарів при конденсації кожного наступного шару, що і відображається на температурній залежності $\rho(T)$ вже при I-му термостабілізаційному циклі.

Завдяки малій товщині окремих шарів (декілька нм) та внаслідок дії температурного фактору в неупорядкованій ГЦК–FePd фазі відбуваються процеси часткового упорядкування. Це можна спостерігати на температурних залежностях на рис.4.8 а–г при певній температурі в інтервалі від 600 до 730 К на I-ому циклі нагрівання можемо спостерігати зміну кута нахилу залежності, що згідно [108] відповідає температурі переходу ГЦК (неупорядкована) \rightarrow ГЦТ (упорядкована) фаза. Також відмітимо, що, не дивлячись на процеси фазоутворення, значення ρ при кімнатних температурах для різних мультишарів практично не змінюється, з чого можна зробити висновок, що певним чином характер залежності $\rho(T)$ визначається відношенням товщини окремих шарів фрагменту (загальною концентрацією атомів окремих компонент): при відношенні товщин $d_{Pd}/d_{Fe} = 0,22 - 1,22$ характерні наступні особливості температурної залежності питомого опору: залежність $\rho(T)$ має лінійний характер до температури $T = 700$ К для системи $[Pd(1,1)/Fe(5)]_5/П$ і до $T = 600$ К – для системи $Pd(0,4)/(Fe(0,6))_{10}/П$.

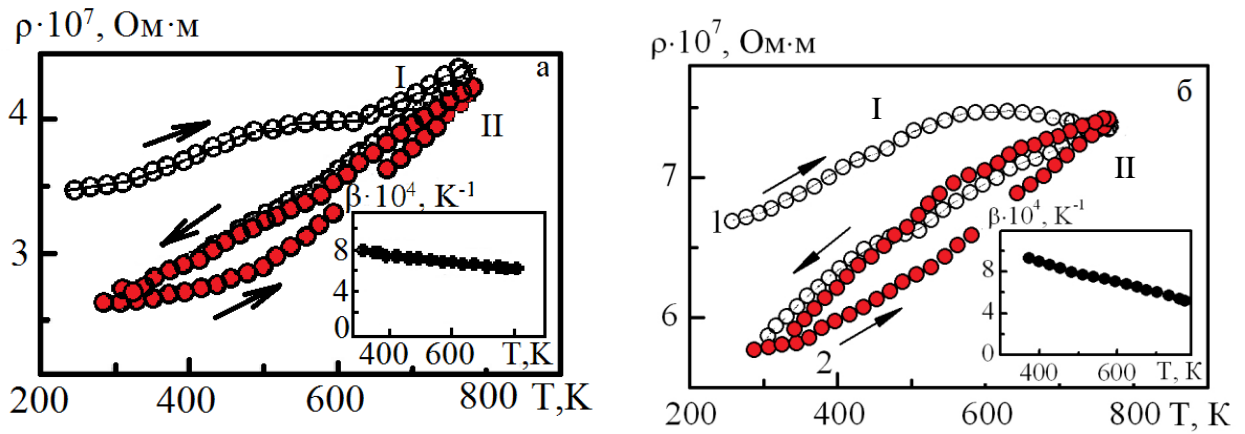


Рис. 4.7. Температурні залежності питомого опору і миттєвого значення ТКО для двошарових плівкових матеріалів Pd(10)/Fe(30)/П (а) і Pd(40)/Fe(40)/П (б)

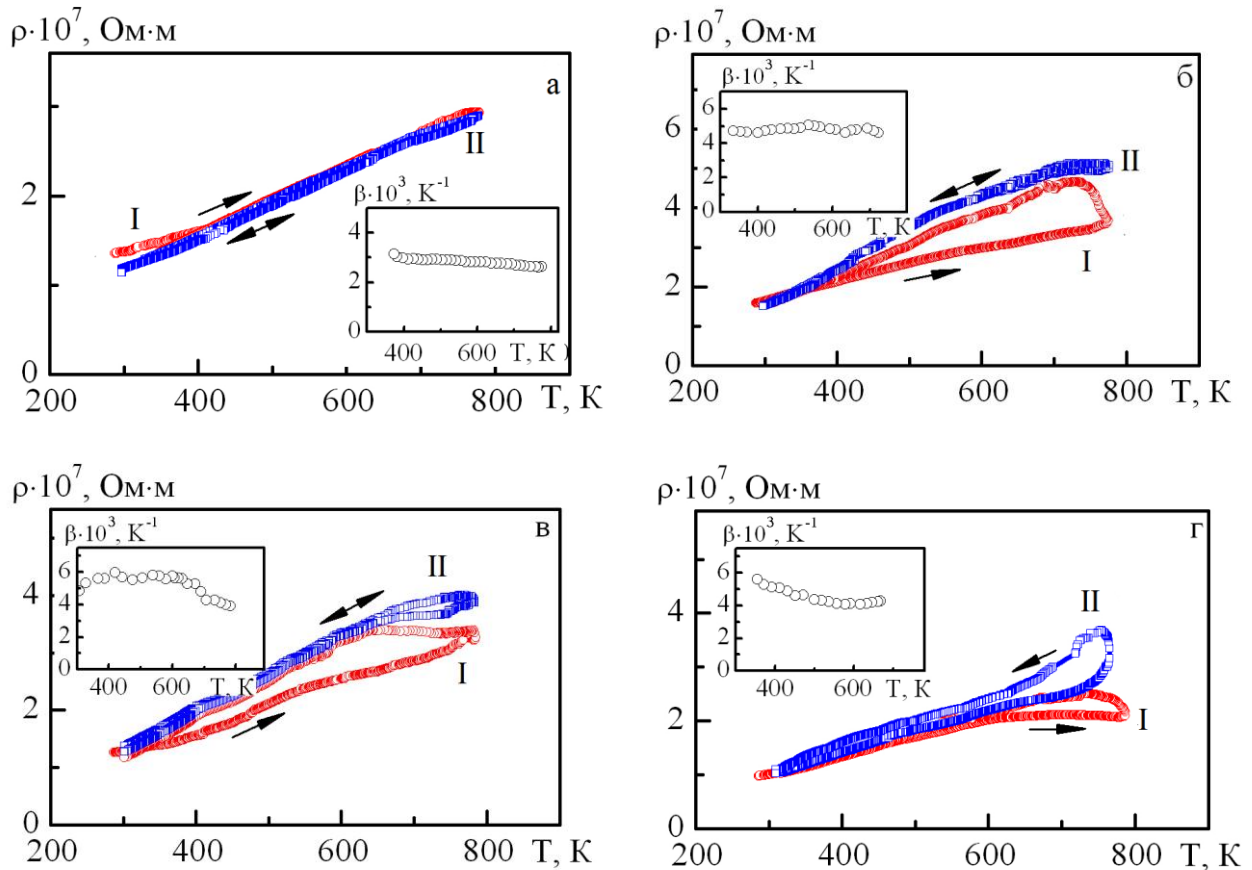


Рис. 4.8. Температурні залежності питомого опору і ТКО (на вставках) для [Pd(1,1)/Fe(5)]₅/П (а), [Pd(0,6)/Fe(0,6)]₁₀/П (б), [Pd(1,1)/Fe(0,9)]₁₀/П (в), [Pd(0,4)/Fe(0,6)]₅/П (г); I і II – номери термостабілізаційних циклів

Розглянемо властивості наступної групи матеріалів – плівок на основі Fe і Pt, які були штучно сформовані за механізмом, що має місце при пошаровій конденсації плівок Fe/Pt/Fe/П або мультишарів $[\text{Fe/Pt}]_n/\text{П}$, коли при взаємодії атомів Pt і Fe утворюється магнітна фаза FePt ($L1_0$) в об'ємі системи.

Відмітимо, що зразки були сформовані у вигляді системи суцільна плівка Fe/острівцева плівка Pt/ суцільна плівка Fe або у вигляді мультишарів $[\text{Fe}(3-5)/\text{Pt}(3-5)/\text{Fe}(3-5)]_8/\text{П}$, тобто в обох випадках шар Pt – це острівцеві плівка. На наш погляд, такі своєрідні квазігранульовані плівкові системи можна віднести до окремого третього типу (перший тип – мультишари; другий тип – традиційні гранульовані сплави) плівкових матеріалів із можливим спін-залежним розсіюванням електронів.

Як вже вказувалось вище, були досліджені плівкові системи із різною загальною концентрацією атомів Pt: від 5 до 47 ат.%. Були встановлені наступні особливості температурної і концентраційної залежності ТКО для трьох вказаних фаз. По-перше, у всіх випадках має місце залежність $\beta \sim 1/T$ в інтервалі 300 – 700 К, хоча його величина має різне значення в межах вказаних трьох концентраційних інтервалів (рис.4.9 і 4.10). Максимальне значення ТКО спостерігається для фази т.р.(α -Fe): від $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ (300 К) до $1,4 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ (700 К), що узгоджується із величиною β для одношарових плівок Fe. У фазі $L1_2$ величина ТКО змінюється в межах від $2 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ (300 К) до $0,9 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ (700 К). Мінімальне значення ТКО (тобто найбільша термостабільність) має місце у фазі $L1_0$ – $(0,2 - 0,8) \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, що можна пояснити процесами упорядкування цієї фази (рис. 4.9). Про концентраційну залежність електрофізичних властивостей (у даному випадку робочого параметру β) можна судити із рис. 4.10 для мультишарів на основі Fe і Pd та рис.4.11 – для мультишарів на основі Fe і Pt.

Вивчення терморезистивних властивостей двошарових плівок Ag/Fe/П вказують на відносно велике значення ρ і, відповідно, мале значення β (рис.4.12) якісно свідчать про утворення обмежених т.р. Це підтверджують результати електронно-мікроскопічних досліджень (рис.4.13), які вказують на

те, що при пошаровій конденсації із наступним термовідпалюванням в системах Ag/Fe/П стабілізується розбавлений т.р.(Ag, Fe), оскільки фазовий склад плівок відповідає т.р.+ОЦК–Fe (рис.4.13). Про це також свідчать результати розшифрування електроннограм, згідно яких можна зробити висновок про незначну розчинність атомів Fe у плівці Ag, оскільки середній параметр ($\bar{a}=0,4083$ нм) ГЦК решітки т.р.(Ag, Fe) має величину дещо меншу у порівнянні з одношаровою плівкою Ag ($a_0=0,4086$ нм). При варіюванні товщини Ag від 10 до 50 нм і Fe – від 30 до 40 нм ($c_{Ag} = 15-55$ ат.%); величина ТКО складає $(0,2 - 1,0) \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, що поряд із високою температурною стабільністю систем Ag/Fe/П дозволяє говорити про можливість їх застосування як елементів терморезисторів.

Типові температурні залежності питомого опору для двошарових плівкових матеріалів на основі Co і Ag, отриманих методом пошарової і одночасної конденсації проілюстровано на рис. 4.14. При нагріванні протягом першого циклу в інтервалі температур 300 – 600 К має місце незначне збільшення питомого опору з його зменшенням на проміжку 600 – 850 К, що може бути пов'язано із залікуванням дефектної структури і процесами рекристалізації, які супроводжуються зниженням внеску зерномежового розсіювання носіїв струму у загальний опір системи. При охолодженні питомий опір монотонно зменшується, що пояснюється завершенням релаксаційних процесів вже на першому циклі термообробки.

Згідно діаграми стану Ag–Co для масивних зразків [88] компоненти мають дуже обмежену розчинність у порівнянні із плівковими зразками. Стабілізація т.р. (Ag, Co) із елементами гранульованого стану має місце як в процесі одночасної конденсації із двох джерел, так і при послідовній конденсації із наступною термообробкою. Рис. 4.15 ілюструє сказане на прикладі двошарової плівкової системи Ag(34нм)/Co(15нм)/П ($c_{Co} \cong 32$ ат.%) у вихідному стані. Оскільки т.р. (Ag, Co) утворюється на основі матриці із Ag, то його

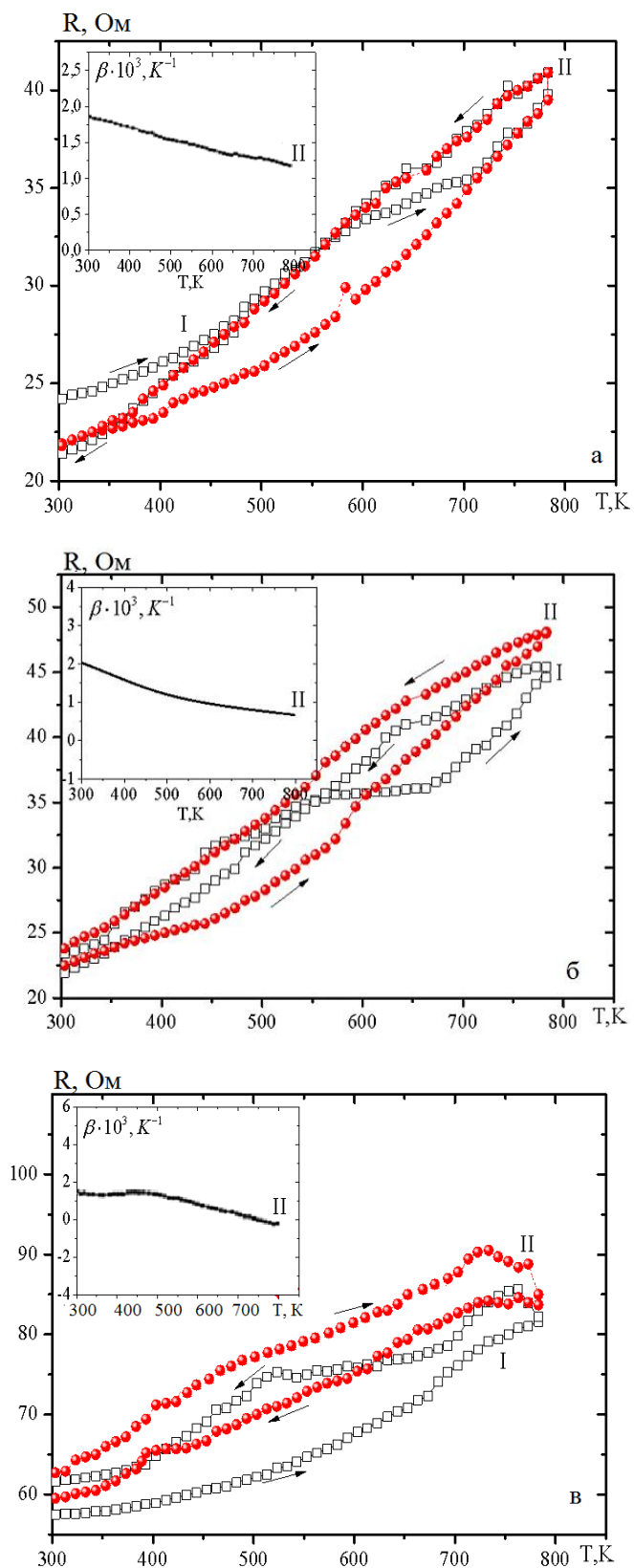


Рис.4.9. Температурна залежність опору і ТКО для плівкових систем:
 а – Fe(30)/Pt(5)/Fe(30)/Π (т.р.α-Fe); б – Fe(30)/Pt(20)/Fe(30)/Π (фаза Fe₃Pt) і
 в – [Fe(3)/Pt(3)]₈/Π(фаза FePt)

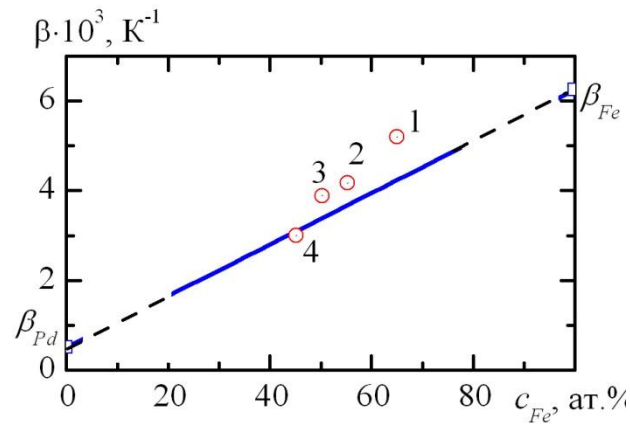


Рис. 4.10. Концентраційна залежність ТКО для мультишарів $[\text{Fe/Pd}]_n$: 1 – $[\text{Pd}(0,4)/\text{Fe}(0,6)]_{10}/\Pi$; 2 – $[\text{Pd}(0,6)/\text{Fe}(0,6)]_{10}/\Pi$; 3 – $[\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(0,9)]_{10}/\Pi$; 4 – $[\text{Pd}(0,9)/\text{Fe}(0,6)]_{10}/\Pi$. Величини β_{Pd} і β_{Fe} відповідають плівкам товщиною 20 нм, фазовий склад – FePd

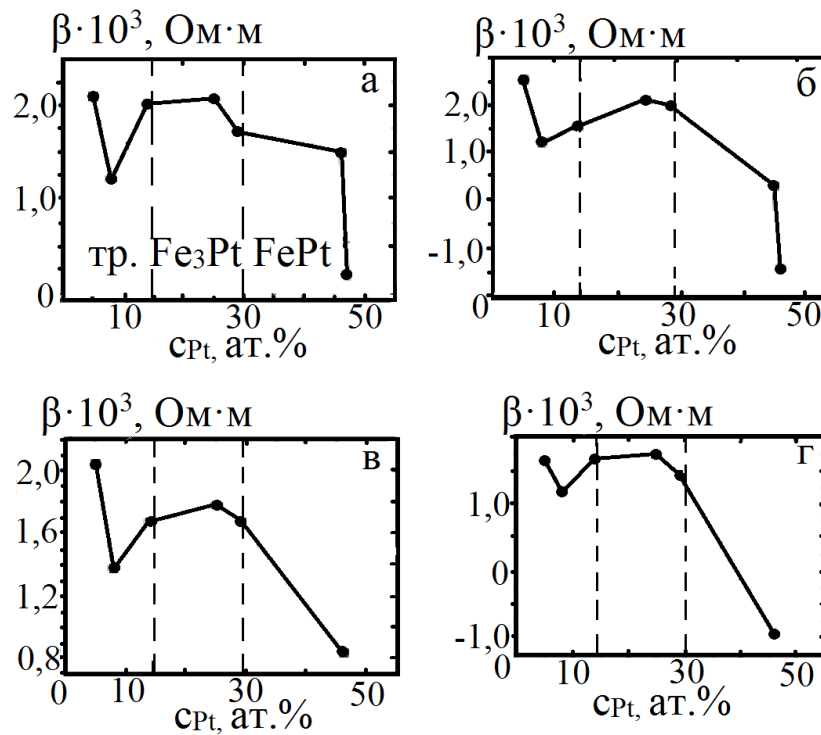


Рис.4.11. Залежність ТКО від загальної концентрації атомів Pt у плівковій системі. Температура відпалювання: 300 (а); 400 (б); 500 (в) і 600К (г)

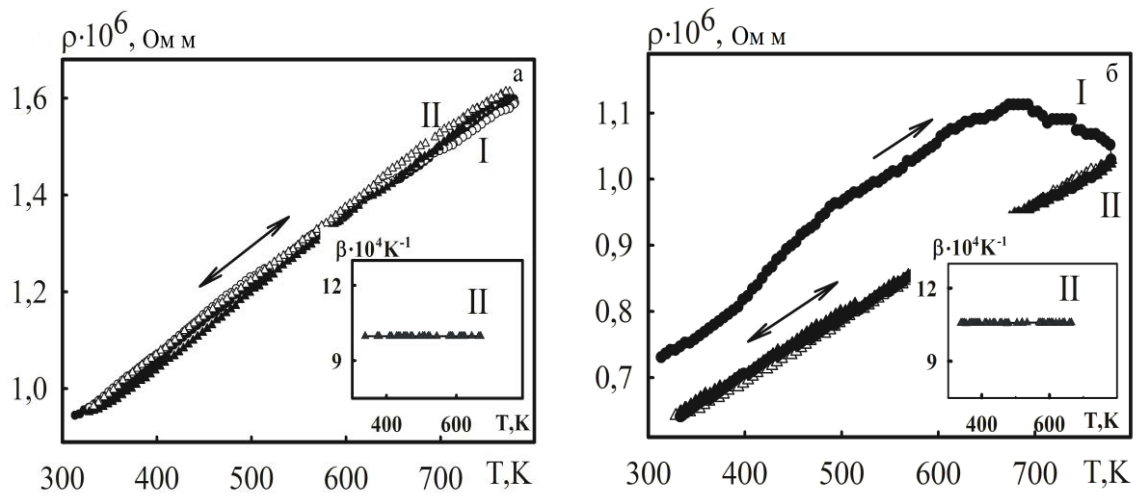


Рис.4.12. Температурні залежності питомого опору і ТКО для систем Ag(10)/Fe(30)/П (а) і Ag(30)/Fe(30)/П (б). $c_{Ag} = 17$ (а) і 37 (б) ат.%

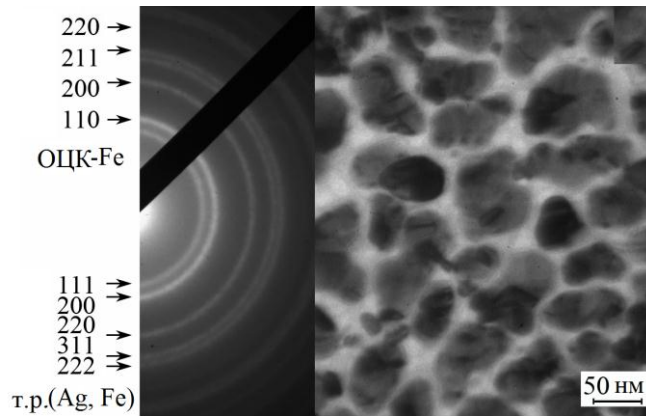


Рис.4.13. Мікроструктура та електроннограма від відпаленої до $T_g = 800$ К плівки Ag(30)/Fe(30)/П

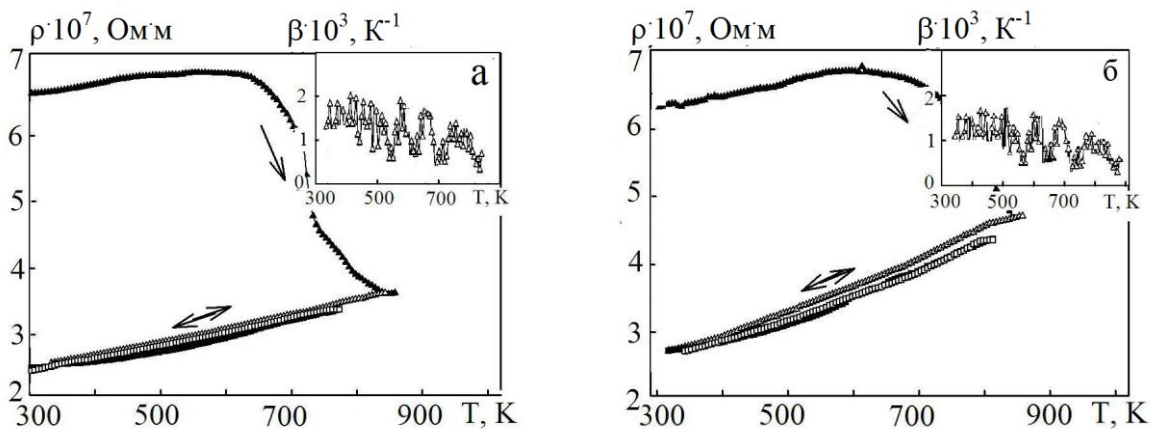


Рис. 4.14. Температурні залежності ρ і β (на вставках) для плівок Ag(21)/Co(18)/П (а) і Ag(22)+Co(15)/П (б). $c_{Co} = 57$ (а) і 51 (б) ат.%

параметр решітки має дещо більше значення у порівнянні із параметром плівки Ag. Розшифрування електронограм показали в системах у невідпаленому стані наявність фази т.р.(Co, Ag) з параметром кристалічної решітки 0,4081 нм. Відпалювання зразків до температури 800 К приводить до деякого збільшення параметру кристалічної решітки на рівні 0,4085 нм і появи екстрарефлексів. На мікроструктурі прослідковується також помітне збільшення розмірів гранул Co. На рис. 4.16 показана експериментальна залежність β від загальної концентрації атомів Co у плівкових системах, отриманих при послідовній (1 і 3) або одночасній (2 і 4) конденсації плівкових систем із загальною товщиною 40 – 50 нм.

Таким чином, для плівкових матеріалів типу феромагнетик/благородний метал величина параметра β у більшій мірі залежить від хімічного складу і типу кристалічних решіток термостабілізованого плівкового матеріалу, а не від ефективності розсіювання електронів на гранулах або квазігранулах, оскільки в них, скоріше за все, реалізується балістичний механізм переносу заряду.

Необхідно також зупинитись на вимогах до матеріалів чутливих елементів промислових сенсорних перетворювачів температури (терморезисторів і термодатчиків), щоб узагальнити отримані результати з точки зору практичного застосування плівкових матеріалів різних типів. Перш за все, матеріал для виготовлення температурних датчиків, повинен мати величину ТКО порядку $10^{-3} - 10^{-5} \text{ K}^{-1}$, а залежність опору від температури близький до лінійного характер в широкому діапазоні температур. Крім того плівка чутливого елемента повинна бути інертною до впливу навколишнього середовища (з цією метою у нашому випадку проводиться термовідпалювання зразків) і забезпечувати хорошу відтворюваність властивостей, що дозволить проводити заміну окремих елементів датчиків без впливу і порушень налаштувань вимірювального приладу в цілому. У табл. 4.2 наведені експериментальні робочі параметри матеріалів різних типів для формування плівкових чутливих елементів термоперетворювачів.

Відмітимо, що крім ТКО, до основних робочих параметрів промислових терморезисторів на основі двокомпонентних металевих і напівпровідникових

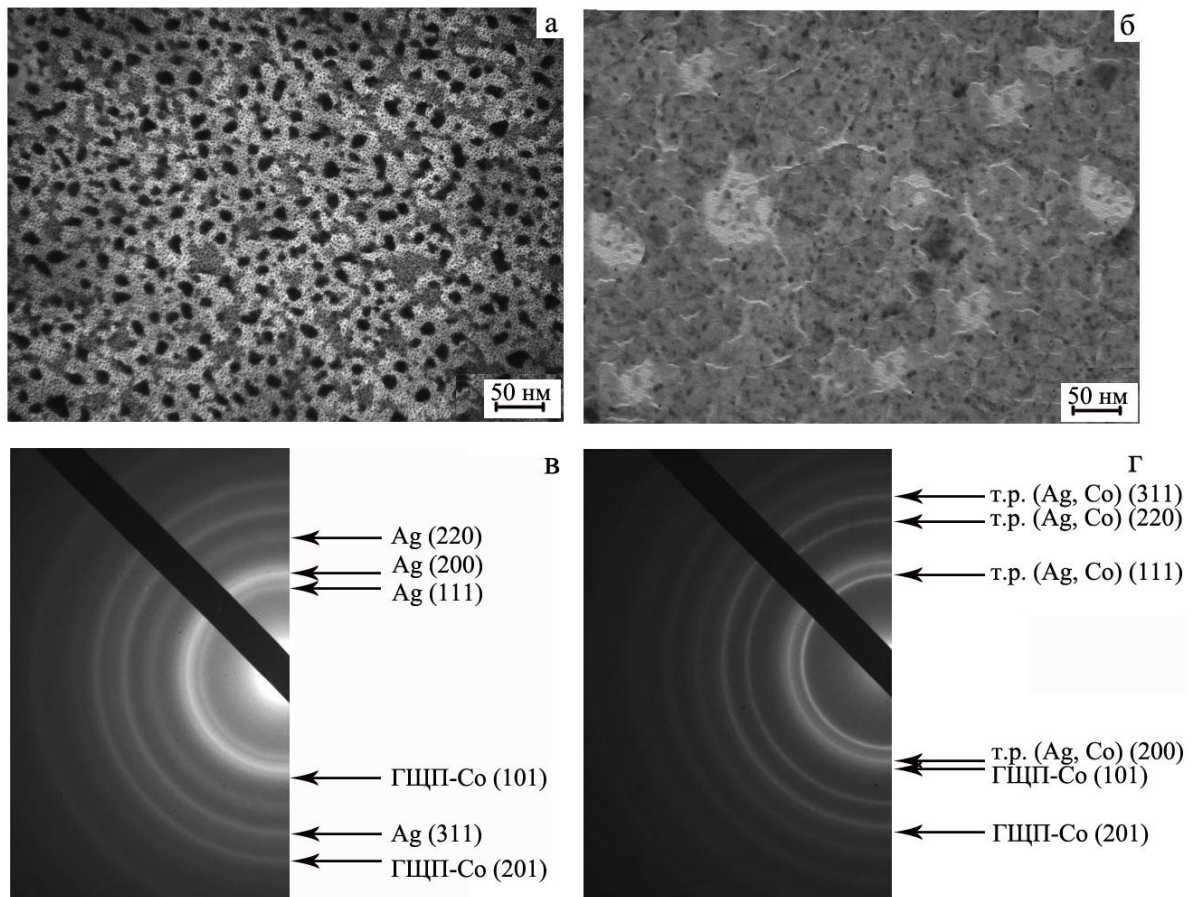


Рис. 4.15. Мікроструктура (а, б) і дифракційні картини (в, г) від двошарової плівки Ag(34 нм)/Co(15 нм)/П у невідпаленому (а, в) та плівки евтектичного складу після відпалювання до 800 К (б, г). $c_{Co} \cong 32$ ат.%

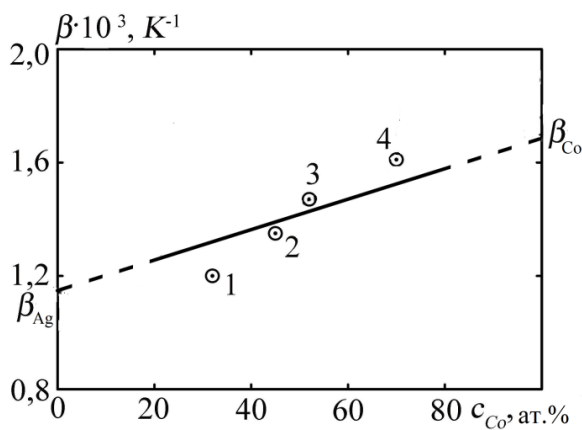


Рис. 4.16. Експериментальна залежність ТКО гранульованих т.р. (Ag, Co) від c_{Co} : 1 – Ag(34)/Co(15)/П; 2 – Ag(21)/Co(18)/П; 3 – Ag(22)+Co(15); 4 – Ag(17)+Co(26). β_{Ag} і β_{Fe} відповідають плівкам товщиною 40 нм

матеріалів, температурна залежність опору яких близька до експоненціальної, відносять коефіцієнт температурної чутливості B , величину якого розраховується за співвідношенням:

$$B = \frac{T_1 T_2}{\Delta T} \ln \frac{R_1}{R_2}, \quad (4.4)$$

де ΔT – робочий температурний інтервал терморезистора;

R_1 і R_2 – значення опору при температурах T_1 і T_2 , відповідно.

Експериментальний робочий параметр для матеріалів ЧЕ сенсорів різних типів має такі значення, $B \cdot 10^{-2}$ К:

4,2 – 12,4 (двошарові плівки Ni/Mo, загальна товщина $d \cong 40 - 70$ нм);

5,1 – 10,9 (двошарові плівки Mo/Fe, $d \cong 40 - 70$ нм);

8,5 – 20,9 (двошарові плівки Ni/Cr, $d \cong 50 - 190$ нм);

7,2 – 8,1 (двошарові плівки Fe/Pd, $d \cong 40 - 80$ нм);

16 – 54 (мультишари на основі Fe і Pd або Pt, $d \cong 10 - 30$ нм);

9,5 – 10,8 (двошарові плівки на основі Ag/Fe, $d \cong 40 - 60$ нм);

5,8 – 9,2 (сплави на основі Ni і Fe або Mo; Co і Ag, $d \cong 30 - 40$ нм);

1,3 – 1,9 (плівки гетерогенного складу на основі Re, Fe і Mo, $d \cong 30 - 40$ нм);

13 – 20 (плівки гетерогенного складу на основі W або Mo, $d \cong 30 - 40$ нм).

Оскільки відомо, що для промислових плівкових приладів величини робочих параметрів β і B знаходяться в межах $10^{-3} - 10^{-4}$ К⁻¹ і 1200 – 8000 К, відповідно, то на основі отриманих результатів можна зробити висновок про можливість застосування вищевказаних плівкових матеріалів як елементів сенсорів температури і терморезисторів. З цієї точки зору найбільш ефективними будуть матеріали, які мають найбільшу температурну чутливість, а саме: багатошарові плівки і мультишари на основі Fe і Pd або Pt та двошарові плівки на основі Ni і Cr ($B = 1620 - 4725$ К) і плівки гетерогенного складу на основі Mo або W ($B = 1350 - 1980$ К).

Величина ТКО в області проміжних температур складає: $(0,2 - 2,3) \cdot 10^{-3}$ К (двошарові плівки Ni/Mo, Mo/Fe, Ni/Cr і Fe/Pd, загальна товщина $d \cong 40-190$ нм); $(1 - 6) \cdot 10^{-3}$ К (двошарові плівки Ag/Fe та мультишари на основі Fe і Pd або Pt, $d \cong 5 - 60$ нм); $(0,1 - 2,0) \cdot 10^{-3}$ К (сплави на основі Ni і Fe або Mo; Co і Ag; плівки

гетерогенного складу на основі Re, Fe і Mo, $d \cong 30 - 40$ нм); $(2 - 3) \cdot 10^{-5}$ К (плівки гетерогенного складу на основі Fe і Mo, $d \cong 30 - 40$ нм).

4.3.3 Температурна залежність зерномежового розсіювання електронів

На сучасному етапі розвитку плівкового матеріалознавства накопичений великий експериментальний матеріал з дослідження температурних залежностей опору і ТКО тонких металевих плівок. Результати досліджень аналізуються як на основі моделі Фукса – Зондгеймера (див., наприклад, [356]), яка описує розсіювання електронів провідності на поверхні плівки, так і на основі теорії Майадаса–Шацкеса [201], яка враховує зерномежове розсіювання електронів. Деякими авторами зроблено висновок про незалежність коефіцієнта зерномежового розсіювання від температури, оскільки неможливо вказати реальний фізичний механізм такої залежності [202, 210]. На відміну від цього була виявлена слабка температурна залежність параметру R для плівок Sn [357], Pb [358] та температурна залежність коефіцієнта розсіювання електронів на межах зерен в моноблочних за товщиною плівках Pd, яка на думку авторів [359], пов'язана із утворенням по межах зерен системи мікропор. У роботах [347, 360] представлені дані про температурну залежність R в плівках Ni, Cr, Cu, Sc, Re та Ti, хоча авторами не акцентується увага на цьому факті. Величину R можна представити у вигляді суми постійної і температурно-залежної частин [359]:

$$R = R_0 + R(T),$$

де R_0 – температурно-незалежна частина параметру зерномежового розсіювання, яка пов'язана з пружним розсіюванням електронів на порушеннях періодичного потенціалу решітки;

$R(T)$ – температурно-залежна частина коефіцієнта розсіювання, яка виникає у результаті утворення системи мікропор на межі зерен.

Для розрахунку величини dR/dT авторами [361] було отримано наступне співвідношення:

$$\frac{dR}{dT} = \frac{(\beta\rho - \beta_0\rho_0)L}{1,3\rho_0\lambda_0}(1-R)^2, \quad (4.3)$$

та показано [361], що величина dR/dT для плівок Cu товщиною 50 – 145 нм змінюється в межах від $1,64 \cdot 10^{-3}$ до $1,00 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$.

Використовуючи температурні залежності опору плівок Pd і Pt нами була проведена оцінка dR/dT . Встановлено, що величина чутливості параметра зерномежового розсіювання до температури змінюється: в межах від $3,50 \cdot 10^{-4}$ – $0,12 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ (плівки Pd) і від $2,30 \cdot 10^{-4}$ – $0,50 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ (плівки Pt) при зростанні товщини плівок в інтервалі $d \cong 10$ – 100 нм. Цей результат якісно узгоджується із даними для мілкодисперсних плівок Pd [359]. Аналіз співвідношення (4.3) вказує на те, що температурна залежність R повністю визначається різницею добутків питомого опору і ТКО плівки та масивних матеріалів, які згідно з [202, 210] повинні дорівнювати нулю, хоча експериментально фіксується величина, яка нулю не дорівнює.

4.3.4 Кореляційна залежність між параметрами ТКО і КТ та концентрацією (s+d) електронів

Для можливості прогнозування електрофізичних властивостей плівкових матеріалів було запропоновано ряд теоретичних моделей для ТКО і КТ (див., наприклад, роботу [363], в якій представлено їх узагальнення для одношарових плівок). Аналіз вказує на те, що теоретичні моделі мають складну математичну структуру, містять велику кількість невизначених або важновизначаємих експериментально вихідних параметрів, що спричиняє практичну неможливість прогнозування величин ТКО і КТ шляхом числових розрахунків або комп'ютерного моделювання. Певним вирішенням цієї проблеми може бути прогнозування величин $\beta_{\infty l}$ і $\gamma_{\infty l}$ на основі гіпотези про взаємозв'язок між ТКО або КТ та концентрацією $n = s + d$ електронів провідності [363], яка була експериментально перевірена авторами [199] для плівок Al, Ti, Re, Cu та ін.

Виходячи з цього, була проведена експериментальна перевірка результатів прогнозування параметрів чутливих елементів плівкових сенсорів β_{gl} і γ_{gl} з ГЦК (Ni і Pd, $n = 10$; Ag, $n = 11$), ОЦК (Fe, $n = 8$; Cr і Мо, $n = 6$) та гексагональною (Co, $n = 9$) решітками у відповідності до кореляційної залежності, встановленої у роботі [199]. Установлено, що зпрогнозовані величини β_{gl} і γ_{gl} задовільно відповідають експериментально отриманим (рис. 4.17). На основі прогнозу можливих величин β_g і γ_{gl} установлено, що величина β_g суттєво залежить від концентрації (s+d) електронів і для плівок магнітних металів (Fe, Co, Ni) у 1,5 – 2,5 рази більша у порівнянні із β_g для немагнітних (Sc, Ti, Mo, Re, Cr, W) та в 1,2 – 1,6 разів менша порівняно із плівками благородних (Pd, Pt, Ag, Cu) металів. Величина γ_{gl} для плівок магнітних і немагнітних металів (Fe, Co, Ni, Sc, Ti, Cr, Pd, Ag, Cu) не залежить, в рамках точності експерименту, від вказаної концентрації.

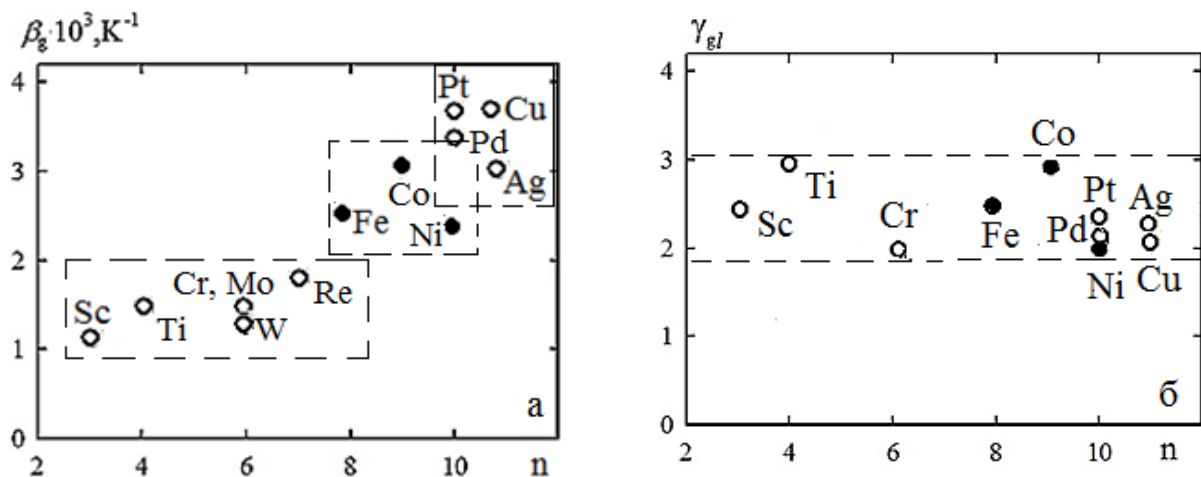


Рис.4.17. Кореляція між асимптотичними величинами ТКО (а) і КТ (б) плівок та числом (s+d) електронів: ● – магнітні метали; ○ – немагнітні метали

Таким чином, уточнена нами кореляція між електронним складом і електрофізичними властивостями дозволить зробити прогноз робочих параметрів плівок як матеріалів чутливих елементів сенсорів – КТ (сенсори деформації і тензорезистори) і ТКО (сенсори температури і терморезистори).

Висновки до Розділу 4

1. Представлені результати експериментальних досліджень терморезистивних властивостей плівкових матеріалів чутливих елементів сенсорів різного типу: двошарових плівок на основі тугоплавких металів; багатошарових плівок і мультишарів на основі феромагнітних і благородних металів; плівкових сплавів і одношарових плівкових матеріалів гетерогенного складу.

2. Показано, що характер температурної залежності питомого опору і ТКО плівкових матеріалів залежить від фазового складу плівкових матеріалів, інтенсивності дифузійних процесів, товщини окремих шарів і загальної товщини зразка, концентрації атомів окремих компонент.

3. Встановлено, що величина ТКО суттєво залежить від загальної концентрації атомів окремих елементів та в області проміжних температур складає величину: $(0,6 - 1,7) \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ для двошарових плівок на основі тугоплавких металів; $(0,8 - 6,0) \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ – для багатошарових плівок і мультишарів типу феромагнетик/благородний метал; $(0,1 - 0,8) \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ – для плівкових сплавів та $(-0,3) \cdot 10^{-3} - 0,5 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ для гетерогенних матеріалів.

4. Температурна залежність параметра зерномежового розсіювання повністю визначається різницею добутків питомого опору і ТКО плівки та масивного матеріалу, а величина чутливості параметра зерномежового розсіювання до температури змінюється: в межах від $3,50 \cdot 10^{-4} - 0,12 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ (плівки Pd) і від $2,30 \cdot 10^{-4} - 0,50 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ (плівки Pt) при зростанні товщини плівок в інтервалі $d \cong 10 - 100 \text{ нм}$.

5. Уточнена кореляція між концентрацією s+d електронів і електрофізичними властивостями (ТКО і КТ) металевих плівкових матеріалів, яка дозволяє зробити прогноз робочих параметрів плівок як чутливих елементів сенсорів температури і деформації та термо- і тензорезисторів.

РОЗДІЛ 5

МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ТА МАГНІТООПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ПЛІВКОВИХ МАТЕРІАЛІВ ІЗ МОЖЛИВИМ СПІН-ЗАЛЕЖНИМ РОЗСПОВАННЯМ ЕЛЕКТРОНІВ

Останніми роками спостерігається значний інтерес до багатошарових магнітних структур, в яких виникає ефект ГМО, з точки зору їх практичного застосування в галузях обчислювальної техніки та автоматизованих системах з використанням різного роду сенсорів. Магніторезистивні і магнітні елементи займають важливе місце серед приладів мікроелектроніки і сенсорної техніки завдяки таким перевагам, як широкий температурний діапазон, радіаційна стійкість, перешкодозахищеність, необмежена кількість перезапису інформації, можливість використання планарної інтегральної технології та мініатюрні розміри (до 0,1 мкм). Об'єднання ГМО-матеріалів з напівпровідниковими діодними і транзисторними структурами (системи типу метал (Me)/напівпровідник (НП)) приведе до істотного збільшення щільності запису інформації, підвищення чутливості датчиків і створення радіаційно-стійких логічних мікросхем.

Кількість матеріалів, у яких спостерігається ефект ГМО, та варіанти їх використання на практиці досить різноманітні. Один з очевидних напрямів застосування нових матеріалів із ГМО – це створення високочутливих головок для зчитування інформації з магнітних носіїв (магнітна стрічка, магнітний диск тощо) за допомогою детектування крайових полів, які виникають на межах доменів із протилежною орієнтацією магнітних моментів. Крайові поля фіксуються чутливими матеріалом головки, магнітоопір якого змінюється пропорційно зміні величини індукції магнітного поля. Чутливість такої головки залежить від магніторезистивних властивостей матеріалу, що використовується як сенсорний елемент.

Перемагничування ферромагнітних плівок відбувається за рахунок руху доменних стінок. Коли частота коливань поля сягає десятків мегагерців,

пінінгування доменних стінок на структурних дефектах починає перешкоджати процесам перемагнічування і відповідно погіршує експлуатаційні характеристики приладів на основі традиційних металевих сплавів. Гранульовані плівкові матеріали позбавлені цього недоліку, оскільки їх розміри настільки малі, що вони не розбиваються на окремі домени і становлять єдиний монодомен. За таких умов процес перемагнічування феромагнітного сплаву не ускладнюється переміщенням доменних стінок і тому частотні межі якісної роботи гранульованих матеріалів значно вищі, ніж у гомогенних сплавів.

З огляду на це розробляють високоякісні магнітні чутливі елементи на основі гранульованих магніторезистивних матеріалів. Багатошарові плівкові системи, мультишари та плівкові сплави на основі металів, в яких формуються гранульовані та упорядковані структури, широко використовуються як надчутливі сенсори температури (оскільки температурна залежність електроопору у них перевищує чутливість напівпровідникових термодатчиків приблизно на порядок), та чутливі датчики магнітного поля. На основі багатошарових плівок, мультишарів і спінових вентилів створено зчитувальні головки, розроблено високочутливі магнітні реле та нанометрові комірки пам'яті – прилади на основі спін–тунельного ефекту.

Таким чином, формування і дослідження плівкових матеріалів із спін–залежним розсіюванням електронів у вигляді багатошарових плівок, мультишарів, гранульованих плівкових сплавів, спінових клапанів на основі металів та напівпровідників як чутливих елементів приладів різного функціонального призначення та інформаційних матеріалів з високою щільністю запису інформації є вигідним і перспективним напрямом спінової електроніки.

Процеси СЗРЕ у приладах спінтроники протікають не лише в об'ємі системи, а й на межах поділу магнітних і немагнітних шарів, тому властивості багатошарової плівкової системи або мультишару в цілому залежать від методу отримання, температури обробки, концентрації окремих компонент або товщин окремих шарів. Відомо, що у плівкових системах на основі ультратонких магнітних і немагнітних шарів при низькій швидкості конденсації утворюються

супергратки, при швидкому термічному осадженні – тверді розчини.

У даному розділі дисертаційної роботи представлені результати досліджень магніторезистивних і гальваномагнітних властивостей, встановленні умов формування неупорядкованої і упорядкованої фаз у багат шарових плівках і мультишарах, сформованих на основі систем Fe/Pd(Pt, Ag, Ge) та Co/Ag з різною концентрацією немагнітної компоненти в одному технологічному циклі методом пошарової або одночасної конденсації з наступною термообробкою в інтервалі температур 300 – 900К.

5.1 Магніторезистивні властивості плівок Fe/Pd (Pt, Ag) та Co/Ag [134, 304, 311, 312, 380, 426, 427, 430, 432, 434 – 437, 439, 441, 484]

Після відкриття ефекту ГМО в мультишарі Fe/Cr [3], відбувається постійний пошук нових матеріалів зі СЗРЕ і магнітною перпендикулярної анізотропією для створення носіїв зі надщільним магнітним записом інформації та високостабільними робочими характеристиками. Це вимагає формування нових матеріалів, до яких можна віднести матеріали з високою магнітною анізотропією: FePd, FePt, CoPt, CoPd [1,2, 13, 22, 25, 26, 64 – 66, 90, 96 – 99, 101,102, 105, 109 – 113, 117 – 123, 125 – 129]. Упорядковані сплави на основі феромагнітних (ФМ) і немагнітних (НМ) металів, такі, наприклад, як FePd і FePt, за певних умов проявляють перпендикулярну магнітну анізотропію, завдяки чому, стають претендентами для створення нових носіїв магнітного запису з перпендикулярної орієнтацією. Слід відмітити, що атоми Pd, будучи немагнітними, в сполуках із Fe і Co має високу парамагнітну сприйнятливості і гігантський магнітний момент до $10\mu_B$ [384, 385].

Даний підрозділ присвячений вивченню магніторезистивних властивостей плівкових матеріалів на основі феромагнітних (Fe, Co) і благородних (Pd, Pt і Ag) металів. Зразки були сформовані методами пошарової або одночасної конденсації з наступною термообробкою, що дало можливість отримати системи з різними структурними і фазовими особливостями. Підкреслимо, що при таких методах формування вказаних типів плівкових систем, у них

можлива реалізація ефектів АМО та ГМО. Для зменшення або уникнення впливу матеріалу підкладки на структуру плівкових матеріалів як підкладки використовувалися пластини Si із природним шаром оксиду. Питомий опір зразків складав величину $(1-3) \cdot 10^{-7}$ Ом·м, що дає підстави стверджувати про достатню чистоту отриманих зразків і про мінімальний вплив домішкових атомів на магніторезистивні властивості.

Як вже вказувалось в розділі 2, дослідження магніторезистивних властивостей були проведені в трьох геометріях вимірювання, які на всіх залежностях мають наступні позначення: паралельна (\circ, \parallel), поперечна (\square, \perp) і перпендикулярна (Δ, \perp). Величина МО визначалася за співвідношенням

$$MO = \frac{R(B) - R(0)}{R(0)}, \text{ де } R(B), R(0) - \text{опір плівки при заданому полі і без поля.}$$

Якщо під впливом зовнішнього магнітного поля електричний опір плівки зменшувався, виконувалась нерівність $\frac{R(B) - R(0)}{R(0)} < 0$, а польова залежність R

мала ізотропний характер, то ми говоримо, що в таких системах спостерігаються ознаки ГМО. На основі результатів досліджень кристалічної структури і

твердофазних реакцій була запропонована схема процесу формування неупорядкованого т.р. у процесі конденсації і післяконденсаційної витримки та переходу після термообробки до упорядкованої фази (рис.5.1). У плівкових системах на основі Fe і Pd або Pt у зв'язку з високою дифузійною рухливістю атомів, спричиненою конденсаційно-стимульованою дифузією і наперед заданими нами малими товщинами окремих шарів, в процесі конденсації формується твердий розчин, відбувається розмиття структурних інтерфейсів, а додатковим механізмом розсіювання виступають т.зв. магнітні інтерфейси [386 – 388]. При цьому електрони розсіюються не на фактичних межах поділу шарів, а на магнітних моментах атомів феромагнітного і немагнітного металів (рис.5.2).

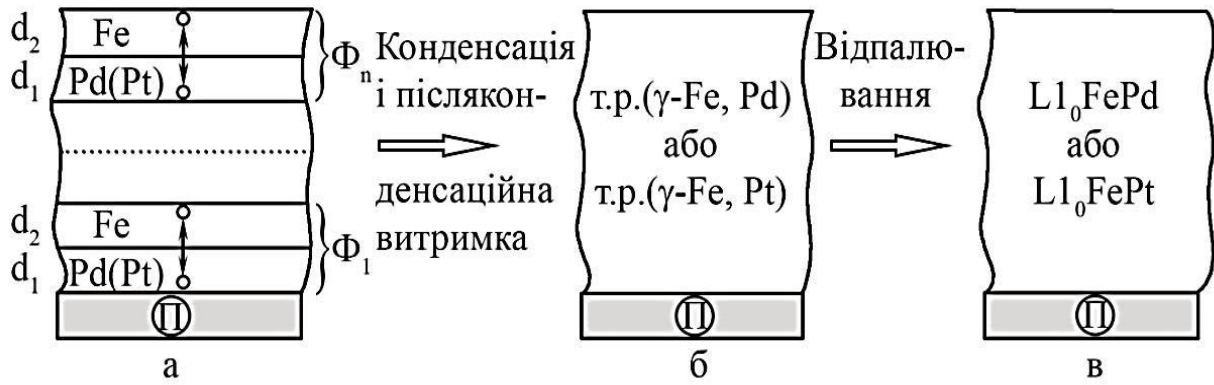


Рис.5.1. Схема процесу формування неупорядкованого т.р. у процесі конденсації і післяконденсаційної витримки (а, б) та переходу після термообробки до упорядкованої фази $L1_0$ (в)

На рис. 5.3 наведені польові залежності МО двошарових плівок $Pd(10)/Fe(x)/\Pi$ з варіюванням товщини феромагнітного шару від 10 до 30 нм, для яких спостерігається АМО. У чотиришарових системах, в яких двошарова плівка виступає як фрагмент, на залежностях опору від індукції магнітного поля при $T = 300$ К спостерігаються ознаки ГМО (як приклад див. рис.5.3 в). Зростання МО і коерцитивної сили після відпалювання зразка до 850 К пов'язано із процесами фазоутворення і формуванням упорядкованої фази ГЦТ–FePd, що більш детально обговорювалось в підрозділі 3.1.

Розрахунок коерцитивної сили H_C для плівок $[Pd(d_1)/Fe(d_2)]_2/\Pi$ був проведений на основі даних робіт [241, 242] і співвідношення

$$H_C = \alpha \langle K_a \rangle / M,$$

де $\langle K_a \rangle = K_{\perp} \cdot (L/R_f)$ – середня константа анізотропії;

K_{\perp} – перпендикулярна до поверхні плівки компонента магнітної анізотропії;

M – намагніченість; R_f – радіус феромагнітної кореляції;

α – емпірично встановлений коефіцієнт пропорційності.

Отримано, що при $d_{Pd} \cong 1$ нм або 3 нм, коли радіус R_f дорівнює 0,8 і 2,2 мкм, відповідно, величина H_C зменшується від 1,2 до 0,8 мТл, що якісно

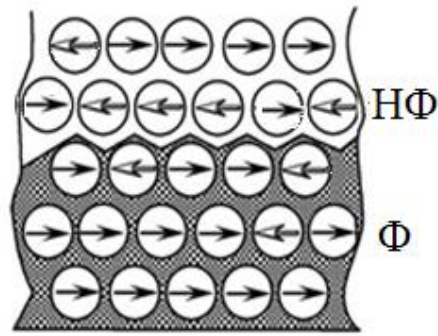


Рис.5.2. Схема магнітного інтерфейсу. Ф – феромагнітний метал, НФ – неферомагнітний метал

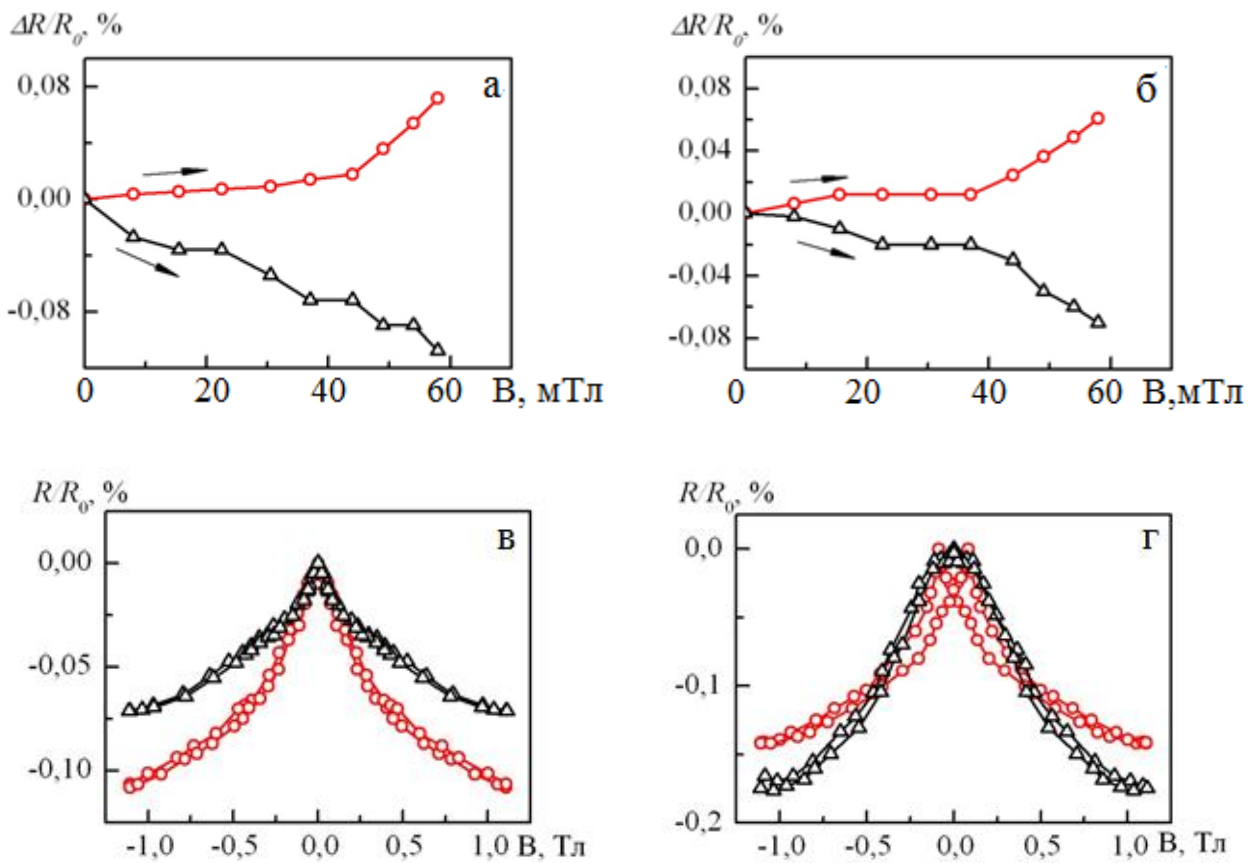


Рис. 5.3. Залежність МО для двошарових Pd(10)/Fe(10)/П (а) і Pd(10)/Fe(30)/П (б) та чотиришарових Pd(3)/Fe(3)/Pd(6)/Fe(20)/П (в, г) невідпалених (в) та відпалених до 850 К (г) у паралельній (○) і перпендикулярній (△) геометріях вимірювання. Опір зразка при відсутності магнітного поля $R_0 = 71$ (а), 55 (б) і 60 (в, г) Ом

узгоджується із результатами для одношарових плівок Ni [389] і плівкового сплаву FeNi [390].

При переході до мультишарів зростає вплив на їх властивості додаткових механізмів розсіювання електронів: структурних інтерфейсів (у випадку збереження індивідуальності окремих шарів) або магнітних інтерфейсів (при формуванні твердого розчину). У такому випадку може реалізуватися спін-залежне розсіювання електронів і система буде мати антиферомагнітне упорядкування. На рис. 5.4 на прикладі мультишарів $[Pd(1,1)/Fe(0,9 \text{ нм})]_n/\Pi$ ($n = 3; 5; 10$) наведені типові польові залежності МО, на яких спостерігаються ознаки ГМО як для свіжосконденсованих, так і для відпалених зразків. Встановлено, що збільшення кількості фрагментів системи приводить до зростання величини МО від 0,05 до 0,25 %. Для всіх трьох геометрій вимірювання при $B = 1 \text{ Тл}$ залежності виходять на насичення. Найбільші значення МО (0,10 – 0,25%) для свіжосконденсованих плівкових матеріалів спостерігаються у паралельній геометрії вимірювання, що пов'язано із зміною траєкторії руху електронів під дією сили Лоренца, коли останні, рухаючись по гелікоїді, розсіюються не тільки на межах зерен в об'ємі зразка, але і між шарами металів. Після термічного відпалювання зразків до 780 К величина МО зростає від 0,2 до 0,4 % (рис.5.4 г – е) і на залежностях можна спостерігати піки, які виникають в процесі перемагнічування і відповідають полю коерцитивності.

Зростання величини МО (0,2 – 0,4%) після відпалювання до 780К можна пояснити рядом фізичних процесів: збільшенням середнього розміру кристалітів, активізацією дифузійних процесів і процесів формування упорядкованої ГЦТ–FePd фази, дифузією атомів Pd в шари Fe, зростанням прояву спін–орбітальної взаємодії, що приводить до збільшення феромагнітних властивостей системи після термообробки. Узагальнені розмірна (від кількості фрагментів) і концентраційна залежності МО для мультишарів $[Pd(1,1)/Fe(0,9)]_n/\Pi$ представлені на рис. 5.5.

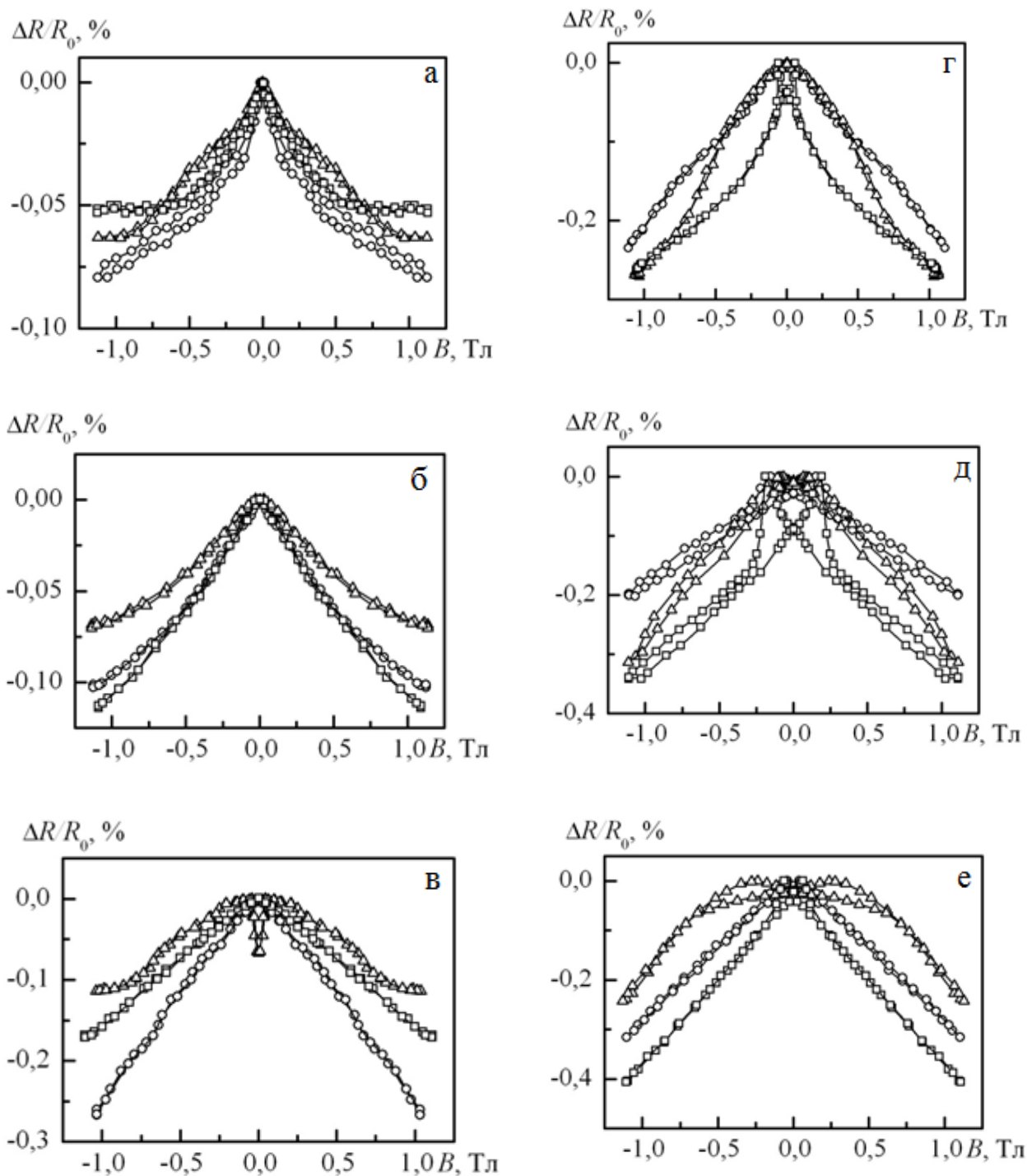


Рис. 5.4. Залежність МО для мультишарів $[Pd(1,1)/Fe(0,9)]_3/\Pi$ (а,г); $[Pd(1,1)/Fe(0,9)]_5/\Pi$ (б,д) і $[Pd(1,1)/Fe(0,9)]_{10}/\Pi$ (в,е) при $T=300\text{K}$ (а – в) і 780K (г – е). Загальна концентрація атомів Fe – 50 ат.%. Геометрії вимірювання: перпендикулярна (Δ), паралельна (\circ) і поперечна (\square)

Установлено, що із збільшенням кількості фрагментів для свіжосконденсованих зразків величина МО зростає в 3–5 разів. Аналогічний характер залежності спостерігається і для відпалених систем. Після термообробки МО у мультишарах $[Pd(1,1)/Fe(0,9)]_3/П$ і $[Pd(1,1)/Fe(0,9)]_5/П$ збільшується в 1,2 рази, при $n = 10$ в 1,3–1,7 рази і має значення від -0,32 до -0,40 %.

Що стосується характеру концентраційних залежностей МО, то згідно робіт [19, 391, 392] максимальна обмінна взаємодія між магнітними шарами плівкових систем (відповідно і величина МО) досягається при певній концентрації атомів магнітних і немагнітних шарів. Ефект підсилюється при збільшенні кількості фрагментів мультишару, зниженні температури і зміні геометрії вимірювання опору – від паралельної до перпендикулярної.

Залежності величини МО від загальної концентрації атомів Pd у випадку мультишарів $[Pd(x)/Fe(0,6)]_{10}/П$ з постійною товщиною феромагнітного шару $d_{Fe} = 0,6$ нм представлена на рис. 5.6 а,б. Збільшення концентрації атомів Pd від 35 до 65 ат.% при $x = 0,4 – 1,4$ нм для свіжосконденсованих зразків не приводить до суттєвих змін величини МО (0,30 – 0,35%), що можна пояснити слабкою намагніченістю атомів Pd у присутності атомів Fe. Після термообробки мультишару $[Pd(x)/Fe(0,6)]_{10}/П$ до $T = 780$ К, величина МО збільшується, перпендикулярна складова виходить на насичення при 0,22 %, а значення в паралельній і поперечній геометрії при $c_{Pd} = 35 – 65$ ат.% зростає до 0,60 %. Збільшення величини МО в мультишарах при $T = 300$ К у концентраційному інтервалі $c_{Pd} = 30 – 50$ ат.% можна пояснити особливостями властивостей парамагнітного Pd, який внаслідок спінової взаємодії, за наявності атомів Fe починає проявляти феромагнітні властивості. При концентраціях $c_{Pd} < 30$ ат.% феромагнетизм Pd не може впливати на феромагнітні властивості системи, внаслідок чого МО мультишару зменшується (рис. 5.6 а) залежність МО в перпендикулярній – така поведінка магніторезистивних властивостей характерна для більшості однорідних металевих плівок, в даному випадку мультишару, по всьому об'єму якого формується т.р. (див. підрозділ 3.1).

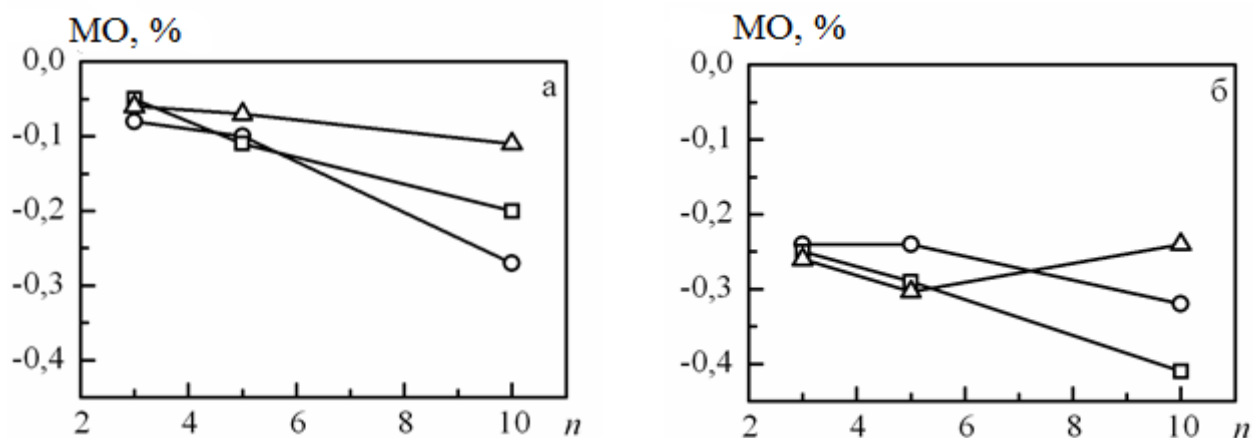


Рис. 5.5. Розмірні залежності МО для систем $[\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(0,9)]_n/\text{П}$ при $T = 300\text{K}$ (а) і 780K (б)

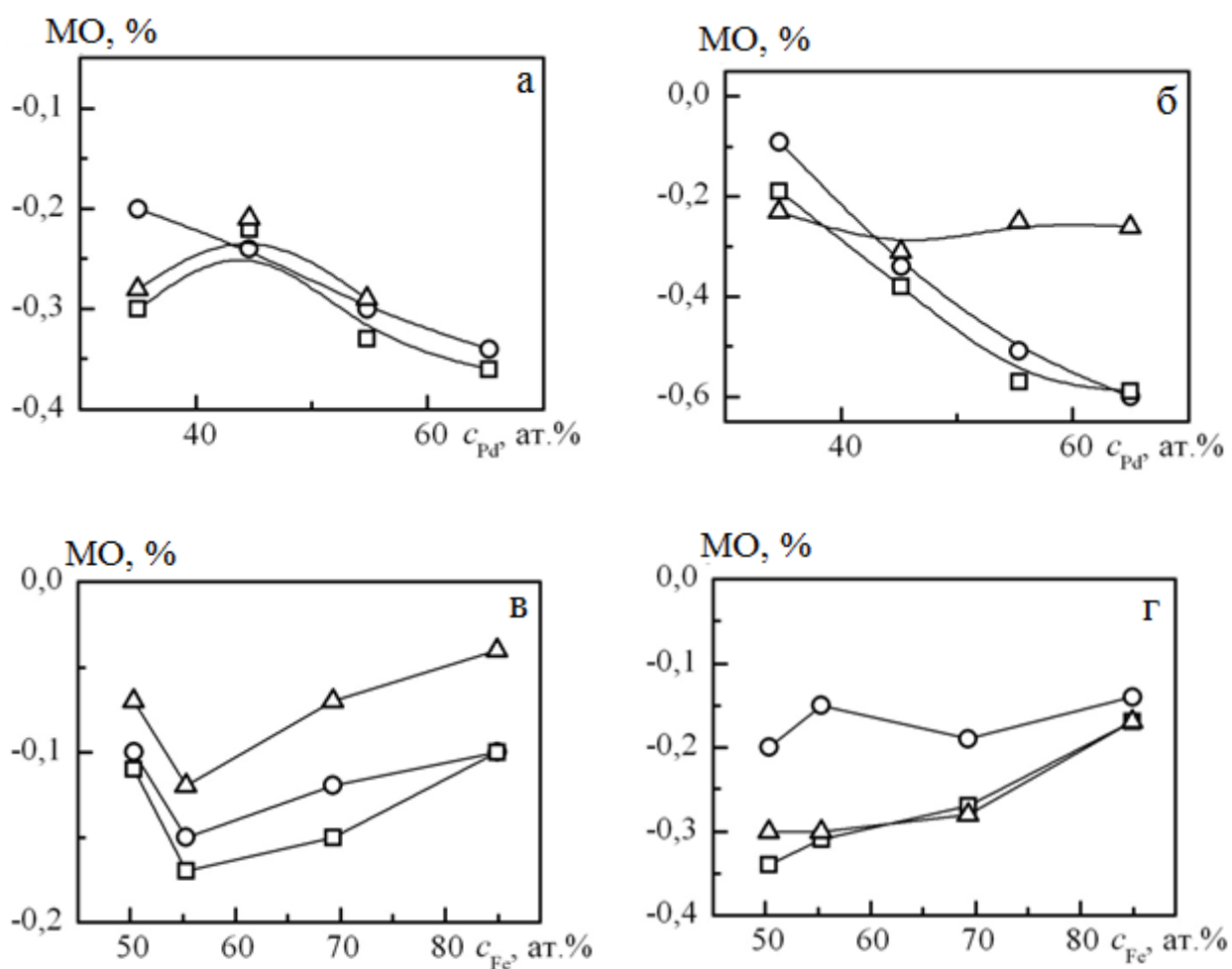


Рис. 5.6. Концентраційні залежності МО для систем $[\text{Pd}(x)/\text{Fe}(0,6)]_{10}/\text{П}$ (а, б) і $[\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(x)]_5/\text{П}$ (в, г) при $T = 300$ (а, в) і 780K (б, г)

Нами також встановлено, що у мультишарах $[\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(x)]_5/\text{П}$ при збільшенні концентрації атомів Fe величина МО збільшується (рис.5.6 в,г), що може бути пов'язано із рекристалізацією шару Fe і підвищенням стабільності магнітних інтерфейсів. Під дією температури при концентраціях $c_{\text{Pd}} = 48 - 60$ ат.% в системі $\text{Fe}_x\text{Pd}_{1-x}$ відбувається формування упорядкованої $L1_0$ структури, тому для відпалених зразків $[\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(x)]_5/\text{П}$ (рис. 5.6 г) величини при перпендикулярній та поперечній геометріях вимірювання МО мають більші значення, ніж при паралельній.

Процеси кристалізації, перебудови кристалічної структури, формування неупорядкованої фази ГЦК-FePd, яка при підвищенні температури поступово упорядковується, приводять до сильної температурної залежності магніторезистивних властивостей, що підтверджується результатами рис.5.7, на якому для всіх трьох випадків можна виділити особливу температурну точку $T = 670$ К, що відповідає температурі упорядкування (див., наприклад, [393, 394]). Встановлено, що максимальне значення МО спостерігається при $T = 780 - 810$ К. Із рис.5.7 видно, що величини МО для систем $[\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(0,9)]_3/\text{П}$ і $[\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(0,9)]_5/\text{П}$ практично не відрізняються ($\sim 0,05$ %), тобто температурна залежність має однаковий характер, який проявляється у збільшенні абсолютної величини МО при зростанні температури від 300 до 800 К і певної особливості на залежності при $T = 670$ К.

Температурні залежності МО у паралельній, перпендикулярній та поперечній геометріях вимірювання при збільшенні товщини шару Fe на $\Delta d = 0,2$ нм всі чітко розрізняються. Із рис. 5.7 видно, що максимальне значення $\text{МО} = 0,65 - 0,68$ % спостерігається при перпендикулярній геометрії, а мінімальне $\text{МО} = 0,15 - 0,19$ % – при паралельній.

У системах на основі плівок Fe і Pd, отриманих методом одночасної конденсації з двох джерел ($\text{Me}_1+\text{Me}_2/\text{П}$), як і в зразках, сформованих методом пошарової конденсації ($\text{Me}_2/\text{Me}_1/\text{П}$) з наступною термообробкою, в трьох геометріях вимірювання спостерігався ефект ГМО із амплітудою від 0,05 до 0,30%. Установлено, що при зміні загальної концентрації атомів Fe від 10 до

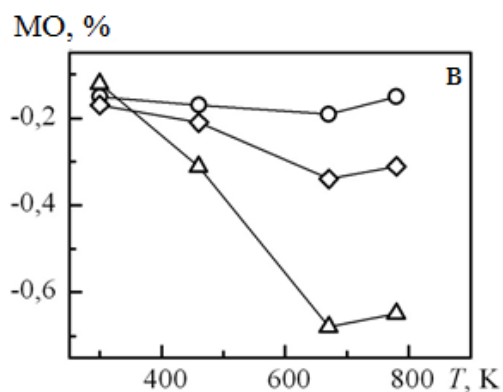
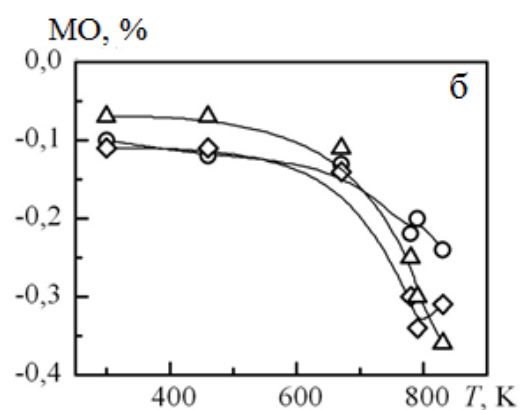
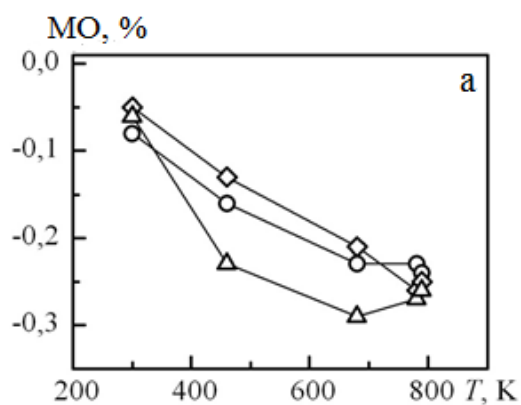


Рис. 5.7. Температурні залежності МО для мультишарів $[\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(0,9)]_3/\Pi$ (а); $[\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(0,9)]_5/\Pi$ (б) і $[\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(1,1)]_5/\Pi$ (в)

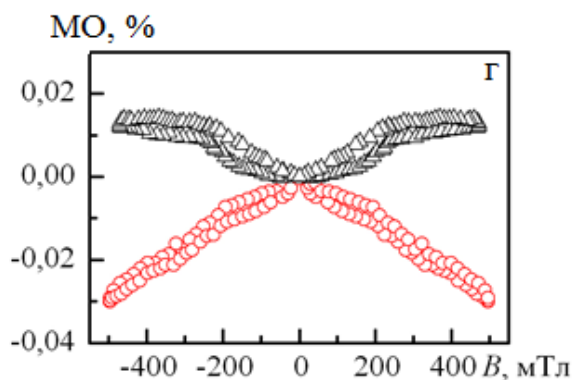
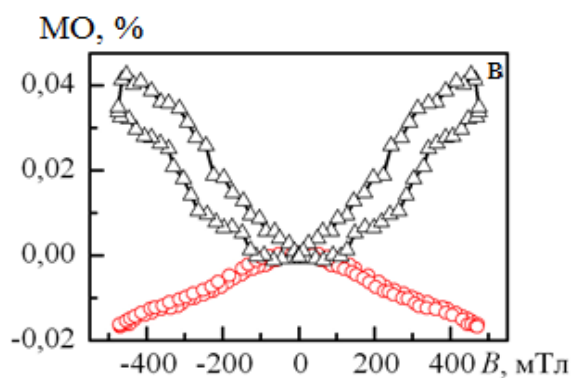
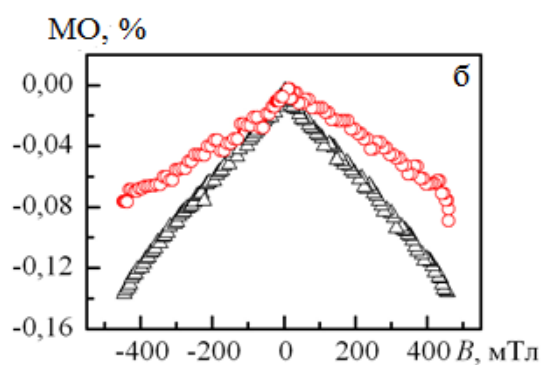
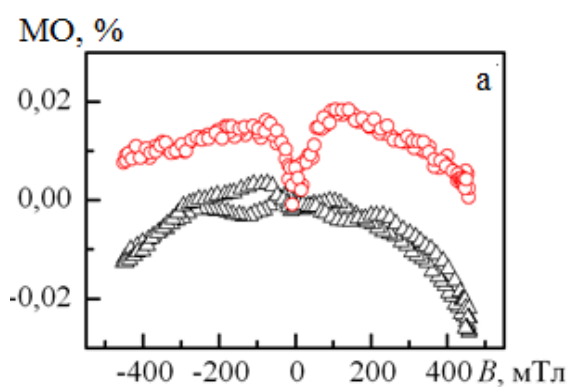


Рис. 5.8. Польові залежності МО для одношарових плівок $\text{Fe}(15; 30 \text{ нм})$ (а, б) і $\text{Pd}(15; 30 \text{ нм})$ (в, г)

36 ат.%, що відповідає фазовому складу ГЦК–FePd₃, величина МО має максимальне значення 0,20 – 0,22% (перпендикулярна); 0,15 – 0,30% (поздовжня) та 0,13 – 0,18% (поперечна) геометрії вимірювання.

Апробація теоретичної моделі Тельє і Тоссе [363] (співвідношення (1.13)) здійснювалася на основі польових залежностей МО для одношарових плівок Fe і Pd (рис.5.8). Величини МО в інтервалі товщин 15 – 45 нм складає 0,08 – 0,14 % (плівки Fe) і 0,02 – 0,04% (плівки Pd). Параметри електроперенесення були розраховані шляхом екстраполяції на нескінченність розмірної залежності питомого опору для кожного матеріалу. Величина функції зерномежового розсіювання визначалася за ρ_g або σ_g , яка в нашому випадку дорівнювала $f(\alpha) \cong 0,40$ (Fe) і $f(\alpha) \cong 0,43$ (Pd).

Оскільки експерименти по визначенню МО проводились нами в слабких магнітних полях, що задовольняє умові $k/k_r \gg 1$, то розрахункові результати за співвідношенням (1.13) дають добре співпадання із експериментальними даними (рис.5.9) і дозволяє зробити висновок про те, що теоретична модель Тельє і Тоссе для розмірного ефекту в МО [363], задовільно узгоджується із експериментальними даними і коректно враховує процеси зерномежового розсіювання електронів (маядасівський механізм) на відміну від фуксівської моделі, у якій розсіюванням електронів на межах зерен нехтують.

Магніторезистивні властивості багатошарових плівок і мультишарів на основі Fe і Pt, як і у випадку Fe і Pd, залежать від загальної товщини матеріалу, кількості фрагментів, температури термообробки, фазового складу і концентрації атомів окремих компонент. Зупинимось на результатах вивчення розмірного і концентраційного ефектів в МО на прикладі систем [Fe/Pt]_n. Як уже відмічалось, у плівкових системах на основі Fe і Pt стабілізується неупорядкований стан (ГЦК решітка (A1) Fe_xPt_{1-x}) або при підвищених температурах упорядкований стан (фаза L1₀). Це явище спостерігається як у суцільних плівкових зразках [122 – 128], так і в моноатомних мультишарах, в яких шар FePt має товщину $d \sim 1$ нм [395]; ультратонких острівцевих плівках FePt із ефективною товщиною $d = 1 – 10$ нм [396]; тонких плівках FePt ($d = 10$ нм) [397]; гранулярних плівках FePt,

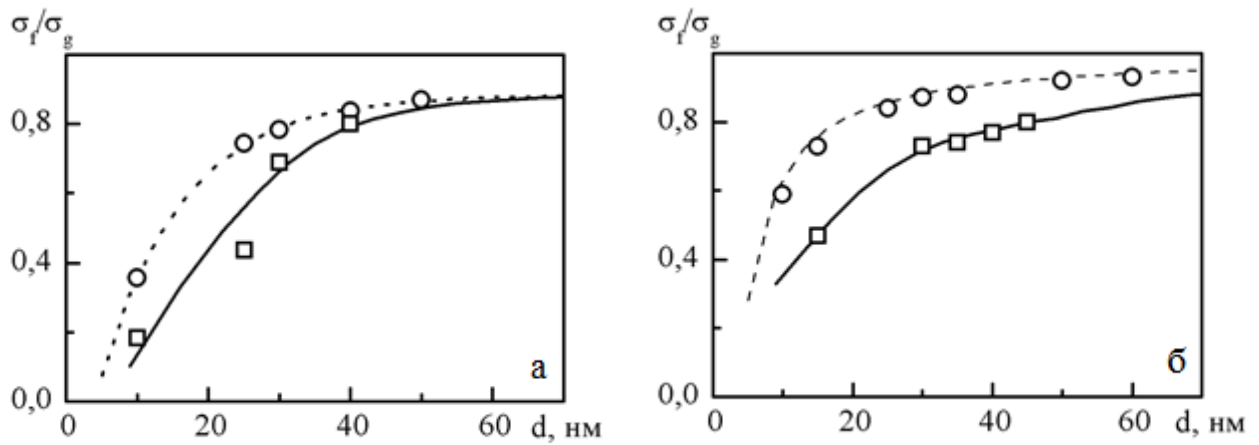


Рис. 5.9. Розмірні залежності відносної провідності плівок Fe(10 – 40 нм) (а) та Pd(15 – 45 нм) (б): експериментальні (\square) і розрахункові (\circ) результати

осаджених у матрицю SiO_2 [398, 399] або у матрицю Al_2O_3 [400]. В останній роботі відмічають, що при діаметрі гранул FePt меншому 4 нм в гранулах процес упорядкування не спостерігається.

Узагальнюючи літературні дані (див., наприклад, [401]), можна зробити висновок про значний вплив процесів упорядкування і концентрації атомів на магнітні властивості сплавів Fe–Pt, що нами буде враховуватися при інтерпретації отриманих результатів.

Магніторезистивні дослідження були проведені для тришарових систем Fe(30)/Pt(d)/Fe(30)/П, де $d = 3$ (загальна концентрація $c_{\text{Fe}} = 95$ ат. %), 5 (92 ат. %), 10 (86 ат. %), 15 (80 ат. %), 20 (75 ат. %), 25 (71 ат. %) та мультишарів [Fe(3)/Pt(d)/Fe(3)]₈/П, де $d = 3$ (67 ат. %), по аналогії із матеріалами на основі плівок Fe і Pd, у невідпалених та відпалених зразках при $T \cong 300\text{K}$. Були отримані наступні результати.

Характерною особливістю типових польових залежностей МО для тришарових плівкових систем Fe(30)/Pt(d)/Fe(30)/П, ($d = 3 - 25$ нм) у невідпаленому стані (при $T = 300\text{K}$) є незначний магніторезистивний гістерезис (менше 1% у максимумі). Магніторезистивні петлі гістерезису при усіх трьох геометріях вимірювання вказують на наявність ефекту ГМО із відносно малою амплітудою (до 0,035%). При поступовому збільшенні товщини шару Pt

амплітуда ефекту майже не збільшується і при 15 – 20 нм ефект ГМО трансформується в АМО. Цей ефект добре відомий, багато разів обговорювався в літературі і його суть полягає у тому, що при певній товщині неферромагнітного шару зникає антиферромагнітна взаємодія (обов'язкова умова реалізації ГМО) між магнітними моментами нижнього і верхнього шарів Fe. Відмітимо також, що існує також і деяка мінімальна товщина (порядка 1 нм) неферромагнітного шару, при якій реалізується ще ферромагнітна взаємодія (умова існування АМО). У відпалених до $T_B \cong 800\text{K}$ тришарових плівкових системах Fe(30)/Pt(d)/Fe(30)/П ефект ГМО більш чітко виражений і з більшою величиною амплітуди. При усіх трьох геометріях величина ГМО має більше значення у поздовжній і поперечній геометріях вимірювання.

Проведемо порівняння отриманих результатів із літературними даними. Так авторами роботи [402] спостерігалась величина ефекта ГМО до 0,2% у плівках $\text{Fe}_x\text{Pt}_{1-x}$ ($0,4 \leq x \leq 0,6$) із $L1_0$ фазою при поздовжній і перпендикулярній геометріях вимірювання. Плівки отримувалися шляхом іонного розпилення в атмосфері Ar при температурах підкладки 340 і 770K і мали товщину 100–300 нм. Не дивлячись на те, що в наших тришарових системах концентрація c_{Fe} була більшою, ніж у роботі [402] і змінювалася в межах 70 – 95 ат. % питомий опір фази $L1_0$ має порядок 10^{-7} Ом·м, хоча його величина в роботі [26] у декілька разів більша порівняно із нашими даними (це може бути пов'язано із деяким забрудненням плівок атомами Ar). Відмітимо також, що, не дивлячись на те, що концентраційний склад тришарових плівок не відповідає складу $L1_0$ (у системах Fe(30)/Pt(3–5)/Fe(30)/П загальна концентрація c_{Fe} , згідно [123], відповідає т.р. (α -Fe, Pt), а у системах Fe(30)/Pt(10–25)/Fe(30)/П фазі $L1_1$) магніторезистивні властивості виявляються аналогічні даним [402]. Це дає підстави стверджувати, що вже у процесі конденсації відбувається локальне утворення гранул фази $L1_0$. Автори роботи [403] досліджували ефект ГМО у електролітично осаджених плівках FePt_3 (фаза $L1_0$) у поздовжній і перпендикулярній геометріях і отримали величину ГМО до 11 %. На наш

погляд відносно велике значення ГМО обумовлене методикою розрахунків МО [403] за співвідношенням

$$MO = \frac{R(B) - R(B_S)}{R(B_S)},$$

де $R(B_S)$ – опір в магнітному полі насичення, величина якого в експериментах авторів роботи [403] мала.

Оскільки у наших плівкових матеріалах стабілізується гранульований стан (рис. 5.10), то доцільно здійснити порівняння із результатами, отриманими для гранульованих плівок FePt у вуглецевій матриці [404] або в мультишарах $[Fe_{53}Pt_{47}(3,6)/Ag(10)]_n/П$ [65]. У залежності від умов отримання зразків автори [404] спостерігали величину ГМО від 0,24 до 6 %, в той час як у мультишарах [65] збіднених на концентрацію фази L_{10} величина МО $\cong 0,3\%$ навіть при $T \cong 185K$. У роботі [405] також наведені результати, згідно яких у мультишарах $[Fe(0,2)/Pt(0,2)]_n/П$ стабілізується L_{10} фаза і реалізується відносно мала величина ГМО, оскільки, навіть, при $T = 11K$ його величина не більша 0,8%. У роботі [406] авторів [65, 405] наведені аналогічні дані. Слід також звернути увагу на дані роботи [405], згідно яких ефект ГМО L_{10} фази, має анізотропію порядку 0,88. У випадку мультишарів концентрація $c_{Fe} \cong 67$ ат.%, що забезпечує формування фази L_{11} або L_{10} . Залежності для МО на рис. 5.11 ілюструють ефект ГМО для мультишару $[Fe(3)/Pt(3)/Fe(3)]_8/П$, максимальна величина якого при поперечній геометрії вимірювання досягає величини 0,3%. У ряді робіт (див., наприклад, [402, 403] здійснюється спроба пояснити наявність і причину відносно малої величини ГМО у плівкових матеріалах на основі Fe і Pd або Pt. Ймовірними причинами цього можуть бути явища, які частково компенсують спін-залежне розсіювання електронів: прояв аномального ефекту Холла при вимірюванні МО; розсіювання електронів на доменних стінках у шарах Fe; магнітна взаємодія між гранулами Fe_xPt_{1-x} . У принципі всі вказані явища, за виключенням останніх, мають місце у всіх плівкових системах із спін-залежним розсіюванням електронів (мультишари, спін-вентилі, гранульовані сплави), але

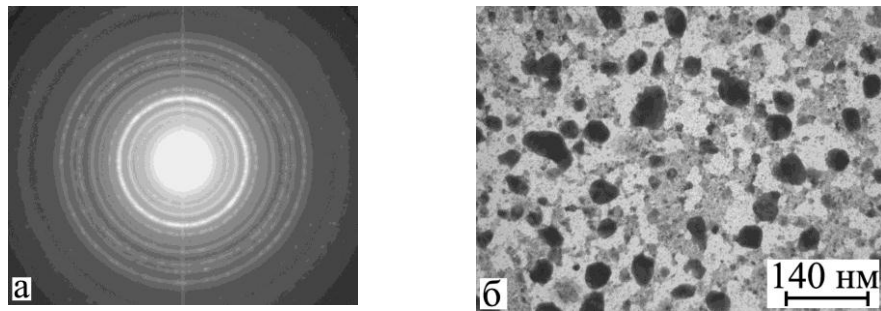


Рис.5.10. Утворення гранул Fe_xPt ($x \cong 3$) у тришарових плівкових системах $\text{Fe}(30)/\text{Pt}(d)/\text{Fe}(30)/\text{П}$, відпалених до $T_B \cong 800 \text{ K}$

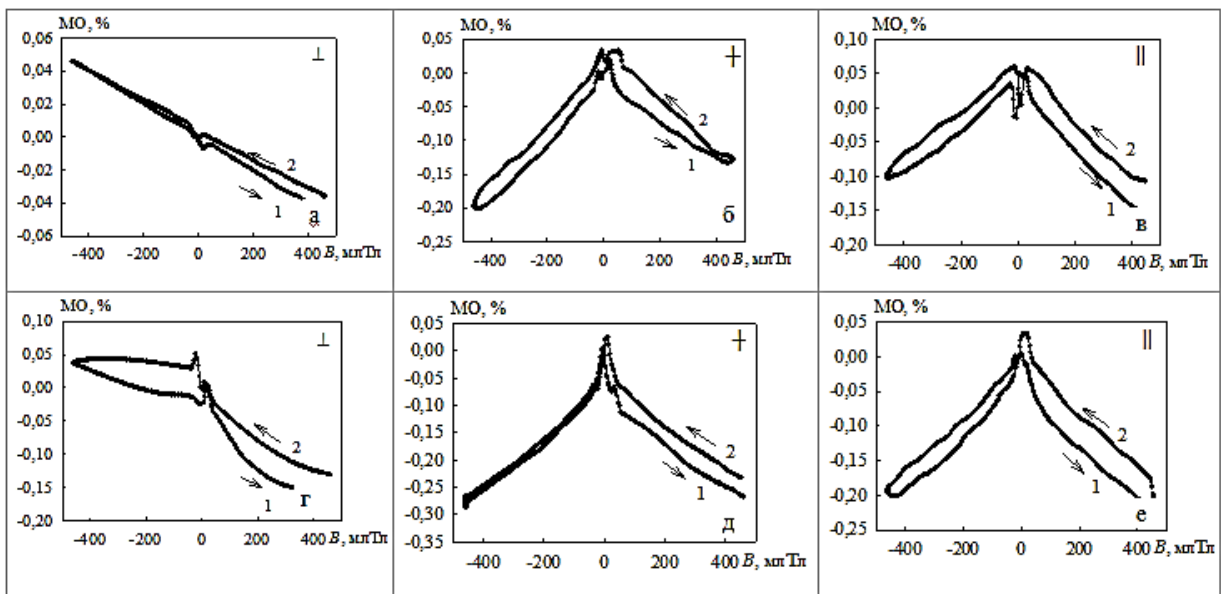


Рис.5.11. Залежність МО від індукції магнітного поля для плівкової системи $[\text{Fe}(3)/\text{Pt}(3)/\text{Fe}(3)]_8/\text{П}$ при $T = 300 \text{ K}$ (а – в) та відпаленої до 800 K (г – е).

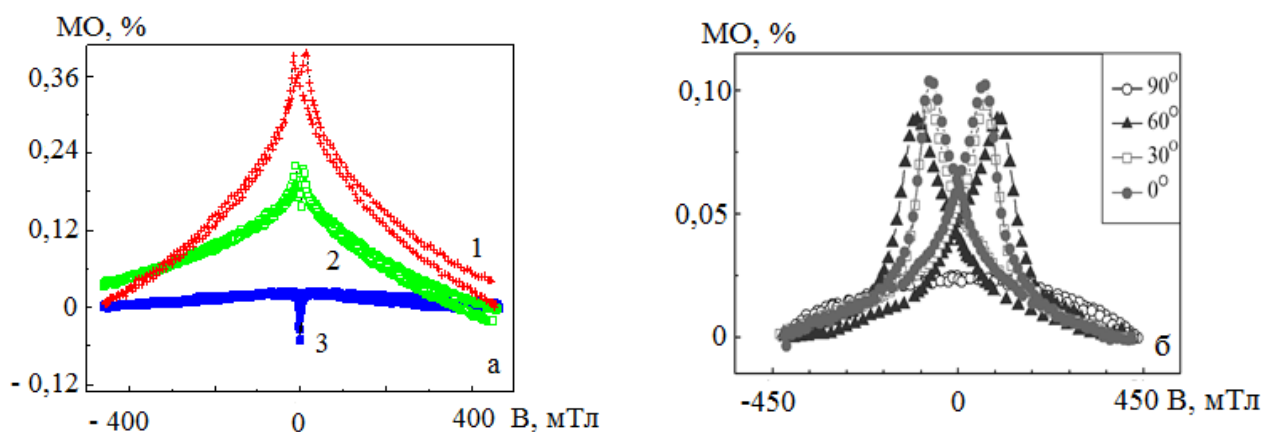


Рис. 5.12. Польові залежності МО для тришарових систем: 1 – $\text{Fe}(3)/\text{Ag}(5)/\text{Fe}(3)/\text{П}$; 2 – $\text{Fe}(3)/\text{Ag}(3)/\text{Fe}(3)/\text{П}$; $\text{Fe}(3)/\text{Ag}(1)/\text{Fe}(3)/\text{П}$ (позиція а) та $\text{Ag}(5)/\text{Fe}(10)/\text{Ag}(5)/\text{П}$ (позиція б)

очевидно, що спін–орбітальна взаємодія і гібридизація d–зони в немагнітних атомах можуть спричинити зменшення величини ГМО.

Таким чином, плівкові системи із спін-залежним розсіюванням електронів, в яких реалізується ефект ГМО, використовуються як чутливі елементи сенсорів деформації і магнітного поля (див., наприклад, [407, 408]). З такої точки зору плівкові матеріали на основі Fe і Pd або Pt можуть бути ефективними чутливими елементами, оскільки фази L_{11} і L_{10} термічно стабільні до 1570К [123] в інтервалі концентрацій $c_{Fe} = 30 - 60$ ат. % (системи на основі Fe і Pd) і $c_{Fe} = 18 - 70$ ат. % (системи на основі Fe і Pt). Це може бути певною компенсацією відносно малої чутливості фаз L_{11} і L_{10} до магнітного поля.

Вивчення МО тришарових плівкових матеріалів на основі Fe і Ag показало, що при різних кутах розташування зразка по відношенню до напрямку магнітного поля (рис.5.12 б, вставка), при яких відбувається поступовий перехід від перпендикулярної до поперечної геометрії вимірювання, спостерігається зміна величини МО, яка пов'язана із зміною СДВП електронів провідності під дією сили Лоренца при наявності кристалографічної анізотропії тонких феромагнітних шарів.

Отримано, що в плівкових системах $Fe(3)/Ag(d)/Fe(3)/\Pi$ і $Ag(d_1)/Fe(10)/Ag(d_2)/\Pi$, коли $d \cong 1, 3$ або 5 нм; $d_1 = 1, 2$ або 5 нм; $d_2 = 5, 3$ або 1 нм, отриманих пошаровою конденсацією металів, при зміні індукції магнітного поля від $-0,45$ до $0,45$ Тл величина МО має найбільші значення у поздовжній геометрії і дорівнює $0,30 - 0,45\%$ і $0,12 - 0,28\%$, відповідно. Як приклад на рис.5.12 наведені польові залежності МО для плівок $Ag(1,3, 5\text{нм})/Fe(3)/\Pi$ і $Ag(5)/Fe(10)/Ag(5)/\Pi$. Відпалювання зразків до $T_b = 800$ К призводить до незначного ($\sim (2 - 8)\%$) зростання величини МО у трьох геометріях вимірювання.

Друга група плівкових матеріалів на основі Fe і Ag була сформована методом одночасної конденсації двох металів. На рис.5.13 наведені залежності для МО від індукції зовнішнього магнітного поля свіжесконденсованих та термостабілізованих до 750 К плівок $(Fe+Ag)/\Pi$ із загальною концентрацією

атомів $c_{Ag} = 70$ ат.%. Необхідно відмітити, що у невідпалених плівках спостерігається характерна для гранульованого сплаву [409, 410] польова залежність МО з досить високими значеннями МО при кімнатній температурі вимірювання (рис.5.13 а), що дозволяє зробити висновок про гранульований стан досліджуваних нами зразків. Авторами роботи [411] вказується, що плівкові системи (Fe+Ag)/П, отримані методом магнетронного розпилення (середній розмір гранул α -Fe близький до 10 нм), мають найвищі значення МО у порівнянні із зразками, які мають інший фазовий склад і сформованих іншими методами. Цей висновок до великої міри підтверджується даними роботи [412], на думку авторів якої максимальне значення МО фіксується у зразках, які мають велику кількість гранул α -Fe розміром у декілька нм, локалізованих у неупорядкованому т.р. атомів Fe у матриці Ag. Зменшення величини МО (рис.5.13 б) після відпалювання можна пов'язати із збільшенням середнього розміру гранул α -Fe, що призводить, в свою чергу, до зменшення ефективності СЗРЕ.

Для тришарових плівкових систем Co(5–10 нм)/Ag(10–20нм)/Co(5–10нм) нами отримані ознаки ГМО на польових залежностях МО у трьох геометріях та отримані максимальні величини МО = 0,5 – 0,8 % для поздовжньої геометрії вимірювання, що узгоджується із даними роботи [413], авторами якої показано, що для МО плівкових гранульованих сплавів на основі Co і Ag характерна величина МО = 0,40 – 0,50% при загальній концентрації $c_{Co} = 38$ ат.%, причому при збільшенні концентрації атомів Co величина МО спочатку зростає до величин МО = 1,5 – 1,8% при $c_{Co} = 60$ ат.%, а потім зменшується до МО = 0,4 – 0,5% при $c_{Co} = 70$ ат.%. Згідно даних [85, 414] у гранульованих сплавах на основі Co і Ag відмічається нерівномірність розподілу гранул в об'ємі плівки, а авторами роботи [83] встановлено, що при $c_{Co} = 22$ ат.% після відпалювання до $T_b \cong 700$ К, спостерігається утворення гранул Co з середнім розміром 1 – 50 нм.

Слід також зауважити, що у плівкових системах з обмеженою розчинністю компонент типу (Me₁+Me₂/П), як правило, стабілізуються лише обмежені т.р. із або без елементів гранульованого стану.

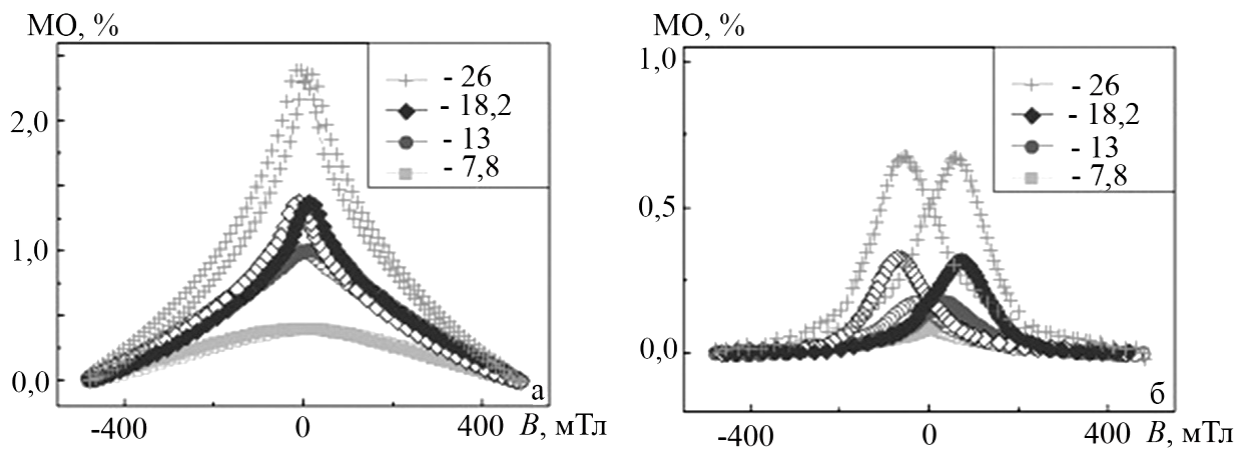


Рис. 5.13. Польова залежність МО для невідпаленої (а) і відпаленої до $T_b = 750$ К (б) плівкової системи (Fe+Ag)/П при $c_{Ag} = 70$ ат.% у поздовжній геометрії вимірювання МО. На вставці – загальна товщина плівки в нм

У роботах різних авторів (див, наприклад, роботи [409 – 411]) сформувалася традиційна термінологія, пов'язана з тим, що автори позначають т.р. як інтерметаліди типу $Me_1xMe_2(1-x)$, хоча це, скоріше за все, зручний прийом для позначення концентрації атомів окремих компонент системи. Оскільки, при дослідженні таких плівкових матеріалів практично неможливо розділити концентрацію атомів, які приймають участь у формуванні т.р. або гранулізації зразка та локалізуються на межах зерен, то термінологічно правильно буде говорити про загальну концентрацію атомів окремих компонент у плівковій системі.

З метою вирішення питання про зниження температури упорядкування та зменшення коерцитивної сили [415 – 418] третя група плівкових матеріалів була сформована із додаванням невеликої (не більше 10%) кількості домішкових атомів парамагнітного металу Cu, атоми якого при розчиненні в кристалічній решітці заміщують один із атомів Pd або Fe. Експериментальні результати говорять про те, що додавання шару Cu призводить до зростання величини МО. Так, наприклад, для мультишарів $[Cu(0,2)/Pd(1,1)/Fe(0,9)]_5/П$ (рис. 5.14) величина магнітоопору збільшується на 0,18 – 0,30% (невідпалені зразки) і 0,14 – 0,25% (відпалені зразки) у порівнянні із МО для мультишарів $[Pd(1,1)/Fe(0,9)]_5/П$. При

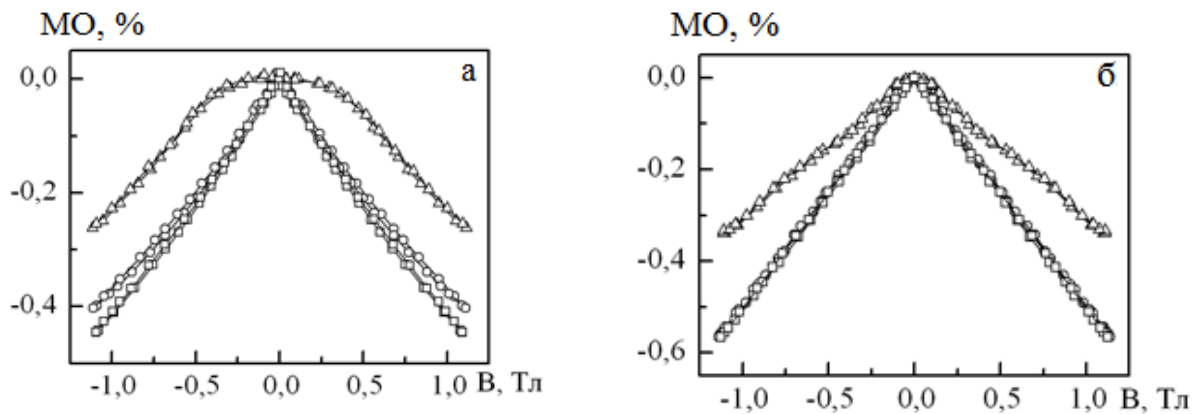


Рис. 5.14. Залежність МО для невідпаленої (а) і відпаленої до 780К (б) плівкової системи $[\text{Cu}(0,2)/\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(0,9)]_5/\text{П}$

цьому в паралельній і поперечній геометрії характер польових залежностей МО і його величина приблизно однакові. Одержані результати узгоджуються із даними роботи [419], в якій досліджено вплив додаткового шару Cu на умови формування упорядкованої фази ГЦТ– FePt та показано, що збільшенні концентрації c_{Cu} від 1 до 13 %, ступінь упорядкування системи у порівнянні із зразками без домішки збільшується в 20 разів, а величина коерцитивної сили зменшується.

5.2 Магнітооптичні властивості [304, 431, 432, 434]

Дослідження магнітооптичного ефекту Керра в плівкових матеріалах із можливим СЗРЕ дозволяють робити висновки про закономірності стабілізації в них різних магнітних станів. Прямокутна форма петлі МОКЕ свідчить про утворення стабільних доменів з результирующим вектором намагнічування, направленим перпендикулярно до поверхні плівок. Такий стан реалізується в одношарових феромагнітних плівках і багатшарових плівкових системах на їх основі, за умови збереження інтерфейсів. Аналіз залежностей МО і МОКЕ для плівок, отриманих методом пошарової конденсації, дає змогу простежити процес утворення т. р.

Порівняння характеру МОКЕ-залежностей для невідпалених і відпалених мультишарів (як приклад на рис. 5.15 а,б наведені результати для плівки

[Pd(1,1)/Fe(1,1)]₅/Π) вказує на те, що у свіжосконденсованих зразках переключення (зміна напрямку магнітних моментів) відбувається у вузькому діапазоні магнітних полів $\Delta B \sim 0,15$ мТл, що можна пояснити формуванням у плівковому матеріалі т.р. та реалізацією механізму утворення магнітних інтерфейсів. Для відпалених до 780К зразків характерне помітне зростання (від 8,3 до 75,8 мТл) величини коерцитивної сили B_C і зменшення кута Керра Θ (від $0,90^\circ$ до $0,71^\circ$).

Встановлено, що в мультишарах [Pd(1,1)/Fe(0,6)]₁₀/Π ($c_{Pd} = 70$ ат.%, фазовий склад відповідає ГЦК–FePd₃), [Pd(0,9)/Fe(0,6)]₁₀/Π ($c_{Pd} = 65$ ат.%, фазовий склад відповідає ГЦК–FePd₃) і [Pd(0,4)/Fe(0,6)]₁₀/Π ($c_{Pd} = 45$ ат.%, фазовий склад відповідає ГЦТ–FePd) спостерігаються анізотропні властивості МО та суттєва зміну форми петель гістерезису в залежності від концентрації атомів Pd (рис.5.15 в–д). Слід також відмітити ідентичність характеру залежностей для невідпалених мультишарів [Pd(1,1)/Fe(1,1)]₅/Π (рис.5.15 а) і двошарових плівкових систем Fe(12)/Pt(10)/Π (рис.5.15 е), що пов'язано із приблизно однакою концентрацією атомів немагнітної компоненти ($c_{Pd,Pt} \cong 45$ – 55 ат.%) і, відповідно формуванням в таких матеріалах фаз ГЦК–FePd або ГЦК–FePt. Для систем Fe(3)/Ag(5)/Fe(3)/Π (рис.5.15 є,ж) характерна прямокутна форма петлі гістерезису, яка свідчить про збереження індивідуальності окремих шарів в таких системах. Максимальні значення B_C спостерігались у мультишарах [Pd(1,1)/Fe(0,6)]₁₀/Π і [Pd(0,9)/Fe(0,6)]₁₀/Π, що пов'язано із високою концентрацією в них атомів парамагнітного Pd і процесами формування немагнітної фази ГЦК–FePd₃ (рис. 5.16). Слід також відмітити, що у мультишарах спостерігається збільшення коерцитивної сили у порівнянні з двошаровими плівками при однакових значеннях ефективної товщини зразків, але при зростанні кількості фрагментів коерцитивна сила в плівкових матеріалах на основі Fe і Pd (див., наприклад, рис.5.17 а) зменшується в середньому від 3,8 до 2,5 мТл при збільшенні кількості фрагментів від 2 до 10.

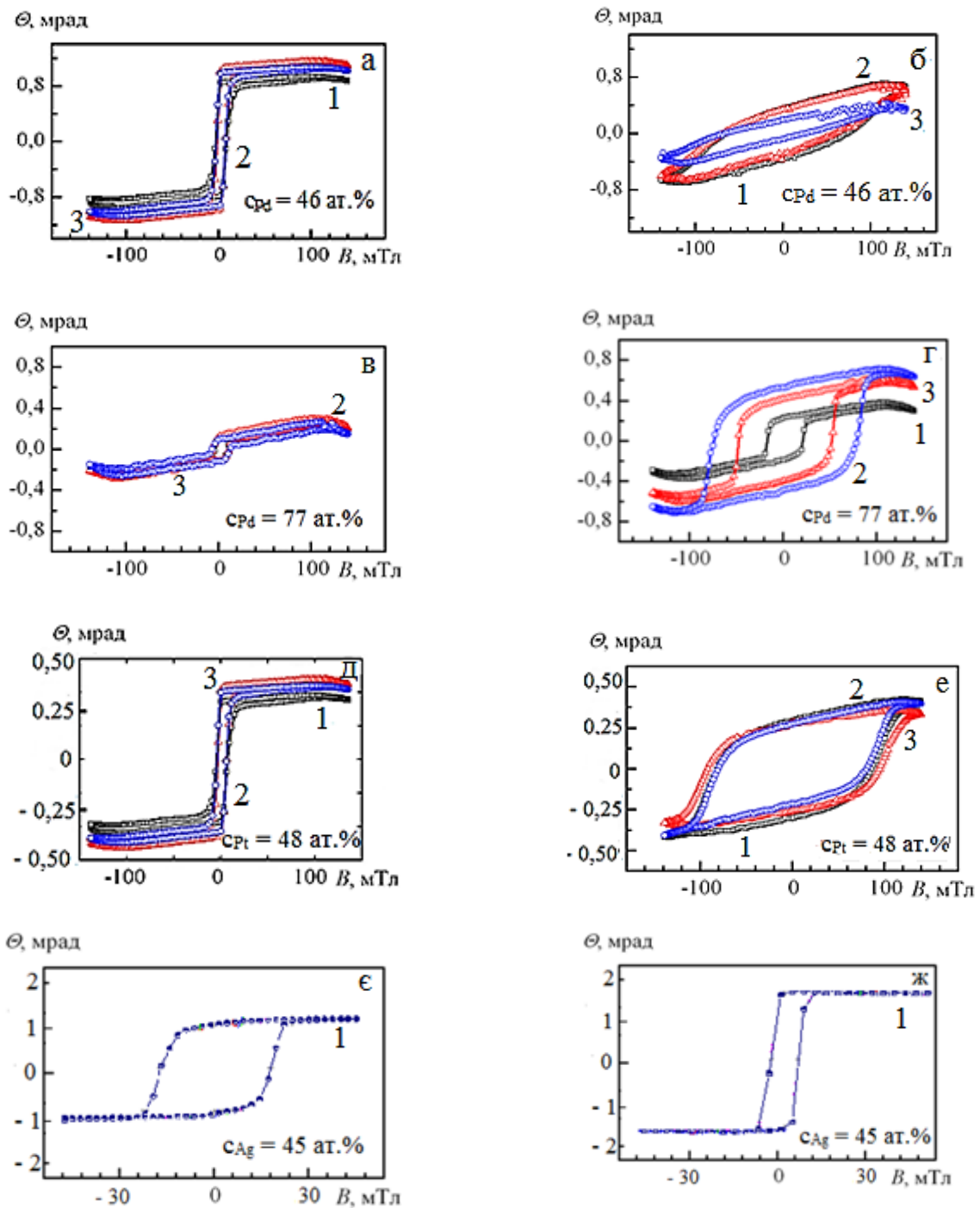


Рис. 5.15. Залежності МОКЕ для мультишарів $[\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(1,1)]_5/\text{П}$ (а, б) і $[\text{Pd}(x)/\text{Fe}(0,6)]_{10}/\text{П}$, де $x = 1,1$ (в); $0,9$ (г); $0,4$ нм (д); плівок $\text{Fe}(12)/\text{Pt}(10)/\text{П}$ (е) і $\text{Fe}(3)/\text{Ag}(5)/\text{Fe}(3)/\text{П}$ для свіжесконденсованих (а, в, є) і відпалених до 780 К (б, г, д – ж) зразків. 1 – 0° ; 2 – 45° ; 3 – 90°

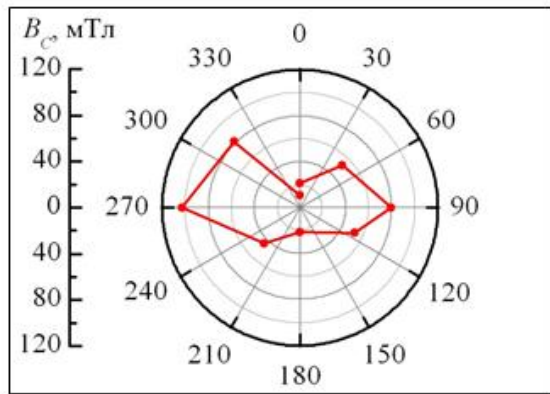


Рис.5.16. Залежність коерцитивної сили від кута вимірювання для мультишару $[\text{Pd}(0,9)/\text{Fe}(0,6)]_{10}/\text{П}$, відпаленого до $T = 780 \text{ K}$

Суттєве зменшення B_c має місце при збільшенні товщини парамагнітного шару Pt у двошаровій плівці $\text{Fe}(d_{\text{Fe}})/\text{Pt}(x)/\text{П}$ або кількості фрагментів (n) мультишару $[\text{Fe}(d_{\text{Fe}})/\text{Pt}(x)]_n/\text{П}$. Так, наприклад, у двошаровій плівці $\text{Fe}(22)/\text{Pt}(x)/\text{П}$ величина B_c зменшується від 33 мТл ($x \approx 3 \text{ нм}$) до 26 мТл ($x \approx 15 \text{ нм}$), а у випадку мультишару $[\text{Fe}(3)/\text{Pt}(3)]_n/\text{П}$ B_c зменшується від 38 мТл ($n=2$) до 30 мТл ($n=8$). Можна вказати декілька причин, що призводять до такої зміни коерцитивної сили: по–перше, це внутрішні мікронапруження, які виникають внаслідок неспівпадання параметрів кристалічних решіток феромагнітних і неферомагнітних шарів; по–друге, зменшення намагніченості за рахунок перемішування атомів; по–третє, зменшення радіусу феромагнітної кореляції та, нарешті, процеси аморфізації плівки.

На рис.5.17 б наведена розмірна залежність величини коерцитивної сили для тришарової плівки $\text{Ag}(5)/\text{Fe}(x)/\text{Ag}(5)/\text{П}$. Розташування немагнітних шарів Ag з двох сторін плівки Fe призводить до розкиду експериментальних точок на залежності $B_c = f(d_{\text{Fe}})$, що можна пояснити тільки дією макронапружень і зміною умов розсіювання електронів на інтерфейсах Fe/Ag/П та вакуум/Ag/Fe, оскільки для виникнення обмінної взаємодії потрібен хоча б ще один шар Fe.

Таким чином, дослідження методом МОКЕ вказують на те, що магніторезистивні і магнітні властивості багатошарових плівок і мультишарів типу феромагнетик/благородний метал суттєво залежать від типів упорядкування – атомного і магнітного, що полягає, зокрема, у різних

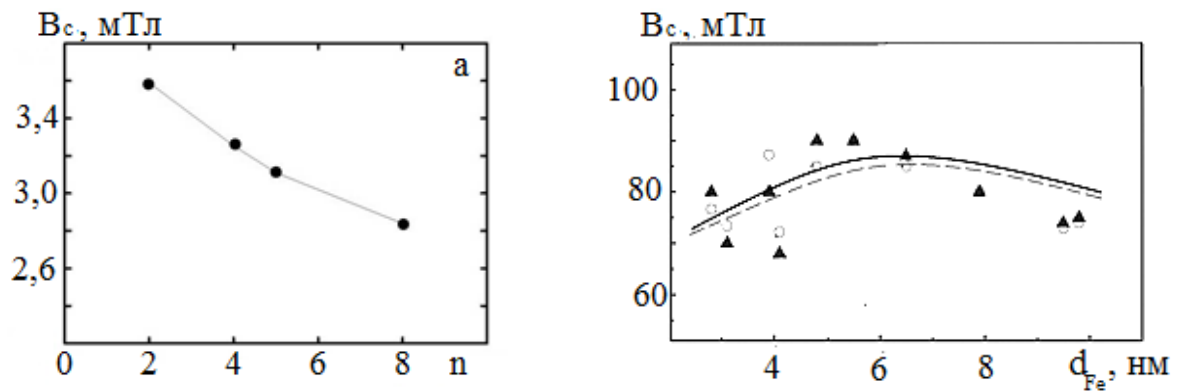


Рис.5.17. Залежність коерцитивної сили від кількості фрагментів для плівкової системи $(\text{Fe}(3)/\text{Pt}(3))_n/\text{П}$ (а) і товщини шару Fe для плівки $\text{Ag}(5)/\text{Fe}(d_{\text{Fe}})/\text{Ag}(5)/\text{П}$

величинах коерцитивної сили і прояву анізотропного ефекту при переході від невідпаленої до відпаленої системи, пов'язане із процесами фазоутворення, формуванням різних фаз залежно від співвідношення концентрацій атомів окремих компонент і температури та переходом від структурно-розупорядкованої до упорядкованої фази.

5.3 Температурна залежність ГМО [304]

Поряд із фундаментальними проблемами явища ГМО в багатошарових плівкових матеріалах і мультишарах в полі зору дослідників постійно знаходиться також питання про його температурну залежність. Усі відомі експериментальні результати вказують на те, що зі зростанням температури величина ефекту ГМО зменшується, хоча в окремих експериментах у певних температурних інтервалах результати можна трактувати таким чином, що температурна залежність ГМО має протилежний характер. Це питання можна проаналізувати в рамках резистивної моделі (див., наприклад, [420]) при СПП-геометрії вимірювання (тобто струм проходить перпендикулярно до площини плівки), оскільки вона найпростіша для пояснення фізики ефекту (рис. 5.18). При такому феноменологічному підході кожний металевий шар

багатошарової плівки розглядається як незалежний резистор, який в свою чергу, складається з двох резисторів, опори яких відповідають опорам двом каналам провідності – низькоомному (r) і високоомному (R).

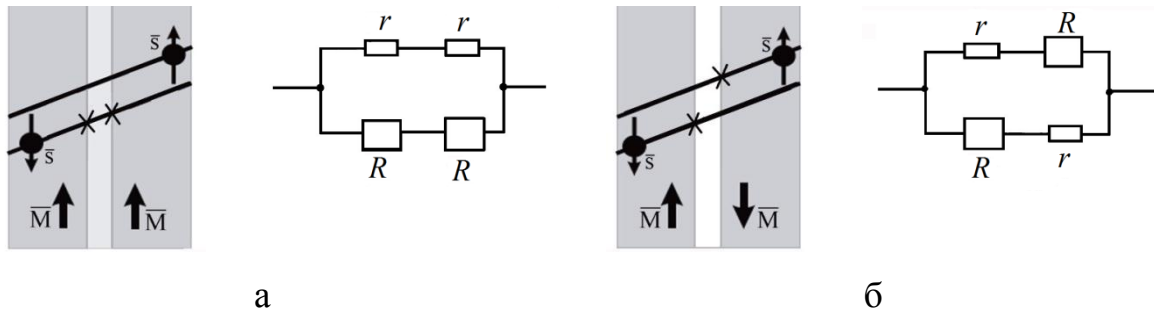


Рис.5.18. Механізм виникнення ГМО на межі поділу шарів ФМ/НМ і НМ/ФМ та відповідні еквівалентні схеми провідності по низькоомному ($r + r$) та високоомному ($R + R$) спінових каналах: феромагнітна (а) та антиферомагнітна (б) орієнтації магнітних моментів. Із роботи [3]

Оскільки співвідношення для ГМО можна представити у вигляді $\text{ГМО} = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} = \frac{(R - r)^2}{4Rr}$, то для термічного коефіцієнта ГМО можна записати [421]:

$$\beta_{\text{ГМО}} = \frac{2(R^2\beta_R - R \cdot r \cdot \beta_R + r^2\beta_r)}{(R - r)^2} - (\beta_R + \beta_r). \quad (5.1)$$

У граничному випадку $r \ll R$ співвідношення (5.1) спрощується до вигляду, зручного для аналізу:

$$\beta_{\text{ГМО}} \cong \beta_R \left(1 - \frac{r}{R}\right) - \beta_r, \quad (5.2)$$

тобто температурна залежність ГМО визначається термічним коефіцієнтом спінового каналу із малим опором і має величину порядку 10^{-3} K^{-1} .

У табл. 5.1 представлені результати експериментальних досліджень температурної залежності ГМО, які показують, що в мультишарах на основі Fe

Таблиця 5.1

Температурний коефіцієнт ГМО для плівкових матеріалів

Плівковий матеріал	$\beta_{\text{ГМО}} \cdot 10^3, \text{K}^{-1}$		
		+	⊥
[Pd(1,1)/Fe(0,9)] ₃ /Π	- 3,9	- 8,8	- 7,3
[Pd(1,1)/Fe(0,9)] ₅ /Π	- 2,5	- 4,4	- 6,8
[Pd(1,1)/Fe(1,1)] ₅ /Π	- 0,3	- 1,7	- 9,2
[Fe(3)/Pt(3)/Fe(3)] ₈ /Π	–	- 0,8	- 1,3
(Fe+Ag)/Π, $d = 26$ нм	- 1,0	–	–

і Pd або Pt, отриманих методом пошарової конденсації з наступною термообробкою, та плівок на основі Fe і Ag, отриманих методом одночасної конденсації, величина параметра складає $\beta_{\text{ГМО}} = (-0,3) - (-9,2) \cdot 10^{-3} \text{K}^{-1}$.

5.4 Ефект Холла в багатошарових плівках на основі Fe і Pd [437, 440, 444]

Ефект Холла як ефект виникнення різниці потенціалів (ЕРС Холла) в напрямку, перпендикулярному магнітному полю в феромагнітних плівках, широко застосовується в сенсорній техніці. На основі ефекту Холла функціонують сенсори Холла – прилади для вимірювання напруженості магнітного поля, які використовуються у безколекторних електродвигунах (сервомоторах), іонних реактивних двигунах, високочутливих вимірювачах магнітного поля, мікроелектронних компасах, датчиках переміщення і вимірювання частоти обертання [422]. Застосування ефекту Холла дозволяє визначити тип, концентрацію і рухливість носіїв заряду в металі або напівпровіднику, провести аналіз анізотропних процесів на межі поділу систем феромагнетик/антиферомагнетик [423] та провести дослідження процесів перемагнічування в спін-вентильних структурах [424]. На основі датчиків Холла створені амперметри для вимірювання електричного струму до 100 кА,

вимірники лінійних і кутових переміщень, прилади для вимірювання градієнта магнітного поля і магнітного потоку, безконтактні перетворювачі постійного струму в змінний, відтворювачі головок систем звукозапису [425]. Для тонкоплівкових датчиків Холла характерні слабкі залежності опору і коефіцієнта Холла від температури та напруженості магнітного поля, що і визначає їх широке застосування, не дивлячись на низьку ЕРС (див., наприклад, [255, 425]).

У даному підрозділі дисертаційної роботи представлені результати експериментальних досліджень особливостей ефекта Холла в мультишарах на основі Fe і Pd. Як відомо, величина R_H металів залежить від зонної структури та форми Фермі поверхні. Межа поділу окремих шарів суттєво впливає на величину сталої Холла R_H , крім того в феромагнітних шарах на електрони провідності діє не тільки зовнішнє, але і внутрішнє магнітне поле, що обумовлює т.зв. звичайний і аномальний ефекти Холла. В області власної провідності знак ЕРС Холла відповідає знаку носіїв, рухливість яких більше, тобто наявність від'ємного значення напруги Холла свідчить про перевагу електронної провідності на дірковою. Надалі величину R_H ми будемо розглядати по модулю, без знаку мінус. Залежності $U_H(B)$ та $R_H(B)$ для мультишару $[\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(0,9)]_3/\text{П}$ як чутливого елемента датчика Холла при температурах 300 і 780К та польова залежність напруги Холла для цієї системи наведені на рис. 5.19, а польові залежності напруги Холла для мультишарів $[\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(0,9)]_5/\text{П}$ і $[\text{Cu}(0,2)/\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(0,9)]_5/\text{П}$ при температурах 300, 680 і 780 К на рис.5.20. Із підвищенням температури відпалювання параметр R_H для мультишарів $[\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(0,9)]_3/\text{П}$ і $[\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(0,9)]_5/\text{П}$ зменшується, про що говорять експериментальні результати, наведені на рис. 5.21.

Таку поведінку сталої Холла можна пояснити формуванням упорядкованого сплаву, ступінь упорядкування якого збільшується із температурою. У відпаленому до 780 К мультишарі, за рахунок фазових перетворень формується гомогенний т.р., і ефект Холла проявляє подібну до одношарових плівок залежність. Температурний ефект в гальваномагнітних

властивостях (рис.5.20) полягає в тому, що при зростанні температури від 300 до 780 К величина U_H зменшується від 1,0 до 0,4 мВ ($B = 1$ Тл).

Після термообробки до 780 К для мультишару $[\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(0,9)]_5/\text{П}$ кут нахилу кривої змінюється, і при $T = 680$ та 780 К спостерігається гістерезис кривої, що свідчить про наявність магнітної анізотропії, яка характерна для упорядкованої ГЦТ–PdFe фази.

Температурну залежність робочих залежностей $U_H = f(B)$ можна пояснити також загальним зменшенням електричного опору внаслідок зникнення структурних інтерфейсів і заліковування дефектів кристалічної решітки, а також процесами фазоутворення, унаслідок яких формується плівковий сплав із частковим або повним упорядкуванням фазового складу у залежності від концентрації окремих компонент плівкової системи і величини температури. Аналіз отриманих результатів показує, що при збільшенні загальної товщини зразка від 6 до 10 нм (зростання кількості фрагментів від 3 до 5) величина U_H зменшується в 1,5 – 2 рази (розмірний ефект). Величина напруги Холла залежить також від товщини немагнітного шару Pd. Так, наприклад, у мультишарах $[\text{Pd}(d)/\text{Fe}(0,6)]_{10}/\text{П}$ (рис. 5.22 а) при варіюванні товщини шару Pd від 0,4 до 1,4 нм максимальне значення напруги Холла (0,30 В) відповідає товщині $d_{Pd} = 0,6$ нм, тобто у випадку коли $d_{Pd} = d_{Fe}$. У багатошарових плівкових матеріалах $[\text{Pt}(d)/\text{Fe}(0,6)]_3/\text{П}$ (рис. 5.22 б) при варіюванні товщини шару Pt від 0,3 до 0,6 нм спостерігається збільшення напруги Холла від 0,30 до 0,55 мВ.

Встановлено, що при збільшенні товщини плівки Fe від 10 до 50 нм величина сталої Холла зменшується від $6,34 \cdot 10^{-9}$ до $0,25 \cdot 10^{-9}$ м³/Кл; при загальній товщині мультишару від 10 до 40 нм параметр R_H зменшується від $5,49 \cdot 10^{-9}$ до $3,69 \cdot 10^{-9}$ м³/Кл, що в цілому узгоджується із даними авторів [255].

Як видно із рис. 5.20, залежність $U_H = f(B)$ виходить на насичення при значеннях $B_1 \cong 0,8$ Тл для мультишарів $[\text{Cu}(0,2)/\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(0,9)]_5/\text{П}$ і $B_2 \cong 1,0$ Тл для систем $[\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(0,9)]_5/\text{П}$. Після відпалювання величина вихідної напруги U_H для обох типів систем знижується.

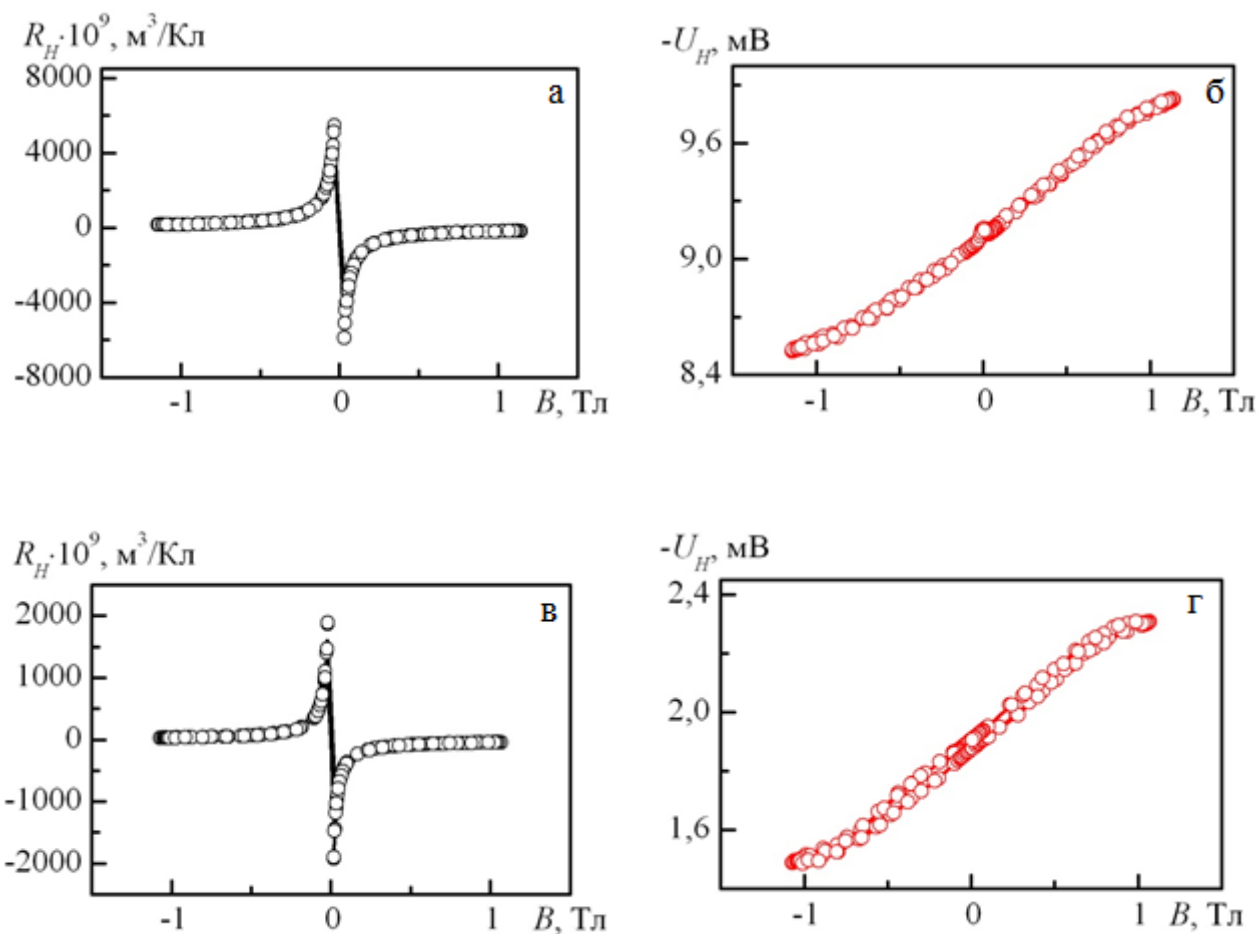


Рис. 5.19. Залежність $R_H(B)$ та $U_H(B)$ для багатошарової плівки $[\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(0,9)]_3/\text{П}$ при $T=300$ (а, б) і 780 К (в, г)

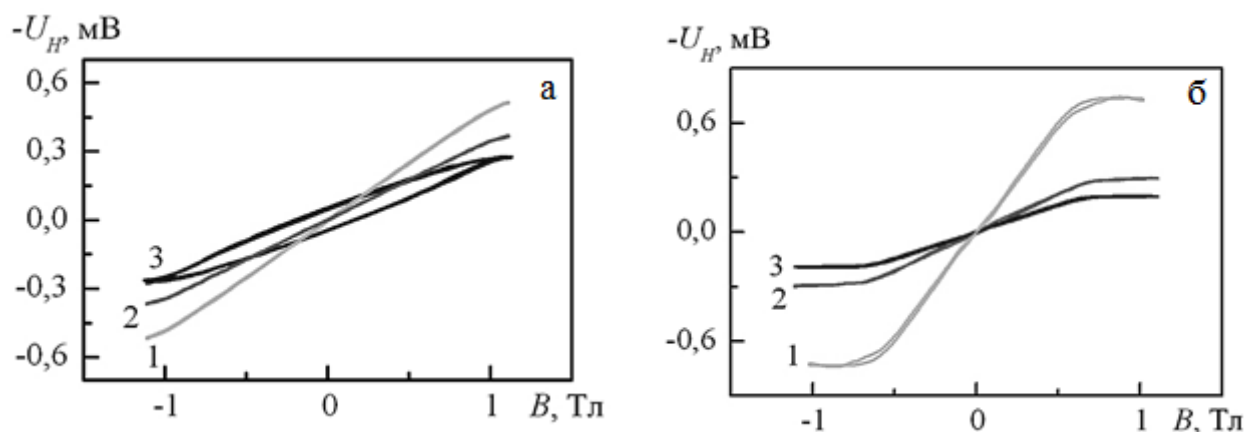


Рис. 5.20. Польові залежності напруги Холла мультишарів $[\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(0,9)]_5/\Pi$ (а) і $[\text{Cu}(0,2)/\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(0,9)]_5/\Pi$ (б) при температурах 300 (1); 680 (2) і 780 К (3)

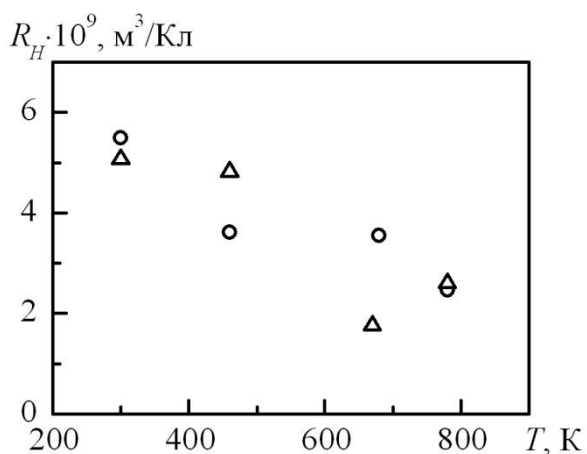


Рис. 5.21. Температурна залежність сталої Холла для систем $[\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(0,9)]_3/\Pi$ (\circ) і $[\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(0,9)]_5/\Pi$ (\triangle)

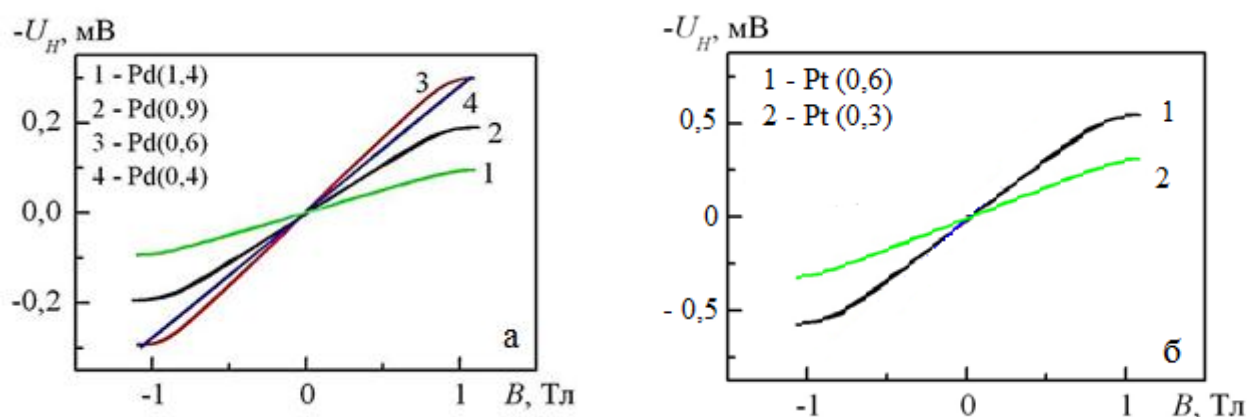


Рис. 5.22. Розмірні залежності вихідної напруги Холла для мультишарів $[\text{Pd}(d)/\text{Fe}(0,6)]_{10}/\Pi$ (а) і $[\text{Pt}(d)/\text{Fe}(0,6)]_3/\Pi$ (б) при $T = 300$ К

Таким чином, дослідження ефекту Холла в мультишарах на основі Fe і Pd або Pt дозволило встановити, що на гальваноманітні властивості плівок впливають концентрація носіїв заряду та їх рухливість, питома провідність матеріалу, густина електричних струмів, що протікають через зразок, величина прикладеного магнітного поля та наявність або розмитість меж поділу між шарами, та зробити висновок про можливість застосування матеріалів типу феромагнетик/благородний метал як чутливих елементів датчиків для реєстрації і вимірювання локальних магнітних полів і величини електричного струму, основними параметрами яких є магнітна чутливість $\gamma_B \geq 100$ Ом/Тл, площа робочої області $S = a \cdot d \leq 10^{-12}$ м² (для досліджуваних нами плівкових матеріалів $S = 5 \cdot 10^{-12} - 4 \cdot 10^{-14}$ м²).

5.5 Процеси фазоутворення і властивості плівок типу метал/напівпровідник як елементів сенсорів і контактних структур [273, 442, 443, 460, 470, 481]

5.5.1 Кореляція між фазовим складом і магніторезистивними властивостями плівкових матеріалів на основі Fe і Ge

Розвиток сенсорного приладобудування і спінової електроніки стимулює пошук нових багатшарових функціональних матеріалів типу метал/напівпровідник, в яких, на відміну від магнітних напівпровідникових структур, сформованих шляхом введення магнітних домішок у напівпровідник, можлива реалізація механізму СЗРЕ [445], утворення гранульованих твердих розчинів і бінарних фаз [446]. Поглиблене вивчення властивостей таких систем пов'язане з вирішенням питання їх практичного застосування як середовищ для магнітного запису інформації з підвищеною щільністю, високочутливих елементів багатофункціональних сенсорів [447], нових типів елементів мікросхем, діодних, транзисторних і контактних структур [448] та

стимулюється необхідністю розв'язання окремих проблем фізики твердого тіла [304, 449].

Вивченню властивостей плівкових матеріалів метал/напівпровідник присвячена значна кількість робіт. Так, наприклад, авторами роботи [450] на основі результатів досліджень структури, магнітних і транспортних властивостей та ефекту Холла в мультишарах Fe/Ge, отриманих методом магнетронного розпилення, показано, що структура таких зразків являє собою періодичне чергування шарів полікристалічного Fe і аморфного Ge. Встановлено [450], що параметр $\beta > 0$ при кімнатній температурі та $\beta < 0$ при низьких температурах, а значення коефіцієнта R_H при товщині фрагмента мультишару 5,2 нм на три порядки більше, ніж в масивному Fe.

Оскільки кристалічні решітки Ge і GaAs мають кубічну гранецентровану структуру типу алмазу і близькі параметри (0,5658 і 0,5653 нм, відповідно), то це дає можливість сформувати гетероструктури для польових транзисторів, фотодетекторів і датчиків температури [451] на основі систем метал/GaAs/Ge або метал/Ge/GaAs. Авторами роботи [452] проведені дослідження процесів фазоутворення в плівкових системах Ge/Fe/SiO₂ методом рентгенівської дифракції в інтервалі температур 100 – 600 K із товщиною окремих шарів від 28 до 215 нм. Встановлено, що в залежності від температури термообробки і концентрації атомів Fe в плівкових матеріалах можуть утворюватись рівноважні фази германідів заліза: Fe₃Ge, Fe₅Ge₃, Fe₄Ge₃, Fe₆Ge₅, FeGe і FeGe₂.

Фазова діаграма для масивної бінарної системи Fe–Ge [453] вказує на те, що в ній в залежності від концентрації атомів Ge можливе формування твердого розчину атомів Ge у Fe – т.р.(α -Fe) та шести фаз германідів Fe: Fe₃Ge, Fe_{3,2}Ge₂, FeGe, FeGe₂, Fe₁₃Ge₈ і Fe₆Ge₅. Оскільки тонкі плівки германідів металів знайшли широке застосування в інтегрованих мікроелектронних пристроях, на стабільність робочих характеристик яких впливає фазовий склад матеріалів на межі метал/напівпровідник, то умови їх утворення постійно вивчаються. У концентраційному інтервалі $c_{Ge} = 34 - 40$ ат. % можуть утворюватись фази Fe₃Ge

(при $T = 670 - 1320$ К) і $\text{Fe}_{3,2}\text{Ge}_2$ (при $T = 1420$ К). Фаза $\text{Fe}_{13}\text{Ge}_8$ формується при $T = 1020$ К і потім перитектоїдно розпадається [453]. У роботі [454] показано, що германіди заліза FeGe і FeGe_2 , плівки яких широко застосовуються в інтегрованих мікроелектронних пристроях, утворюються в широкому інтервалі температур, характеризуються близькою до ідеальної стехіометрією і практично відсутністю області гомогенності.

Вивченню кристалічної структури і фазового складу, температурних і польових залежностей питомого опору плівок $\text{Fe}_x\text{Ge}_{1-x}$, отриманих методом магнетронного розпилення, в інтервалі температур $2 - 300$ К присвячена робота [228], авторами якої встановлено, що властивості плівкових систем суттєво залежать від концентрації Fe, що пов'язано із зміною механізмів розсіювання електронів при варіюванні концентрації магнітної компоненти.

Нами був застосований експериментальний підхід, запропонований в роботі [455], авторами якої проведені дослідження температурної залежності питомої провідності плівкових сплавів рідкоземельний метал (Sc, Y)/ферромагнітний метал (Fe, Co, Ni)/напівпровідник (Ge), який полягає у дослідженні властивостей не системи взагалі, а конкретної фази, прогнозовано сформованої при певних експериментальних умовах.

Вивчення фазового складу тришарових плівкових матеріалів на основі Fe і Ge у невідпаленому і відпаленому стані вказують на його залежність від температури відпалювання та загальної концентрації атомів окремих компонент системи. Товщина шарів була вибрана таким чином, щоб розглянути варіанти різного співвідношення загальної концентрації атомів окремих компонент (різний фазовий склад), а саме: $c_{\text{Fe}} > c_{\text{Ge}}$; $c_{\text{Fe}} \cong c_{\text{Ge}}$ і $c_{\text{Fe}} < c_{\text{Ge}}$.

Дослідження кристалічної структури і фазового складу одношарових плівок Ge товщиною до $d \cong 20$ нм показують, що плівки знаходяться в аморфному стані (рис.5.23 а), причому при зменшенні товщини температура переходу $T_{a \rightarrow k}$ із аморфного стану в β -Ge або α -Ge дещо збільшується, але не перевищує 550 К, що узгоджується із даними роботи [456], згідно яких

$T_{a \rightarrow \kappa} = 520 - 620$ К для плівок Ge товщиною 10 – 25 нм. Слід відмітити, що в одношарових плівках Ge проявляється фазовий розмірний ефект (див., наприклад, [137]), в результаті якого у закристалізованих плівках $d_{Ge} < 10$ нм при $T < 600$ К спостерігається високотемпературна β -фаза Ge (решітка типу β -Sn) із параметрами решітки $a = 0,592$ і $c = 0,697$ нм; при $d_{Ge} > 10$ нм утворюється лише низькотемпературна α -фаза, параметр решітки якої змінюється від 0,563 до 0,565 нм (решітка типу алмазу), що добре узгоджується з літературними даними $a_0 = 0,5657$ нм для масивного Ge [457], має типовий характер і також пов'язується з фазовим розмірним ефектом.

Електронно-мікроскопічні дослідження кінетики кристалізації плівок Ge вказують на двостадійність цього процесу. Наприклад, у відносно тонких плівках (до 10 нм) при відпалюванні до 570 К формується дві підсистеми кристалітів (рис.5.23 б): перша із середнім розміром кристалітів $L_1 \cong 5$ нм і концентрацією $n_1 \cong 10^{15} \text{ м}^{-2}$ та друга підсистема: $L_2 \cong 60 - 70$ нм та $n_2 \cong 3 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$. У плівках товщиною більше 20 нм і відпалених в інтервалі 570 – 800 К також мають місце дві підсистеми кристалітів: $L_1 \cong 60 - 80$ нм і $L_2 \cong 115 - 160$ нм та загальною концентрацією $N \cong 2,5 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$ (рис.5.23 б). При температурі 800К відбувається утворення оксиду GeO_2 у відносно малій кількості, але електроннографічно він фіксується. Додатковим підтвердженням процесів окислення служить спостереження муарових візерунків (GeO_2 формується не у вигляді окремих кристалітів, а на поверхні вже сформованих), формування яких відбувається у зв'язку з близькими значеннями деяких міжплощинних відстаней α -Ge і GeO_2 (наприклад, $d_{220}(\alpha\text{-Ge}) \cong 0,2096$ нм і $d_{200}(\text{GeO}_2) \cong 0,2102$ нм).

У сформованих при $T = 300$ К і відпалених в інтервалі $\Delta T = 300 - 870$ К тришарових плівкових системах Fe(10)/Ge(x)/Fe(20)/П при $x = 2, 4, 6, 8, 10, 15$ нм ($c_{\text{Fe}} > c_{\text{Ge}}$), фазовий склад відповідає розбавленому т.р.(α -Fe) атомів Ge в плівці Fe із ОЦК-решіткою і параметром $a = 0,284$ нм ($c_{\text{Ge}} = 0$) та 0,286 нм ($c_{\text{Ge}} = 12$ ат.%). При цьому електронно-мікроскопічно фіксуються деякі кристаліти із розмірами і габітусом аналогічними одношаровим плівкам Ge. Не

виключено, що поряд з твердим розчином атомів на основі α -Fe відбувається формування і твердого розчину на основі α -фази Ge, тобто мова йде про евтектичний стан плівкової системи. На мікроснімках для систем Fe(10)/Ge(x)/Fe(20)/П, крім оксиду, спостерігаються кристаліти розміром від 12 до 20 нм і додаткові лінії на електроннограмах, що, скоріше за все, пов'язано із утворенням фази невідомого складу типу Fe_xGe_y . На електроннограмах від систем Fe(5)/Ge(25)/Fe(5)/П ($c_{\text{Fe}} < c_{\text{Ge}}$), відпалених до температури $T_{\text{в}} = 870$ К (рис.5.23, табл.5.2) фіксуються лінії т. р. атомів Fe в Ge (т.р.(Ge, Fe)) із слідами GeO_2 , такі плівки мають мілкодисперсну структуру ($L_{\text{ср}} \cong 25 - 30$ нм). У тришарових системах, відпалених до 1070 К, на основі т.р. (Ge, Fe) формуються германіди заліза FeGe_x , де $1 \leq x < 2$ (рис. 5.23). Сформований у результаті

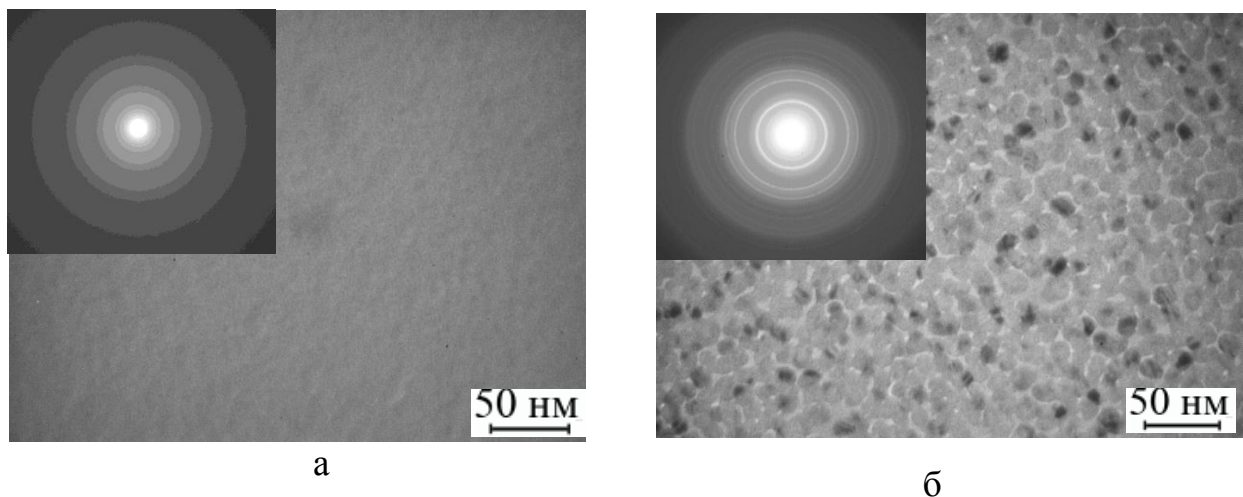


Рис.5.23. Електроннограми та відповідні їм мікроструктури від одношарових плівок Ge(20)/П при $T_n = 470$ (а) та 620 К (б)

відпалювання германід заліза FeGe_x проявляє антиферромагнітні властивості до 298 – 398 К [87, 88, 458]. На електроннограмі також фіксується дуже слабка лінія від фази FeGe_2 .

Авторами роботи [458] встановлено, що фаза FeGe може мати ОЦК або гексагональну кристалічні решітки. Фаза FeGe з кубічною структурою [458] може утворюватись при температурах $T < 900$ К ($a = 0,4698$ нм). Примітивна комірка гексагональної решітки, що складає третю частину від повної гексагональної комірки і містить 6 атомів, половина з яких – атоми Ge,

показана на рис.5.24. Атоми Ge розташовані у вершинах ромбів у верхній та нижній площинах комірки, а також в центрах тяжіння двох правильних трикутників, які складають ромб, що знаходиться на половині висоти комірки. Атоми Fe розташовуються тільки на верхній та нижній площинах комірки на середині сторін та в центрах ромбів. Структура комірки нагадує шарувату структуру, в якій шари з перевагою атомів Fe чергуються із шарами з атомів Ge [458]. У «змішаних» шарах відстань від атомами Fe і Ge точно така ж як і між атомами Fe та дорівнює $d = 0,250$ нм [459].

Результати досліджень магніторезистивних властивостей плівок Fe/Ge/Fe показують (табл.5.2), що максимальні значення $MO = 0,28-0,40$ % спостерігаються при кімнатній температурі у відпалених до $T = 1070$ К системах з товщиною немагнітного шару $d_{Ge} = 25-40$ нм ($c_{Ge} = 60-68$ ат.%).

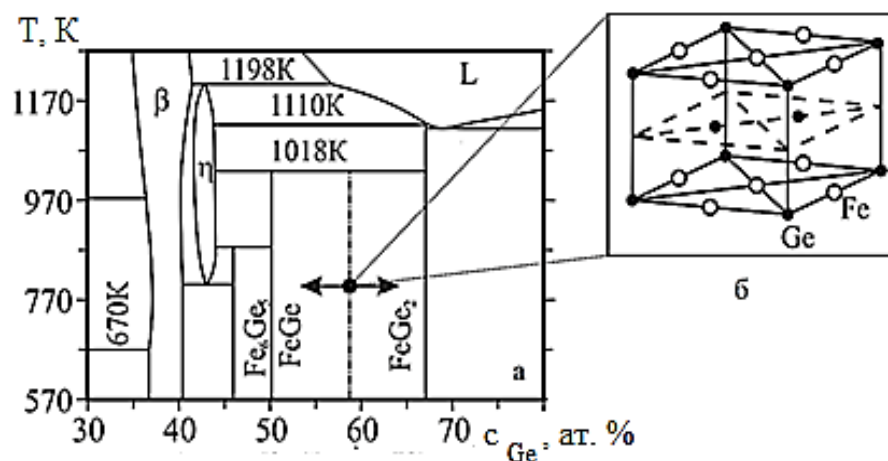


Рис.5.24. Фрагмент діаграми стану для бінарної системи Fe-Ge (а) і елементарна комірка гексагональної решітки фази $FeGe_x$ ($x \approx 1$) (б)

Зростання величини MO пояснюється утворенням при таких умовах (концентрації і температурі) магнітних фаз германідів заліза $FeGe_x$ по усьому об'єму зразка та їх феромагнітним упорядкуванням. Для залежності MO від концентрації c_{Ge} при трьох геометріях вимірювання характерне збільшення значення MO з ростом загальної концентрації атомів Ge в системі, коли у перпендикулярній геометрії вимірювання величина MO становить $0,35 - 0,44\%$. Як приклад на рис.5.25 наведена польова залежність

Таблиця 5.2.

**Фазовий склад і магніторезистивні властивості пліткових матеріалів
на основі Fe і Ge**

Система (товщина, нм)	c_{Ge} , ат.%	$T_B = 300 \text{ K}$			фазовий склад	$T_B = 1070 \text{ K}$			фазовий склад
		МО, %				МО, %			
			⊥	⊥			⊥	⊥	
$c_{Fe} > c_{Ge}$									
Fe(10)/Ge(2)/Fe(20)/П	3	0,280	0,035	0,058	ОЦК-Fe+ a-Ge+ т.р.(Ge,Fe)	-	-	-	ОЦК-Fe+ т.р.(Ge,Fe)
Fe(10)/Ge(4)/Fe(15)/П	8	0,082	0,037	0,029		0,030	0,030	0,020	
Fe(10)/Ge(6)/Fe(20)/П	9	0,088	0,034	0,020		-	-	-	
Fe(10)/Ge(6)/Fe(15)/П	11	0,086	0,045	0,032		0,030	0,012	0,010	
Fe(10)/Ge(8)/Fe(20)/П	12	0,085	0,036	0,042		0,033	0,015	0,010	
Fe(10)/Ge(10)/Fe(20)/П	15	0,083	0,027	0,049		0,035	0,023	0,025	
$c_{Fe} \cong c_{Ge}$									
Fe(5)/Ge(20)/Fe(5)/П	52	0,015	0,025	0,011	ОЦК-Fe+ a-Ge+ т.р.(Ge,Fe)	-	-	-	ОЦК-Fe+ к-Ge+ т.р.(Ge,Fe)
$c_{Fe} < c_{Ge}$									
Fe(5)/Ge(25)/Fe(5)/П	60	0,021	0,040	0,019	ОЦК-Fe+ к-Ge+	0,35	0,28	0,40	гек. FeGe _x
Fe(5)/Ge(40)/Fe(5)/П	68	0,034	0,042	0,032	т.р.(Ge,Fe)	0,44	0,32	0,44	

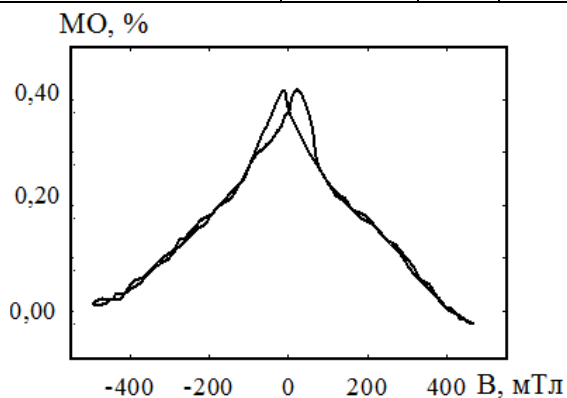


Рис. 5.25. Польова залежність МО у перпендикулярній геометрії вимірювання для відпаленої до 1070 К плівки Fe(5)/Ge(25)/Fe(5)/П

МО для термостабілізованої тришарової плівки Fe(5)/Ge(25)/Fe(5)/П – робоча характеристика сенсора магнітного поля.

Узагальнення результатів досліджень магніторезистивних властивостей плівок на основі Fe і Ge показують, що максимальні значення ГМО = 0,28 – 0,40 % спостерігаються при кімнатній температурі у відпалених до $T = 1070$ К системах з товщиною немагнітного шару $d_{Ge} = 25 - 40$ нм ($c_{Fe} < c_{Ge} = 60 - 68$ ат.%). Зростання величини ГМО пояснюється утворенням при таких умовах магнітних фаз германідів заліза $FeGe_x$ по усьому об'єму зразка та їх феромагнітним упорядкуванням.

5.5.2 Терморезистивні властивості резистивних елементів і омичних контактів у вигляді плівок Fe(Cu,Cr)/Ge

Для виготовлення мікросхем як матеріали активних резистивних елементів та контактних структур широко застосовуються багат шарові і багатокомпонентні плівкові матеріали на основі металів і напівпровідників. Матеріали для виробництва резистивних елементів повинні давати можливість регулювання провідності в широких межах, мати низький коефіцієнт $\beta \sim 10^{-4} - 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ і стабільні характеристики у робочому діапазоні температур. На сучасному етапі розвитку мікроелектроніки існують різноманітні методики одержання малого значення ТКО (в основному вони базуються на методі термічної обробки багат шарових, шаруватих та багатокомпонентних матеріалів) і стабільних робочих характеристик плівкових сенсорних елементів, які описані в літературі.

Так, наприклад, авторами [162, 163] проведені дослідження впливу температури і часу на електрофізичні властивості (ТКО і КТ) багатокомпонентних тонкоплівкових матеріалів резисторів на основі Pb, Ru, Bi і Al. При термообробці в інтервалі температур $\Delta T_1 = 370 - 520$ К, значення ТКО складала $\Delta\beta = 2 \cdot 10^{-4} - 6 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ [162], у температурному інтервалі $\Delta T_2 = 1020 - 1220$ К – $\beta \cong 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ [163].

Для плівок Ag і Ag/Pd, які підлягали термообробці при температурі від 355 до 570 К протягом 30 та 60 хвилин, встановлена кореляція між температурою, геометрією резистора і його електропровідністю [164]. Дослідження властивостей плівкових зразків Ni_xAg_{1-x} в температурному інтервалі від 300 до 560 К [173] і Ni–Cr – від 273 до 700 К [174, 175] показали, що вони мають досить стабільні електрофізичні властивості, а величина $\beta \sim 10^{-4} \text{ K}^{-1}$.

Автором [172] запропонована методика одержання надмалого значення ТКО на основі теоретичної моделі електропровідності двофазних сплавів, яка базується на ефекті розмірного неспівпадання періодів кристалічних решіток.

При відповідній термообробці сплавів Ni–Cr та Ni–Mo, які були леговані Ge, Cu, Al і V шляхом загартування при $T = 1270 - 1370 \text{ K}$ (за таких умов сплави є пересиченими твердими розчинами) та стабілізуючого відпалювання при $T = 770 \text{ K}$, що призводить до формування дрібнодисперсних впорядкованих фаз Ni_3Al , Ni_3Mo , Ni_3V , величина ТКО складає $\beta \sim 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [172]. Такі сплави можуть бути використані для виготовлення резистивних елементів прецизійних провідникових і фольгових резисторів.

Плівкові терморезистори – це різновид резисторів, у яких значення опору є лінійною функцією температури. До основних параметрів плівкових терморезисторів відносяться номінальний опір (для напівпровідникових – від декількох Ом до декількох кОм, для металевих – від 0,5 до 10^8 Ом) та термічний коефіцієнт опору (для напівпровідникових $\beta \sim 10^{-4} - 10^{-5} \text{ K}^{-1}$, для металевих $\beta \sim 10^{-3} \text{ K}^{-1}$).

Основним параметром контактних структур (у даному випадку мова буде йти про омічні контакти) є його опір на квадрат площі, який складається із послідовно з'єднаних опорів: приконтактної області НП та пов'язаного із проходженням електронами потенціального бар'єру. Авторами [445] показано, що в сплавних омічних контактах Me–НП, коли в процесі термообробки відбувається розчинення НП в Me і рекристалізація, може проявлятися механізм протікання струму по металевим шунтам, які являють собою атоми метала, що осаджуються на лінії дефектів, наприклад, дислокацій, і

закорочують шар об'ємного заряду. При цьому на краях таких ліній концентрується електричне поле і струм протікає за рахунок польової емісії. Наявність металевих шунтів в напівпровідникових приладах спостерігалось при вивченні опору епітаксійних плівок TiN [447] та дослідженні механізму протікання зворотного струму в діодних структурах Ni–GaN [448]. Авторами роботи [449] при дослідженні процесів на інтерфейсах омічних контактів Ti/Al/Mo/Au до гетерогенних структур Al/GaN методом просвічуючої електронної мікроскопії було встановлено, що кількість острівців TiN – короткозамкнених дифузійних каналів, які утворювались на інтерфейсі пропорційна кількості дислокацій у напівпровіднику.

Вимоги до омічних контактів наступні [445]: при прямому зміщенні вони повинні забезпечувати інжекцію основних носіїв у напівпровідник; при зворотному зміщенні – перешкоджати інжекції неосновних носіїв у напівпровідник; мати мінімальний електричний опір і лінійну вольт-амперну характеристику (ВАХ), приклад якої наведений на рис.5.26 для відпаленої до $T_B = 900$ К плівки Fe(30)/Ge(25)/П.

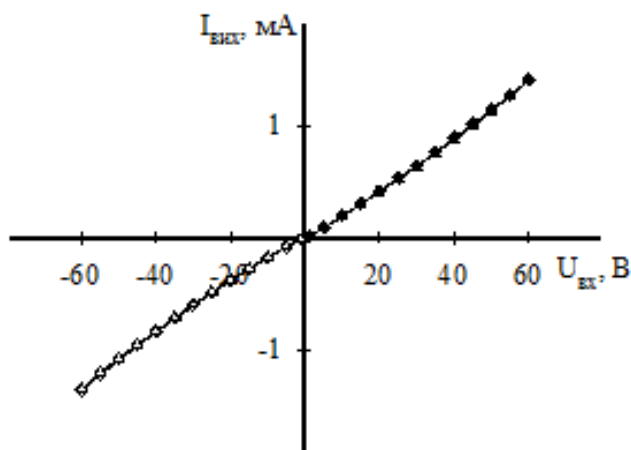


Рис. 5.26. ВАХ відпаленої до 900 К плівки Fe(30)/Ge(25)/П. Площа переходу Ме/НП: $S = a(b+d)$; $2,5 \cdot 10^{-6}$ м² (б)

Такі умови виконуються при правильному підборі пари метал (Me) – напівпровідник (НП). Для пари Me–НП n–типу робота виходу електронів із металу (A_{Me}) менша за роботу виходу електронів із напівпровідника ($A_{НП}$). У такій парі енергія електронів у металі більша, ніж у напівпровіднику, і при встановленні термодинамічної рівноваги частина електронів з металу перетікає в напівпровідник. Рівні Фермі W_F в металі та напівпровіднику вирівнюються. Контактне електричне поле E_k направлене з Me у НП, що

призводить до вигину рівнів енергії дна зони провідності W_c і зверху валентної зони W_v в області, збагаченій електронами. Однак напруженість контактного поля на кілька порядків менше за внутрішньоатомну, тому ширина забороненої зони і зовнішня робота виходу залишаються постійними.

Електричне поле сприяє дрейфу основних носіїв (електронів) з напівпровідника в метал і перешкоджає дрейфу неосновних носіїв. Якщо ж за рахунок вибору матеріалів величини робіт виходу електронів із металу і напівпровідника відрізняються несуттєво $A_{Me} \approx A_{HP}$ ($A_{Fe} \approx 4,31$ еВ; $A_{Cu} \approx 4,36$ еВ; $A_{Cr} \approx 4,60$ еВ і $A_{Ge} \approx 4,40$ еВ), висота бар'єра буде мінімальною.

Зупинимось на результатах вивчення терморезистивних і контактних властивостей плівкових матеріалів на основі металів (Fe, Cr або Cu) і напівпровідника (Ge) з точки зору можливості їх практичного застосування як мікроелектронних елементів і контактів.

Дослідження терморезистивних властивостей плівкових систем (табл.5.3) вказує на те, що вони мають відносно великий питомий опір $\rho \cong (0,1 - 2,0) \cdot 10^{-6}$ Ом·м і низький коефіцієнт β (Fe/Ge) $\cong (5,8 - 6,2) \cdot 10^{-4}$ К⁻¹, β (Ge/Cu) $\cong (-5,6) - (6,8) \cdot 10^{-4}$ К⁻¹ і β (Ge/Cr) $\cong (-2,8) - (3,3) \cdot 10^{-5}$ К⁻¹ в інтервалі товщин $\Delta d_{Fe} = 20 - 40$ нм; $\Delta d_{Cr} = 30 - 50$ нм; $\Delta d_{Cu} = 30 - 80$ нм і $\Delta d_{Ge} = 20 - 80$ нм, що відповідає вимогам як до матеріалів терморезисторів, так і до матеріалів омичних контактів.

Опір омичного контакту розраховувався за співвідношенням:

$$R_c = \frac{(\rho + \beta \Delta T) W}{\pi r^2 \rho}$$

де $\rho \sim 10^{-7}$ Ом·м – питомий опір металу при $T \rightarrow 0$;

β – ТКО плівки;

$R(0)$ – опір зразка при початковій температурі вимірювання;

ΔT – інтервал робочих температур;

$W \cong 1$ нм – ширина шару об'ємного заряду;

$p \cong 2,1 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-2}$ [5] – густина дислокацій у плівці Ge, на яких можуть адсорбуватись атоми металу;

r – атомні радіуси металів ($r_{Fe} = 0,126 \text{ нм}$, $r_{Cu} = 0,145 \text{ нм}$ і $r_{Cr} = 0,166 \text{ нм}$).

Розраховані величини опорів омичних контактів $R_c < 1 \text{ Ом/м}^2$ (табл.5.3) вказують на те, що контакти такого типу не будуть впливати на величини робочих параметрів електронних приладів (необхідна умова для можливості використання контактних структур).

Таблиця 5.3

Робочі параметри плівкових матеріалів Me/НП

Зразок (товщина, нм)	$\beta \cdot 10^4, \text{ К}^{-1}$	$R_c, \text{ Ом/м}^2$	Фазовий склад
$\Delta T_1 \cong 300 - 600 \text{ К}$			
Ge(20)/Cr(50)/П	0,19	0,033	к-Ge+ОЦК-Cr
Ge(50)/Cr(50)/П	0,22	0,038	
Ge(60)/Cu(80)/П	5,55	0,126	к-Ge+ГЦК-Cu
Ge(80)/Cu(80)/П	5,60	0,130	
$\Delta T_2 \cong 300 - 900 \text{ К}$			
Fe(30)/Ge(20)/П	6,32	0,320	ОЦК-Fe+ГЦК-FeGe
Fe(30)/Ge(25)/П	6,00	0,300	

Згідно літературних даних (див., наприклад, [88]), показано, що розчинність Ge в Cu в інтервалі температур 300 – 700 К складає за даними металографічного і рентгенівського аналізу (9,75 – 10) і (8,7 – 9,6)%, відповідно; розчинність Cu в Ge незначна ($8,5 \cdot 10^{-5} \%$ при $T = 1170 \text{ К}$). У двошарових плівках на основі Cr і Ge зберігається індивідуальність окремих шарів і спостерігається інтенсивна взаємна дифузії атомів одного шару в інший [314, 327, 460].

Автори [469] (див., також [368]) при вивченні електропровідності плівок Cr з тонким покриттям із Ge (покриття Ge/Cr/П) товщиною від 2,8 до 11,6 нм або двошарових плівок Ge/Cr/П з товщиною шару Ge від 18,5 до 44,0 нм спостерігалось зменшення опору Ge/Cr/П у порівнянні з опором півки Cr. Товщина півки Ge була підібрана беручи до уваги той факт, що радіус

екситонів Ваньє – Мотта (ВМ) дорівнює близько 10 нм. Відповідно до [469] величина відносної зміни опору $\Delta R/R = [R(\text{Ge/Cr}) - R(\text{Cr})]/R(\text{Cr})$ знаходиться в діапазоні від $(-0,11)$ до $(-0,40)$ (покриття Ge/Cr/П) або від $(-0,04)$ до $(-0,11)$ (Ge/Cr/П).

Для пояснення одержаних результатів авторами [469] були запропоновані можливі причини, які можуть призводити до зміни опору:

- незалежність електричних струмів через компоненти двошарової плівки;
- утворення на межі поділу шарів проміжної фази, яка при паралельному з'єднанні з плівкою Cr, призводить до зменшення величини електричного опору;
- дифузія атомів Ge у плівку Cr, у результаті чого формується відносно товста проміжна фаза з низьким питомим опором;
- зміна магнітної структури Cr завдяки нанесенню покриття з Ge, що може привести до зникнення або до зменшення антиферомагнітних властивостей Cr і, як наслідок цього, до зменшення електричного опору;
- зміна умов розсіювання для електронів біля межі поділу Ge і Cr та екситонний механізм провідності.

Зміна опору може бути пояснена формуванням екситонів, зокрема, екситонів ВМ. Куперівські пари стабілізуються [469] шляхом взаємодії електронів провідності в металі з дірками у напівпровіднику. Цей механізм можливий лише у інтерфейсі між металом та напівпровідником на відстанях близько 1 нм. Товщина тонкого покриття з Ge, яке викликає зменшення електричного опору, становить також 1 нм, що відповідає екситонній теорії.

Аналіз результатів, представлених у табл. 5.4 показує, що для товщини плівок Ge і Cr ($d \leq 10$ нм), формування екситонів ВМ практично неможливо, оскільки в цьому випадку дірки повинні розміщуватись в центрі плівки, а електрони – на межі плівка/підкладка та плівка/вакуум.

На рис. 5.27 такий тип екситона позначений цифрою 1, але при переході до двошарової плівкової системи можуть утворитись екситони, які позначені на

Таблиця 5.4

**Вплив плівки Ge на електрофізичні властивості двошарових плівок
Ge/Cr/Π**

Плівковий матеріал	Загальна товщина, нм	Ge		Cr		Ge/Cr/Π $\Delta R/R$
		d , нм	$\rho \cdot 10^6$, Ом.м	d , нм	$\rho \cdot 10^6$, Ом.м	
Ge(2,8)/Cr(2,8)/Π	5,6	2,8	–	2,8	1,20	0,34[469]
Ge(10,8)/Cr(11,6)/Π	22,4	11,6	–	10,8	0,89	0,04 [469]
Ge(12)/Cr(33)/Π	45,0	33	–	12,0	0,45	0,10[469]
Ge(20)/Cr(30)/Π	50,0	20	0,10	30	2,40	-0,015
Ge(14,8)/Cr(44)/Π	58,8	44	–	14,8	0,67	0,06 [469]
Ge(20)/Cr(50)/Π	70,0	20	0,10	50	2,70	-0,080
Ge(20)/Cr(130)/Π	150,0	20	0,10	130	5,00	-0,040

рис.5.27 цифрами 2 і 3. Виходячи із моделі, представленої на рис.5.27, можна оцінити вклад екситонів VM в загальний опір двошарової плівкової системи.

Питомий опір плівки може бути обчислений за співвідношенням:

$$\rho' = \frac{\rho_1 \rho_2 (d_1 + d_2)}{\rho_1 d_2 + \rho_2 d_1}, \quad (5.3)$$

$$\text{де } \frac{1}{\rho_1} \equiv \sigma_1 = \frac{n_1 e^2 \lambda_0}{2m^* V}, \quad \frac{1}{\rho_2} \equiv \sigma_2 = en_2(\mu_e + \mu_p);$$

m^* – ефективна маса електрона;

V – середня дрейфова швидкість носіїв електричного струму;

n_1 і n_2 – концентрація носіїв заряду в плівках Cr і Ge, відповідно;

μ_e і μ_p – рухливість електронів і дірок відповідно.

На основі експериментальних значень для плівки Cr: $n_1 \cong 10^{29} \text{ м}^{-3}$; σ_2 (300 K) $\cong 10 \text{ Ом} \cdot \text{м}^{-1}$ (для $d_1 = 20 \text{ нм}$), $\mu_e = 0,40$ і $\mu_p = 0,20 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, отримаємо $n_2 \cong 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Таким чином, збільшення концентрації від n_1 до n_1' призводить до незначного утворення екситонів, що не буде впливати на опір.

Для урахування екситонного механізму провідності систему Ge/Cr/Π необхідно розглянути як тришарову (рис.5.27), опір якої дорівнює:

$$\rho = \frac{\rho_1 \rho_2' \rho_2 \cdot (d_1 + d_2' + d_2'')}{\rho_2' \rho_2 d_1 + \rho_1 \rho_2 d_2' + \rho_1 \rho_2' d_2''}, \quad (5.4)$$

де $\rho_1 \cong 2\rho_2$.

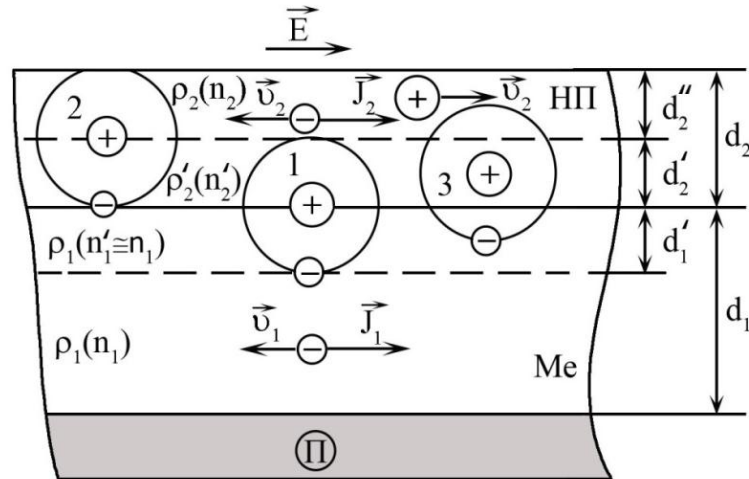


Рис.5.27. Схема можливого утворення екситонів в плівці Ge/Cr/Π

Розрахунки на основі рівнянь (5.3) і (5.4) показують, що для системи Ge/Cr/Π дорівнює $\rho / \rho' = 1,02$. Це означає, що збільшення питомого опору системи (тобто $\rho(\text{Ge/Cr}) > \rho(\text{Ge/Cr})$) у порівнянні з двошаровою плівкою є результатом утворення екситонів на основі 2% електронів провідності. На основі даних табл.5.4 можна зробити висновок, що товщина плівки Ge близько 10 – 15 нм є граничним значенням для можливого утворення екситонів, а від'ємне значення $\Delta\rho/\rho$ пов'язане із формуванням у плівковому матеріалі екситонів ВМ.

5.6 Вплив магнітного поля на ТКО гранульованих плівкових сплавів [429, 485]

Відкриття явища ГМО в мультишарах стимулювало пошук і спостереження цього явища в інших плівкових системах, зокрема у гранульованих сплавах (г.с.) на основі магнітних і немагнітних компонент.

У роботі [429] плівкова система моделюється як шарувата структура на основі плівкового гранульованого т.р. При такому підході плівковий матеріал – це паралельне з'єднання окремих шарів. У свою чергу, такий шар моделюється як паралельне з'єднання n трубок струму, кожна із яких представляється як послідовне з'єднання фрагментів т.р. (середній розмір – $\Delta l_{\text{тр}}$), і не намагнічених металевих гранул (середній радіус – r_0). На основі феноменологічної моделі нами в роботі [429] отримані співвідношення для питомого опору (ρ) і термічного коефіцієнта опору (β) г.с.

У самому загальному вигляді співвідношення для β гранульованого сплаву має такий вигляд:

$$\beta = \beta_{\text{тр}} - \frac{4\beta_{\text{г}}\rho_{\text{г}}}{4\rho_{\text{г}} + \alpha\rho_{\text{тр}}} - \frac{\alpha\beta_{\text{тр}}\rho_{\text{тр}}}{4\rho_{\text{г}} + \alpha\rho_{\text{тр}}} + \frac{\beta_{\text{г}}\rho_{\text{г}} + \alpha\beta_{\text{тр}}\rho_{\text{тр}}}{\rho_{\text{г}} + \alpha\rho_{\text{тр}}}, \quad (5.3)$$

де $\beta_{\text{г}}$ і $\beta_{\text{тр}}$ – ТКО матеріалу гранул і т.р., відповідно;

$\rho_{\text{г}}$ і $\rho_{\text{тр}}$ – питомий опір матеріалу гранули і т.р.;

$\alpha = \Delta l_{\text{тр}}/r_0$ – ступінь гранулярності зразка.

Розроблена феноменологічна теорія, яка якісно описує залежність чутливості β до магнітного поля (тобто величини $S_B = \partial\beta / \partial B$) і дозволяє кількісно розрахувати залежність $\Delta\beta_B = (d \ln \beta_{\text{гс}} / dB - d \ln \beta_{\text{тр}} / dB) = \beta_{\text{гс}B} - \beta_{\text{тр}B}$ від величини $\Delta l_{\text{тр}}$ (або коефіцієнта α), проаналізована нами для двох граничних випадків $\alpha \gg 1$ і $\alpha \ll 1$ та за умови $\alpha \cong 1$.

У випадку $\alpha \gg 1$ співвідношення для величини ΔS_B має такий вигляд:

$$S_{\beta B} - S_{\beta_{\text{тр}}B} = \frac{\partial\beta}{\partial B} - \frac{\partial\beta_{\text{тр}}}{\partial B} = \frac{4}{\alpha} \frac{\rho_{\text{г}}}{\rho_{\text{тр}}} \cdot \left[\beta_{\text{г}}\beta_{\text{тр}B} - \frac{\partial\beta_{\text{г}}}{\partial B} \right] - \frac{4}{\alpha} \frac{\partial\rho_{\text{г}}}{\partial B} \cdot \frac{\beta_{\text{г}}}{\rho_{\text{тр}}}. \quad (5.4)$$

Від співвідношення (5.4) можна перейти до співвідношення для $\Delta\beta_B$ при допущенні, що $\beta \cong \beta_{\text{тр}}$ (така ситуація можлива, оскільки β і $\beta_{\text{тр}}$ мають

величини одного порядку, які відрізняються лише множником близько 10^{-3} K^{-1}):

$$\Delta\beta_B = \beta_B - \beta_{\text{тpB}} \cong \frac{4\rho_r}{\alpha\rho_{\text{тp}}\beta} \cdot \left[\beta_r \frac{\partial\rho_{\text{тp}}}{\partial B} - \frac{\partial\beta}{\partial B} \right] - \frac{4}{\alpha \cdot \beta} \cdot \frac{\partial\rho_r}{\partial B} \cdot \frac{\beta_r}{\beta_{\text{тp}}} \quad (5.5)$$

У випадку $\alpha \ll 1$ отримуємо

$$\Delta\beta_B = \beta_B - \beta_{\text{тpB}} \cong -\frac{\alpha}{4\beta} \cdot \frac{\left(\frac{\partial\beta_{\text{тp}}}{\partial B} \cdot \rho_{\text{тp}} + \frac{\partial\rho_{\text{тp}}}{\partial B} \cdot \beta_{\text{тp}} \right) \rho_r - \frac{\partial\rho_{\text{тp}}}{\partial B} \cdot \rho_{\text{тp}} \beta_{\text{тp}}}{\rho_r^2}. \quad (5.6)$$

Відмітимо, що співвідношення для ΔS_B у випадках $\alpha \ll 1$ і $\alpha \cong 1$ аналогічні (5.7), а співвідношення для $\Delta\beta_B$ при умові $\alpha \cong 1$ аналогічні (5.5 і 5.6).

На основі отриманих співвідношень і експериментальних даних проведені розрахунки залежності величини $\Delta\beta_B$, яка в усіх трьох випадках має від'ємне значення, від $\Delta l_{\text{тp}}$ при різних значеннях α (на рис.5.27 величини $\Delta\beta_B$, для зручності, наведені по модулю). При розрахунках ми задавалися реальними розмірами гранул (див., наприклад, дані роботи [84] для гранульованого сплаву на основі Ag і Co): $r_0 = 2, 5, 10$ нм. Розміри $\Delta l_{\text{тp}}$ підбирались таким чином, щоб $\alpha \cong 0,1 - 0,4$ (при $\alpha \ll 1$), $\alpha \cong 1$ (для випадку $\alpha \cong 1$) і $\alpha \cong 8 - 16$ (при $\alpha \gg 1$). Як слідує із цих даних, залежність $|\Delta\beta_B|$ від $\Delta l_{\text{тp}}$ має різний характер для трьох граничних випадків.

При $\alpha \ll 1$ величина $|\Delta\beta_B|$ монотонно зростає від 0,02 до 0,12 $\text{K}^{-1}\text{Tл}^{-1}$ при зміні α від 0 до 0,4, а величини $\Delta l_{\text{тp}}$ від 1 до 5 нм. При $\alpha \cong 1$ величина $|\Delta\beta_B|$ не залежить від розміру фрагменту т.р. У протилежному випадку, при $\alpha \gg 1$ величина $|\Delta\beta_B|$ монотонно зменшується з величини $\Delta l_{\text{тp}}$ від 30 до 160 нм.

Таким чином, отримані результати вказують на принципову можливість керувати величиною ТКО зовнішнім магнітним полем. Відмінний характер

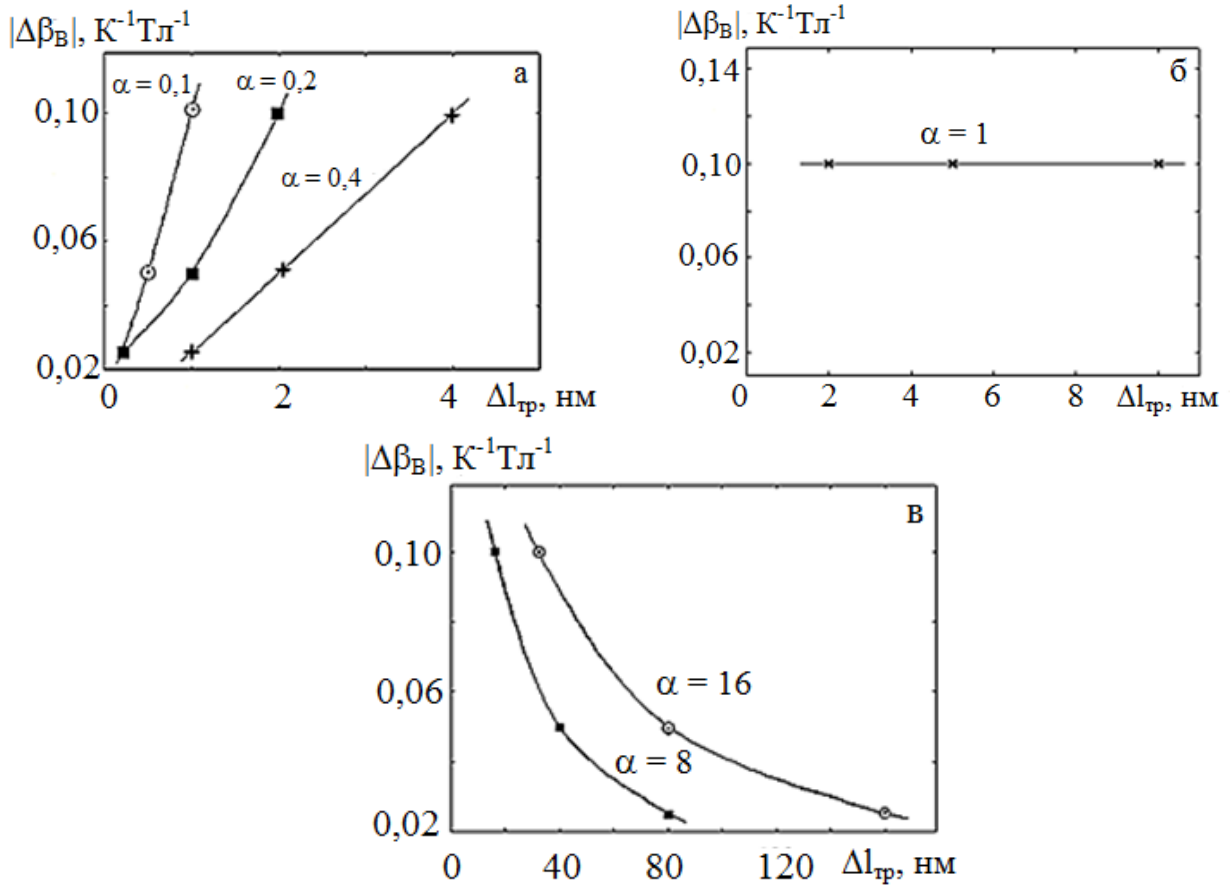


Рис.5.28. Розрахункові залежності $|\Delta\beta_B|$ від $\Delta l_{\text{гр}}$ для випадків: $\alpha \ll 1$ (а); $\alpha \approx 1$ (б) і $\alpha \gg 1$ (в)

залежностей на рис.5.28 пояснюється різним впливом на питомий опір плівкового зразка СЗРЕ на гранулах магнітного металу.

Зокрема, у першому випадку, при великій концентрації гранул ($\alpha \ll 1$), може реалізуватись система високоомного і низькоомного спінових каналів і роль $\rho_{\text{тр}}$ у термічному коефіцієнті опору буде незначною, при малій концентрації гранул ($\alpha \gg 1$), електрофізичні властивості г.с. до великої міри визначаються питомим опором т.р. У випадку $\alpha \cong 1$ величина $\Delta\beta_B$ має сталі значення у зв'язку з конкуруючим характером цих двох механізмів.

Висновки до розділу 5

1. Дослідження магніторезистивних властивостей плівкових матеріалів феромагнетик/благородний метал вказують на те, що при загальній концентрації атомів немагнітної компоненти від 15 до 68 ат.% в них утворюються гранули із $L1_1$ і $L1_0$ фазами, що спричиняє СЗРЕ та ефект ГМО, величина якого при $T = 300$ К не перевищує 0,4%. Указані плівкові системи можуть бути використані як чутливі елементи сенсорів, оскільки фазовий склад гранул має широкі температурні і концентраційні інтервали стабільності.

2. У результаті апробації класичної теоретичної моделі Тельє і Тоссе для магнітоопору з урахуванням поверхневого і зерномежового розсіювання електронів для одношарових плівок Fe і Pd отримана задовільна відповідність теоретичних і експериментальних результатів.

3. Встановлено, що величина сталої Холла в плівкових матеріалах феромагнітний метал / благородний метал і феромагнітний метал/ напіпровідник залежить від загальної товщини матеріалу, товщини немагнітного шару та інтервалу відпалювання плівкових зразків.

4. Показано, що в плівкових матеріалах на основі Fe і Ge при $c_{\text{Fe}} < c_{\text{Ge}} = 60 - 68$ ат.% відбувається формування магнітних фаз германідів заліза FeGe_x по усьому об'єму зразка та їх феромагнітне упорядкування, що призводить до

зростання величини МО від (0,02 – 0,04)% у невідпалених системах до (0,35 – 0,44)% у відпалених до 1070 К зразках.

5. Дослідження властивостей плівкових матеріалів на основі Fe, Cu або Cr або Ge вказує на те, що вони мають низький ТКО $\sim 10^{-4}$ – 10^{-5} K⁻¹, лінійну ВАХ і контактний опір $R_c < 1$ Ом/м², що відповідає вимогам до матеріалів терморезисторів і омичних контактів.

6. Характер температурної залежності питомого опору плівкових матеріалів метал/напівпровідник можна пояснити зміною умов розсіювання для електронів біля межі поділу Ме–НП та екситонним механізмом провідності, а саме формуванням екситонів Ваньє–Мотта.

РОЗДІЛ 6

ВРАХУВАННЯ ПОВЕРХНЕВИХ І ТЕМПЕРАТУРНИХ ЕФЕКТІВ У ФОНОННОМУ І СПІН - ЗАЛЕЖНОМУ РОЗСІЮВАННІ ЕЛЕКТРОНІВ У ЧУТЛИВИХ ЕЛЕМЕНТАХ СЕНСОРІВ [189, 209, 473, 482, 483]

6.1 Деформація фононного спектру тонкої плівки

Сучасний розвиток мікроелектроніки і сенсорної техніки дозволяє отримувати плівкові матеріали нанометрової товщини із унікальними властивостями, не типовими для даних матеріалів в масивному стані. Експериментально встановлено, що перехід від масивного до плівкового матеріалу призводить до змін його фізичних властивостей, основні причини яких пов'язані:

- із різними структурними характеристиками;
- із впливом товщини або розміру кристалітів, який проявляється в розмірних ефектах, що виникають у результаті обмеження середньої довжини вільного пробігу носіїв електричного струму зовнішніми поверхнями плівки або геометричними розмірами кристалітів;
- зміною частотних і енергетичних характеристик атомів кристалічної решітки під дією температурних і механічних факторів.

Питання про особливості температурних залежностей питомого опору $\rho(T)$ плівкових матеріалів, пов'язаних із зміною механізмів розсіювання в них, залишається актуальним, оскільки воно має велике значення при прогнозуванні робочих характеристик чутливих елементів мікроелектронних сенсорів. Теоретичним і експериментальним аспектам цього питання присвячений ряд робіт.

Автором роботи [461] проведено теоретичне дослідження ролі електрон-фононного розсіювання в питомому опорі металевих нанодротів, які моделювались як двовимірні плоскі решітки довжиною $N \cdot a$ і шириною $M \cdot a$ (рис.6.1 а). Якщо N вважати нескінченно великою величиною $N \rightarrow \infty$, то

величина M (кількість моношарів) буде обмежена значенням не більше декількох сотень.

У роботі [461] записано співвідношення для фононного спектру моноатомної решітки з урахуванням деформаційного потенціалу з використанням формули Кубо у вигляді:

$$E_{k_1, k_2} = 2t_1 \cos(k_1 a) + 2t_2 \cos(k_2 a) - E_F,$$

де t_1 і t_2 – матричні параметри електрон-фононої взаємодії по довжині і ширині зразка, відповідно;

k_1 і k_2 – імпульси електронів в напрямках вздовж і поперек нанодроту.

Незважаючи на те, що параметри k_1 і k_2 в рівнянні формально схожі один на одного, але між ними існує якісна відмінність [461]. Дійсно, параметр k_1 безупинно змінюється від $-\pi/a$ до $+\pi/a$ із кроком $\Delta k_1 = 2\pi/Na$, який прямує до 0 при $N \rightarrow \infty$. З іншого боку, k_2 змінюється дискретно з кроком $\Delta k_2 = 2\pi/Ma$, який, наприклад, для $M = 100$ і $a = 0,4$ нм дорівнює $k_2 = 0,15$ нм⁻¹. Залежність опору від ширини дроту, температури та енергії Фермі була досліджена шляхом виконання чисельних розрахунків з використанням типових значень різних параметрів. Встановлено [461], що опір нанодротів зростає при зменшенні їх ширини (аналог товщині плівки) та при збільшенні температури (рис.6.1 б), причому температурна залежність питомого опору носить максимально лінійний характер для нанодротів шириною із $M = 20$, що пояснюється зростанням внеску електрон-фононої взаємодії при зменшенні ширини нанодроту.

Авторами [462 – 464] проведені експериментальні дослідження температурної залежності питомого опору плівок Ag [462, 464] і Au [463], в низькотемпературному інтервалі (до 300K) К і плівок Au з різною концентрацією кластерів Co [465] та зроблено висновок про те, що зменшення температури Дебая в зразках малих розмірів пов'язане із пом'якшенням спектру

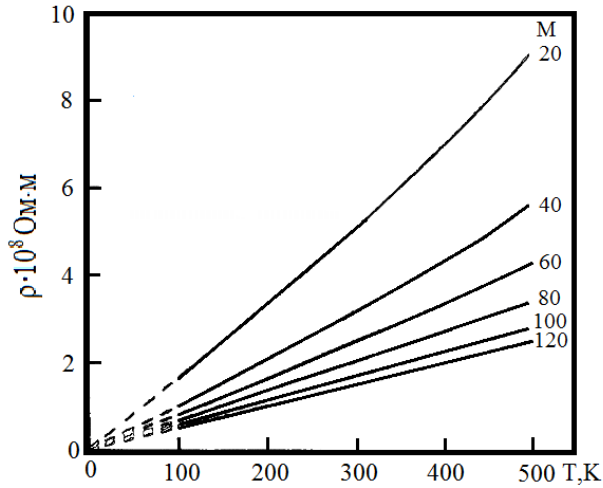
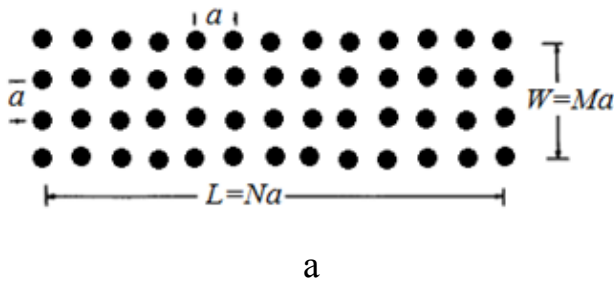


Рис. 6.1. Схема кристалічної решітки розміром Na х Ma , яка показує структуру нанодротів (двовимірний модель [461]): a – параметр решітки; L і W – довжина і ширина нанодроту, відповідно (а) та розраховані на основі моделі [1] залежності $\rho(T)$ при $M = 20 - 100$ (б)

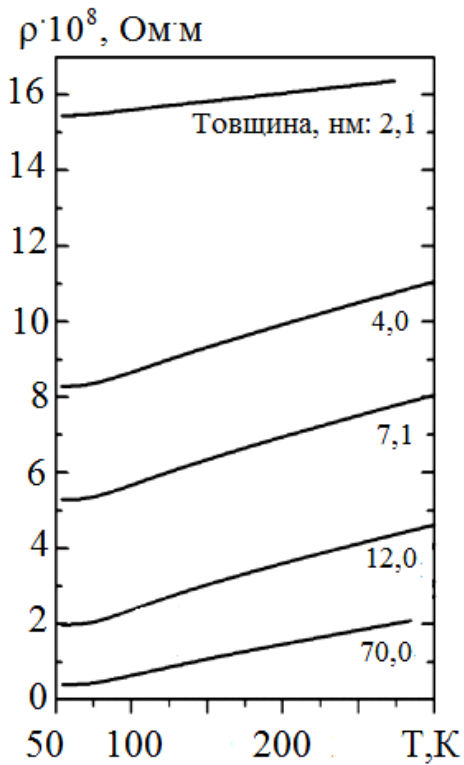


Рис. 6.2. Температурні залежності питомого опору для плівок Au [463] на сапфіровій ($d = 2 - 12$ нм) і слюдяній ($d = 70$ нм) підкладках

поверхневих фононів у порівнянні із їх об'ємним спектром. На рис.6.2 показані температурні залежності питомого опору для епітаксійних плівок Au [463] різної товщини, які вказують на залежність кута нахилу залежностей $\rho(T)$ від товщини плівкового матеріалу.

Цикл робіт [138, 327, 466] був присвячений питанню впливу внутрішнього і зовнішнього розмірного ефектів на температурну залежність електропровідності тонких плівок перехідних металів. Основним результатом вказаних вище робіт є те, що кутовий коефіцієнт $\text{tg}\alpha$ лінійної ділянки залежності $\rho(T)$ залежить від товщини плівки. Згідно процитованих даних робіт величина кута нахилу температурної залежності питомого опору збільшується із зменшенням ширини нанодрота [461] або товщини плівки [138, 327, 462–466]. Згідно авторів [138] слабка залежність $\text{tg}\alpha$ від товщини для плівок Cr, W і Mo пояснюється тим, що в процесі s-d розсіювання відбувається часткова локалізація s-електронів, яка призводить до збільшення їх ефективної маси та дає певний внесок у діркову провідність цих металів. Відмітимо, що аналогічне зменшення $\text{tg}\alpha$ при збільшенні товщини також спостерігалось у плівках PdAu (цей інтерметалід формується на основі багаточарових плівок Au/Pd) і Pt [179].

Все сказане вище обумовило актуальність мети даного підрозділу, яка полягала в аналізі температурних залежностей питомого опору одношарових металевих плівок в залежності від їх товщини та впливу деформації фононного спектру і зміни температури Дебая (Θ_D) на ефективність фононного розсіювання s- і d-електронів, що призводить до суттєвої відміни електрофізичних властивостей плівкових і масивних матеріалів.

Як відомо (див., наприклад, [372]), опір провідників виникає в результаті розсіювання електронів провідності і дірок на електронах, фононах і дефектах кристалічної будови. Для масивних зразків перехідних d-металів температурна залежність питомого опору (теорія Дебая-Грюнайзена) виражається наступним співвідношенням:

$$\rho_0(T) = \rho_{0s} + A \cdot T^2 + B \left(\frac{T}{\Theta_{0D}} \right)^3 \cdot j_3 \left(\frac{\Theta_{0D}}{T} \right) + C \left(\frac{T}{\Theta_{0D}} \right)^5 \cdot j_5 \left(\frac{\Theta_{0D}}{T} \right), \quad (6.1)$$

де ρ_{03} – залишковий опір, пов'язаний із розсіюванням носіїв електричного струму на дефектах решітки, який не залежить від температури;

A, B, C – коефіцієнти пропорційності;

Θ_{0D} – температура Дебая для масивного матеріалу;

$$j_n(\Theta_{0D}/T) = \int_0^{\Theta_{0D}/T} \frac{x^n dx}{(e^x - 1) \cdot (1 - e^{-x})} - \text{інтеграл Дебая.}$$

Охарактеризуємо фізичний зміст доданків, які входять у співвідношення (6.1). Доданок, пропорційний T^2 , пов'язаний із електрон-електронним розсіюванням і проявляється тільки при $T < 10$ К. Доданки, пропорційні відповідно T^3 і T^5 , обумовлені розсіюванням s - електрона на фононі в d -зону або s -зону.

У випадку металевих плівкових матеріалів співвідношення (6.1) перетворюється до вигляду [466]:

$$\rho(T) = \rho_3 + a \cdot T^2 + c^* \cdot \left(\frac{T}{\Theta_D}\right)^3 \cdot j_3\left(\frac{\Theta_D}{T}\right), \quad (6.1')$$

де a, b, c – коефіцієнти, аналогічні A, B, C ;

Θ_D – температура Дебая в плівках;

$c^* = b + c$ – ефективний параметр електрон - фононої взаємодії.

Параметр c^* визначається за формулою:

$$c^* = \text{tg} \alpha \frac{\Theta_D^3}{T^2} \cdot \frac{1}{J_3\left(\frac{\Theta_D}{T}\right)}, \quad (6.2)$$

де $\text{tg} \alpha$ – тангенс кута нахилу лінійної ділянки $\rho(T)$.

Якщо побудувати залежність $\rho(T)$ в спрямляючих координатах, то можна визначити α і c^* для різних товщин. Оскільки температурний інтервал наших вимірів такий, що $0,625 \leq \Theta_D/T \leq 4,944$, то коефіцієнти пропорційності біля відповідних доданків виявляються функціями, злегка залежними від температури при фіксованій товщині. В зв'язку з цим вирази (6.2) можуть бути використані тільки для оцінки, більш точні значення отримуються при

визначенні c^* по тангенсу кута нахилу відповідної прямої в спрямляючих координатах із співвідношення:

$$\operatorname{tg} \alpha = c^* \frac{T^2}{\Theta_D^3} \cdot J_3 \left(\frac{\Theta_D}{T} \right).$$

У співвідношенні (6.1') враховано, що в тонких зразках (фольга, дроти і плівки) закон $\rho_0 \sim T^5$ переходить у закон $\rho \sim T^3$ при низьких температурах і це дає можливість об'єднати доданки, які відповідають за моттівське $s-d$ - розсіювання і $s-s$ – розсіювання (див. також [189]). Крім того, слід підкреслити, що температура Дебая в плівкових матеріалах відрізняється від Θ_{0D} .

Із рис.6.3 видно, що для плівок Pd, Pt, Ag і Sc величина $\operatorname{tg} \alpha$ збільшується при зменшенні товщини плівки d за рахунок підсилення електрон-фононої взаємодії, оскільки середня енергія фонона в цілому збільшується. Для одношарових плівок благородних неферромагнітних металів Pd, Pt і Ag (рис.6.3 а і б) спостерігається збільшення кута нахилу температурних залежностей $\rho(T)$ при зменшенні товщини плівкового матеріалу: від $1,9 \cdot 10^{-10}$ до $2 \cdot 10^{-9}$ Ом·м/К (для плівок Pd товщиною до 35 нм); від $6 \cdot 10^{-10}$ до $3,7 \cdot 10^{-9}$ (для плівок Pt товщиною до 50 нм) і від $0,3 \cdot 10^{-10}$ до $1,3 \cdot 10^{-10}$ Ом·м/К (для плівок Ag товщиною до 85 нм), що вказує на збільшення ролі електрон-фононої взаємодії в терморезистивних властивостях в інтервалі проміжних робочих температур. У цілому, згідно наших і отриманих авторами [138, 179, 327, 462 - 466] даних, для плівок Pd, Pt, Sc, Mo, Cr, Ag, Au і PdAu величина $\operatorname{tg} \alpha$ має більше значення, ніж у масивних зразках, причому із зменшенням товщини плівок величина $\operatorname{tg} \alpha$ і c^* збільшується. Необхідно також мати на увазі, що співвідношення (6.1) описує температурну залежність питомого опору неферромагнітних зразків у самому загальному випадку, тому не враховує особливостей в точках магнітних переходів (Θ_C , Θ_N - температура Кюрі і Нееля, відповідно) та при температурі Дебая. Оскільки електрон-фононне розсіювання відіграє у питомому опорі тонких плівок основну роль, далі розглянемо вплив фононного спектру і зміни температури Дебая на ефективність фононного розсіювання s - і d -електронів,

яке спричиняє розмірний ефект у терморезистивних властивостях тонких плівок.

Детальне вивчення коливань мікроскопічних об'єктів (атомів, іонів) у кристалічній решітці потребує застосування уявлень і методів квантової теорії. Фонони як квазічастинки з нульовими магнітним моментом і спіном, що відповідають пружним коливанням кристалічної решітки, характеризуються: квазіімпульсом та частотою коливань. Основним питанням теорії коливань кристалічної решітки є розподіл нормальних коливань за частотами – фононний спектр, а важливою характеристикою стану кристалічної решітки – густина фононних станів $g(\omega)$, із якою пов'язана температура Дебая $\theta_D = \hbar\omega_{\max} / k_B$. Оскільки у тонких металевих плівках зміна спектральної густини фононів пов'язана із деформацією фононного спектру, викликаного обмеженим розміром у напрямку z , тобто товщиною плівки. Функція розподілу має вигляд (див., наприклад, [467]):

$$g(\omega) = \frac{dg(q)}{dq} \frac{dq}{d\omega}, \quad q \equiv \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi\nu}{V_\phi} = \frac{\varpi}{V_\phi},$$

де V_ϕ – фазова швидкість;

q – хвильове число.

Для зразків малих розмірів можна записати [467]:

$$v_2^{-2} = \frac{2v_l^4 - 3v_t^2 v_l^2 + 3v_l^4}{v_t^2 v_l^2 (v_l^2 - v_t^2)}, \quad \text{а } g(\omega) \cong \frac{V\omega^2}{2\pi v_3^3} + \frac{S\omega}{8\pi v_2^2} \cong \frac{V\omega^2}{2\pi v_3^3},$$

де S і V – площа поверхні і об'єм зразка.

Для тонких плівок

$$q_{\min}^{x,y} = \frac{2\pi}{\lambda_{\max}} = \frac{2\pi}{\infty} \rightarrow 0; \quad q_{\max}^{x,y,z} = \frac{2\pi}{\lambda_{\min}} = \frac{\pi}{a}.$$

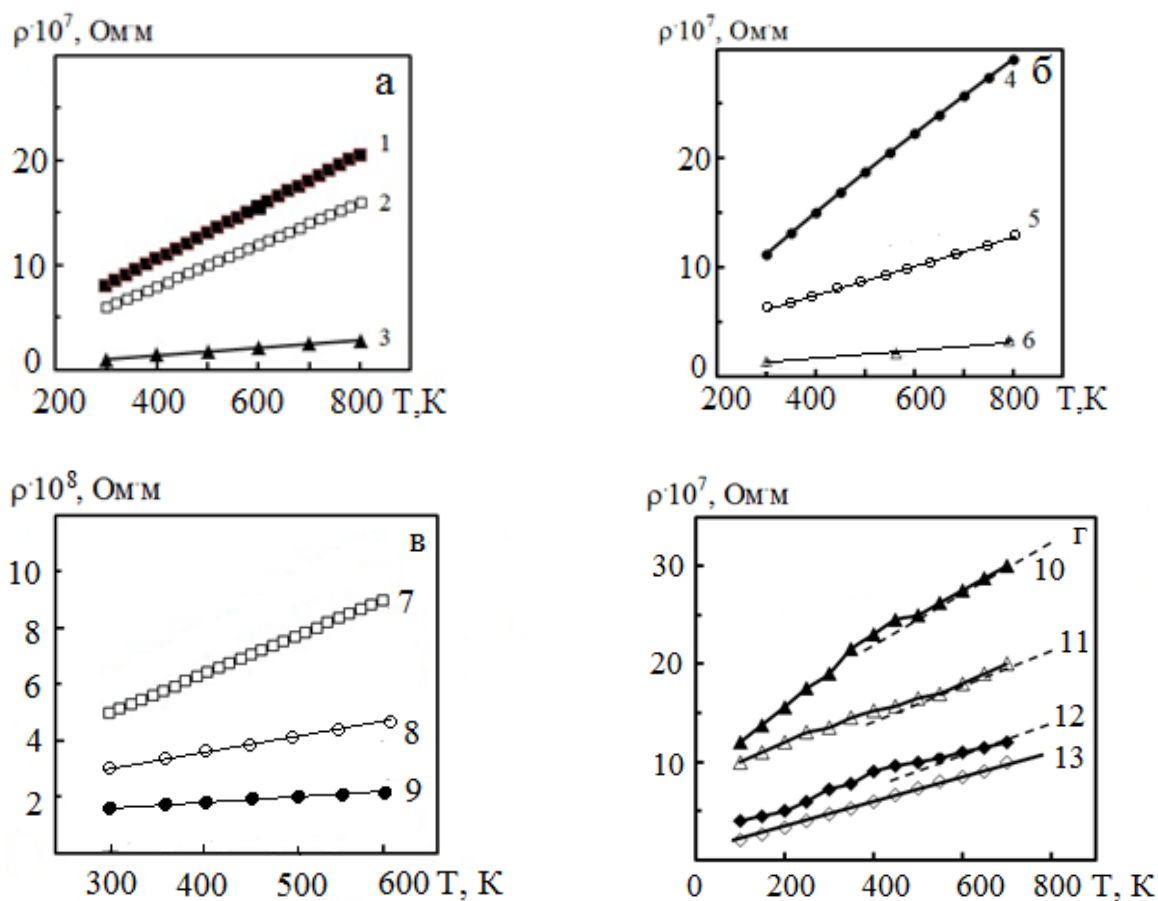


Рис.6.3. Експериментальні залежності $\rho(T)$ для плівок Pd (а), Pt(б), Ag(в) і Sc (г). Товщина, нм: 20 (1); 35 (2); 10 (4); 50 (5); 25 (7); 85 (8); 50 (10), 60 (11), 190 (12) та для масивних зразків [11, 12] (3, 6, 9 і 13)

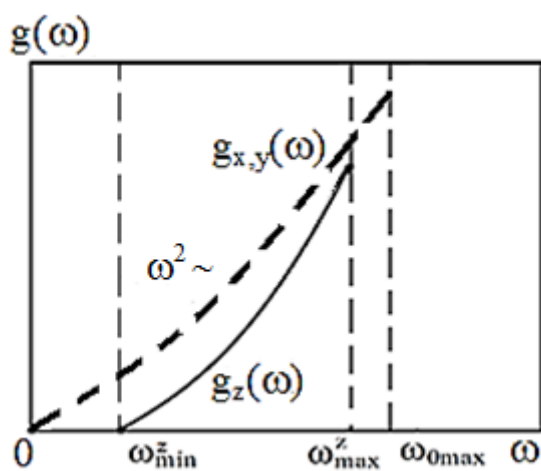


Рис. 6.4. Якісна частотна залежність густини фононного спектру

Фононний спектр у зразках малих розмірів пом'якшується зі сторони ω_{\max} , що пов'язано із внеском релеєвських хвиль (перенормуванням фононного спектру в зразках малих розмірів). Поряд з цим фононний спектр стає більш жорстким в низькочастотній області, тобто біля ω_{\min} , оскільки $\lambda_{\max}^z = 2d$, а $\omega_{\min}^z = 2\pi V_{\phi}^z / \lambda_{\max}^z = \frac{\pi V_{\phi}}{d}$. Зсув фононного спектру в плівках, порівняно з масивними зразками, є однією з причин зменшення значення температури Дебая у плівці, що спостерігалось експериментально, як нами, так і авторами [138, 139, 466]. У залежності від товщини плівки температура Дебая має значення $\Theta_D^{Cu} = 325 - 343$; $\Theta_D^{Ni} = 440 - 465$; $\Theta_D^{Ti} = 430$; $\Theta_D^{Sc} = 550 - 620$; $\Theta_D^{Pd} = 540 - 565$ і $\Theta_D^{Pt} = 510 - 530$ К. Отриманий результат не суперечить висновкам робіт [467, 468], в яких детально аналізувалось питання про розмірну залежність Θ_D .

Усе вищесказане підтверджують результати розрахунків на основі експериментальних залежностей питомого опору від температури параметрів електрон-фононної взаємодії для одношарових металевих плівок Cr, Mo, Pd і Pt (табл.6.1). Отримано, що при зменшенні товщини від 70 до 35 нм (плівки Cr і Mo) і від 50 до 20 нм (плівки Pd і Pt) параметр c^* в температурному інтервалі 300 – 800 К зростає у 1,2 – 1,6 разів.

Таким чином, залежність ефективного параметра електрон-фононної взаємодії від товщини плівки (іншими словами – зміна тангенсу кута нахилу температурної залежності $\rho(T)$) пов'язана із двома ефектами:

- деформацією фононного спектру у зразках малих розмірів у результаті зміщення залежності $g_x(\omega)$ у бік більших частот та зменшенням температури Дебая у результаті певного внеску в її величину поверхневих хвиль Релея (пояснення на рис.6.4);

- проявом класичного розмірного ефекту (тобто поверхневим розсіюванням електронів), у результаті чого на залежності $\rho(T)$ проявляється слабкозалежний від температури доданок $\Delta\rho_d$, який обернено пропорційний

Таблиця 6.1

**Результати розрахунків параметрів електрон-фононної взаємодії
для металевих плівок**

T, K	$c_1^* \cdot 10^{-9},$ Ом·м	$c_2^* \cdot 10^{-9},$ Ом·м	T, K	$c_1^* \cdot 10^{-9},$ Ом·м	$c_2^* \cdot 10^{-9},$ Ом·м
Cr			Mo		
	$d = 70 \text{ нм}$	$d = 35 \text{ нм}$		$d = 70 \text{ нм}$	$d = 35 \text{ нм}$
300	0,885	1,178	300	1,624	2,413
400	0,863	1,157	400	1,510	2,339
500	0,860	1,123	500	1,443	2,217
600	0,855	1,041	600	1,335	2,183
700	0,851	0,941	700	1,226	2,178
800	0,842	0,868	800	1,124	2,171
	$\overline{c_1^*} = 0,859 \cdot 10^{-9}$ Ом·м	$\overline{c_2^*} = 1,051 \cdot 10^{-9}$ Ом·м		$\overline{c_1^*} = 1,377 \cdot 10^{-9}$ Ом·м	$\overline{c_2^*} = 2,250 \cdot 10^{-9}$ Ом·м
Pd			Pt		
	$d = 35 \text{ нм}$	$d = 20 \text{ нм}$		$d = 50 \text{ нм}$	$d = 20 \text{ нм}$
300	0,365	0,435	300	0,358	0,430
400	0,353	0,418	400	0,346	0,417
500	0,347	0,400	500	0,334	0,405
600	0,331	0,382	600	0,321	0,395
700	0,324	0,372	700	0,313	0,376
800	0,315	0,364	800	0,302	0,361
	$\overline{c_1^*} = 0,339 \cdot 10^{-9}$ Ом·м	$\overline{c_2^*} = 0,395 \cdot 10^{-9}$ Ом·м		$\overline{c_1^*} = 0,329 \cdot 10^{-9}$ Ом·м	$\overline{c_2^*} = 0,397 \cdot 10^{-9}$ Ом·м

товщині плівки.

У рамках теорії Фукса при $d / \lambda_0 \gg 1$ залежність питомого опору від температури можна представити наступним чином:

$$\rho(T) \cong \rho_\infty(T) + \frac{3}{8} \cdot \frac{1-p}{d} \cdot \lambda_0(T) \cdot \rho_\infty(T) = \rho_\infty(T) + \frac{C(T)}{d}.$$

Приходимо до висновку, що другий фактор дає більший внесок у величину $\rho(T)$, що і проявляється у збільшенні кутового коефіцієнта цієї залежності при зменшенні товщини (рис.6.3).

6.2 Вплив температури на процеси спін-залежного розсіювання електронів

Моттівське розсіювання електронів на фонах, яке відіграє велику роль в електрофізичних властивостях, в дещо іншому варіанті проявляється в СЗРЕ на магнітних моментах, коли властивості плівок визначаються обмінними процесами між носіями протилежної спінової поляризації (розсіювання з перевертанням спіну) і часом розсіювання електронів на фонах, домішках і т.д. Зупинимось на цьому питанні більш детально.

В основі теоретичного описання ефекту ГМО (квантового, квазікласичного, феноменологічного) [3 – 5] лежить двострумова модель [1, 471], згідно з якою в феромагнітному металі при температурі значно більшій за температуру його феромагнітного упорядкування електричний струм зумовлений двома незалежними спіновими каналами провідності електронів зі спінами "уверх" ("majority spin") та "вниз" ("minority spin"), оскільки спін-фліп процеси незначні і ними можна знехтувати. При феноменологічному підході (резисторна модель) кожен металевий шар багат шарової плівки розглядається як незалежний резистор, який, в свою чергу, складається з двох резисторів, які відповідають двом каналам провідності. У разі виконання нерівності $\lambda_i \ll d_i$ (λ_i – СДВП електронів; d_i – товщина окремого шару плівкової системи), яка є

необхідною умовою реалізації ефекту ГМО. Механізм спін-залежної провідності пояснюється зонною структурою феромагнітного металу, яка наведена на рис. 6.5а. На рис. 6.5б наведено схему, яка ілюструє розщеплення енергетичних зон, що відповідає орієнтаціям «спін вверх» і «спін вниз» електричних опорів Ni, легованого 1% різними типами домішок. Із рис.6.5 видно, що відношення опорів $\alpha = \rho_0 \downarrow / \rho_0 \uparrow = 20$ – параметр поляризації, за наявності домішок Co і стає $\alpha < 1$ за наявності домішок Cr і V. Явище перемішування спінових станів відбувається завдяки процесам спінових переворотів і, головним чином, у результаті розсіювання на магнонах, яке, збільшуючись із зростанням температури, частково вирівнює струми каналів «спін вниз» і «спін вверх» вище кімнатної для більшості феромагнетиків.

На сьогодні двострумova модель – це найбільш коректна модель у спінтроніці, не дивлячись на те, що трактування спінтронних явищ у цілому ґрунтується на спрощеній моделі, яка не враховує перемішування спінових станів. Як вказується автором роботи [5], у трикомпонентному сплаві Ni (Co+Rh), т.зв. сплаві першого типу, електрони обох спінових каналів розсіюються і на атомах

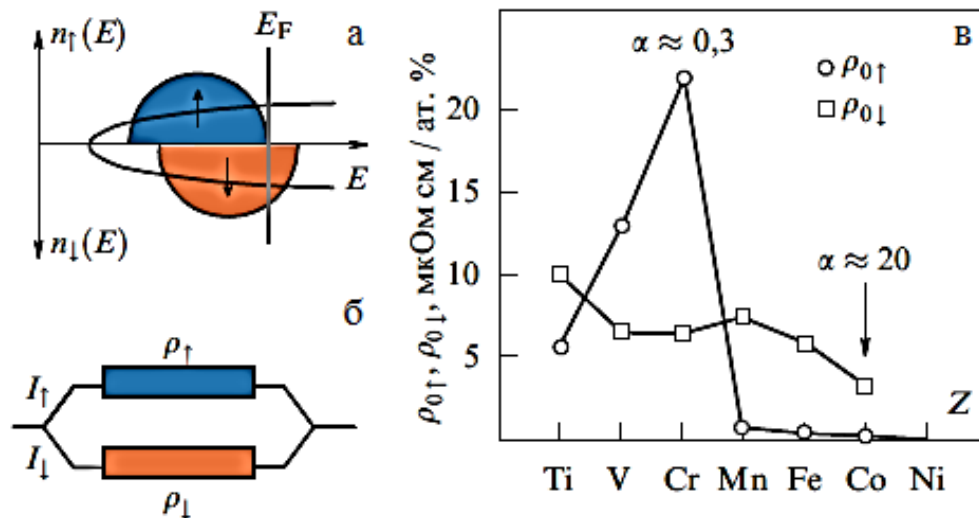


Рис. 6.5. Схематичне зображення зонної структури феромагнітного металу, що відображає розщеплення енергетичних зон з урахуванням орієнтації спінів (а), паралельне з'єднання (б) та величини $\rho_0 \downarrow$ і $\rho_0 \uparrow$ (в). Із роботи [5]

Со, і на атомах Rh таким чином, що спостерігається помітне зростання величини опору. У протилежній ситуації перебувають сплави другого типу, які леговані домішками, наприклад, Со і Au, і що мають здатність до сильного розсіювання електронів лише в одному каналі (залишаючи вільним інший); при цьому не відбувається значного збільшення опору.

Для трикомпонентних сплавів в основі двострумкової моделі ефекту ГМО лежить ідея заміни домішок А і В сплаву Me-A-B на шари А і В у багат шарових плівках. При цьому антипаралельній магнітній конфігурації шарів А і В відповідає ситуація для «сплаву першого типу», а паралельній магнітній конфігурації – для «сплаву другого типу». Це дає можливість переключення між станами із великими і малими величинами опорів методом простої зміни взаємної орієнтації намагніченості шарів А і В – від антипаралельної до паралельної.

Співвідношення для питомого опору металу має вигляд [1, 472]:

$$\frac{1}{\rho_0} = \frac{1}{\rho \uparrow} + \frac{1}{\rho \downarrow},$$

де $\rho \uparrow = \rho_0 \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0} \cdot \frac{1}{\gamma} \right)^{-1} \cdot \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0} \cdot \frac{1}{\gamma} + 2 \right)$ – опір спінових каналів із орієнтацією спінів «вверх»;

$\rho \downarrow = \rho_0 \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0} \cdot \frac{1}{\gamma} + 2 \right)$ – опір спінових каналів із орієнтацією спінів «вниз».

Для проведення розрахунку величин $\rho \uparrow$ і $\rho \downarrow$, необхідно визначити

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \gamma \cdot (\alpha - 1) \text{ і } \gamma = \frac{3}{4} \cdot \left(\frac{A}{H} \right)^2,$$

де H – напруженість зовнішнього магнітного поля.

Коефіцієнт $\gamma \approx 1$ для Ni-сплавів і $\gamma \approx 5,5 \cdot 10^{-4}$ для Fe-сплавів. Оскільки

$\alpha = \frac{\rho_0 \downarrow}{\rho_0 \uparrow}$, то можна записати:

$$\rho \downarrow = \alpha \cdot \rho \uparrow \Rightarrow \frac{1}{\rho_f} = \frac{1}{\rho \uparrow} + \frac{1}{\alpha \cdot \rho \uparrow} = \frac{1}{\rho \uparrow} \cdot (1 + \alpha).$$

Питомий опір плівкового матеріалу дорівнює:

$$\rho_f = \rho \uparrow \left(1 + \frac{1}{\alpha}\right), \quad (6.3)$$

тоді $\rho \uparrow = \frac{\rho_f}{\left(1 + \frac{1}{\alpha}\right)^{-1}} = \rho_f \cdot \left(1 + \frac{1}{\alpha}\right); \quad \rho \downarrow = \alpha \cdot \rho_f (1 + \alpha^{-1}).$

У табл. 6.2 наведені експериментальні результати для питомого опору спінових каналів плівкових сплавів на основі Ni, Co і Fe.

В області проміжних температур при збільшенні температури більш суттєво починає себе проявляти явище перемішування спінових станів (spin mixing) і процеси спінового розупорядкування, відбуваються процеси спінових переворотів і розсіювання електронів на магнонах. Експериментальні результати для масивних зразків дозволяють розділяти внесок у питомий опір різної спінової орієнтації електронів в розбавлених плівкових сплавах. Результати розрахунків внеску різної спінової орієнтації у питомий опір плівкових сплавів на основі Fe і Pd або Pt наведені в табл.6.3.

Результати табл. 6.3 вказують на те, що відношення питомого опору для стану "спін вниз" до питомого опору для стану "спін вверх" $\alpha = \rho \downarrow / \rho \uparrow = 8 - 11$ за наявності у плівці Fe атомів Pt і стає $\alpha = 20 - 23$ за наявності атомів Pd (табл.6.3), що вказує на сильне розсіювання електронів лише в одному спіновому каналі, залишаючи вільним інший, при цьому в таких плівкових матеріалах не відбувається сильного зростання опору в магнітному полі.

6.3 Узагальнення отриманих результатів: застосування багат шарових плівкових матеріалів як чутливих елементів сенсорів

Аналіз літературних даних показує, що все більш широке застосування у мікро- і наноелектроніці та сенсорному приладобудуванні знаходять багат шарові

Таблиця 6.2

Дані для питомого опору спінових каналів плівкових сплавів на основі феромагнітних металів Ni, Co і Fe. Із роботи [1]

Домішки в Ni	α	$\rho_0 \times 10^8$, Ом.м	$\rho_0 \uparrow \times 10^8$, Ом.м	$\rho_0 \downarrow \times 10^8$, Ом.м
Co	13; 30; 20	0,16	0,18	$3,5 \pm 1$
Fe	11; 20; 73	0,36	0,40	$6 \pm 1,5$
Cr	0,21 – 0,45	5	22	6,5
V	0,45; 0,55; 2,3	4,4	13	6,7
Домішки в Co	α	$\rho_0 \times 10^8$, Ом.м	$\rho_0 \uparrow \times 10^8$, Ом.м	$\rho_0 \downarrow \times 10^8$, Ом.м
Fe	12	0,5	0,54	6,7
Cr	0,3	1,8	7,3	2,4
V	1	3,8	7,7	2,4
Mo	0,7	6	14,4	10
Домішки в Fe	α	$\rho_0 \times 10^8$, Ом.м	$\rho_0 \uparrow \times 10^8$, Ом.м	$\rho_0 \downarrow \times 10^8$, Ом.м
Ni	3; 7	2	2,4	12 ± 5
Co	1; 3,7	0,9	1,6	$3,3 \pm 1,3$
Cr	0,17; 0,37	2,2	12,5	2,8
V	0,12; 0,13	1,1	10,5	1,3
Pt	8	1,3	1,5	12

Таблиця 6.3

Результати розрахунку питомого опору спінових каналів плівкових сплавів на основі Fe і Pt або Pd

Плівковий матеріал	$C_{Pt(Pd)}$, ат.%	α	$\rho_f \times 10^7$, Ом.м	$\rho \uparrow \times 10^7$, Ом.м, спів.(6.3)	$\rho \downarrow \times 10^7$, Ом.м, спів.(6.3)
Fe(30)/Pt(5)/Fe(30)/П	8	8 [1]	2,2	2,00	22
Fe(30)/Pt(3)/Fe(30)/П	5	8 [1]	2,5	2,20	18
Pd(3)/Fe(30)/П	10	20 [472]	2,4	2,38	55
Pd(1,1)/Fe(10)/П	12	22 [472]	1,6	1,52	30

плівкові матеріали і мультишари типу метал/метал або метал/напівпровідник. Основна причина підвищеної зацікавленості до таких матеріалів полягає у тому, що змінюючи компоненти системи, їх товщину, концентрацію, порядок чергування можна досягти суттєвих змін у електрофізичних і магніторезистивних властивостях, зокрема, спричинити отримання низького параметру ТКО (висока термостабільність), високого КТ (висока чутливість до деформації) або виникнення ефекту ГМО [214, 220, 251–253, 421, 473].

Поряд з цим при переході до багат шарових плівкових систем проявляється вплив на кінетичні явища таких факторів як процеси фазоутворення, дифузійна стійкість меж поділу, інтерфейсне розсіювання електронів провідності, термічні макронапруження та ін. Розуміння фізичних причин виникнення кожного з цих явищ дозволить встановити їх взаємозв'язок із властивостями плівкового матеріалу та виготовити тонкоплівкові чутливі елементи сенсорів з наперед заданими параметрами і характеристиками, стабільними або дуже чутливими до впливу зовнішніх фізичних полів (температури, деформації, магнітного поля).

Розвиток сучасної сенсорної електроніки пов'язаний із успіхами в галузях матеріалознавства, фізики твердого тіла і фізики тонких плівок, технології виробництва нових функціональних матеріалів і формуванням на їх основі інтегральних мікросхем (ІМС) і сенсорних перетворювачів різного функціонального призначення з високим ступенем інтеграції. За останні роки значно розширилась номенклатура сенсорів і галузі їх застосування, підвищились ефективність і точність вимірювання. Цьому сприяв розвиток елементної бази електроніки, основною функцією якої є обробка інформації, яка поступає з сенсорів. Для задоволення постійно зростаючих потреб сучасної техніки потрібні високочутливі швидкодіючі багатофункційні сенсори, працездатні у складних умовах експлуатації: у розширених температурних інтервалах, магнітних полях, при опроміненнях, а також в умовах деформації, ударних і вібраційних навантажень. Серед основних вимог до сучасних сенсорних пристроїв можна відзначити: мініатюрність, механічну міцність,

багатофункційність, високу точність перетворення, термостабільність, простоту у застосуванні, мінімальне енергоспоживання при можливості функціонування з низьковольтними джерелами живлення. Забезпечення розглянутих вимог визначається структурними та схемотехнічними рішеннями, розвиток яких за останній період набув значної актуальності.

З точки зору узагальнення представлених у дисертаційній роботі результатів необхідно відмітити, що вона пов'язана із проблемами розробки нових функціональних матеріалів плівкових сенсорів, необхідно відзначити наступне. У роботі установлені фізичні процеси, фактори і параметри плівкових матеріалів, які визначають характер розмірної, температурної і концентраційної залежностей ТКО і КТ різних типів плівкових матеріалів у максимально широких робочих діапазонах температури, концентрації і деформації.

Нами здійснено узагальнення результатів досліджень тензорезистивного ефекту в багат шарових плівках, мультишарах і гетерогенного складу плівкових матеріалів чутливих елементів сенсорів в умовах впливу температури (інтервал термобробки, температура підкладки, температура вимірювання), деформації (пружна і непружна деформація, деформаційний інтервал), магнітного поля, які впливають на розмірну, температурну і концентраційну залежності робочих параметрів елементів сенсорики: номінального опору, ТКО, температурної чутливості, КТ, МО і ГМО. Запропонована напівфеноменологічна модель для КТ багат шарових плівкових систем в області пружної деформації дозволить прогнозувати тензорезистивні властивості багат шарових плівкових матеріалів з точністю від 3 до 25%; пояснені причини спостереження аномально малих величин КТ (на рівні 1–2 одиниць) металевих плівок в області пластичної деформації. Проаналізовані особливості високотемпературної електрон-фононної взаємодії в одношарових плівках благородних металів як компонент багат шарових плівок.

Встановлено, що при пружній і пластичній деформації плівкових матеріалів основний внесок в чутливість до деформації дають процеси розсіювання електронів на межі та в об'ємі зерен. У роботі також показано, що

величина деформації, при якій здійснюється перехід від пружної до пластичної деформації, має розмірну залежність і монотонно зменшується при збільшенні загальної товщини зразка і пояснена фізична природа максимуму на деформаційній залежності миттєвого КТ.

Дослідження процесів фазоутворення та їх взаємозв'язку із електрофізичних і магніторезистивними властивостями для багат шарових плівкових матеріалів і мультишарів на основі феромагнітних і благородних металів, які мають особливості структурно-фазового стану у зв'язку із процесами упорядкування атомів в них при рості температури вказують на те, що вони можуть бути використані як чутливі елементи сенсорів деформації і магнітного поля в широких температурному і концентраційному інтервалів стабільності. Результати комплексних досліджень властивостей і структурно-фазового стану гетерогенних плівкових систем на основі перехідних d-металів вказують на можливість розробки на їх основі плівкових тензо- і терморезисторів, сенсорів деформації і тиску з високостабільними робочими характеристиками в області пластичної деформації та підвищених температур. Експериментальні дослідження фазового складу і властивостей плівкових матеріалів феромагнітний метал/напівпровідник дозволили встановити можливість їх застосування як чутливих елементів терморезисторів із низьким відємним або додатнім ТКО, сенсорів магнітного поля і контактних структур.

Таким чином, у роботі практично в кінцевому варіанті установлені фізичні процеси, умови і параметри плівкових матеріалів, що визначають характер робочих залежності ТКО і КТ від температури, концентрації атомів окремих компонент і товщини плівки для різних типів плівкових матеріалів.

Якщо узагальнити сказане вище, то можна стверджувати, що в нашій роботі отримала подальший розвиток проблема фізики тонких плівок, частково започаткована у працях [205, 206, 208, 270, 280, 285, 311, 327, 381, 428, 434–439, 460], стосовно фізичних процесів у плівкових матеріалах, що можуть бути використані як чутливі елементи сенсорної техніки (термодатчики, датчики

деформації, магнітного поля і багатофункціональні сенсори) та їх взаємозв'язку з електрофізичними, магніторезистивними і магнітооптичними властивостями.

Такий підхід може виявитись плідним при виготовленні сенсорів температури, деформації, тиску та на основі явищ АМО і ГМО, та електронних приладів на їх основі [134, 251–253, 420, 421, 473–477].

У зв'язку з цим наприкінці роботи вважаємо за необхідне зупинитись на питанні практичного застосування багат шарових матеріалів на основі плівок і наночастинок як елементів сучасної сенсорної техніки, магнітоелектроніки та інформаційних пристроїв, якому присвячені роботи [134] і [473]. Розглянемо чотири основних групи сенсорів (сенсорів): термометри опору і сенсори температури; тензорезистори, датчики деформації і тиску; датчики для обробки інформації та сенсори магнітного поля.

6.3.1 Термометри опору та сенсори температури

Чутливі елементи терморезисторів і сенсорів температури формуються у вигляді багат шарових матеріалів на основі як плівок [171–178, 185, 204–209, 259, 271–275, 361–368, 374–379, 397, 410, 456], так і наночастинок [474–477].

Терморезистори на основі плівок Pt та Ni, які традиційно використовуються як ЧЕ, виготовляються нанесенням тонкого шару Pt або Ni товщиною 1–100 нм на керамічну підкладку, що покривається зверху епоксидним або скляним ізоляційним шаром (рис.6.6). Перевагами таких елементів є малий розмір і маса ЧЕ, що дозволяє встановлювати такі ЧЕ в мініатюрні корпуси і отримувати швидко швидкість реагування на зміну температури об'єкта.

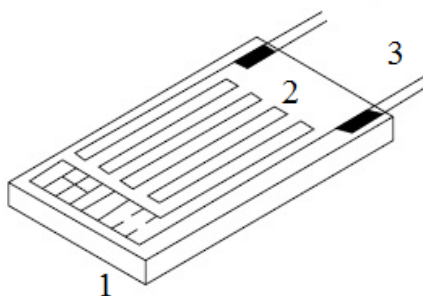


Рис. 6.6. Загальна конструкція плівкового терморезистора: 1 – підкладка; 2 - чутливий плівковий елемент (одно- або багат шарова плівка); 3 – виводи

Завдяки малим розмірам, плівкові ЧЕ можуть виготовлятися з підвищеним номінальним опором ($R \cong 1000 \text{ Ом}$) і широким робочим температурним інтервалом $\Delta T = 200 - 600 \text{ }^\circ\text{C}$. Більша частина виходу із строя сучасних терморезисторів пов'язана з проблемами їх кріплення на об'єкті або проблемами у зовнішньому ланцюзі, а не з проблемою нестабільності ЧЕ.

У нанокмпозитній плівковій системі TaN-Cu зміна величини та знаку ТКО легко досягається шляхом зміни концентрації Cu. Величини ТКО = $-8 \cdot 10^{-4}$; 0 та $2,2 \cdot 10^{-3} \text{ 1/K}$ для 25, 37,5 і 50 ат.% Cu, відповідно [474]. Оскільки при концентрації $c_{Cu} = 37,5 \text{ ат.}\%$ у таких плівкових матеріалах може бути отримани нульовий ТКО, то такі плівки можуть бути використані як резистори для точних точних розподільників напруги.

Особливою властивістю острівцевих металевих плівок вважається від'ємне значення ТКО (рис.6.7) [473], що пов'язано з тим, що при збільшенні ефективної товщини збільшуються розміри частинок, відстані між ними зменшуються, ні між ними зменшуються, що викликає сильне падіння опору. Оскільки параметри шару осаджених на діелектричну підкладку металевих наночастинок мали низьку стабільність до впливу навколишнього середовища, то для отримання приладових матеріалів сенсорів стали застосовувати метод термічної дифузії субмікронних частинок металів (сплав Fe-Co із загальною концентрацією атомів Co в діапазоні від 30 до 80 ат.%). Можна вибрати матеріал підкладки і плівки, розміри частинок і відстаней між частиноками таким чином, що острівцева плівка буде мати низький ТКО.

Метод формування ЧЕ сенсорів температури із добре відтворюваними параметрами, заснований на термодифузії металу у діелектричну підкладку, запропонований авторами [475]. Атоми металу, які дифундують у підкладку, утворюють субмікронні металеві частинки всередині ізолятора. Для цієї мети використовується сплав Fe та Co із концентрацією Co від 30 до 80%. Оскільки терморезистивний шар утворюється на повітрі, одночасно відбувається окисна стабілізація. Металеві контакти наносяться на терморезистивний шар. У кінці процесу дифузії чутливий елемент сенсора покривається захисним шаром

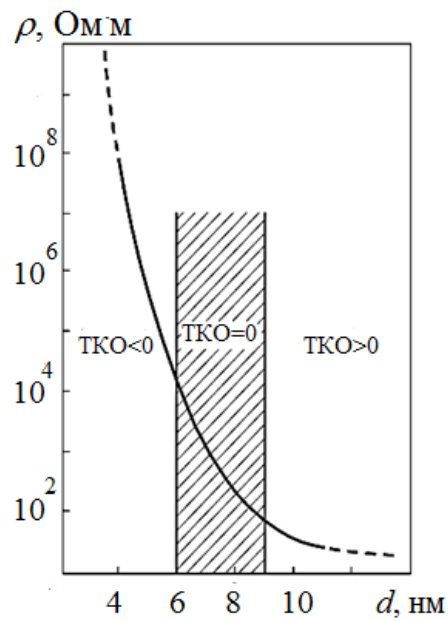


Рис. 6.7. Розмірна залежність поверхневого опору ультратонкої плівки Au на скляній підкладці

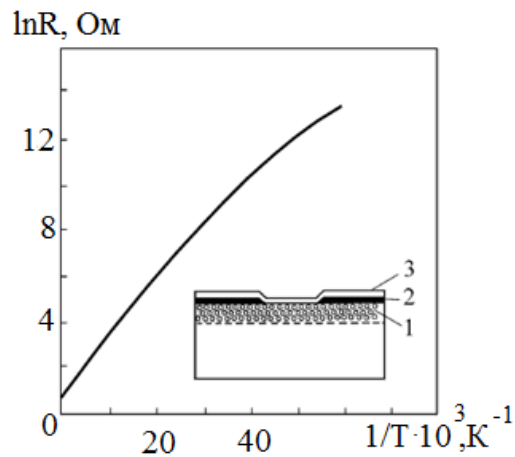


Рис. 6.8. Температурна залежність опору терморезистора, отриманого методом термічної дифузії атомів сплаву Fe-Co у скло, і його структура (на вставці): 1 – чутливий шар; 2 – Ag – контакти; 3 – захисна скляна плівка

плівки зі скла. Схема терморезистора представлена на рис.6.8. Величина ТКО як основного робочого параметра для терморезисторів такого типу складає від $0,2 \text{ K}^{-1}$ (при $T = 20 \text{ K}$) до $0,01 \text{ K}^{-1}$ (при $T = 600 \text{ K}$). Сенсори на основі Fe-Co можуть витримувати багаторазове термоциклювання від 4,2 до 600K без втрати чутливості та зміни інших робочих параметрів.

6.3.2. Тензорезистори і сенсори тиску

Робочі параметри і характеристики тензорезисторів і плівкових сенсорів тиску повною мірою визначається властивостями плівкового матеріалу робочого елемента [165, 167, 173, 260, 270 – 272, 279, 290 – 292, 331 – 334, 407, 408, 474]. Робочою частиною таких приладів є тонка (0,5 – 1 мм) тефлонова або фторопластова мембрана, на поверхню якої термовакuumною конденсацією наноситься чутливий шар, який виконує функцію тензорезистора, у вигляді одношарових напівпровідникових плівок, багатшарових і двокомпонентних плівкових систем на основі металів Cr, Cu, Co, Ni, Fe та ін. Матеріал мембрани вибирається із тих міркувань, що і тефлон, і фторопласт мають хороші вакуумні властивості і низьку залишкову деформацію.

Принцип вимірювання деформації за допомогою тензорезисторів полягає в тому, що при деформації змінюється електричний опір. Якщо довжина резистора l , площа перерізу $S = a \cdot d$ (a - ширина, d - товщина), то електричний опір резистора пов'язаний з його питомим опором співвідношенням

$R = \rho \frac{l}{a \cdot d}$. Якщо тензорезистор перебуває у вільному стані, то отримуємо

$$K = \frac{dR}{R d\varepsilon} = m + 1 + 2\mu, \text{ де } K \text{ і } m \text{ – це суть } \gamma_i \text{ і } \gamma_i^{\rho}.$$

Для масивного тензорезистора, приклеєного до конструкції можна

записати: $\frac{dR}{R} = K_{npt} \frac{dl}{l}$, де $K_{npt} = 1 + 2\mu + m$ коефіцієнт перетворення

деформації конструкції ε за допомогою тензорезистора.

Принцип дії тензоперетворювачів полягає у вимірюванні деформації тензорезисторів, сформованих в епітаксіальних плівках Si на підкладці з сапфіру, припаяної твердим припоєм до титанової мембрани (рис. 6.9).

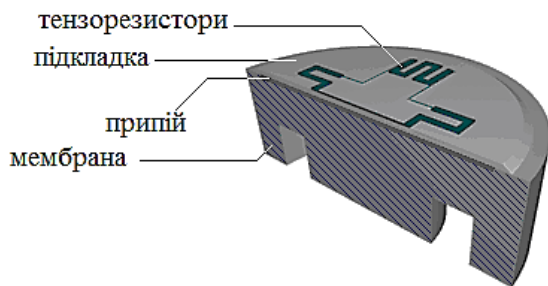


Рис. 6.9. Схема перетворювача на основі плівкових тензорезисторів

Чутливим елементом служить мембрана з тензорезисторами, з'єднаними в мостову схему. Під дією тиску вимірюваного середовища мембрана прогинається, тензорезистори змінюють свій опір, що призводить до розбалансування мосту Уїтстона, який лінійно залежить від ступеня деформації резисторів, і від прикладеного тиску.

Плівкові матеріали на основі металевих наночастинок (НЧ), сформовані на ізолюючих пружних підкладках (тефлон, поліамід, слюда, майлар та ін.) також можуть використані як чутливі елементи тензосенсорів із КТ від 100 до 200 одиниць. При деформації такої підкладки, її середня лінія довжиною l інваріантна, а її поверхня, яка вкрита плівкою із металевих частинок, стає довшою $(l + \Delta l)$ або коротшою $(l - \Delta l)$ в залежності від напрямку деформації (згину). Варіювання відстані між частинками призводить до зміни ширини бар'єру потенціалів між ними, що визначає показник у рівнянні електричної провідності. Так, навіть мінімальне розширення або стиснення еластичної підкладки, яке відповідає за внесок частинок плівки у процеси перколяції, призводить до значної зміни величини опору плівки R .

Типовий приклад для плівки із частинок Au на підкладці із слюди представлений на рис.6.10 [476]. Для напівпровідникових сенсорів КТ має приблизно таку ж величину, але, на відміну від напівпровідникових сенсорів, сенсори, які ми розглядаємо, мають високу стабільність при радіаційному

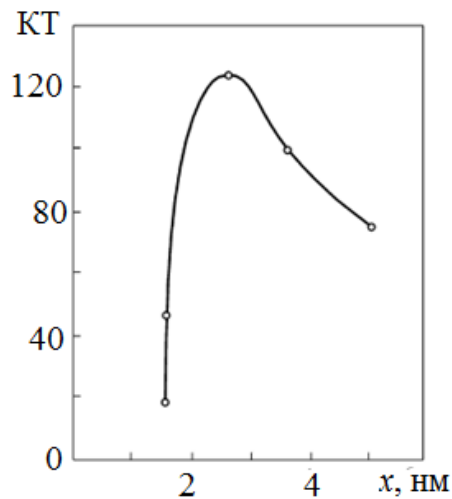


Рис. 6.10. Залежність КТ від відстані між НЧ плівки Au на слюдяній підкладці

опроміненні та можуть бути виконані у мініатюрному розмірі (до 10 мкм). Змінити КТ можна шляхом варіювання концентрації компонент нанокompatитної плівки. Наприклад, нанесення шару Cu на нанокристалічну систему частинок TaN із середнім розміром 50 нм електрохімічним методом [474] дозволяє сформувати двокомпонентну систему, яка складається із НЧ TaN і Cu та характеризується $КТ = 1,8 - 4,5$ одиниць для концентрацій 15 та 50 ат.% Cu, відповідно. При прикладенні високої (емісійної) напруги до плівок на основі частинок Ag, величина КТ, який залежить від потоку емісії, може досягати 1000 і більше одиниць [477].

6.3.3 Сенсори магнітного поля і електронні пристрої на основі СЗРЕ

Упродовж багатьох років магніторезистивний ефект у феромагнітних товстих плівках використовується при розробленні сенсорів магнітного поля і зчитуючих головок, проте впровадження тонкоплівкової технології відкрило нові можливості перед розробниками таких пристроїв і різко розширило сферу їх застосувань. Використання МР - ефекту із застосуванням сучасної інтегральної технології дає можливість створювати датчики і головки гранично малих розмірів з високою чутливістю (незалежною від частоти) у широкому діапазоні (включаючи постійні поля) і можливістю виготовлення на одній

підкладці сенсорів і головок, а також електронних схем обробки сигналів і керування.

Ефект ГМО реалізується у багатошарових плівкових матеріалах на основі Fe і Cr [386, 388], Co і Cu [13, 20, 23, 28, 29, 72, 73, 77, 78, 225, 226, 392, 428], Co і Ag [225, 226] або Co і Au [262, 354]. Авторами робіт [214, 251, 252] розглянуто загальні питання, пов'язані із фізичними процесами у сенсорах ГМО, узагальнено теоретичні моделі, а також вивчена класифікація та фізичні властивості ГМО-матеріалів.

МР-сенсори магнітного поля і головки зчитування виконують функцію перетворення енергії магнітного поля в електричний сигнал (зміна електричного опору, напруги або вихідного струму). Оскільки чутливий елемент або головка, входять як одиничний елемент у складні вимірювальні, обчислювальні, записуючі, регулювальні, то їх робочі параметри суттєво впливають на технічні характеристики електронної системи в цілому. Для лінійних сенсорів необхідна однозначність відповідності вихідного сигналу величині вимірюваного магнітного поля (без гістерезису), для порогових сенсорів пред'являються підсилені вимоги до стійкості до дії сильних магнітних полів, екстремальних температур тощо. У загальному випадку МР-сенсори доцільно застосовувати у приладах, у яких традиційно використовуються датчики Холла. Типовий МР – сенсор – це мостова схема, у чотирьох плечах якої використані магніторезистори.

МР-сенсори на основі багатошарових структур унаслідок відносно невеликого гістерезису дозволяють використовувати конструкції як із паралельним, так і перпендикулярним взаємним розташуванням чутливих елементів у сусідніх плечах мостових схем. У багатошарових плівках вектори намагнічування по-різному змінюють свою орієнтацію у зв'язку із різницею у величині полів розмагнічування через анізотропію форми. При цьому характеристика вхід-вихід мостового датчика симетрична із зсунутими відносно нульового значення поля двома лінійними областями. Переваги такої топології – в її простоті й наявності вихідного сигналу при великих магнітних

полях. Основний недолік – необхідність постійного зміщеного Н-поля для роботи в лінійній області.

Інший варіант датчика є мостовою схемою із чотирьох магнітоопорів. На підкладці з діелектричним шаром розташовані МР – багат шарові плівки, які складаються з нижнього і верхнього захисних шарів Ті або ТіN, нижньої МР - плівки, роздільної плівки Ті та верхньої МР - плівки. З'єднання таких систем у мостову схему здійснюється низькорезистивними провідниками. Поверх багат шарової плівкової системи розташовується планарна котушка для створення магнітного поля, яка зміщує робочу точку в центр лінійного діапазону з максимальною чутливістю. Відмінність залежності зміни опору сусідніх плечей від поля досягається взаємно перпендикулярним розташуванням довгих багат шарових плівкових матеріалів, які складають плечі мостової схеми.

На базі тонкоплівкових структур із ГМО, осаджених на кремнієвій підкладці, виготовляються різні елементи сенсорів – резистори, резисторні пари, напівмости, мости Уїтстона. У типовому датчику чотири ГМО - резистори формують міст Уїтстона, вихідна напруга якого пропорційна зовнішньому магнітному полю. Температурний коефіцієнт усіх резисторів, виготовлених із одного і того самого матеріалу, однаковий. Два резистори моста становлять собою активні елементи датчика, а два інших (пасивних) виконують функцію опорних елементів. На них наносяться невеликі екрани з плівки пермалою товщиною близько 100 нм, що захищають резистори від дії зовнішнього магнітного поля. Поверхневий опір усіх чотирьох резисторів однаковий, але зміна опору на 10 % активних резисторів викликає зміну його вихідної напруги на 5 %.

Для підвищення чутливості датчика у ряді випадків використовуються додаткові структури з пермалою (кілька товстих шарів, розділених прошарком високо резистивного або діелектричного матеріалу), що виконують функцію концентраторів магнітного потоку. Активні резистори розміщуються в зазорі між концентраторами (рис. 6.11).

Використання концентратора магнітного поля – один із шляхів збільшення чутливості магніторезистивних і ГМО-сенсорів. Завдяки своїй сумісності з використовуваною для виготовлення ряду магніточутливих елементів (магніторезисторів, магнітодіодів, магніотранзисторів, магніточутливих елементів, сенсорів Холла) планарною технологією найперспективнішими є товстоплівкові (товщина порядку одиниць мікрон мікрометрів) [482]. Концентратори магнітного поля формують методом конденсації на дві феритові поверхні в зазорі головки, що різко збільшує величину напруженості магнітного поля і дає можливість істотно підвищити густину інформації магнітного носія. У магніотранзисторах і МР – сенсорах концентратори, що збільшують напруженість магнітного поля до 10 разів, виконуються, як уже зазначалось раніше, у вигляді двох паралельно розташованих багат шарових товстоплівкових структур з високорезистивними або тонкими діелектричними роздільними шарами та вузьким зазором між ними, в якому розміщений магніточутливий елемент. Магнітне поле спрямоване перпендикулярно до зазору. При цьому напрями векторів намагніченості сусідніх магнітних плівок антипаралельні, що відповідає мінімуму енергії багат шарової структури. Відношення розміру зазору між концентраторами до довжини одного з них визначає ступінь впливу напруженості магнітного поля на параметри резисторів. Концентратори можуть виконувати також роль екранів, якщо розмістити і два інших резистори під ними. Чутливість моста можна варіювати, змінюючи зазор між концентраторами та їх довжину. Використання концентраторів дозволяє створювати датчики з полями насичення від 15 до 100 Е (розмір промислового датчика $6 \times 5 \text{ мм}^2$, загальний опір резисторів – 5 кОм).

ГМО-датчики на основі моста Уїтстона, що працюють у режимі гістерезису (за відсутності струму зміщення) або в лінійному режимі (при струмі 40 мА), також можуть виготовлятися на основі STD - структур. Режим гістерезису встановлюється у випадках, коли при перевищенні граничного значення напруженості магнітного поля (порядку $\pm 10^{-4}$ Тл) необхідна зміна

сигналу. Датчики на STD - структурах мають такі параметри: діапазон лінійності ($\pm 5 \cdot 10^{-5}$ Тл); двополярний вихідний сигнал; чутливість за напругою (1 – 10 мкВ/Тл); поле насичення ($\pm 0,1$ мТл); опір моста (5 – 50 кОм); споживання потужності (2 – 20 мВт за хвилину); розмір кристала (1,65x2,14 мм²); діапазон робочих температур (- 40) – (+185)°С; максимальна робоча напруга (15 В). Лінійний режим ідеальний для реєстрування незначних змін магнітного поля.

Відома велика кількість сфер застосування ГМО-сенсорів. У промисловому обладнанні вони застосовуються для виявлення намагнічених об'єктів, отворів у пластинах феромагнетиків, реєстрації наявності чи відсутності провідників, наявності в них дефектів, наявності оксиду заліза у червоній фарбі банкнот, для знаходження підземних провідних магістралей і навіть непровідникових водяних труб та вимірювання електричного струму. Як приклад, на рис. 6.12 наведені структури чутливих елементів ГМО - сенсорів переміщення і руху (рис. 6.12 а, б) та повороту об'єктів (рис. 6.12 в,г). Точність вимірювання кутового положення становить $\sim 1^\circ$, діапазон робочих температур від -40 до 150 °С. Перевага ГМО-датчика на основі багатоплощинної плівки полягає в тому, що він має інтенсивний сигнал (більше 10 %), але він уніполярний, і це не дає можливості здійснювати магнітний запис інформації. У той самий час ГМО - сенсорна основа СВ – біполярний, але величина його сигналу не перевищує 10%. Відмітимо, що якщо маркувати перший тип ГМО-датчика прикріпленим до нього невеликим постійним магнітом, то його також можна використовувати для вимірювання кута повороту. Але у цьому випадку необхідно користуватися кривою градування (рис. 6.12 г) залежності величини ГМО від кута повороту об'єкта із прикріпленим до нього магнітом.

Також становить інтерес ГМО-сенсор прискорення, розроблений спеціалістами лабораторії реактивних двигунів Каліфорнійського інституту технології, космічного центру Ліндона Джонсона, університету Райса і дослідницького центру Ленглі. До цього часу сенсори прискорення виготовлялися на основі електромеханічних, п'єзоелектричних,

п'єзорезистивних і ємнісних елементів. Конструктивно сенсор складається з мембрани із нітриду кремнію товщиною 0,5 мкм, що формується об'ємною обробкою кремнієвої підкладки; магнітотвердої тонкої плівки, нанесеної поверх мембрани, і ГМО-елемента, виготовленого шляхом вакуумної конденсації на другу кремнієву підкладку. При збиранні датчика обидва кристали поєднуються методом анодного зварювання. Сенсор визначає прискорення, реєструючи зміну магнітного поля, викликаного зміщенням мембрани з магнітно-твердою плівкою.

Типова структура чутливого елемента у таких сенсорах $\text{Si/SiO}_2/\text{Ta/Cu/Co/FeNTa}$. Шар Co між провідним шаром Cu і пермалою запобігає зміщенню Cu і пермалою, яке спостерігається при температурі датчика менше 200 °C. Товщина шарів ГМО - структури становить 30 - 40 нм. Як матеріал магнітотвердої плівки використовується CoCrTaPt , FePt або CoPt .

Це стало стимулом до створення іншого типу кутового датчика (рис. 6.13), який не вимагає фізичного контакту (див. рис. 6.12 в) для формування вхідного сигналу і відрізняється високою зносостійкістю. Матеріал чутливого елемента такого датчика – багат шарова плівка $\text{Ta/NiFeCo/CoFe/Cu/CoFe/Ru/CoFe/CrMnPt}$. Напруженість магнітного поля фіксованого шару, яку створює тришарова синтетична антиферромагнітна структура CoFe/Ru/CoFe , перевищує 0,05 Тл. Таке значення обумовлене нульовим результуючим кінцевим магнітним моментом структури внаслідок сильного зустрічно-паралельного зв'язку між двома шарами CoFe однакової товщини через тонкий шар Ru. Обмінний шар, що забезпечує фіксовану орієнтацію магнітного поля структури Cr/Mn/Pt , відрізняється високою температурою блокування і термічною стабільністю при відпалюванні упродовж однієї години при температурі 520 К. Як магнітно-м'який матеріал з вільно орієнтованим полем використовується двошарова структура NiFeCo/CoFe . Опір магнітрезистора залежить від кута θ між вільно орієнтованим і фіксованим магнітними полями.

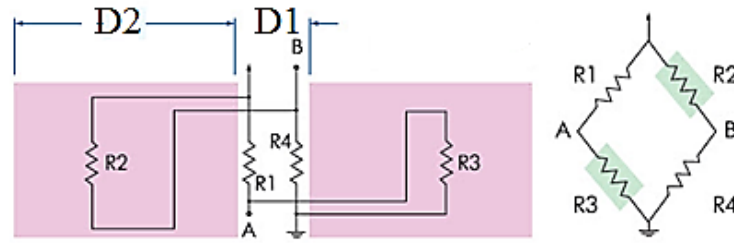


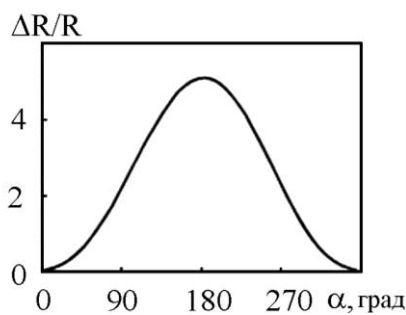
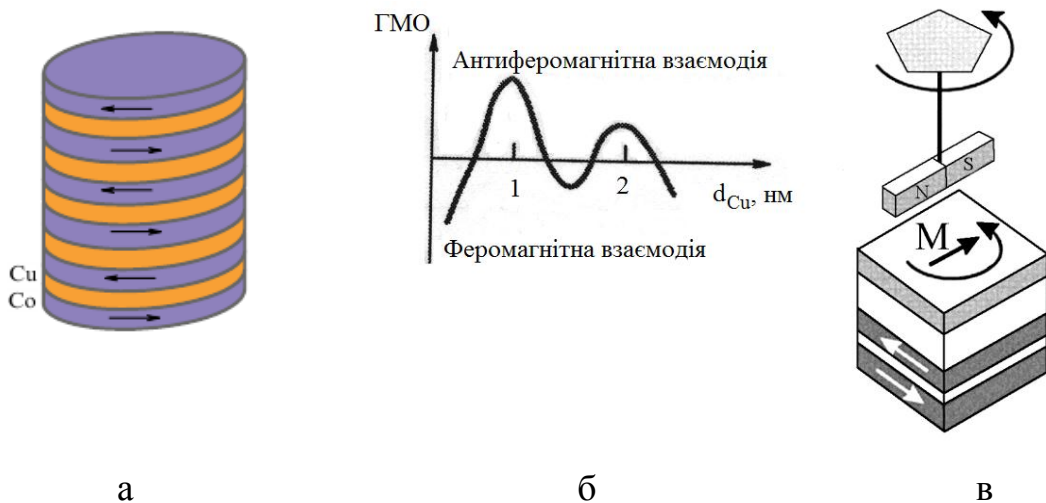
Рис. 6.11. Схема ГМО – сенсора на основі моста Уїтстона:

D1 – ширина зазору між концентраторами;

D2 – довжина концентратора;

R1 і R4 – активні резистори;

R2 і R3 – опорні резистори



Г

Рис. 6.12. Чутливі елементи МР – сенсорів на основі багат шарової (а) та спін-вентильної (в) плівкових структур для детектування положення і повороту об’єкта. Залежність величини ГМО від товщини немагнітного прошарку Cu (б) та робоча характеристика датчика повороту (г)

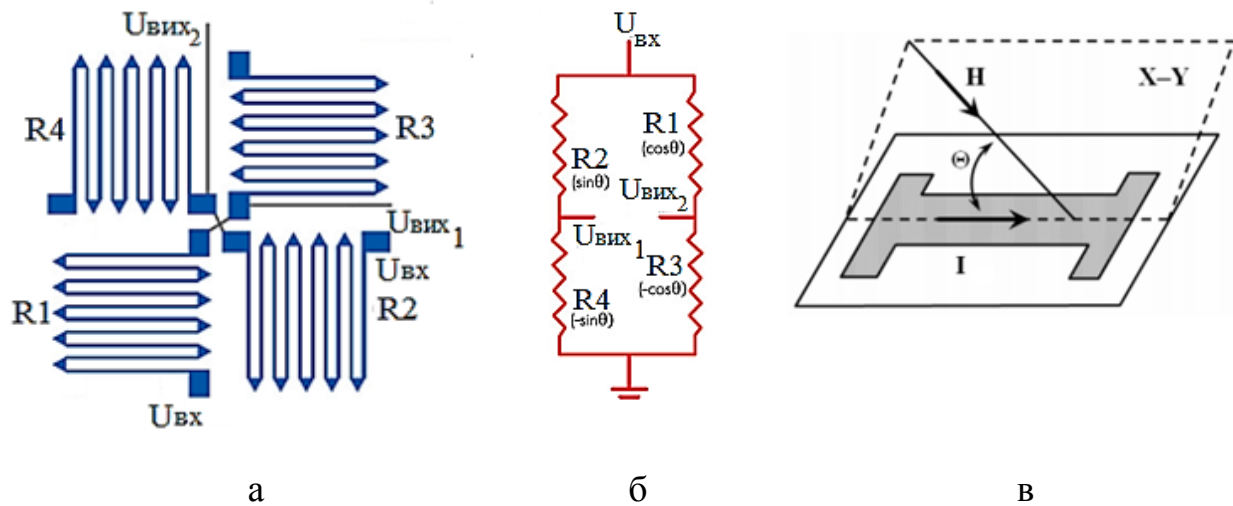


Рис. 6.13. Конфігурація (а) і схема (б) кутового датчика та пояснення принципу роботи плівкового магнітрезистора (в), який входить до схеми датчика

Якщо прикласти зовнішнє магнітне поле $H > H_s$ шару з вільною орієнтацією і меншим, ніж у фіксованого поля, то вільне поле орієнтується відповідно до зовнішнього магнітного поля. Таким чином, значення МО визначатиметься $\cos\theta$ у діапазоні від 0 до 180° . Для отримання датчика кутового положення на діапазон 360° потрібний другий магнітрезистор із затримкою сигналу щодо першого на 90° . Опір одного визначатиме $\cos\theta$, опір іншого – $\sin\theta$.

Для плівкових магнітрезисторів анізотропний електричний опір R матеріалу магніточутливого елемента (МЧЕ) в залежності від кута θ між напрямом електричного струму через МЧЕ I та напрямом керуючого магнітного поля H постійної величини (рис.6.13) виражається формулою Фойгта – Томпсона:

$$R = R(\theta) = R_0 \cdot \sin^2 \theta + R_{90} \cdot \cos^2 \theta,$$

де R_{90} - опір матеріала МЧЕ при $\theta = 90^\circ$;

R_0 - опір матеріала МЧЕ при $\theta = 0^\circ$.

З метою компенсації теплового дрейфу, який виникає при експлуатації приладу в реальних умовах, сенсоркутового положення виконується у вигляді двох напівмостів Уїтстона. Повний опір одного напівмоста в такій схемі дорівнює величині включених послідовно резисторів, причому опір одного плеча залежить від $-\sin \Theta$, а опір іншого від $+\sin \Theta$. Аналогічно, опір другого напівмоста дорівнює величині включених послідовно опорів, що залежать від $-\cos \Theta$ і $+\cos \Theta$, відповідно. Такий міст може працювати при постійній або змінній напрузі. Вимірювальна схема датчика тиску, як і у випадках датчиків температури, являє собою міст із чотирьох однотипних резисторів $R_1 - R_4$, які з'єднуються так, що при деформації мембрани величини R_1 і R_3 збільшуються, а R_2 і R_4 – зменшуються. Це дозволяє досягти високої чутливості вимірювального моста. Вихідна напруга U обчислюється за співвідношенням

$$U_e = U_0 \frac{R_1 R_3 - R_2 R_4}{(R_1 + R_2)(R_3 + R_4)}.$$

Один із перспективних напрямів розвитку малогабаритних магнітних сенсорів – створення спітронних біосенсорів типу «лабораторія на кристалі» для систем біомедичного аналізу, в основі якого лежить метод приєднання магнітних міток до рідини, що захоплюється ГМО – датчиком. Його конструкція являє собою інтегровану платформу на основі кремнієвої мікросхеми з трьома мостами Уїтстона розміром 20×4 мкм². Опорні ГМО - датчики моста захищені шаром діелектричного полімера. Спіновий вентиль датчика має таку структуру: Ta/NiFeCo/Ta/NiFeCo/CoFe/ Cu(2,5нм)/CoFe/CrPtMn. Резистори для зчитування розміщуються безпосередньо під каналом шириною 13 мкм і глибиною 18 мкм, через який пропускається струмінь мікропроби (довжина 5 мкм), що містить порядку $5 \cdot 10^8$ магнітних наночастинок розміром 10 нм. Канал відокремлюється від СВ - структури шаром нітриду кремнію товщиною 300 нм. У полімерній кришці системи

мікрообробкою формується канал шириною 30 мкм і глибиною 25 мкм, розміщений перпендикулярно до мікроструменевого.

В області перекриття двох каналів можливий перехід струменя з одного каналу в інший. Система на кристалі монтується на друковану плату, до вхідних отворів якої під'єднуються мікрокапіляри. В області перекриття двох каналів виникає потік рідин, що не перемішуються. Система розташовується між полюсами мініатюрного електромагніту, поле якого направлене вздовж ВЛН ГМО - елемента. Швидкість потоку визначається шляхом кореляції сигналів двох мостів. Її розрахункове значення дорівнює $19,0 \pm 0,4$ мм/с, що добре узгоджується із швидкістю накачування насоса – 21 ± 2 мм/с.

Спінові вентилі набули широкого використання і як гальванічні ізолятори, що виконують ту саму функцію, що й оптоелектронні, та забезпечують розв'язку ланцюгів з живлення та заземлення. Основні елементи гальванічного ізолятора – плоска котушка та ГМО-датчик, що вмонтовані інтегральну схему (рис. 6.13). Для передавання сигналу з одного електронного кола на інше по котушці пропускається струм. Магнітне поле, створене струмом, впливає на чутливий елемент ГМО-сенсора. Ізолятори такого типу працюють у 10 разів швидше за сучасні оптичні.

Таким чином, використання матеріалів із спін-залежним розсіюванням електронів у вигляді багат шарових плівок, мультишарів, гранульованих плівкових сплавів, спінових клапанів на основі металів та напівпровідників як чутливих елементів приладів різного функціонального призначення та інформаційних матеріалів з високою щільністю запису інформації є вигідним і перспективним напрямом спінової електроніки.

6.3.4 Магніторезистивні плівкові елементи для запису інформації

Магніторезистивний запам'ятовувальний елемент (ЗЕ) повинен забезпечувати запис, зберігання і зчитування інформації. У всіх типах магніторезистивних ЗЕ для виконання цих функцій використовують

багатошарові феромагнітні плівки. Використовуються два варіанти запису інформації в МР-елементах – перпендикулярний і поздовжній (рис. 6.14). Метод перпендикулярного запису – це технологія, при якій біти інформації зберігаються у вертикальних доменах, що дозволяє використовувати більш сильні магнітні поля та зменшити площу матеріалу, що необхідна для запису 1 біта інформації. У 2009 році була досягнута щільність запису дисків у $0,62$ Гбіт/мм², що майже втричі більше, ніж при використанні методу поздовжнього запису інформації ($0,23$ Гбіт/мм²), який повністю витіснений у 2010 році методом перпендикулярного запису.

Для запам'ятовування інформації використовуються два стійкі стани магнітних плівок, що приймаються за «0» та «1». Ці стани визначаються гістерезисом, і при записі інформації створюються прикладанням до феромагнітної структури ЗЕ – магнітних полів, що генеруються струмами в спеціальних керуючих провідниках (I_c) або сенсорним (I_s) струмом через магнітні плівки. При зчитуванні використовується різниця електричних опорів для двох станів, що визначається під час або після дії зчитувальних магнітних полів. Магнітні поля створюються керуючими струмами зчитування, що проходять через магнітну структуру і по керуючих провідниках. На рис. 6.15 схематично зображений ЗЕ у вигляді смужки з двох феромагнітних плівок 1, через що протікає сенсорний струм, що створює в сусідніх плівках антипаралельні магнітні поля. Між плівками розмішений немагнітний шар 2. На рис. 6.16 показана реальна конструкція ЗЕ.

Запам'ятовувальний елемент – це пороговий елемент із гістерезисною характеристикою, що входить до запам'ятовувальної матриці пристрою, і до нього пред'являються жорсткі вимоги щодо точності відтворення основних параметрів у процесі виробництва. ЗЕ поєднують у собі специфічні переваги магнітних запам'ятовувальних елементів з можливістю мікромініатюризації та інтегрального виконання на одному кристалі разом із напівпровідниковими

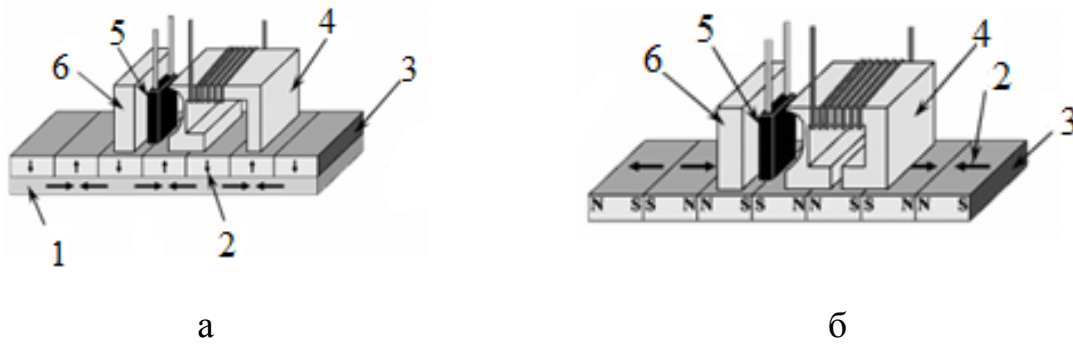


Рис.6.14. Схема перпендикулярного (а) і поздовжнього (б) методів запису інформації: 1 – магнітом'який шар; 2 – намагнічування; 3 – магнітожорсткий робочий шар; 4 – записуюча голівка; 5 – голівка для зчитування; 6 – екран

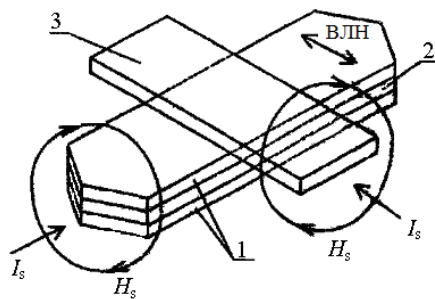


Рис.6.15. Структура АМР ЗЕ: 1 – FeNiCo-плівки; 2 – Ti- або TiN-плівка; 3 – провідник. Із роботи [478]

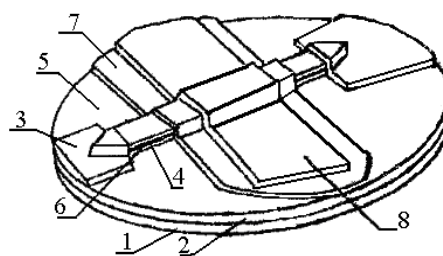


Рис.6.16. Структура ЗЕ: 1 – кремнієва Si підкладка; 2 – ізолюючий шар; 3 – контакти до МР смужки; 4 і 5 – магнітні плівки, 6 – роздільний високорезистивний шар; 7 – ізолюючий шар; 8 – керуючий провідник. Із роботи [479]

керуючими схемами. На їх основі проектується енергозалежні ре програмувальні мікросхеми пам'яті зі щільністю зберігання інформації до 10^7 біт/мм², з неруйнівним зчитуванням, з довільною вибіркою та з необмеженим числом циклів перезапису інформації [480]. Вони придатні

Основні переваги приладів на основі ГМО: висока чутливість навіть до незначних змін зовнішнього магнітного поля; малі габарити; мала споживана потужність; простота з'єднання з електронними пристроями; низька чутливість до завад. Ці властивості ГМО-елементів призвели до їх використання як зчитувальних головок жорстких дисків, що дозволило приблизно за десять років збільшити щільність запису жорстких дисків до 1 Тбіт/дюйм².

Таким чином, все вищесказане говорить про те, що останніми роками спостерігається значний інтерес до багатошарових магнітних структур, для яких характерний ефект ГМО, з точки зору їх практичного застосування. Магнітні елементи завдяки таким перевагам, як енергозалежність, широкий широкий температурний діапазон, радіаційна стійкість, можливість використання планарної інтегральної технології, займають особливе місце серед елементів твердотільної електроніки.

Багатошарові плівкові магніторезистивні елементи мають енергозалежність у режимі зберігання і необмежену кількість перезапису, високу радіаційну стійкість, широкий температурний діапазон, а також можливість зменшення їх розмірів до 0,1 мкм. Вони широко застосовуються в авіаційній, космічній та автомобільній промисловостях, медицині та інших галузях виробництва. Об'єднання ГМО-матеріалів з напівпровідниковими транзисторними структурами призведе до суттєвого збільшення щільності запису інформації, чутливості сенсорів і потенційно до створення сімейства радіаційно стійких логічних мікросхем та квантових комп'ютерів.

Дані, наведені на рис. 6.17 і 6.18 (див., наприклад, [134]), ілюструють інтервали магнітних полів, у яких максимально проявляють себе різні види магнітоопору, та залежність ГМО від поля насичення для різних плівкових

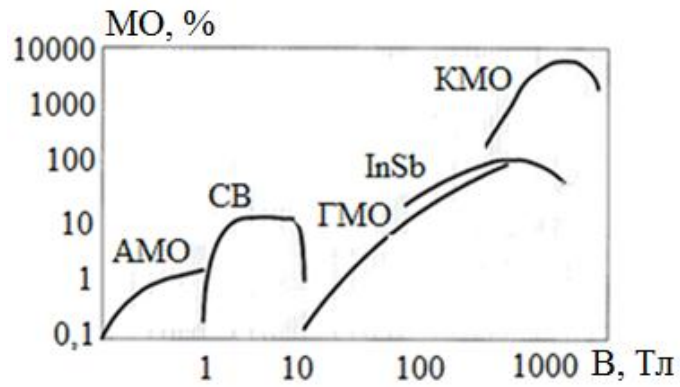


Рис.6.17. Схематичне зображення інтервалів МО і В для магніторезистивних сенсорів різних типів : АМО - анізотропний МО; СВ-спин-вентиль; ГМО-гігантський МО і КМО-колосальний МО

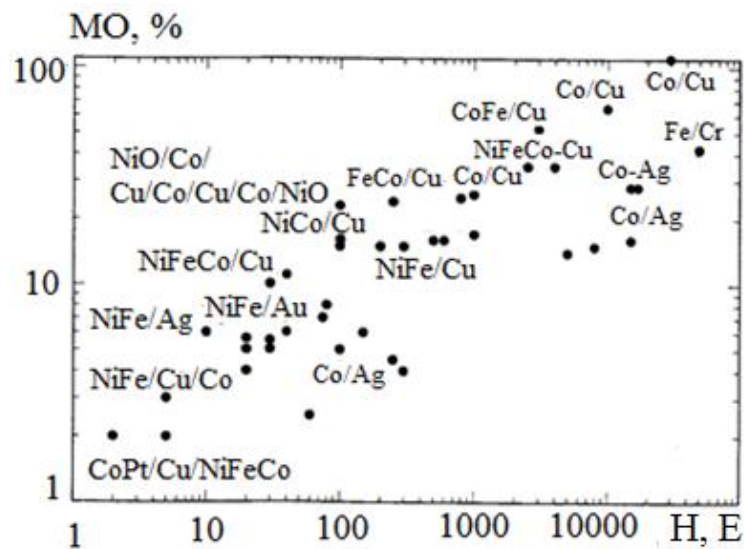


Рис.6.18. Залежність величини ГМО від індукції магнітного поля насичення для різних плівкових систем

систем, що необхідно враховувати при конструюванні сенсорів різного функціонального призначення. Один з очевидних напрямів застосування нових плівкових матеріалів із ГМО – це створення високочутливих голівок для зчитування інформації з магнітних носіїв (магнітна стрічка, магнітний диск тощо). Головка «розпізнає» інформацію, що збережена на носіях, за допомогою детектування крайових полів, що виникають на межах доменів із протилежною орієнтацією магнітних моментів. Ці поля детектуються робочим матеріалом головки, для якого характерний магнітоопір, тобто опір чутливого елемента змінюється пропорційно зміні магнітного поля. За інших рівних умов чутливість такої головки залежить від магніторезистивних властивостей матеріалу, що використовується як сенсорний елемент. Як магніторезистивний матеріал у магнітних головках широко використовується пермалой ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$), МО якого становить 2 – 2,5 % у полях 0,4 – 0,8 кА/м при кімнатній температурі.

Перемагнічення ферромагнітного матеріалу відбувається за рахунок руху доменних стінок. Коли частота коливань поля сягає десятків мегагерців, пінінгування доменних стінок на структурних дефектах починає перешкоджати процесам перемагнічування і відповідно погіршує експлуатаційні характеристики виробів із традиційних металевих сплавів. Гранульовані матеріали позбавлені цього недоліку, оскільки їх розміри настільки малі, що вони не розбиваються на окремі домени і становлять єдиний монодомен. За таких умов процес перемагнічування ферромагнітного сплаву не ускладнюється переміщенням доменних стінок і тому частотні межі якісної роботи гранульованих матеріалів значно вищі, ніж у гомогенних сплавів. З огляду на це розробляють високоякісні магнітні головки, чутливі сенсори температури і магнітного поля (заміна датчиків Холла) із використанням гранульованих магніторезистивних матеріалів.

Окремою групою сенсорних приладів виступають електронні перемикачі, структура яких складається із металевих частинок і плівки адсорбата [473]. Наприклад, при використанні плівки із наночастинок Au, вкритої органічною

(стеариноюю) плівкою $C_3H_5(C_{18}H_{35}O_2)_3$, можна отримати відношення між провідностями плівок ρ_1/ρ_2 із високим та низьким опором близько 10^3 . Перемикаюча напруга такого сенсора від 4 до 6 В (рис.6.19). Час переходу між станами із низьким та високим опором менше 1 мс, але зворотній час переходу становить близько 1с. Перемикачі на основі плівок із наночастинок витримують до 10^5 перемикань без зміни їх робочих характеристик.

Присутність органічних молекул у каналі провідності, що складається із металевих наночастинок, збільшує його провідність у сильних електричних полях. Залежність опору плівки із областю контрольованого напругою негативного опору від прикладеної напруги U можна записати так:

$$R = R_0 - (\alpha U + \beta U^2) \Delta(T - T_d),$$

де R_0 - це опір плівки у стані із високим опором;

αU та βU^2 - складові опору, викликаного адмолекулами, що мають постійний або індукований дипольний момент;

α - дипольний момент;

β - полярність;

T_d - температура, при якій починається руйнування каналів провідності через невпорядкованість, дифузію або термічну десорбцію адмолекул.

Проміжна функція $\Delta(T - T_d) = \begin{cases} 1, & T < T_d, \\ 0, & T \geq T_d, \end{cases}$ описує початок процесу

руйнування каналів при температурі T_d .

Температура у каналі є функцією теплоти, яка виділяється у ньому, та може бути визначена із рівняння теплового балансу:

$$C \frac{\partial T}{\partial t} = k \Delta^2 T + IU - \gamma S(T - T_s),$$

де C і k – питома теплоємність та теплопровідність каналу провідності відповідно;

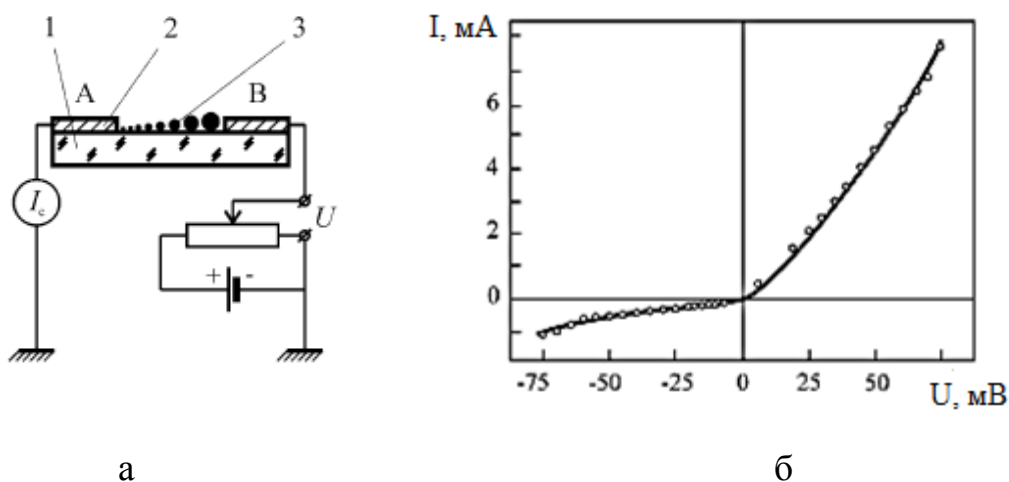


Рис. 6.19. Схема функціонування електронного перемикача на основі плівки із наночастинок (а): 1- ізоляційна підкладка; 2 – масивні металеві контакти; 3 – металева плівка із анізотропним розподілом розмірів частинок та вольт-амперна характеристика (б) плівки Au на скляній підкладці із розміром частинок від 3 до 20 нм

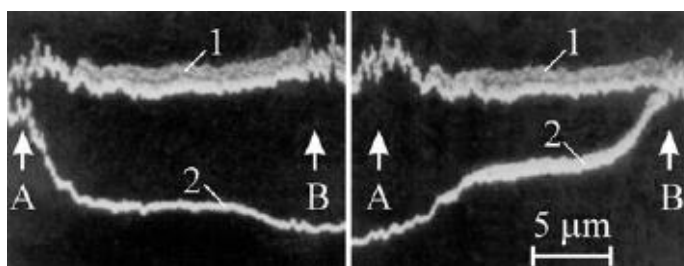


Рис. 6.20. Розподіл потенціалів плівки із наночастинок Au на скляній підкладці, приєднана до електродів A та B. Крива 1 - $U = 0\text{В}$; крива 2 - $U = -3\text{В}$ прикладеної напруги між плівкою і електродами B (а) і A (б)

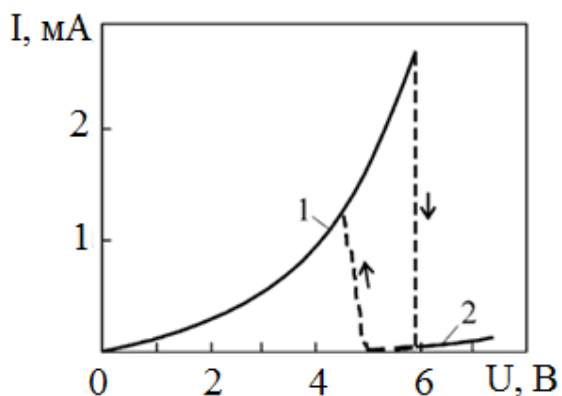


Рис. 6.21. ВАХ перемикача на основі частинок Au із адсорбатом $\text{C}_3\text{H}_5(\text{C}_{18}\text{H}_{35}\text{O}_2)_3$: 1 – стан із низьким опором; 2 – стан із високим опором

γ – константа обміну енергії між каналом провідності і підкладкою;

S – площа теплового контакту каналу провідності та підкладки;

$T_S = T(I, U, t)$ – температура підкладки;

I – струм провідності;

U – прикладена напруга;

t – час.

Перемикачі такого типу володіють електричною пам'яттю, це означає, що після переключення плівкової системи від низького до високого опору, він залишається у стабільному стані у діапазоні напруг від 0 до 2 В протягом тривалого часу (рис.6.21). Для повернення його у стан із низьким опором досить змінити прикладену напругу до 2,1 В. Такі плівкові системи такою мають температурну пам'ять, тобто при низькій температурі ($T < 100$ К), зразок може бути переключений у стан із високим опором тільки один раз незалежно від прикладеної напруги, і залишається у цьому стані поки температура підкладки не підвищиться на 10 - 20 К.

Таким чином, використання матеріалів із спін-залежним розсіюванням електронів у вигляді багат шарових плівок, мультишарів, гранульованих плівкових сплавів, спінових вентилів на основі металів і напівпровідників як чутливих елементів сенсорних і інформаційних приладів різного функціонального призначення є вигідним і перспективним напрямом спінової електроніки.

Висновки до Розділу 6

1. Зроблено висновок, що результуюча розмірна залежність ефективного параметру електрон-фононої взаємодії пов'язана із деформацією фононного спектру і проявом класичного розмірного ефекту, що експериментально підтверджується збільшенням кутового коефіцієнту лінійної ділянки температурних залежностей питомого опору металевих плівок.

2. Показано, що експериментальні результати для питомого опору розбавлених плівкових сплавів дозволяють розділити внесок у питомий опір різної спінової орієнтації електронів.

3. Використання матеріалів із спин-залежним розсіюванням електронів у вигляді багатошарових плівок, мультишарів, гранульованих плівкових сплавів, спінових клапанів на основі металів та напівпровідників як чутливих елементів сенсорних та інформаційних приладів різного функціонального призначення з високою щільністю запису інформації є вигідним і перспективним напрямом електроніки.

4. Для МР-сенсорів на основі багатошарових плівок і мультишарів притаманна простота конструкції, висока магнітна чутливість і наявність вихідного сигналу при великих магнітних полях. Об'єднання ГМО-матеріалів з напівпровідниковими транзисторними структурами призведе до суттєвого збільшення щільності запису інформації, чутливості сенсорів і створення радіаційно стійких логічних мікросхем і квантових комп'ютерів.

ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі отримав подальший розвиток напрям досліджень в галузі плівкового матеріалознавства стосовно фізичних процесів у багатокомпонентних і гетерогенних плівкових матеріалах та їх взаємозв'язку з електрофізичними, магніторезистивними і магнітооптичними властивостями. Зокрема, на експериментальному і теоретичному рівнях вирішена проблема впливу на властивості чутливих елементів плівкових сенсорів на основі ферромагнітних, немагнітних і тугоплавких металів та напівпровідникових матеріалів дифузійних процесів, фазоутворення, розмірних та концентраційних ефектів.

Висновки можна сформулювати таким чином.

1. Проведено узагальнення результатів досліджень тензорезистивного ефекту в плівкових матеріалах для сенсорних чутливих елементів, досліджені процеси (дифузія атомів, фазоутворення, тип і інтервал деформації та ін.), які впливають на розмірну, температурну і концентраційну залежності коефіцієнтів тензочутливості, що дозволило зробити наступні висновки:

- уперше запропонована напівфеноменологічна модель для КТ багат шарових плівкових систем в області пружної деформації, в якій коректно врахована деформаційна залежність не тільки СДВП електронів, але і коефіцієнтів дзеркальності зовнішніх поверхонь і проходження меж зерен та інтерфейсів; отримана задовільна відповідність розрахункових і експериментальних результатів;
- встановлено, що при пружній і пластичній деформації одношарових Fe, Cr, Mo, Ni, Pd, Pt і Gd та двошарових плівок Ni/Cr, Fe/Pd, Fe/Pt і Fe/Gd основний внесок в чутливість до деформації дають процеси розсіювання електронів на межах зерен, в той час як поверхневе розсіювання дає помітний внесок лише при малій товщині зразків;
- показано, що величина деформації переходу від пружної до пластичної деформації, має розмірну залежність і монотонно зменшується від 0,55 до 0,15 % (одношарові плівки Pd, Fe, Ni, Cr, Mo) та від 0,40 до 0,15 % (двошарові плівки на основі Fe і Pd, Cr або Mo та Ni і Cr або Mo) при збільшенні загальної товщини зразків від 20 до 100 нм;
- на основі температурних залежностей питомого опору одношарових металевих плівок проаналізовані особливості високотемпературної електрон-фононої взаємодії, її впливу на температуру Дебая і, як результат, коефіцієнт Пуассона, при цьому встановлено, що в усіх плівкових матеріалах величина коефіцієнта Пуассона буде в цілому менше 0,5, якщо температура Дебая збільшується при деформації плівки і більше 0,5 - якщо зменшується;
- максимальні величини КТ спостерігаються при певній концентрації атомів магнітної компоненти і змінюються в межах 16–22 одиниць (багат шарові плівки

і плівкові сплави на основі Ni і Cr при $c_{Ni} \cong 80-85$ ат.%; близько 20 одиниць (багатошарові плівки на основі Co і Cr при $c_{Co} \cong 70$ ат.%) і 12–15 одиниць (двошарові плівки і мультишари на основі Fe і Pd або Pt при $c_{Fe} \cong 45-55$ ат. %).

2. Вивчення процесів фазоутворення в багатошарових плівкових матеріалах на основі Fe і Pd або Pt, у яких мають місце процеси упорядкування атомів (формування фаз $L1_1$ і $L1_0$), дозволити встановити наступне:

- у процесі осадження внаслідок конденсаційно-стимульованої дифузії утворюється неупорядкований т.р. на основі Fe із ГЦК решіткою і параметрами $a = 0,388 - 0,393$ нм (плівкові матеріали на основі Fe і Pd) і $a = 0,375-0,385$ нм (плівкові матеріали на основі Fe і Pt);

- у процесі термообробки відбувається перехід до упорядкованого ГЦТ твердого розчину: при 780 К (плівки на основі Fe і Pd із загальною товщиною 10 - 50 нм) з параметром порядку $S = 0,85 - 0,90$ і параметрами решітки $a = 0,387 - 0,389$ нм і $c = 0,368 - 0,369$ нм або при 620К (плівки на основі Fe і Pt) із $S = 0,75 - 0,82$ та параметрами $a = 0,382 - 0,384$ нм і $c = 0,368 - 0,370$ нм.

3. На основі результатів комплексних досліджень електрофізичних і магніторезистивних властивостей багатошарових плівкових матеріалів феромагнетик/благородний метал показана можливість їх використання як елементів високочутливих сенсорів температури і магнітного поля та терморезисторів, і встановлено наступне:

- залежність МО від індукції зовнішнього магнітного поля в плівках на основі Fe і Pd при паралельній, перпендикулярній і поперечній геометріях вимірювання має ізотропний характер і його величина, як і величина опору, монотонно зменшується при зростанні індукції; при загальній концентрації атомів $c_{Pd} = 20 - 45$ ат.% проявляється АМО, який обумовлений впливом феромагнітної складової зразка; при цьому збільшення товщини плівки Pd приводить до зменшення величини МО;

- у багатошарових плівках з кількістю фрагментів від 3 до 10, як до, так і після відпалювання до 780 К спостерігаються ознаки ГМО, а величина МО дещо

зростає, що, скоріше за все, обумовлено процесами упорядкування і, до деякої міри, рекристалізаційними процесами; при $c_{Pd} = 35-65\%$ величина МО при $T = 300\text{ K}$ становить $0,20-0,36\%$ (300K) і $0,09-0,59\%$ (780K);

- у плівкових матеріалах на основі Fe і Pt при $c_{Pt} = 5-60\text{ ат.}\%$ утворюються гранули із $L1_2$ і $L1_0$ фазами, що спричиняє СЗРЕ і ознаки ефекту ГМО, величина якого при не перевищує $0,4\%$ (300 K); не дивлячись на відносно малу величину ГМО, вказані плівкові матеріали можуть бути використані як чутливі елементи сенсорів деформації і магнітного поля, оскільки фазовий склад гранул має широкі температурні і концентраційні інтервали стабільності;

4. Результати досліджень електрофізичних властивостей, структурно-фазового стану і елементного складу гетерогенних плівкових матеріалів на основі перехідних металів (Ni, Fe, Cr, Mo, W і Re) для розробки плівкових тензо- і терморезисторів, датчиків деформації і тиску із стабільними робочими характеристиками в області пластичної деформації та підвищених температур дозволили зробити наступні висновки:

- фазовий склад плівок на основі ГЦК-Ni і ОЦК-Cr або a-Mo та ОЦК-Fe і a-Mo, отриманих методом пошарової конденсації після відпалювання до температури $T_g \cong 750\text{ K}$, відповідає т.р. (Ni,Cr) + ОЦК-Cr (при відносно великих товщинах Cr) + сліди Cr_2O_3 ; ГЦК-Ni+ОЦК-Mo і ОЦК-Fe+ ОЦК-Mo + ГЦК-FeO відповідно;

- при конденсації плівок Mo, W і Re в умовах технологічного вакууму відбувається стабілізація фаз впровадження газів залишкової атмосфери в решітку металу, що дозволяє сформувати плівкові матеріали гетерогенного складу на основі металів, їх оксидів, карбідів і карбонітридів;

- в плівкових сплавах і плівках гетерогенного складу величина КТ змінюється від 3 до 12 одиниць, а перехід від пружної (квазіпружної) до пластичної деформації спостерігається при деформації $0,15-0,30\%$.

5. На основі прогнозу можливих величин ТКО і КТ встановлено, що величина ТКО суттєво залежить від концентрації (s+d) електронів і для плівок

магнітних металів (Fe, Co, Ni) у 1,5–2,5 рази більша у порівнянні із ТКО для немагнітних (Sc, Ti, Mo, Re, Cr, W) та в 1,2–1,6 разів менша порівняно із плівками благородних (Pd, Pt, Ag, Cu) металів. Величина КТ для плівок магнітних і немагнітних металів (Fe, Co, Ni, Sc, Ti, Cr, Pd, Ag, Cu) не залежить, в рамках точності експерименту, від вказаної концентрації.

6. Експериментальні дослідження фазового складу і магніторезистивних властивостей плівкових матеріалів метал/напівпровідник як чутливих елементів сенсорів магнітного поля і контактних структур дозволили встановити наступне:

- при формуванні плівкових елементів методом пошарової конденсації з подальшою термообробкою в інтервалі температур 300 – 1070К утворюються стабільні магнітні фази германідів металів;

- в елементах мікроелектронних і сенсорних приладів у вигляді тришарових плівок на основі Fe і Ge відбувається формування германідів заліза $FeGe_x$ ($1 \leq x < 2$) із феромагнітними властивостями по усьому об'єму зразка, що призводить до зростання величини МО; встановлено, що максимальні значення магнітоопору 0,35 – 0,44 % спостерігаються при загальній концентрації атомів Ge від 60 до 68 ат.%;

- елементи у вигляді двошарових плівок на основі Fe і Ge (товщина шарів 20 – 30 нм) мають симетричні лінійні вольт-амперні характеристики і можуть бути використані для формування омичних контактів з наступними робочими параметрами: $R_{\square} = (0,38 - 0,45) \text{ Ом/м}^2$ і $\text{ТКО} = (5,5 - 6,9) \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}$;

- плівкові матеріали у вигляді двошарових плівок на основі Ni, Cr або Cu і Ge, не дивлячись на малу величину ТКО $\sim 10^{-5} - 10^{-4} \text{ К}^{-1}$, мають низьку термічну стійкість в часі, що пов'язано з активними процесами термодифузії атомів металу в напівпровідник.

7. Дослідження впливу поверхневих і температурних ефектів на питомий опір плівкових чутливих елементів сенсорів дозволило встановити:

- кутовий коефіцієнт лінійної ділянки температурних залежностей питомого опору одношарових металевих плівок зростає при зменшенні їх товщини: від

$1,9 \cdot 10^{-10}$ до $2 \cdot 10^{-9}$ Ом · м / К (плівки Pd); від $6 \cdot 10^{-10}$ до $3,7 \cdot 10^{-9}$ (плівки Pt) і від $0,3 \cdot 10^{-10}$ до $1,3 \cdot 10^{-10}$ Ом · м / К (плівки Ag), що вказує на збільшення ролі поверхневих ефектів розсіювання електронів у терморезистивних властивостях при температурах більших за температуру Дебая;

- внесок у питомий опір різної спінової орієнтації електронів на основі експериментальних результатів для питомого опору розбавлених металевих плівкових сплавів на основі Fe і Pd або Pt;

- умови формування термостабільних з високою чутливістю до деформації або високою температурною і магнітною чутливістю матеріалів у вигляді багатошарових плівок, мультишарів, гранульованих плівкових сплавів, спінових клапанів на основі металів та напівпровідників як чутливих елементів багатофункціональних сенсорних та інформаційних приладів різного функціонального призначення.

ПРИМІТКИ

Основні результати опубліковані у співавторстві із Проценком І. Ю., Чорноусом А. М., Проценком С. І., Непийком С. О., Великодним Д. В., Шабельником Ю. М., Тищенком К. В., Ткач О. П., Буриком І. П. і Власенком О. В.

Проценко І. Ю. запропонував тему дисертації, прийняв участь в обговоренні результатів і підготовці статей.

В експериментальних дослідженнях електрофізичних і магніто-резистивних властивостей плівкових матеріалів сенсорів приймали участь Великодний Д. В., Шабельник Ю. М., Тищенко К. В. та аспіранти Бурик О. П., Ткач О. П., Власенко О. В. і Пилипенко О. В.

Вивчення дифузійних процесів методами ВІМС і ЕДА автор проводила при участі Салтикової А. І. і аспіранта Ткач О. П.

Проценко С. І. і Чорноус А. М. прийняли участь в обговоренні результатів і підготовці статей.

Вважаю приємним обов'язком висловити щиру подяку науковому консультанту заслуженому діячу науки і техніки України, доктору фізико-математичних наук, професору Проценку Івану Юхимовичу за запропоновану тему дисертаційної роботи та постійну допомогу і цінні рекомендації при її виконанні.

Особливу подяку хочу висловити проф. Непийку С. О. (Інститут фізики НАН України та Інститут фізики при Університеті у м. Майнц, Німеччина) за представлену можливість провести дослідження методом магніто-оптичного ефекту Керра.

Окрема подяка аспірантам Бурику І. П., Ткач О. П., Власенку О. В. і Пилипенку О. В., науковим керівником яких являюсь, за допомогу у налагодженні експериментального обладнання і установок для проведення експериментів та при обробці результатів і оформленні дисертаційної роботи.

Автор вдячна викладачам, аспірантам і співробітникам кафедри прикладної фізики Сумського державного університету за допомогу і моральну підтримку при виконанні роботи.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Campbell I.A. Transport properties of ferromagnets. *Ferromagnetic Materials* / I.A. Campbell, A. Fert / Edited by E.P.Wohlfarth. 1982. – V.3. –P.747 – 800.
2. Layered magnetic structures: evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers / P. Grunberg, R. Schreiber, Y.Pang, M.B. Brodsky, H.Sowers // *Phys. Rev. Lett.* – 1986. – V. 57, №19. – P. 2442-2445.
3. Ферт А. Происхождение, развитие и перспективы спинтроники / А.Ферт // *УФН.* – 2008. – Т.172, №12. – С. 1336 – 1348.
4. Giant magnetoresistance in heterogeneous Cu-Co alloys / A. E. Berkowitz, J.R. Mitchell, M. J. Carey, A.P.Young, S. Zhang, F.E.Spada, F.T.Parker, A.Hutten, G.Thomas // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – V. 68, № 25. – P. 3745 - 3748.
5. Грюнберг П.А. От спиновых волн к гигантскому магнитосопротивлению и далее / П. А. Грюнберг // *УФН.* – 2008. – Т.172, №12. – С. 1349 – 1358.
6. Tripathi C. C. Atom beam sputtered Mo₂C films as a diffusion barrier for copper metallization / C. C. Tripathi, M. Kumar, D. Kumar // *Appl. Surf. Sci.* – 2009. – V. 225. – P. 3518 – 3522.
7. Amorphous Ni–Mo–P diffusion barrier deposited by non-isothermal deposition / Y.H. Chou, Y. Sung, Y.-M. Liu // *Surf. Coat. Technol.* – 2009. – V. 203. – P. 1020 – 1026.
8. Structure and stressed state of molybdenum layers in Mo/Si multilayers / V. I. Pinegyn, E. N. Zubarev, V. V. Kondratenko, V. Sevryukova, S.A.Yulin, T. Feigl, N. Kaiser // *Thin Solid Films.* – 2008. – V. 516. – P. 2973 – 2980.
9. Characterization of tantalum oxynitride thin films as high-temperature strain gauge / I. Ayerdi, E. Castano, A. Garcia-Alonso, F.J. Gracia // *Sens. Actuat. A.* – 1995. – V. 46 – 47. – P. 218–221.
10. Daughton J. M. GMR application / J. M. Daughton // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. - V.192. – С. 334 – 342.

11. Семенько М.П. Слабка локалізація – можлива причина особливостей температурної поведінки електроопору аморфних сплавів на основі кобальту / М.П. Семенько // *Металлофиз. новейшие технол.* – 2014. – Т.36, №2. – С. 195 – 204.
12. Tiwari A. Effect of addition of Ni on the structure and giant magnetoresistance in Fe–Cu films / A.Tiwari, M.K. Senthil // *Physica B: Condens. Matter.* – 2007. – V. 387. – P. 63 – 68.
13. High coercivity and giant magnetoresistance of CoAg, CoCu granular films / V.V. Hier, N. Chau, D.M. Hong, N. H. Luong // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2007. – V. 310. – P. 2524 – 2526.
14. Steams M.B. Determination of para- and ferromagnetic components of magnetization and magnetoresistance of granular Co/Ag films / M.B. Steams, Y.Cheng // *J. Appl. Phys.* – 1994. – 75. – P. 6894 – 6899.
15. Correlation between giant magnetoresistance and magnetic interactions in a multilayered / granular system / A.D.C.Viegas, J.Gashev, L. F. Schelp, J. E. Schmidt // *J. Appl. Phys.* -1997. - V. 82, №5. – P. 2466 – 2471.
16. Чешко І.В. Магнітооптичні та магніторезистивні властивості плівкових функціональних елементів на основі Co і Cu та Au / І.В.Чешко, С.І. Проценко, П. Шифалович // *Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка.* – 2008. – № 2 – С. 24 – 28.
17. Magnetic study of electrodeposited Cu-Co heterogeneous alloys / R. Lopez, J. Herreros, A.Garcia-Arribas, J.M. Barandiaran, M.L. Fdez-Gubieda // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. –V. 196 – 197. – P. 53 – 55.
18. Fujimori H. Tunnel-type GMR in Co-Al-O insulated granular system – Its oxygen-concentration dependence / H. Fujimori, S.Mitani, S.Ohnuma // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1996. – V. 156. – P. 311 – 314.
19. GMR in high fluence ion implanted granular thin films / J.B.Sousa, M. M.Pereira de Azevedo, M.S.Rogalski, Yu.G.Pogorelov, L.M.Redondo, C.M.de Jesus,

- J.G.Marques, M.F.da Silva, J.C.Soares, J.-C.Ousset, E. Snoeck // J. Magn. Magn. Mater. – 1999. – V. 196-197. – P. 13 – 17.
20. Viegas A.D.C. Giant magnetoresistance and remanence in granular CoCu codeposited films / A.D.C.Viegas, J.Gashev, J.E. Schmidt / J. Appl. Phys. – 1998. – V. 83. – P. 7007 – 7009.
21. Thickness dependence of giant magnetoresistance effect in granular Cu–Co thin films / L. M.Malkinski, J.-Q.Wang, C. T.Seip, J.Wiemann, J. B. Wiley // J. Appl. Phys. – 1999. –V. 85. – P. 4471 – 4473.
22. Evolution of the surface roughness (dynamic scaling) and microstructure of sputter-deposited Ag₇₅Co₂₅ granular films / R.M.Oksuzoglu, A.Elmali, T.E Weirich., H.Fuess, H. Hahn // J. Phys. Condens. Matter. – 2000. – V. 12. – P. 237 – 9245.
23. Influence of co-evaporation technique on the structural and magnetic properties of CoCu granular films / G.N. Kakazei, A.F.Kravetz, N.A.Lesnic, M.M.Pereira de Azevodo, Yu.G.Pogorelov, G.V.Bondarkova, V.I.Silantiev, J.B. Sousa // J. Magn. Magn. Mater. – 1999. – V.196 – 197. – P. 29 – 30.
24. Kobayashi O. High speed, bulk mechanical alloying of Cu/Ag/Co systems / O. Kobayashi, T. Aizawa, J. Kihara // Mater. Transactions. – 1996.– V.37, №9.– P.1497 – 1504.
25. Marszalek M. Correlation between crystal structure and electrophysical properties multilayers film systems on base of Co and Cu, Au or Ag / M. Marszalek, I. Cheshko, O. Synashenko, S. Protsenko // Book of Abstracts of Workshop on Smoothing and Characterization of Magnetic Films for Advanced Devices. – Krakow:AGH UST, 2007. – P.15.
26. Чешко І.В. Формування метастабільних твердих розчинів у плівкових системах на основі Со і Сu, Аg та Аu / І.В. Чешко, І.Ю. Проценко // Металофиз.новейшие технол. – 2009. – Т.31, №7. – С. 963 – 967.

27. Pattanaik G.R. Structure and giant magnetoresistance in electrodeposited granular Cu-Co films / G.R. Pattanaik, S.C. Kashyap, D.K. Pandya // J. Magn. Mater. – 2000. – V.219. – P.309 – 316.
28. Yang G.H. Formation of metastable phases and their effect on the magnetic properties of Co-Cu multilayers / G.H. Yang, K.W. Geng, F. Zeng // Thin Solid Films. – 2005. – V.484. – P.283-288.
29. Structural evolution during growth of electrodeposited Co-Cu/Cu multilayers with giant magnetoresistance / A. Cziraki, L. Peter, B. Arnold, J. Thomas, H.D. Bauer, K. Wetzig, I. Bakonyi // Thin solid films. – 2003. – V.424. – P.229 – 238.
30. Li Z. C. Manipulation of ordered layered structures by interface-assisted ion-beam mixing in immiscible Ag-Co and Ag-Ni systems / Z. C. Li, D.P. Yu, B. X. Liu // Phys. Rev.B – 2002. – V.65. – P. 245403 – 245408.
31. Rubin S. A model system for the GMR in granular systems: well-defined Co clusters embedded in an Ag matrix / S. Rubin, M. Holdennried, H. Micklitr // J. Magn. Mater. – 1999. – №203. – P.97 – 99.
32. Лобода В.Б. Структура та магніторезистивні властивості тришарових плівкових систем CoNi/Ag(Cu)/FeNi / В.Б.Лобода, О.В.Кравченко, Ю.О.Шкурдода // Ж. нано-та електрон. фіз. – 2009. – Т.1, №2. – С.21 - 27.
33. Sankar S. Magnetic correlations in non-percolated Co-SiO₂ granular films / S.Sankar, D.Dender, J.A.Borchers, J.Smith David, R.W.Erwin, S.R.Kline, A.E.Berkowitz // J. Magn. Mater. – 2000. – V. 221. – P. 1 – 9.
34. Sankar S. Spin-dependent transport of Co-SiO₂ granular films approaching percolation / S.Sankar, A.E.Berkowitz, J.Smith David // Phys. Rev. B. – 2000. – V. 62. – P. 14273–14278.
35. Magnetic domain percolation of Co_x(SiO₂)_{100-x} granular films / S.Asakura, S.Ishio, A.Okada, H.Saito // J. Magn. Mater. – 2002. – V. 240. – P. 485 – 487.
36. Электронный транспорт в магнитном поле в гранулированных пленках аморфной двуокиси кремния с ферромагнитными наночастицами /

- Л.В.Луцев, Ю.Е.Калинин, А.В.Ситников, О.В.Стогней // ФТТ. – 2002. – Т.44. – С. 1802 – 1810.
37. Influence of preparing condition on magnetic properties of the FeCoNi–SiO₂ granular alloy solids / G.D.Tang, D.L.Hou, M. Zhang, L.H. Liu., Yang L.X., Pan C.F., X. F.Nie, H.L. Luo // J. Magn. Magn. Mater. – 2002. – V. 251. – P. 42 – 49.
38. Magnetotransport and electric properties of Co–SiO₂–Si structure / H.B. de Carvalho, M.J.S.P. Brasil, M. Knobel, J.C.Denardin // J. Magn. Magn. Mater. – 2004. – V. 272-276. – P. 1157 – 1159.
39. Interacting ferromagnetic nanoparticles in discontinuous Co₈₀Fe₂₀/Al₂O₃ multilayers: From superspin glass to reentrant superferromagnetism / W.Kleemann, O.Petracic, Ch.Binek, G.N.Kakazei, Yu.G.Pogorelov, J.B.Sousa, S.Cardoso, P.P.Freitas // Phys. Rev. B – 2001. – V. 63. – P. 134423 (5).
40. Magnetic studies on electrodeposited Cu_{1-x}Co_x alloy films / O.F.Bakkaloglu, I.H. Karahan, H. Efoglu, M.Yildirim, U. Cevic, Y.K. Yogurtcu // J. Magn. Magn. Mater. – 1998. – V. 190. – P. 193–198.
41. FMR study on some magnetic granular films Ag-Co and Ni-SiO₂ / J.G.Lin, C.Y. Huang, H. Sang, Y.W. Du, Y.W.Yan // IEEE Trans. Magn.– 1998. – V. 34.– P. 375–377.
42. Controlled anisotropic GMR in laser ablated Cu-Co thin films / V.Madurga, R.J.Ortega, J.Vergara, S.Palacios, E.Azcoiti, K.V. Rao // J. Magn. Magn. Mater. – 1998. – V. 177-181. – P. 946 – 946.
43. Microstructure and giant magnetoresistance of Co–Cu granular films fabricated under the extremely clean sputtering process / M. Tsunoda, K. Okuyama, M. Ooba, M.Takahashi // J. Appl. Phys. – 1998. –V. 83. – P. 7004 – 7006.
44. Oh T.S. The effect of nitrogenation on GMR and microstructures of granular (Ni_{0.8}Fe_{0.2})₂₀Ag₈₀ thin films / T.S.Oh, W.K.Choo, G. Thomas // Acta Mater. – 1998. – V. 46. – P. 3813 – 3820.

45. Sugawara T. Appearance of GMR on annealing in Cu-Co granular alloys with high Co concentration / T. Sugawara , K.Takanashi, H. Fujimori // J. Magn. Mater. – 1998. – V. 177-181. – P. 951 – 952.
46. Andres J.P. Enhancement of GMR in as-deposited Co-Cu granular films with RF sputtering power / J.P.Andres, J. Colino, J.M. Riveiro // J. Magn. Mater. – 1999. – V. 196-197. – P. 493 – 494.
47. Magnetic correlation among nanosized Co particles in Cu-Co heterogeneous thin films / P. Allia, P. Tiberto, F. Vinai, L. Pareti, G.Turilli // J. Magn. Mater. – 1999. – V. 196-197. – P. 56–58.
48. Steams M.B. Determination of para- and ferromagnetic components of magnetization and magnetoresistance of granular Co/Ag films / M.B.Steams, Y. Chang // J. Appl. Phys. – 1994. – 75. – P. 6894 – 6899.
49. Magnetic study of particle distribution in granular AuCo / N. Peleg, S.Shtrikman, G.Gorodetsky, I. Felner I. // J. Magn. Mater. – 1999. – V. 191. – P. 349 – 353.
50. Enhanced magnetoresistance of ultrathin $(\text{Au/Co})_n$ multilayers with perpendicular anisotropy / E. Velu, C. Dupas, D. Renard, J.P. Renard, J. Seiden // Phys.Rev.B. – 1988. – V.37, №1. – P.668 – 671.
51. Nabika H. Microstructure and electron transport properties of $\text{Au}_x\text{Co}_{1-x}$ nanoalloys embedded in polyacrylonitrile thin films / H. Nabika, K Akamatsu., M. Mizuhata // J.Mater. Chem. – 2002. – V.12. – P. 2408 – 2411.
52. Influence of annealing condition on giant magnetoresistance of FeCo-Cu granular films / S. Ge, Z. Zhang, Y. Lu, C. Li, R. Gan // Thin Solid Films. – 1997. – V. 311. – P. 33 – 37.
53. Texture, strain and alloying in sputtered granular magnetic films / V. Franco, X. Batlle, A. Labarta, J. Bassas, F. Sandiumenge // Acta Mater. – 1999. – V. 47. – P. 1661 – 1670.

54. Magnetic behavior of nanostructured films assembled from preformed Fe clusters embedded in Ag / C. Binns, M.J. Maher, Q.A. Pankhurst, D. Kechrakos, K.N. Trohidou // *Phys. Rev. B* – 2002. – V. 66, Is.18. – P.184413 – 184424.
55. Arranz M.A. Titanium metastable phases in sputtered Ti-Fe films and their influence in the electrical resistivity / M. A.Arranz, T. Muñoz, J.M. Riveiro // *Phys. Rev. B.* – 2002. – V. 66. – P. 144417 – 144421.
56. Проводимость электросопротивление и эффект Холла в гранулированных пленках Fe/SiO₂ / Б.А.Аронзон, Е.А.Варфоломеев, Д.Ю.Ковалев, А.А.Ликальтер, В.В.Рыльков, М.А. Седова // *ФТТ.* – 1999. – Т. 41. – С. 944 – 950.
57. Slow magnetoresistance relaxation in Fe/SiO₂-nanocomposites / B. Aronzon , A.Davydov, D.Kovaleva, E.Meilikhov, V.Rylkov, M.Sedova // *J.Magn.Magn. Mater.* – 2002. – V.242 – 245. – P. 631 – 633.
58. Synthesis and characterization of Fe-Al₂O₃ composites / A. Jr. Paesano, C.K.Matsuda, J.B.M.da Cunha, M.A.Z.Vasconcellos, B. Hallouche, S.L. Silva // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2003. – V. 264. – P. 264–274.
59. Fujimori H. Tunnel-type GMR in metal-nonmetal granular alloy thin films / H. Fujimori, S. Mitani, S. Ohnuma // *Mater. Sci. and Eng.* – 1995. – V. B31. – P. 219–223.
60. Pakhomov A.B. Giant Hall effect in percolating ferromagnetic granular metal-insulator films / A.B. Pakhomov, X. Yan, B. Zhao // *Appl. Phys. Lett.* – 1995. – V. 67.– P. 3497– 3499.
61. Jiang H. Nanodomain wall film structure and its magnetic characterization / H. Jiang // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2006. – V. 298. – P. 78–82.
62. Magnetotransport, magnetic, and structural properties of TM–SiO₂ (TM = Fe, Co, Ni) granular alloys / L.M.Socolovsky, J.C.Denardin, A.L. Brandl, M. Knobel // *Mater. Charact.* – 2003 .– V. 50. – P. 117 – 121.

63. Structural and magnetic properties of TM–SiO₂ (TM = Fe,Co,Ni) films / L.M. Socolovsky, J.C. Denardin, A.L. Brandl, M. Knobel, X.X. Zhang // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2003. – V. 262. – P. 102 – 106.
64. Perpendicular anisotropy of MBE-grown FePt–Ag granular films / T. Konagai, Y. Kitahara, T. Itoh, T. Kato, S. Iwata, S. Tsunashima // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2007. – V. 310. – P. 2662 – 2664.
65. Low-temperature magnetic softening by competing anisotropy compensation in a granular FePt-Ag multilayer / P. Tiberto, P. Allia, F. Celegato, M. Coisson, F. Vinai, F. Albertini, F. Casoli, S. Fabbri, L. Nasi, F. Bolzoni // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2007. – V.310. – P. 2231 – 2233.
66. Fujiura H. Fabrication of CoCrPt–SiO₂ films on flexible tape substrate using facing target sputtering system / H. Fujiura, S. Nakagawa // *J. Magn. Magn. Mater.* –2007. – V. 310. – P. 2659 – 2661.
67. Okamoto S. Epitaxially grown L10-FePt/(C, SiO₂, and Al₂O₃) granular films / S. Okamoto, O. Kitakami // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2007. – V. 310. – P. 2367 – 2368.
68. Li Z. C. Manipulation of ordered layered structures by interface-assisted ion-beam mixing in immiscible Ag-Co and Ag-Ni systems / Z. C. Li, D.P. Yu, B.X. Liu // *Phys. Rev.B* – 2002. – V.65. – P. 245403 – 245405.
69. Rubin S. Well-defined Co clusters embedded in an Ag matrix: A model system for the giant magnetoresistance in granular films / S. Rubin, M. Holdennried, H. Micklitz // *Eur. Phys. J.* – 1998. – V.B5. – P. 23 – 28.
70. Vrenken H. Microstructure and properties of giant magnetoresistance granular Au₈₀Co₂₀ alloys / H. Vrenken, B.J. Kooi, T.M. de Hosson // *J. Appl. Phys.* – 2001. – V. 89, № 6. – P. 3381 – 3388.
71. Ротштейн В.П. Диаграммы состояния двойных металлических сплавов / В.П. Ротштейн . – Томск : Изд-во ТГПУ, 2009. – 72 с.
72. Nishizawa T. The Co–Cu (Cobalt-Copper) system / T. Nishizawa, K. Ishida // *Bulletin of alloy phase diagrams.* – 1984. – V.5, Iss. 2. – P.161 – 165.

73. Formation of microstructural defects in electrodeposited Co/Cu multilayers / C. Schimpf, V. Klemm, G. Schreiber, I. Bakonyi, L. Péter // *Acta Mater.* – 2009. – V. 57. – P. 3211 – 3222.
74. Yan H.F. Metastable phase formation in the immiscible Cu-Co system studied by thermodynamic, molecular dynamics and ab initio calculations together with ion beam mixing / H.F. Yan, Y.X. Shen, H.B. Guo // *J.Phys.: Condens. Matter.* – 2007. – V. 19. – P. 026219 – 026235.
75. Thochitskii T.A. Fine structure and possible growth mechanisms of some electrodeposited CuCo granular films / T.A. Thochitskii, G.A. Jones, H.J Blythe // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2001. – V. 224. – P. 221-232.
76. Butler W.H. Conductance and giant magnetoconductance of Co/Cu/Co spin valves: Experiment and theory / W.H. Butler, X.-G. Zhang, T.C. Schulthess // *Phys. Rev. A* – 1997. - V. 56, № 22. – P. 14574 - 14582.
77. Effect of alloy formation processes in the Co-Cu system on the magnetic and magnetoresistance properties of multilayer Co/Cu films with ultrathin Co layers prepared by DC magnetron sputtering / D. L. Khalyapin, P.D. Kim, J. Kim, I. A. Turpanov, A. Ya. Beten'kova, G. V. Bondarenko, T.N. Isaeva, I. Kim // *Phys. solid state.* – 2010. – V. 52, Iss. 9. – P. 1787 – 1796.
78. Giant magnetoresistance in electrodeposited Co-Cu/Cu multilayers: origin of the absence of oscillatory behavior / I. Bakonyi, . Simon, B.G. Toth, L. Peter, L.F. Kiss // *Phys. Rev.* – 2009. – V. B79. – P. 174421/1-174421/13.
79. 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, L.F. Kiss, A. Cziraki, I. Bakonyi I. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2004. – V. 280. – P. 60 – 74.
80. Metastable phase formation in the immiscible Cu-Co system studied by thermodynamic, molecular dynamics and ab initio calculations together with ion beam mixing / H.F. Yan, Y.X. Shen, H.B. Guo, B.X. Liu // *J.Phys.: Condens. Matter.* – 2007. – V. 19. – P. 026219 – 026235.

81. Protsenko I. Solid solution formation in Cu/Co ultrathin film systems / I. Protsenko, I. Cheshko, Ja. Javorsky // *Functional Mater.* – 2006. – V.13, №2. – P.219 – 222.
82. Yan H.F. Role of interface in forming non-equilibrium hcp phase by ion mixing in an immiscible Au-Co system / H.F.Yan, Z.C. Li, B.X. Liu // *J.Phys.D.: Appl.Phys.* – 2003. – V.36, №6. – P.615 – 619.
83. Magnetoresistance and Hall effect in epitaxial Co-Au superlattices / W.Vavra, C.H. Lee, F.J. Lamelas, H. He, R.Clarke, C. Uher // *Phys.Rev.B.* – 1990. – V.42, №7. – P.4889 – 4892.
84. Microstructural characterization of CoAg granular films / J.H. Du, W.J. Liu, Q. Li, H. Sang, S. Y. Zhang, Y. W. Du, D. Feng // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. – V.191. – P. 17 – 24.
85. Du J.H. Memory effect and spin-glass-like in Co-Ag granular films / J. H. Du, B. Zhang, R.K. Zheng // *Phys.Rev. B.* – 2007. – V.75. – P.014415-014422.
86. GMR micro-structure in bulk Au-Co nanogranular alloys / N. Kataoka, H. Takeda, J. Echigoya, K. Fukamichi, E. Aoyagi, Y. Shimada, H. Okuda, K. Osamura, M. Furusaka, T. Goto // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1995. – V.140 – 144. – P.621– 622.
87. Майкова Є. Концентраційна залежність параметра ГЦК решітки в плівкових твердих розчинах на основі Co та Cu, Au або Ag / Є. Майкова, І. Проценко, І. Чешко // *Матеріали Міжнародної конференції ЄВРИКА-2007.* – Львів: ЛНУ ім. Івана Франка, 2007. – С. 75.
88. Диаграммы состояния двойных металлических систем. Т.1 / Под ред. Н.П. Лякишева. – Москва: Машиностроение, 1996. – 1027 с.
89. Диаграммы состояния двойных металлических систем. Т.2 / Под ред. Н.П. Лякишева. – Москва: Машиностроение, 1996. – 1022 с.
90. Образование поверхностных периодических микроструктур при лазерном облучении многослойных пленок Cr/Cu/Ni / М.М. Нищенко,

- М.А. Васильев, С.И. Сидоренко, С.М. Волошко, Н.Ю. Вилкова // *Металлофиз. новейшие технол.* – 2002. – Т.24, № 2. – С. 203–220.
91. Евстигнеева Т.Л. О фазах в системе Pt-Fe / Т.Л. Евстигнеева // *Электронный НИЖ «Вестник отделения наук о Земле РАН».* – 2009, №1(27). – http://www.scgis.ru/russian/h_dgggms/1-2009/informbul-1_2009/mineral-6.pdf
92. Okamoto H. Fe – Gd (Iron - Gadolinium) / H. Okamoto // *J. Phase Equilibra.* – 1997. – V.18, №122. – P.109 – 111.
93. Бланк Т.В. Механизмы протекания тока в омических контактах металл-полупроводник // Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг // *Физика и техника полупроводников.* – 2007. – Т.41, вып.11. – С.1281 - 1308.
94. Thin-film compound phase formation at Fe–Ge and Cr–Ge interfaces / O.M. Ndwandwe, C.C. Theron, T.K. Marais, R. Pretorius // *J. Mater. Res.* – 2003. - V.18, №8. – P.1900 – 1907.
95. Nanoparticle strain sensor / J.L.Tanner, D. Mousadakos, P. Broutas, S. Chatzandroulis, Y.S. Raptis, D. Tsoukalas // *Proc. Eng.* – 2011. – V.25. – P. 635 – 638.
96. Uenishi K. Mechanical alloying in the Fe–Cu system / K. Uenishi, K.F. Kobayashi, S.Z. Nasu // *Zeitschrift fur metallkunde.* – 1992. – V. 83. – P. 132 – 135.
97. Consolidation of FePd nanoparticles by spark plasma sintering / P. Saravanan, K. Srinivasa Rao, D. Sivaprahasam // *Intermetallics.* – 2010. – V. 18. – P. 2262 – 2265.
98. Sato K. Three-dimensional shapes and distribution of FePd nanoparticles observed by electron tomography using high-angle annular dark-field scanning transmission electron microscopy / K. Sato, K. Aoyagi, T.J. Konno // *J. Appl. Phys.* –2010. – V. 107. – P. 024304-1 – 024304-7.
99. Pecko D. Temperature-driven microstructural, compositional, and magnetic changes in electrodeposited Fe–Pd thin films / D. Pecko, K.Z. Rozman, P.J. McGuinness // *J. Appl. Phys.* –2010. – V. 107. – P. 09A712-1 – 09A712-3.

100. Статистична термодинаміка та фізична кінетика структурних змін (квазі) бінарних твердих розчинів на основі щільних простих ґратниць (за даними про еволюцію картини розсіяння різного типу хвиль) / В.А. Татаренко, О.В. Соболев, Д.С. Леонов, Ю.А. Куницький, С.М. Бокоч // Успехи физ. мет. – 2011. – Т. 12, №1. – С. 1 – 155.
101. Кинетические параметры миграции атомов и релаксации рассеяния разного типа волн в упорядочивающемся сплаве ГЦК-Ni-Al / Д.С. Леонов, Т.М. Радченко, В.А. Татаренко, Ю.А. Куницкий // Металлофиз. новейшие технол. – 2007. – Т. 29, № 12. – С. 1587 – 1602.
102. Магнитные межатомные взаимодействия и упорядочение атомов в нестехиометрических сплавах Ni–Al типа L12 / В. А. Татаренко, В. В. Односум, Ю. Н. Коваль, Г. Е. Монастырский // Металлофиз. новейшие технол. – 2003. – Т. 25. – №9. – С. 1111 – 1131.
103. Кинетика ближнего упорядочения твердых растворов замещения (по данным о рассеянии разного типа волн). I. Микроскопические параметры миграции атомов в ГЦК-Ni–Mo в Фурье-представлении / С.М. Бокоч, Н.П. Кулиш, Т.М. Радченко, В. А. Татаренко // Металлофиз. новейшие технол. – 2004. – Т. 26. – №3. – С. 387 – 406.
104. Кинетика ближнего упорядочения твердых растворов замещения (по данным о рассеянии разного типа волн). II. Параметры атомной микродиффузии в ГЦК-Ni–Mo / С. М. Бокоч, М. П. Кулиш, В. А. Татаренко, Т.М. Радченко // Металлофиз. новейшие технол. – 2004. – Т. 26. – №4. – С. 541–558.
105. Schied T. Fe–Pd thin films as a model system for self-organized exchange coupled nanomagnets / T. Schied, A. Lotnyk, C. Zamponi // J. Appl. Phys. – 2010. – V. 108. – P. 033902-1 – 033902-6.
106. Crystallographic aspects of L1₀ magnetic materials / D.E. Laughlin, K. Srinivasan, M. Tanase, L. Wang // Scripta Mater. – 2005. – V. 53. – P. 383 – 388.
107. Skomski R. Atomic and micromagnetic aspects of L1₀ magnetism / R. Skomski, A. Kashyap, J. Zhou // Scripta Mater. – 2005. – V. 53. – P. 389 – 394.

108. Low-frequency noise of thick-film resistors as quality and reliability indicator / D. Rocak, D. Belavic, M. Hrovat, J. Sikula, P. Koktavý, J. Pavelka, V. Sedlakova // *Microel. Reliability*. – 2001. – V. 41. – P. 531 – 542.
109. Electrical properties and chemical compatibility of PZT thick film on Ni substrates / A. Bencan, G. Drazic, M. Hrovat, J. Holc, M. Kosec // *J. Mater. Sci.* – 2003. – V. 38. P. 3769 – 3774.
110. A characterization of thick-film PTC resistors / M. Hrovat, D. Belavic, A. Bencan, J. Holc, G. Drazic // *Sens. Actuat. A.* – 2005. – V.117. – P. 256 – 266.
111. Thick-film resistors on various substrates as sensing elements for strain-gauge applications / M. Hrovat, D. Belavic, A. Bencan, J. Bernard, J. Holc, J. Cilensek, W. Smetana, H. Homolka, R. Reicher, L. Golonka, A. Dziedzic, J. Kita // *Sens. Actuat. A.* – 2003. – V.107. – P. 261 – 272.
112. Electrochemical syntheses of soft and hard magnetic Fe₅₀Pd₅₀-based nanotubes and their magnetic characterization / K.Z. Rozman, D. Pecko, L. Suhodolcan, P.J. Mc Guinness // *J. Alloy. Compd.* – 2011. – V. 509. – P. 551–555.
113. Influence of atomic ordering on the magnetic properties of FePd, FePt, and Fe₅₀Pd_{50-x}Pt_x alloy films / E.M. Artem'ev, L.V. Zhivaeva, M.E. Artem'ev, P.E. Volkova. – *Bull. Russ. Acad. Sci.: Physics*. – 2010. – V. 74, № 8. – P. 1135 – 1137.
114. Bokoch S.M. Interatomic interactions in F.C.C.-Ni-Fe Alloys / S.M. Bokoch, V.A. Tatarenko // *Успехи физ. мет.* – 2010. – Т. 11. – С. 413 – 460.
115. AFM, XRD and HRTEM studies of annealed FePd thin films / M. Perzanowski, Y. Zabala, J. Morgiel, A. Polit, M. Krupinski, A. Dobrowolska, M. Marszałek // *Acta Phys. Pol. A.* – 2010. – V. 117, № 2. – P. 423 – 426.
116. Wei D.H. Controlling microstructure and magnetization process of FePd (001) films by staged thermal modification / D.H. Wei, Y.D. Yao // *Appl. Phys. Lett.* – 2009. – V. 95. – P. 172503-1 – 172503-3.
117. Temperature and thickness dependence at the onset of perpendicular magnetic anisotropy in FePd thin films sputtered on MgO (001) / C. Clavero,

- J. M. Garcia-Martín, J. L.C. Kramer, G. Armelles, A. Cebollada // *Phys. Rev. B.* – 2006. – V. 73. – P. 174405-1–10.
118. Yu C.C. Magnetic properties of FePd films grown on Si antidots / C.C. Yu, Y.D. Yao, S.C. Chou // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2007. – V. 310. – P. 2333 – 2335.
119. Mechanisms of stress generation and relaxation during pulsed laser deposition of epitaxial Fe–Pd magnetic shape memory alloy films on MgO / T. Edler, J. Buschbeck, C. Mickel, Fahler S., Mayr S.G. // *New J. Phys.* – 2008. – V. 10. – P. 063007-1 – 063007-11.
120. Sakurai H. Magnetic compton profiles of Pd/Fe multilayers / H. Sakurai, F. Itoh, M. Ota // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2005. – V. 286. – P. 410 – 415.
121. Structure and magnetic properties of $\text{Fe}_x\text{Pd}_{1-x}$ thin films / X.N. Sun, X.Y. Xu, Z.B. Tang, G.S. Dong, X.F. Jin // *Phys. Lett. A.* – 2008. – V. 372. – P. 1687 – 1690.
122. Исследование тонких пленок FePt, синтезированных методом последовательного распыления / А.С. Камзин, Е.В. Сметков, Э. Янг, Ф. Вей, В. Хианг // *ПЖТФ.* – 2008. – Т.34, Вып. 1. – С. 57 – 64.
123. Microstructure of electrodeposited Fe-Pt binary alloy films / F. Wang, S. Doi, K. Hosoiri, T. Watanabe // *Mater. Sci. Eng. A.* – 2004. – V. 375 – 377. – P. 1289 – 1293.
124. Magneto-optical Kerr rotation spectra in ordered and disordered phases Fe-Pt alloy films / T. Katayama, T. Sugimoto, Y. Suzuki, M. Hashimoto, P. de Haan, J.C. Lodder // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1992. – V. 104 – 107. – P. 1002 – 1004.
125. Order / disorder phase composite Fe-Pt film magnets prepared by RF-sputtering / M. Nakano, K. Matsuo, H. Fukunaga, J.M. Song // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2004. – V. 272 – 276. – P. e1933 – e1935.
126. Fujii I. Magnetic properties of $L1_0$ ordered FePt films prepared on a Fe-Si-B-Nb-Cu soft magnetic underlayer / I.Fujii, T. Shima, K.Takanashi // *Mater. Transactions.* – 2006. – V. 47, № 1. – P. 47 – 51.

127. Ikemoto J. As-grown preparation of FePt-ordered alloy thin films from Pt/Fe bilayered structure / J. Ikemoto, Y. Imai, S. Nakagawa // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2008. – V. 320. – P. 3060 – 3063.
128. Wang W.C. Size-composition – dependent magnetic properties of metastable Fe-Pt nanocrystal prepared by ion beam mixing / W.C. Wang, J.H. Li, X. He, B.X. Liu // *J. Alloy. Compd.* – 2009. – V. 476. – P. L21 – L24.
129. Hu X. Exchange-coupled Fe₃O₄/L1₀ – FePt bilayer films by controlled oxidation of Fe/Pt multilayer / X. Hu, P.Wu, J.Yuan // *Thin solid films.* – 2009. – V. 517. – P. 2602 – 2605.
130. Быкова Л.Е. Твердофазный синтез и мартенситные превращения в тонких пленках / Л.Е. Быкова, В.Г. Мягков, Г.Н. Бондаренко // *Химия в интересах устойчивого развития.* – 2005. – Т.13 – С.137 – 148.
131. Ампилогов В. П. Рост и структура наноразмерных ориентированных гетероструктур с ограниченной взаимной растворимостью компонентов: автореф. дис. на соискание научн. степени канд. ф.-м. наук : спец. 01.04.07 «Физика твёрдого тела» / В. П. Ампилогов. – Воронеж, 2007. – 18 с.
132. Чорноус А. М. Розмірні ефекти в електрофізичних властивостях нанокристалічних плівкових систем в умовах взаємної дифузії та фазоутворення : автореф. дис. на здобуття наук. ступеня док. ф.-м. наук : спец. 01.04.07 «Фізика твердого тіла» / А. М. Чорноус. – Суми, 2006. – 37 с.
133. Фазоутворення та дифузійні процеси у плівковій системі на основі Ni та Fe / В. В. Бібик, С. І. Проценко, А. І. Салтикова, В.О.Яременко // *Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка.* – 2002. – № 5(38) - 6(39). – С. 66 – 71.
134. Основи спінтроніки: матеріали, прилади та пристрої: навчальний посібник / Ю. А. Куницький, В. В. Курилюк, Л. В. Ододворець, І.Ю. Проценко. – Суми : Сумський державний університет, 2013. – 127 с.

135. Проценко И.Е. Образование примесных фаз в тонких пленках металлов с ОЦК и ГПУ решеткой / И.Е. Проценко // Получение и свойства тонких пленок. – К. : ИПМ, 1977. – С. 195 – 204.
136. Проценко И.Е. Размерные примесные эффекты в тонких пленках переходных металлов / И.Е. Проценко // Получение и свойства тонких пленок. – К. : ИПМ, 1990. – С. 30 – 44.
137. Dimensional impurity effects in a crystal structure of thin metal films / L.V.Odnodvoretz, N.I.Shumakova, E.P.Tkach, I.Yu.Protsenko // J. Nano-Electron. Phys. – 2009. – V. 1, № 1. – P. 25 – 36.
138. Яременко А.В. Размерно-температурные эффекты в тонких пленках переходных металлов : автореф. дис. на соискание научн. степени канд. ф.-м. наук : спец. 01.04.07 «Физика твёрдого тела» / А. В. Яременко. – Киев, 1985. – 21 с.
139. Проценко И.Е. Исследование структуры и электрофизических свойств пленок молибдена / И. Е.Проценко, А. В. Яременко // Металлофизика. – 1982. – Т.4, №1. – С. 71 – 75.
140. Проценко И.Е. О возможной природе ГЦК-фаз, наблюдаемых в тонких пленках титана и молибдена / И. Е. Проценко, В. Г. Шамония, А.В. Яременко // Ультрадисперсные частицы и их ансамбли. – Киев: Наукова думка, 1982. – С.42 – 46.
141. Петренко С.В. Электросопротивление и тензочувствительность тонких пленок металлов VA и VIA групп : автореф. дис. на соискание научн. степени канд. ф.-м. наук : спец. 01.04.07 «Физика твёрдого тела» / С.В. Петренко. – Киев, 1989. – 24 с.
142. Суров Ю.И. Влияние остаточной атмосферы на структуру вакуумных конденсатов молибдена / Ю. И. Суров, С. А. Молодежникова, В. А. Зуев // ФиХОМ. – 1989. – №2. – С. 59 – 61.
143. Суров Ю.И. Структурно-фазовые превращения в вакуумно-осажденных пленках молибдена с ГЦК структурой при отжиге / Ю.И. Суров,

- С.А. Молодежникова // Известия АН. Серия: Неорг. материалы. – 1990.– Т.6. – С. 1333 – 1334.
144. Температура перехода в сверхпроводящее состояние и структура пленочных образцов молибдена, легированного углеродом / В. М. Голянов, А. П. Демидов, М. Н. Михеева, А.А. Теплов // Письма в ЖЭТФ. – 1972. – Т.15, Вып.7. – С. 365 – 367.
145. Гольдшмидт Х. Дж. Сплавы внедрения / Х. Дж. Гольдшмидт. – М.: Мир, 1971. – Т. 1. – 424 с.
146. Гольдшмидт Х. Дж. Сплавы внедрения / Х. Дж. Гольдшмидт. – М.: Мир, 1971. – Т. 2. – 463 с.
147. Protsenko I.Yu. Investigation of the structure of thin rhenium films / I. Yu. Protsenko, V. M. Severin, A. F. Skorobogat'ko // Krist. und Techn. – 1976. – V. 11, № 9. – P. 941 – 945.
148. Чопра К. Л. Электрические явления в тонких пленках / К. Л. Чопра. – Москва: Мир, 1972. – 432 с.
149. Структура тонких пленок ванадия и хрома / Н.Т. Гладких, Н.А. Жукова, И.Е. Проценко, М.А. Чекарев // ФММ. – 1973. – Т. 36, №1. – С. 84 – 90.
150. Зміна параметра ґратки тонких плівок ванадію і хрому / М.Т. Гладких, О.І. Песін, І.Ю. Проценко, М.А. Чекарев // УФЖ. – 1973. – Т.18, №2. – С. 208 – 212.
151. Белевский В. П. Электронографическое исследование пленок хрома, полученных методом термоионного осаждения / В. П. Белевский, И. Е. Котенко, С. И. Сидоренко // Металлофизика. – 1979. – Вып. 76. – С. 102–105.
152. Structure, phase states and change of magnetic properties at recrystallization of thin-film Ni laser condensates / A. G. Bagmut, I. G. Shipkova, V.A. Zhuchkov // Functional Mater. – 2009. – V. 16, № 2. – P.161 – 169.

153. Багмут А.Г. Структура нанодисперсных пленок, осажденных лазерным распылением никеля / А. Г. Багмут, И. Г. Шипкова, В. А. Жучков // Наноматериалы. Том 1. – Харьков: ННЦ ХФТИ, 2008. – Т. 2. – С. 48 – 50.
154. Иевлев В.М. Фазовый размерный эффект в эпитаксиальных пленках никеля / В.М. Иевлев, В.П. Иевлев, Л.И. Трусов // Изв. АН. Серия физическая. – 1984. – Т.48, №9. – С.1725 – 1728.
155. Лобода В. Б. О возможной природе гексагональной фазы, наблюдаемой в тонких пленках никеля / В.Б. Лобода, И.Е. Проценко, А.Ф. Скоробагатько // Изв. ВУЗ. Физика. – 1976. – Т. 11. – С. 135–136.
156. Бібик В.В. Електрофізичні властивості плівкових систем на основі Ni та Fe / В.В. Бібик, Т.М. Гричановська, І.Ю. Проценко // Металлофиз. новейшие технол. – 2005. – Т.27, № 6. – С.775 – 784.
157. Бібик В.В. Формування фазового складу та електрофізичних властивостей плівкових систем на Ni/Fe Cr/Fe: Автореф. дис. ... кандидата ф.-м. наук : 01.04.07 «Фізика твердого тіла» // Сумський державний університет. – Суми, 1989. – 24 с.
158. Кубашевский О. Диаграммы состояния двойных систем на основе железа: пер. с англ. / под ред. Л.А.Петровой, Москва: Металлургия, 1985. – С.184.
159. Твердофазные диффузионные взаимодействия в многослойной тонкопленочной системе Cr/Cu/Ni при лазерном импульсном нагреве / М.М. Нищенко, М.А. Васильев, С.И. Сидоренко, С.М. Волошко, Н.Ю. Вилкова // Металлофиз. новейшие технол. – 2001. – Т.23, №7. – С. 983 – 996.
160. Дифузійний ріст включень силіцидної фази Mn_4Si_7 циліндричної форми в тонкоплівковій системі Mn – Si / С.І. Сидоренко, С.М. Волошко, О.П. Павлова, С.І. Конорев // Матеріалознавство та машинобудування. – 2010. – №2. – С. 93 – 99.

161. Наноматериалы, нанопокрyтия, нанотехнологии / Н. А. Азаренков, В.М. Береснев, А.Д. Погребняк, Л. В. Маликов, П. В. Турбин. – Харьков: ХНУ, 2009. – 209 с.
162. Vionnet S. Firing, quenching and annealing studies on thick-film resistors / S. Vionnet, Th. Maeder, P. Ryser // J. Europ. Ceram. Soc. – 2004. – V. 24. – P. 1889 – 1892.
163. The influence of firing temperature on the electrical and microstructural characteristics of thick-film resistors for strain gauge applications / M. Hrovat, A. Bercan, D. Belavic, J. Holc, G. Drazic // Sens. Actuat. A. –2003. – V. 103. – P. 341 – 352.
164. Thick-film resistors on zirconia substrates for possible strain gauge applications / M. Hrovat, D. Belavic, A. Bercan, J. Holc // J. Europ. Ceram. Soc. – 2003. – V. 23. – P. 1441 – 1448.
165. Hrovat M. Characterization of thick resistor series for strain sensors / M. Hrovat, D. Belavic, Z. Samardzija // J. Europ. Ceram. Soc. – 2001. – V.21. – P. 2001 – 2004.
166. A characterisation of thick film resistors for strain gauge applications / M. Hrovat, D. Belavic, Z. Samardzija, J. Holc // J. Mater. Sci. – 2001. – V. 36. – P. 2679 – 2689.
167. Belavic D. Vertical thick-film resistors as load sensors / D. Belavic, M. Hrovat, M. Pavlin // J. Europ. Ceram. Soc. – 2001. – V. 21. – P.1989 – 1992.
168. Ляпина О.В. Электрофизичні характеристики тонкоплівкових структур зі спеціальними властивостями / О.В. Ляпина, О.М. Берегова, Р.А. Подолян // ФХТТ. – 2011. – Т.12, №1. – С. 219 – 223.
169. Костржицкий А.И. Многокомпонентные конденсационные пленки высокой проводимости / А.И. Костржицкий, Е.В. Ляпина. – Одесса: Друк. – 2008. – 276 с.

170. Кузьменко А. И. Электрические свойства двухслойных пленок переходных металлов / А. И. Кузьменко, И. Е. Проценко, З. В. Стасюк // ВАНТ. Серия : Ядерно-физические исследования. – 1992. – Вып.22(1). – С. 74 – 76.
171. Проценко И. Е. Исследование температурной зависимости сопротивления двухслойных пленочных систем Co/Cr и Co/Ni / И. Е. Проценко, А. Н. Черноус, Л. А. Яременко // ВАНТ. Серия: Ядерно-физические исследования. – 1994. – Вып. 1. – С. 83–84.
172. Исаков Б.М. Сверхмалый температурный коэффициент электро-сопротивления двухфазных металлических сплавов / Б. М. Исаков // Металлы. – 1991. – №6. – С. 177–178.
173. Ni-Ag thin films as strain-sensitive materials for piezoresistive sensors / H. Chiriac, M. Urse, F. Rusu, C. Hison, M. Neagu // Sens. Actuat. A. – 1999. – V. 76. – P. 376–380.
174. Characterization of sputtered nichrome (80/20 wt.%) films for strain gauge applications / I. H. Kazi, P. M. Wild, T. N. Moore, M. Sayer // Thin solid films. – 2006. – V. 515. – P. 2602 – 2606.
175. The electromechanical behavior of nichrome (80/20 wt.%) film / I. H. Kazi, P. M Wild, T. N. Moore, M. Sayer // Thin solid films. – 2003. – V. 433. – P. 337 – 343.
176. Angadi M.A. Longitudinal and transverse strain sensitivity of nichrome films / M. A. Angadi, R. Whiting // Mater. Sci. Engin. B. – 1990. – V. 7. – P. L1 – L4.
177. Rajanna K. Strain sensitivity and temperature behavior of invar alloy films / K. Rajanna, M. M. Nayak // Mat. Sci. Eng. B. – 2000. – V. B77. – P. 288–292.
178. Resistivity of titanium–aluminium multi–layer thin films / R. Banerjee, R. Ahuja, S. Swaminathan, L. Hamish // Thin solid films. – 1995. – V. 269. – P. 29 – 35.
179. de Vries J.W.C. Interface scattering in triple layered polycrystalline thin Au/X/Au films (X = Fe, Co, Ni) / J.W.C. de Vries // Solid State Comm. –

1998. – V.65, №3. – P.201 – 207.
180. Electrical resistivity of PdFe alloys / S.Skalski, M. P. Kawatra, J. A.Mydosh, J. I. Budnick, // *Phys. Rev. B.* – 1970. – V. 2, № 9. – P. 3613 – 3619.
181. Temperature-driven changes of order and magnetism in FePd thin films and thin foil / Ch. Issro, W. Püschl, W. Pfeiler, P.F. Rogl, W.A. Soffa, M.Acosta, G.Schmerber, R. Kozubski, V. Pierron-Bohnes // *Scripta Mater.* – 2005. – V. 53. – P. 447 – 452.
182. Дехтярук Л.В. Методика оцінки внеску інтерфейсного розсіяння на межі поділу шарів у величину питомого опору і термічного коефіцієнта опору плівок / Л.В. Дехтярук, І.М. Пазуха, І.Ю. Проценко // *УФЖ.* – 2006. – Т.51, №7. – С.729 – 731.
183. Atomic migration and ordering phenomena in bulk and thin films of FePd and FePt / R. Rafal Kozubski, C. Issro, K. Zapala, M. Kozłowski, M. Rennhofer, E. Partyka, V. Pierron-Bohnes, W. Pfeiler // *Z. Metallkd.* – 2006. – V.97. – P.1 – 12.
184. Re-examination of phase diagrams of Fe-Pt systems / Y. Noser, A. Kushida, T. Ikeda, H. Nakajima, K. Tanaka, H. Numakura // *Mater. Transact.* – 2003. – V.44, №12.- P.2723 – 2731.
185. Проценко С.І. Про температурну залежність коефіцієнтів поздовжньої і поперечної тензочутливості металевих плівок / С. І. Проценко // *ФХТТ.* – 2002. – Т. 3, № 3. – С. 401–403.
186. Ласюченко О.Б. Фізичні процеси у тензодатчику на основі металевої плівки / О.Б. Ласюченко, І.Ю. Проценко, В.А. Хворост // *Вісник СумДУ.* Серія: фізика, математика, механіка. – 2001. – №3(24) – 4(25). – С.58 – 66.
187. Петренко С.В. Эффект тензочувствительности в дисперсных металлических пленках / С. В. Петренко, И. Е. Проценко, В.Г. Шамония // *Металлы.* – 1989. – №1. – С.180–186.
188. Abe O. New thick-film strain gauge / O. Abe, Y. Taketa, M. Haradome // *Rev. Sci. Instrum.* – 1988. – V. 59, № 8. – P. 1394–1398.
189. Проценко І.Ю. Тонкі металеві плівки (технологія та властивості)/ І.Ю.Проценко, В. А. Сасенко. – Суми : Вид-во СумДУ, 2002. – 187 с.

190. Emery R. D. Tensile behavior of free-standing gold films. Part I. Coarse-grained films / R. D Emery, G. L. Povirk // *Acta Mater.* – 2003. – V. 51. – P. 2067–2078; Emery R.D., Povirk G.L. Tensile behavior of free-standing gold films. Part II. Fine-grained films // *Acta Materialia.* – 2003. – V.51. – P.2079 – 2087.
191. Espinosa H. D. Plasticity size effects in free-standing submicron polycrystalline FCC films subjected to pure tension / H. D. Espinosa, B.C. Prorok, B. Peng // *J. Mech. Phys. Solids.* – 2004. – № 52. – P. 667 – 689.
192. Субструктура и прочность конденсированных плёнок палладия / В. М. Иевлев, Е. К. Белоногов, А. А. Максименко, Б.Л. Агапов, В.В. Шкатов // *Деформация и разрушение материалов.* – Москва: Изд-во МГИУ, 2006. – Т.1. – С. 468–471.
193. Бучунас А.А. Тензочувствительность тонких диспергированных пленок золото-моноокись кремния / А.А.Бучунас, Ю.А. Мешкуотис // В кн. «Диспергированные металлические пленки». – Киев: НАН УССР, 1972. – С.161 – 167.
194. Бойко Б.Т. Тензочувствительность и некоторые кинетические характеристики островковых конденсатов золота на слюде / Б.Т. Бойко, В.Р. Копач // В кн. «Диспергированные металлические пленки». – Киев: НАН УССР, 1972. – С.168 – 176.
195. Проценко С.І. Дослідження і прогнозування тензорезистивних властивостей плівкових систем на основі Cr, Cu і Sc / С. І. Проценко, А. М. Черноус // *Металлофиз. новейшие технол.* – 2003. – Т. 25, № 5. – С. 587–601.
196. Khater F. Strain coefficients of electrical resistance of double-layer thin metallic films / F. Khater, M. El-Hiti // *phys. stat. sol.(a).* – 1988. – V. 108, №1. – P. 241 – 249.
197. Khater F. Temperature coefficient of the strain coefficient of electrical resistivity of double-layer thin metallic films / F. Khater, M. El-Hiti // *phys. stat. sol.(a).* – 1988. – V. 109, № 2. – P. 517 – 523.
198. El-Hiti M. Dependence of temperature coefficient of the strain coefficients of resistance of double-layer thin metallic films of thermal strains / M. El-Hiti // *phys. stat. sol.(a).* – 1989. – V. 155, № 1. – P. 185 – 189.

199. Ласюченко Е. Б. Корреляция электрофизических свойств металлических пленок с числом $(s+d)$ электронов / Е.Б.Ласюченко, И.Е. Проценко // ВАНТ. Серия: Вакуум, чистые материалы, сверхпроводники. – 1999. – Вып. 2 (10). – С. 94 – 96.
200. Хоменко Е. В. Взаимосвязь состава, структурных и магнитных свойств в пленках Co-Ni-Fe и в системе Co/IrMn : Автореф. дис. ... канд. ф.-м. наук: 01.04.11 «Физика магнитных явлений» // МГУ. – Москва, 2009. – 24 с.
201. Mayadas A.F., Shatzkes M. Electrical-resistivity model for polycrystalline films: the case of arbitrary reflection at external surfaces / A.F. Mayadas, M. Shatzkes // Phys. Rev. B. – 1970. – V.1, №4. – P.1382 – 1389.
202. Tosser A.J. Thin polycrystalline metallic-film conductivity under the assumption of isotropic grain-boundary scattering / A.J. Tosser, C.R. Tellier, C.R. Pichard C.R. // J. Mater. Sci. – 1981. – V.16, №4. – P. 944 – 948.
203. Особливості дифузійних процесів в двошарових плівкових системах / В.В. Бібик, С.І. Проценко, А.М. Черноус, І.О. Шпетний // Фізика і технологія тонких плівок. Том. 1. Матеріали МК ФТТП - IX. – Івано - Франківськ: ПрНУ, 2003. – С. 153 – 154.
204. Dimmich R. Electrical conductance and TCR of double-layer films / R. Dimmich // Thin Solid Films. – 1988. – V.158, №1. – P.13 – 24.
205. Size effect and processes of interdiffusion in multilayer films / I. Protsenko, L. Odnodvoretz, S. Petrenko, A. Chornous // Cryst. Res. Technol. – 1995. – V.30, №8. – P.1079 – 1083.
206. Odnodvoretz L.V. Features of tensorial resistivity effect in film materials on the range of elastic and plastic deformation / L.V.Odnodvoretz // Матеріали XIII Міжнародної конференції «Фізика і технологія тонких плівок та наносистем». – Івано-Франківськ: ПрНУ ім. В. Стефаника, 2011. – С. 180–181.
207. Lasyuchenko O. Microscopic theory of tensorial resistivity of multilayer polycrystalline films / O. Lasyuchenko, L. Odnodvoretz, I. Protsenko // Cryst. Res. Technol. – 2000. – V.35, №3. – P.329 – 332.

208. Структурно-фазовий стан, стабільність інтерфейсів та електрофізичні властивості двошарових плівкових систем (огляд) / С.І. Проценко, І.В. Чешко, Д.В. Великодний, І.М. Пазуха, Л.В. Однодворець, І.Ю. Проценко, О.В. Синашенко // Успехи физ. мет. – 2007. – Т.8, №4. – С. 247 – 278.
209. Фізика твердого тіла: начальний посібник / В.В. Бібик, Т.М. Гричановська, Л.В.Однодворець, Н.І.Шумакова. – Суми: Сумський державний університет, 2009. – 200 с.
210. Проценко С.І. Внесок температурних ефектів у термічний коефіцієнт опору багатошарових плівкових систем / С.І. Проценко, О.В. Синашенко, А.М. Черноус // Металлофиз. новейшие технол. – 2005. – Т.27, №12. – С.1621 – 1633.
211. Pichard C.R. Linearisation of polycrystalline film gauge factors / C.R.Pichard, C.R. Tellier // Rev. Phys. Appl. – 1979. – V.14, №8. – P.743 – 747.
212. Tellier C.R. A comparison between linearized expressions of the temperature coefficient of resistance of polycrystalline films / C.R.Tellier, C.Boutrit // Thin solid films. – 1977. – V.46, №3. – P.307 – 313.
213. Проценко І.Ю.Розмірний ефект в електропровідності двошарових полікристалічних плівок в умовах взаємної дифузії металів / І.Ю. Проценко, А.М. Черноус // Вісник СумДУ. –1994. №1. – С. 19 – 25.
214. Lenz J.E. A review of magnetic sensors / J.E. Lenz // Proc. IEEE. – 1990. – V. 78. – P. 973 – 989.
215. Reig C. Low-current sensing with specular spin valve structures / C. Reig, D. Ramirez, H.H. Li, P.P. Freitas // IEEProc. Circuits Dev. Syst. – 2005. – V.152. – P. 307–311.
216. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices / M.N.Baibich, J.M. Broto, A.Fert, F.N.Vandau, F.Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas // Phys. Rev. Lett. – 1988. – V.61. – P. 2472 – 2475.

217. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic-structures with antiferromagnetic interlayer exchange / G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach, W. Zinn // *Phys. Rev. B.* – 1989. – V.39. – P. 4828–4830.
218. The influence of anisotropy on the magnetoresistance of permalloy-copper-permalloy thin films / R. Ranchal, M. Torija, E. Lopez, M.C. Sanchez, C. Aroca, P. Sanchez // *Nanotechnology. B.* – 2002. – V.13. – P. 392 – 397.
219. Microsystem for the immunomagnetic detection of *Escherichia coli* O157 : H7 / M. Mujika, S. Arana, E. Castafto, M.Tijero, R.Vilares, J.M. Ruano-Lopez, A.Cruz, L.Sainz, J. Berganza // *Phys. Status Sol. A. B.* – 2008. – V. 205. – P. 1478 – 1483.
220. Magnetoresistive immunosensor for the detection of *Escherichia coli* O157:H7 including a microfluidic network / M. Mujika, S. Arana, E. Castafto, M. Tijero, R. Vilares, J.M. Ruano-Lopez, A. Cruz, L. Sainz, J. Berganza // *Biosens. Bioelectron. B.* – 2009. – V. 24. – P. 1253 – 1258.
221. Lopez-Martin A.J. Performance tradeoffs of three novel GMR contactless angle detectors / A.J. Lopez-Martin, A. Carlosena // *IEEE Sens. J. B.* – 2009. – V.9. – P. 191 – 198.
222. Giant magnetoresistance in Fe/Cr superlattices with very thin Fe layers / R. Schad, C.D. Potter, P. Belien // *Appl. Phys. Lett.* – 1994. – V.64, №25. – P. 3500 – 3502.
223. Parkin S. S. P. Giant magnetoresistance in antiferromagnetic Co/Cu multilayers / S.S.P. Parkin, Z.G. Li, D.J. Smith // *Appl. Phys. Lett.* – 1991. – V. 58, №23. – P. 2710 – 2712.
224. Vergara J. Effect of annealing processes on the magneto-resistance in pulsed laser ablated-deposited $\text{Ag}_{90}\text{Co}_{10}$ and $\text{Co}_{10}\text{Cu}_{90}$ films / J. Vergara, V. Madurga // *J. Non-Crystalline Sol. B.* – 2001. – V. 287. – P. 385–389.
225. Arana S. High temperature circular position sensor based on a giant magnetoresistance nanogranular $\text{Ag}_x\text{Co}_{1-x}$ alloy / S. Arana, E. Castafto, F.J. Gracia // *IEEE Sens. J. B.* – 2004. – V. 4. – P. 221 – 225.

226. High sensitivity linear position sensor developed using granular Ag-Co giant magnetoresistances / S. Arana, N. Arana, R. Gracia, E. Castafto // *Sens. Actuat. A: Phys. B.* – 2005. – V. 123. – P. 116 – 121.
227. Giant magnetoresistance in ferromagnet/superconductor superlattices / V. Pefta, Z. Sefrioui, D. Arias, C. Leon, J. Santamaria, J.L. Martinez, S.G.E. te Velthuis, A. Hoffmann // *Phys. Rev. Lett. B.* – 2005. – V. 94. – P. 057002 –057006.
228. Mi W.B. Enhanced Hall effect in $\text{Fe}_x\text{Ge}_{1-x}$ nanocomposite films / W.B Mi., Y.W.Liu, E.Y. Jiang, H.L. Bai // *J. Appl. Phys.* – 2008. – V. 103. – P. 093713-1 – 093713-8.
229. Insights into pulsed electrodeposition of GMR multilayered nanowires / D. Pullini, D. Busquets, A. Ruotolo, G. Innocenti, V. Amigo // *J. Magn. Magn. Mater. B.* – 2007. – V. 316. – P. 242 – 245.
230. Demydenko M. Null-ellipsometry investigations of the optical properties and diffusion processes in spin-valve structures based on Co and Cu / M. Demydenko, S. Protsenko, P. Siffalovic // *Thin solid films.* – 2012. – V.520. – Iss. 17. – P. 5722 – 5726.
231. Гигантское магнитосопротивление гранулированных микропроводов: спин-зависящее рассеяние в межгранульных промежутках / А.Б. Грановский, М. Ильин, А. Жуков, В. Жукова, Х. Гонзалес // *ФТТ.* – 2011. – Т.53. – Вып.2. – С.299 – 301.
232. Magnetoresistance and magnetic properties of electron beam deposited $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x\text{Ag}_{1-x}$ granular films / A.Ya.Vovk, V.O. Golub, L. Malkinsky, O.V. Shypil // *Металлофиз. новейшие технол.* – 2003. – Т. 25, № 7. – С. 827 – 841.
233. Vovk A. Ya. Tunneling magnetotransport in electron beam deposited $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ germet films / A. Ya. Vovk, J.-Q.Wang, A.M. Pogoriliy // *Металлофиз. новейшие технол.* – 2002. – Т. 24, № 8. – С. 1055 – 1064.
234. Магнитные и магниторезистивные свойства быстрозакаленных лент Co-Cu / В.О. Васьковский, Г.В. Курляндская, Р. Лопес Антон, А.Н. Сорокин, С. В. Андреев, А. Пенья, М. А. Подкорытов // *ФММ.* – 2001. – Т. 92, № 3. – С. 17 – 23.

235. Micriscopic mechanisms of giant magnetoresistance multilayers / C. Vonille, A. Barthelemy, F. Elokani, C. Vouille, A. Barthelemy, F. Elokani, M. Pondo, A. Fert, P. A. Schroeder, S. Y. Hsu // *Phys. Rev. B.* – 1996. – V. 54, № 21. – P. 15314 - 15329.
236. Bakonyi I. Electrodeposited multilayer films with giant magnetoresistance (GMR): progress and problems / I. Bakonyi, I. Peter // *Progress in Mater. Sci.* – 2010. – V.53. – P. 107 – 245.
237. Карпенков С. Х. Магниторезистивные материалы / С.Х. Карпенков // *Электроника: наука, технология и бизнес.* – №1. – 2001. – С. 50 – 53.
238. Finite size effects with variable range exchange coupling in thin-film Pd/Fe/Pd trilayers / R.K. Das, R. Misra, S. Tongay, R. Rairigh, A.F. Hebard // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2010. – V. 322. – P. 2618 – 2621.
239. Holmstrom E. Giant magnetic enhancement in Fe/Pd films and its influence on the magnetic interlayer coupling / E. Holmstrom, L. Nordstrom, A. M. N. Niklasson // *Phys. Rev. B.* – 2003. – V. 67. – P. 184403-1 – 184403-6.
240. Fullerton E. Structure and magnetism of epitaxially-strained Pd(001) Films on Fe(001): experiment and theory / E. Fullerton, D. Stoeffler, K. Ounadjela // *Phys. Rev. B.* – 1995. – V. 51. – P. 6364 – 6378.
241. Магнитооптические свойства многослойных пленок Fe/Pd / Е.А. Ганьшина, А.А. Богородицкий, Р.Ю. Кумаритова, В.В. Бибикина, Г.В. Смирницкая, Н.И. Цидаева // *ФТТ.* – 2001. – Т.43. – Вып. 6. – С. 1061 – 1066.
242. Kumar M. Temperature dependence of magnetization in Fe-Pd thin films / M. Kumar // *Mater. Sci. Eng. B.* – 2009. – V. 162. – P. 59 – 63.
243. Change of magnetic property in ultrathin Fe films grown on Pd(111) induced by morphological change and interdiffusion / J.H. Choi, T.U. Nahm, W. Kim, W. Kim, J. Chung, J.-Y. Kim, H. Koh, S.-J. Oh // *Surf. Sci.* – 2001. – V. 495. – P. 173–184.
244. Dutta B. First-principles based investigation on effects of magnetism on lattice dynamics in Fe₇₂Pd₂₈ alloy / B. Dutta, S. Ghosh // *Intermetallics.* – 2010. – V. 18. – P. 1143 – 1147.

245. Yabe H. Magnetic properties of metastable Fe–Pd alloys by mechanical alloying / H. Yabe, R.C.O’Handleya, T. Kuji // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2007. – V. 310. – P. 2500–2502.
246. Tadisina Z.R. Perpendicular magnetic tunnel junctions using Co-based multilayers / Z.R. Tadisina, A. Natarajarathinam, B.D. Clark // *J. Appl. Phys.* – 2010. – V. 107. – P. 09C703-1 – 09C703-3.
247. Wood R. Future hard disk drive systems / R. Wood // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2009. – V. 321. – P. 555 – 561.
248. Горобец Ю.И. Магнитное упорядочивание в гранулированной системе / Ю.И. Горобец, Ю.И. Джежеря, А.Ф. Кравец // *ФТТ.* – 2000. – Т.42. – Вып.1. – 121 – 125.
249. Csontos M. Magnetic and transport properties of Fe-Ag granular multilayers / M. Csontos, J. Balogh, D. Kaptas, L.F. Kiss, G. Mihaly // *Phys. Rev.B.* – 2012. – V.73. – Iss. 18. – ID 184412.
250. Peng Ya. Microstructure and magnetic properties of Ag/Fe/Ag pseudo-sandwich nanogranular films / Ya. Peng, Y. Hu, Y. Li // *Chinese J. Chem. Phys.* – 2007. – V.20. – P.773 – 778.
251. Reig C. Magnetic field sensors based on giant magnetoresistance (GMR) technology: applications in electrical current sensing / C. Reig, M.-D. Cubells-Beltran, D. Munoz. – 2009. – V.9. – P.7919 – 7942.
252. Tumanski S. Thin film magnetoresistive sensors / S. Tumanski. – Bristol and Philadelphia: IPP. – 2001. – 451 p.
253. Vibration detector based on GMR sensors / J.P. Sebastia, J.A. Lluch, J.R.L.Vizcaino, J.S. Bellon // *IEEE Trans. Instrum. Measur.* – 2009. – V.58. – P. 707 – 712.
254. Features strain properties thin-films: anomalous small of strain coefficient / I.Yu. Protsenko, L.V. Odnodvoretz, K.V. Tyschenko, M.O. Shumakova // *J. Mech. Eng. Technol.* – 2013. – V.1, №1. – P. 34 – 39.
255. Тензорезистивні властивості нанокристалічних плівкових матеріалів на

- основі Fe, Cr та Mo / І.П. Бурик, Д.П. Дудецький, Л.В. Однорець, М. Маршалек // Матеріали Міжнародної конференції «Сучасні проблеми фізики твердого тіла». – Київ: КНУ ім. Т. Шевченка, 2007. – С. 97–98.
256. Resistivity and the Hall effect in polycrystalline Ni-Cu and Ta-Cu multi-layered thin films / G. Reiss, K. Kapfberger, G. Meier, J. Vancea, H. Hoffmann // *Phys. Condens. Matter.* – 1989. – V. L. – P. 1275 – 1283.
257. Захаренко М.І. Особливості тензорезистивного ефекту аморфних металевих сплавів при різних типах деформації / М.І. Захаренко, В.А. Макара, М.П. Семенько // *Доп. НАНУ.* – 2008. – №7. – С.99 – 104.
258. Магнетизм аморфних та нанокристалічних систем / А.П. Шпак, Ю.А. Куницький, М.І. Захаренко, А.В. Волощенко. – Київ: Академперіодика, 2003. – 237 с.
259. Захаренко М.І. Кореляції між електричним опором, його температурним коефіцієнтом та коефіцієнтом тензоопору в аморфних металевих стопах / М.І. Захаренко, М.П. Семенько // *Металлофіз. новейшие технол.* – 2008.- Т.30, № 2. – С.205 – 217.
260. Study on piezoresistive effect of diamond films under magnetic field / W.L.Wang, K.J.Liao, C.G.Hu, S.X.Wang, C.Y.Kong, H.Y.Liao. // *Sensors Actuat. A.* – 2003. – V. 108. – P.55 – 58.
261. Проценко С.І. Магнітодеформаційний ефект в тонких металевих плівках / С.І.Проценко // *Ж.нано- електрон. фіз.* – 2009. – Т.1, №2. – С. 7 – 10.
262. Polar Kerr spectroscopis magneto-optic in Au/Co-Ag/Ag granular thin films on glass: Experiments and simulation / I.D. Borcia, P. Beauvillain, B. Bartenlian, P. Gogol, R. Megy // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2006. – V. 301.– P. 258 – 264.
263. Шалыгина Е.Е. Магнитные и магнитооптические свойства Fe/Ti, Zr, Pt и Fe/Ti, Zr, Pt/Fe тонкопленочных магнитных структур / Е. Е. Шалыгина, М.А. Карсанова, Л.В. Козловский // *Письма в ЖТФ.* – 2000. – Т. 26, Вып. 4. – С. 25 – 30.

264. Magnetic properties and structure of Pd/Co and Pd/Fe multilayers / F. J. A. den Broeder, H. C. Donkerslot, H. J. G. Draaisma, W. J. M. de Jonge // *J. Appl. Phys.* – 1987. – V. 61. – P.4317 – 4319.
265. Wu L. Low noise Co/Pd multilayer media for perpendicular magnetic recording / L. Wu, N. Honda, K. Ouchi // *IEEE Trans. Magn.* – 1999. – V.35. – P. 2775 – 2778.
266. Enhancement of magnetic properties of Co/Pd multilayered perpendicular magnetic recording media by using Pd/Si dual seedlayer / J. Kawaji, T. Asahi, T. Onoue, J. Sayama, J. Iokkyo, T. Osaka, K. Ouchi // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2002. – V. 251. – P. 220 – 228.
267. Иевлев В.М. Рост и субструктура конденсированных пленок / В.М. Иевлев, А.В.Бугаков, В.И.Трофимов. – Воронеж: ВГТУ, 2000. – 386 с.
268. Поверхностные явления и фазовые превращения в конденсированных пленках / под ред. проф. Н.Т.Гладких. – Харьков: ХНУ, 2004. – 276 с.
269. Warkusz F. Electrical and mechanical properties of thin metal films: size effects / F. Warkusz // *Progr. Surface Sci.* – 1980. – V.10, №3. – P.287 – 382.
270. Khater F. Strain coefficients of electrical resistance of double-layer thin metallic films / F. Khater, M. El-Hiti // *phys. stat. sol.(a)*. – 1988. – V.108, №1. – P.241 – 249.
271. Khater F. Temperature coefficient of the strain coefficient of electrical resistivity of double-layer thin metallic films / F. Khater, M. El-Hiti // *phys. stat. sol.(a)*. – 1988. – V.109, №2. – P.517 – 523.
272. El-Hiti M. Dependence of temperature coefficient of the strain coefficients of resistance of double-layer thin metallic films of thermal strains / M. El-Hiti // *phys. stat. sol.(a)*. – 1989. – V. 155, №1. – P.185 - 189.
273. Odnodvoretz L. The tension resistive effect in thin films of Cr, Ni, Cr/Ni and Ge / I. Protsenko, L. Odnodvoretz, A. Chornous // *Met.Phys.Adv.Tech.* – 1998. – V.16.– P.1421 – 1426.

274. Забіла Є.О. Методика вивчення тензорезистивних властивостей плівок хрому при відносно малих і великих деформаціях / Є.О. Забіла, І.Ю. Проценко // УФЖ. – 2005. – Т.50, №7. – С. 729 – 736.
275. Stress topology within silicon single-crystal cantilever beam / A.P. Kuzmenko, D.I. Timakov, P.V. Abakumov, M. B. Dobromyslov, L.V. Odnodvoretz // J. Nano- Electron. Phys. – 2013. – V. 5, № 3. – P.03023 – 03027.
276. Однодворець Л.В. Кінетичні явища в багат шарових плівкових конденсатах на основі Cr, Co, Ni та Ge: автореф. дис....канд. фіз.-мат. наук: 01.04.07 «Фізика твердого тіла»// Сумський державний університет. - Суми, 1996. – 25 с.
277. Проценко С.І. Вплив температурної і деформаційної залежності параметрів електроперенесення на електрофізичні властивості багат шарових плівок на основі Cr, Cu і Sc(Co): автореф. дис....канд. фіз.-мат. наук: 01.04.07 «Фізика твердого тіла» // Харківський національний університет ім. В.Н.Каразіна. – Харків, 2004. – 21 с.
278. Черноус А.М. Розмірні ефекти в електрофізичних властивостях нанокристалічних плівкових систем в умовах взаємної дифузії та фазоутворення: автореф. дис....канд. фіз.-мат. наук: 01.04.07 «Фізика твердого тіла» // Сумський державний університет. – Суми, 2006. – 37 с.
279. Tensoreistive effect in thin metal films of the range of elastic and plastic strain / I.P.Buryk, D.V.Velykodnyi, L.V.Odnodvoretz, O.P.Tkach, I.E.Protsenko // Tech. Phys. - 2011.- V. 56, № 2.- P. 232–237.
280. Бурик І.П. Тензорезистивні властивості плівкових матеріалів на основі Mo, Ni та Fe / І.П. Бурик, Т.М. Гричановська, Л.В. Однодворець // Металлофиз. новейшие технол. – 2010. – Т.32, №3. – С.345 – 356.
281. Бурик І.П. Тензорезистивні властивості гетерогенних плівкових матеріалів на основі тугоплавких металів / І.П. Бурик, Л.В. Однодворець // Ж. нано– електрон. фіз. – 2009. – Т.1, №3. – С.24 – 29.

282. Бурык И.П. Тензорезистивные свойства пленочных материалов на основе Ni и Mo или Cr / И.П. Бурык, С.И. Воробьев, Л.В. Одноворец // Физическая инженерия поверхности. – 2009. – Т.7, №1-2. – С. 115 – 118.
283. Бурик І.П. Структура та електрофізичні властивості нанокристалічних плівок молібдену / І.П. Бурик, Є.А. Білінський, Л.В. Одноворець // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2007. – №2. – С. 74 – 78.
284. Бурик І.П. Тензорезистивні властивості тонких плівок молібдена і заліза / І.П. Бурик, Д.П.Дудецький, Л.В. Одноворець // Тонкие пленки в оптике и электронике. – Харьков: ННЦ ХФТИ. – 2008. – С. 151–154.
285. Проценко С.І. Ефект тензочутливості в металевих плівкових матеріалах (огляд) / С.І. Проценко, Л.В. Одноворець, А.М. Черноус, І.Ю. // Успехи физ. мет. – 2007. – Т.8, №2. – С. 109 - 156.
286. Бурик І.П. Тензоефект в нанокристалічних плівках молібдену / І.П. Бурик, Л.В. Одноворець // Матеріали 8-ої Міжнародної конференції «Фізичні явища в твердих тілах». – Харьков: ХНУ ім. В.Н. Каразіна. – 2007. – С. 77.
287. Бурик І.П. Вплив розсіювання електронів на міжфазній межі на тензорезистивні властивості металевих плівкових матеріалів / І.П. Бурик, Л.В. Одноворець // Матеріали 7-ої Міжнародної конференції «Фізичні явища в твердих тілах». – Харьков: ХНУ ім. В.Н. Каразіна. – 2005. – С. 64.
288. Тензорезистивні властивості нанокристалічних плівкових матеріалів на основі Fe, Cr та Mo / І.П. Бурик, Д.П. Дудецький, М. Маршалек, Л.В. Одноворець // Матеріали Міжнародної конференції «Сучасні проблеми фізики твердого тіла». – Київ: КНУ. – 2007. – С. 97 – 98.
289. Бурык И.П. Тензорезистивные свойства пленочных материалов на основе металлов и их оксидов / И.П.Бурык, Д.П.Дудецкий, В.А.Соломаха, Е. П. Ткач, Л. В. Одноворец // Труды IX Международной научно-практической конференции «Современные информационные и электронные технологии». – Одесса: ОНПУ, 2008. – С. 145.

290. Великодний Д.В. Тензорезистивні властивості двошарових плівкових систем Cu/Cr і Fe/Cr / Д.В. Великодний, С.І.Проценко, І.Ю. Проценко // *Металлофиз. новейшие технол.* – 2008. – Т.30, №12. – С. 1659 – 1666.
291. Клокова Н.П. Тензометрия / Н.П. Клокова.– Москва: Машиностроение, 1990. – 222 с.
292. Florando J.N. A microbeam bending method for studying stress-strain relations for metal thin films on silicon substrates / J.N. Florando, W.D. Nix // *J. Mech. Phys. Solids.* – 2005. – V. 53. – P. 619 – 638.
293. Иевлев В.М. Пластическая деформация нитевидных кристаллов / В.М. Иевлев. – Москва: Изд-во МГИУ, 2006. – 203 с.
294. Huang H. Tensile testing of free-standing Cu, Ag and Al thin films and Ag/Cu multilayers / H. Huang, F. Spaepen // *Acta Mater.* – 2000. – V. 48. – P. 3261–3269.
295. Stobiecki T. Interface structure, magnetic and electrical properties of Fe/Gd multilayers / T.Stobiecki, M. Czapkiewicz, M.Kopcewicz // *J.Magn. Magn. Mater.* – 1995. – V.140 – 144. – P. 535 – 536.
296. Структурные и магнитные фазовые превращения в многослойных пленках гадолиния / В.О.Васьковский, А.В. Свалов, А.В.Горбунов, Н.Н. Щеголева, С.М. Задворкин // *ФТТ.* – 2001. – Т.43, Вып.4. – С. 672 – 678.
297. Structure and magnetic properties of Gd/Fe layers grown by MBE / H.Miyagawa, H.Shiraoka, M.Tani, K.Fujii, N.Takahashi, S. Koshiba, Y.Tanaka, N.Tsurumachi, S.Nakanishi, H.Itoh // *J. Cryst. Grow.*– 2009. – V.311.– P. 2143 – 2146.
298. Присяжнюк В.І. Електрофізичні властивості тонких плівок хімічних з'єднань системи Gd-Fe / В.І. Присяжнюк, О.Г.Миколайчук, І.С. Дуцяк // *ФХТТ.* – 2003.–Т.4, №2. – С. 271 – 278.
299. Тонкие пленки железо-гадолиниевых сплавов / Л.В. Киренский, А.А.Неделько, В.А.Буравихин, И.М.Пузей // *Изв. Академии наук СССР. Серия физическая.* – 1965. - Т.ХХІХ, №4. – С.689 – 694.

300. Protsenko S.I. Futures strain properties of multilayer films materials / S.I. Protsenko, L. V. Odnodvoretz, I.Yu. Protsenko: editors O. Fesenko, L. Yatsenko // Chapter in Springer Proceedings in Physics "Nanocomposites, Nanophotonics, Nanobiotechnology, and Applications". – 2014. – V.156. – P. 345 – 374.
301. Механічні властивості нанорозмірних і нанокристалічних металевих плівок / О.П. Ткач, К.В. Тищенко, Л.В. Однодворець, С.І. Проценко, Д.В. Великодний, І.Ю. Проценко // Ж. нано- електрон. фіз. – 2010. – Т.2 , №1. – С. 51 – 59.
302. Чешко І.В. Структурно-фазовий стан нанокристалічних плівкових структур Gd/Fe / І.В. Чешко, І.Ю. Проценко // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка – 2005. - №8(80). – С. 143 – 148.
303. Тищенко К.В. Особливості тензоефекту в плівках на основі ОЦК-Fe і α -Gd / К.В.Тищенко, Л.В.Однодворець, І.Ю. Проценко // Металлофіз. новейшие технол. – 2011. – Т.33, №10. – С. 1351 – 359.
304. Однодворець Л.В. Електрофізичні та магніторезистивні властивості плівкових матеріалів в умовах фазоутворення: монографія / Л.В.Однодворець, С.І. Проценко, А.М. Черноус; за заг. ред. проф. І.Ю. Проценка. – Суми: СумДУ, 2011. – 203 с.
305. Бурик І.П. Кристалічна структура, фазовий склад і дифузійні процеси в двошарових плівкових матеріалах на основі Ni і Mo / І.П.Бурик, Л.В.Однодворець, І.О.Шпетний // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2008. – №2. – С. 118 – 123
306. Однодворець Л.В. Электрoфизические свойства двухслойных пленок Cu/Cr в условиях взаимной диффузии атомов / Л.В. Оdnodворец, С.И. Проценко, А.И. Салтыкова // Металлофіз. новейшие технол. - 1999. - Т. 21, № 8. - С. 71 – 74.
307. Однодворець Л.В. Структурно-фазовий стан і стабільність інтерфейсів двошарових плівкових систем / Л. В. Оdnodворець, С. І. Проценка,

- І.М. Пазуха, В.А. Соломаха, І.В. Чешко // Наноматеріали. Том II.- Харків: ННЦ „ХФТИ”, 2008.- С. 55-63.
308. Особливості процесів фазоутворення в приладових плівкових структурах, отриманих пошаровою конденсацією / Л. В. Олександрович, В. О. Зленко, О. В. Синашенко, О. П. Ткач, І. В. Чешко // Матеріали Міжнародної конференції студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики «ЕВРИКА 2009». – 2009. – Львів: ЛНУ. – С. А17.
309. Фазовые переходы в пленочных системах на основе Fe и Pd / И. В. Чешко, Е. П. Ткач, Д. А. Кутняхов, Л. В. Олександрович // Матеріали III Міжнародної школи-семинара молодих учених «Рост кристаллов». – 2009. – Харків: НТК «Інститут монокристаллов» НАНУ. – С. 5.
310. Фазообразование и электрофизические свойства пленочных систем на основе Fe и Pd / Е. П. Ткач, Л. В. Олександрович, S. Neričko, И. Е. Проценко, G. Schönhense // Матеріали III Міжнародної конференції «Фізико-хімічні основи формування і модифікації мікро- та наноструктур». – Харків: ХНУ ім. В.Н.Каразіна, 2009. – С. 138 – 142.
311. Crystalline structure and magnetoresistivity properties of Fe/Pd films / О.Р. Tkach, Y. Zabala, L. V. Odnodvoretz, M. Marszałek // Materials of «XLVI Zakopane School of Physics International Symposium». – 2011. – Krakow: IFJ PAN. – P. 147.
312. Олександрович Л.В. Процеси фазоутворення в плівкових системах Fe/Pd і Fe/Pt / Л. В. Олександрович // Матеріали XI Міжнародної конференції «Фізичні явища в твердих тілах». – Харків: ХНУ ім. В. Н.Каразіна, 2013. – С.66.
313. Овчаренко Ю.М. Процеси взаємної дифузії елементів у багат шарових плівкових системах на основі Cr, Cu та Co / Ю.М. Овчаренко, Л.В. Олександрович, С.І. Проценко // Матеріали міжнародного симпозиума

- «Diffusion and diffusional phase transformations in alloys». – 1998. – Черкаси. – С.94.
314. Однодворец Л.В. Диффузионные процессы в многослойных пленках / Л.В. Однодворец // Матеріали Міжнародної науково-практичної конференції «Україна наукова 2003». – 2003. – Дніпропетровськ: Наука і освіта. – Т.31. – С.20 – 22.
315. Однодворец Л.В. Диффузионные процессы и фазообразование в нанокристаллических пленочных материалах со спин-зависимым рассеиванием электронов / Л.В.Однодворец, В.А. Соломаха, И.В. Чешко // Материалы второй Международной научной конференции «Современные информационные системы». – 2007. – Харьков – Туапсе: ХНУРЕ. – С.10 – 11.
316. Макогон Ю.Н. Структурно-фазовые превращения в наноразмерных пленочных композициях Pt(15 нм)/Ag(0,3)/Fe(15 нм)/SiO₂/Si(001) // Материалы 3-й Международной конференции “High Mat Tech”. – 2011. – Киев: НАНУ. – С. 264.
317. Effect of base pressure on the structure and magnetic properties of FePt thin films / A.Anjana, Y.K. Takahashi, Matsui Yoshio, K. Hono // J. Magn. Magn. Mater. – 2008. – V. 320. – P. 250 – 256.
318. Mi W.B. Particle size reduction and enhanced diffusion of Fe and Pt atoms in FePt-C granular films by N addition / W.B. Mi, E.Y. Jiang, H.L. Bai // Appl. Surf. Sci. – 2006. – V. 253. – P. 1830 – 1835.
319. Бублик А.И. Фазовый переход при изменении толщины в тонких металлических пленках / А.И. Бублик, Б.Я. Пинес // ДАН СССР. – 1952. – Т.87. – С. 215 – 218.
320. Комник Ю.Ф. Физика металлических пленок / Ю.Ф. Комник. – М.:Атомиздат, 1979. – 263 с.
321. Поверхностные явления и фазовые превращения в конденсированных пленках / Н.Т. Гладких, С.В. Дукаров, А.П. Крышталь, В.И.Ларин,

- В.Н.Сухов, С.И.Богатыренко / Под ред. Н.Т.Гладких. – Харьков: ХНУ, 2004. – 276 с.
322. Зыман З.З. Примесные эффекты в конденсированных пленках на основе титана: Автореф. дис....доктора ф.-м. наук: 01.04.07 «Физика твердого тела» // Харьковский государственный университет. – Харьков, 1989. – 33 с.
323. Исследование фазовых превращений в тонких пленках кобальта / И. Е. Проценко, М.Д. Смолин, В.Г. Шамоля, А.В. Яременко, Л.А. Яременко // Известия АН СССР. Металлы. – 1985. – № 2.– С. 171 – 174.
324. Полупроводниковые пленки для микроэлектроники / В.И. Петросян, О. И. Васин, П.А. Скрыпник, С.И. Стенин. – Новосибирск: Наука, 1977. – С. 20 – 25.
325. Панчева П.О. Розмірні фактори формування структури і стабільність тонкоплівкових шарових композицій: Автореф. дис. ... доктора ф.-м.наук: 01.04.07 «Физика твердого тіла» // Харківський державний політехнічний університет. – Харків, 1997. – 30 с.
326. Кузьменко А.И. Эффект тензочувствительности в двухслойных пленках переходных металлов / А.И. Кузьменко, С.В. Петренко, И.Е. Проценко // ВАНТ. Серия : Ядерно-физические исследования. – 1990. – Вып.2. – С. 87 – 89.
327. Protsenko I. Electroconductivity and tensosensibility of multilayer films / I. Protsenko, L. Odnodvoretz, A. Chornous // Металлофиз. новейшие технол. – 1998. – Т.20, №1. – Р.36 – 44.
328. Дехтярук Л.В. Эффект тензочувствительности в поликристаллических многослойных структурах общего типа / Л.В. Дехтярук, С.И. Проценко, А.Н. Черноус // Тонкие пленки в оптике и электронике. – Харьков: ННЦ ХФТИ, 2003. – С. 185 – 188.
329. Тензорезистивні властивості багат шарових плівок Ni/V, Ni/Ti і Cr/Fe / В.В. Бібик, Т.М. Гричановська, Д.П.Дудецький, Л.В.Однодворець,

- І.Ю.Проценко // Тонкие пленки. Том II. Сборник докладов 19-го Международного симпозиума «Тонкие пленки в оптике, нанофотонике и наноэлектронике» Харьковской нанотехнологической ассамблеи-2007. – Харьков.: ННЦ ХФТИ, 2007. – С. 108 –119.
330. Білоус О.А. Вплив ступеня дисперсності кристалітів на параметри електропереносу металевих матеріалів / О.А. Білоус, І.Ю. Проценко, А.М. Черноус // ФХТТ. – 2003. – Т.4, №1. – С.48 – 57.
331. Kuczynski G.C. Effect of elastic strain on the electrical resistance of metals / G.C. Kuczynski // Phys. Rev. – 1954. – V.94, №1. – P.61 – 64.
332. Sharma B.K. Strain coefficient of resistivity in thin metallic films / B.K. Sharma, N. Jain, R. Srivastava // Helvetica Phys. Acta. – 1983. – V.56.– P.1093 – 1097.
333. Ghodgaokard A.M. Computation of the strain coefficient of resistivity in thin metallic films / A.M. Ghodgaokard, K. Ramani // Phys. Stat. Sol. A. – 1980. – V.60, №1. – P. C99 – C109.
334. Parker R.L. Electrical resistance-strain characteristics of thin evaporated metal films / R.L. Parker, L.A. Krinsky // J.Appl. Phys. – 1963. –V.34, №9. – P. 2700 – 2708.
335. Tyschenko K.V. Electrophysical properties on nanocrystalline platinum thin films / I.M. Pazukha, T.M. Shabelnyk, I.Yu. Protsenko // J. Nano-Electron.Phys. – 2013. - V.5, №1. – P.01029-1 – 01029-5.
336. Тищенко К.В. Нелінійні ефекти в тензорезистивних властивостях плівкових сплавів на основі Fe та Ni / К.В.Тищенко, І.Ю.Проценко // Металлофиз. новейшие технол. – 2012. – Т.34, №7. – С. 907 – 917.
337. Nickel containig diamond like carbon thin films / R.Koppert, D.Goettel, O.Freitag-Weber, G.Schultes // Solid State Sci. – 2009. – V.11. – P.1797 – 1800.
338. Sadaiyandi K. Size dependent Debay temperature and mean square displacements of nanocrystalline Au, Ag and Al / K. Sadaiyandi // Mater.

- Chem. Phys. – 2009. – V.115. – P.703 – 706.
339. Деякі особливості тензорезистивного ефекту в металевих дротах при їх пластичній деформації / І.П. Бурик, Д.В. Великодний, Л.В. Однорець, І.Ю.Проценко, Н.І.Шумакова // ФХТТ. – 2006. – Т.7, №2. – С. 241 – 244.
340. Физико–химические свойства элементов. Справочник / Под. ред. В.Г. Самсонова.– К.: Наук. думка, 1965.– 870с.
341. Стасюк З.В. Розмірні кінетичні явища в тонких металевих плівках металів. Класичні ефекти / З.В. Стасюк, А.І. Лопатинський // ФХТТ. – 2001. – Т. 2, № 4. – С. 521 – 542.
342. Проценко И.Е. Расчет параметров электропереноса тонких поликристаллических пленок металлов / И.Е. Проценко // Изв. вузов. Физика.– 1988.– №6.–С.42 – 47.
343. Электропроводность тонких пленок V и Ni / М.И. Дума, К.И. Лах, Б.М. Мельничук, З.В. Стасюк // Металлофизика. – 1993. – Т. 15, № 1. – С. 60 – 64.
344. Мельничук Б.Л. Електропровідність та терморушійна сила плівок паладію, нікелю та молібдену / Б.Л. Мельничук, А.І. Лопатинський, З.В. Стасюк // Фізичний збірник НТШ. – 1998. – № 3. – С.124–132.
345. Scandium thin films structure and electrical resistance. I. A study on films obtained in a vacuum of 10^{-5} up to 10^{-6} Torr / V.B. Loboda, I.E. Protsenko, A.V.Yaremenko // Kristall und Technik. – 1980. – V.15, №1. – P. 43 – 53.
346. Loboda V.B.Structure and electrical resistance of thin scandium films. III. Study on electrical properties / V.B. Loboda, I.E. Protsenko // Cryst. Res. Technol. – 1981. – V.16, №4. – P.489 – 494.
347. Температурная зависимость удельного сопротивления тонких пленок переходных d–металлов / И.Е. Проценко, М.Д. Смолин, А.В. Яременко, В.Б. Лобода // УФЖ. – 1988. – Т.33, №6. – С.875 – 880.
348. Проценко І.Ю. Прогноз електрофізичних властивостей металевих конденсатів / І.Ю. Проценко, Л.В. Однорець // Наукові праці. Серія: Фізика твердого тіла. – Суми: СДП, 1993. – С. 20 – 25.

349. Залежність від температури опору багатошарових металевих плівок / І.Ю. Проценко, А.М. Черноус, Л.В. Одноворець, В.Г. Шамоля // Наукові праці. Серія: Фізика твердого тіла. – Суми: СДПІ, 1993. – С. 35 – 41.
350. Вплив алюмінієвих та германієвих субатомних сурфактантних шарів на перенос заряду в тонких паладієвих плівках / З.В. Стасюк, М.М. Козак, Б.Р. Пенюх, Р.І. Бігун // ФХТТ. – 2002. – Т.3, №3. – С. 418 – 422.
351. Electrical resistivity of thin palladium films / S.M. Shivaprasad, L.A. Udachan, M.A. Angadi // Phys. Lett. A. – 1980. – V. 78. P. 187 – 188.
352. Measurement of electrical resistivity of nanostructured platinum thin films and quantum mechanical estimates / M.C.Salvadori, A.R.Vaz, R.J.C. Farias, M. Cattani // J. Metastable Nanocrystal. Mater. – 2004. – V.20-21. – P. 775 – 780.
353. Khan F.A. Magnetization and magnetocrystalline anisotropy of Ni-Mo single crystal alloy / F.A. Khan, M.A. Asgar, P. Nordblad // J. Magn. Magn. Mater. – 1997. – V. 174. – P. 121 – 126.
354. Феноменологічна модель електрофізичних властивостей гранульованих плівкових сплавів / Л.В. Одноворець, С.І. Проценко, Ч. Панчал, І.В. Чешко // Международная конференция «Современные проблемы физики металлов». – Киев: ИМФ НАНУ, 2008. – С. 59.
355. Kitada M. Magnetoresistance and microstructure of sputtered Au-Co films / M. Kitada // J. Magnet. Mag. Mater. – 2000. – V.208. – P. 244-250.
356. Fuchs K. The conductivity of thin metallic films / K.Fuchs // Proc. Camb. Phil. Soc. – 1938. – V.34. – P.100 – 108.
357. О взаимосвязи электросопротивления поликристаллических плёнок олова с их структурными характеристиками / Б.И. Белевцев, Ю.Ф. Комник, В.Е. Копина, Л.А. Яцук // ФНТ. – 1980. – Т.6, №6. – С.754-764.
358. Белевцев Б.И. Рассеяние электронов на границах кристаллитов и поверхности поликристаллических пленок Рь / Б.И. Белевцев, Ю.Ф. Комник, В.И.Однокозов // ФТТ. – 1984. – Т.26, Вып.11. – С.3274 – 3279.

359. Волков Ю.А. Исследование температурно-зависимой части удельного электросопротивления в мелкодисперсных пленках Pd / Ю.А.Волков, Р.П.Волкова // ФТТ. – 1995. – Т.37, №12. – С.3687 – 3692.
360. Розрахунок параметрів електроперенесення тонких металевих плівок в умовах зовнішнього та внутрішнього розмірних ефектів / Ю.М.Овчаренко, Н.М. Опанасюк, І.Ю.Проценко, О.В. Шовкопляс // УФЖ. – 1997. – Т. 42, № 7. – С. 826–830.
361. Ласюченко Е.Б. Температурная и деформационная зависимость зернограничного рассеяния электронов / Е.Б. Ласюченко, С.И. Проценко // Тонкие пленки в электронике. – Харьков: ННЦ ХФТИ, 2001. – С.27– 28.
362. Тонкие пленки Ta+Ta₂O₅ для распределенных RC-элементов интегральных схем / А.Н. Зарубин, И.А.Чистоедова, С.Э. Шмидт, С.В. Смирнов // Электронная промышленность. 2002. – № 2 - 3. – С. 124 - 126.
363. Tellier C.R. Size effects in thin films / C.R. Tellier, A.J. Tosser. – Amsterdam – Oxford – New York: Elsevier, 1982. – 310 p.
364. Experimental test of a three-dimensional model for electrophysical properties of metal films / A. M. Chornous, N. M. Opanasyuk, A. D. Pogrebnyak, I. Yu. Protsenko // Jpn. J. Appl. Phys.– 2000.– V.39, №12B.– P. L1320 – L1323.
365. Дехтярук Л.В., Колесниченко Ю.А. Влияние взаимной диффузии на электропроводность двухслойных металлических пластин // ФММ. – 1993. – Т.75, Вып. 5. – С.21 – 30.
366. Chornous A.M. Electrophysical properties of double-layer nickel-base and vanadium-base films within the intermediate temperature range / A.M.Chornous, I.Yu. Protsenko, I.O.Shpetnyi // Crys. Res. Technol. – 2004. – V.39, №7. – P. 602 – 610.
367. Проценко І.Ю. Електрофізичні властивості двошарових плівок на основі Co, Cr, Ni в умовах взаємної дифузії атомів / І.Ю. Проценко, А.М. Черноус, І. О. Шпетний // Науковий вісник Ужгородського

- університету. Серія: фізика. – 2001. – № 10. – С. 199 – 206.
368. Проценко С.І. Температурні ефекти в термічному коефіцієнті опору багатошарових плівкових систем / С.І. Проценко, А.М. Черноус // Вісник Сумського державного університету. Серія: фізика, математика, механіка. – 2003. – №10(56). – С.43–51.
369. Электрофизические свойства одно– и многослойных пленок металлов. I. Удельное сопротивление и тензочувствительность однослойных пленок / Л.В. Одноворец, Ю.М. Овчаренко, Н.Н. Опанасюк, И.Е.Проценко, А.Н. Черноус // Вісник СумДУ .– 1996.– № 1(5).–С.9–17.
370. Одноворец Л.В. Электрофизические свойства одно– и многослойных пленок металлов. II Кинетические явления в многослойных пленках / Л.В. Одноворец, И.Е. Проценко, А.Н. Черноус // Вісник СумДУ. – 1996.– №2 (6). – С.20–27.
371. Дудецький Д.П. Електрофізичні властивості тонких плівок заліза / Д. П. Дудецький, Л.В.Одноворець, Н.І.Шумакова // Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики «ЕВРИКА-2007». – Львів: ЛНУ імені Івана Франка, 2007. – С.D57.
372. О температурной зависимости электросопротивления металлов в области промежуточных температур / Б. А. Мерисов, А. М. Ермолаев, А.В. Краснокутский, В.И.Хоткевич // ФНТ. – 1982. – Т.8, №5. – С546 – 548.
373. Pichard C.R. Effect of grain boundary scattering on the TCR of thin tin films / C.R. Pichard, Yu.F. Komnik., B.I. Belevtsev //J. Mat. Sci. – 1983. – №2. – P.360 – 362.
374. Influence of grain boundaries and surface Debye temperature on the electrical resistance of thin gold films / P.M.Th.M. van Attekum, P.H. Woerlee, G. C. Verkade, A.A.M. Hoeben // Phys. Rev. B. –1984. – V. 29, №2.– P. 645 – 651.

375. Внесок температурних ефектів у термічний коефіцієнт опору багатошарових плівкових систем / С.І Проценко, О.В. Синашенко, А.М. Чорноус // *Металлофиз. новейшие технол.* – 2005. – Т.27, №12. – С. 1621 – 1633.
376. Conductivity and temperature coefficient of resistance of multilayered polycrystalline films / A. Chornous, L. Dekhtyaruk, M. Marszalek, I. Protsenko // *Cryst. Res. Technol.* – 2006. – V.41, №4. – P. 388–399.
377. Dekhtyaruk L.V. Procedure for estimating the contribution of interface scattering of electrons to the specific resistance and the temperature coefficient of resistance of films / L.V. Dekhtyaruk, I.M. Pazukha, I.Yu. Protsenko // *Ukr. J. Phys.* – 2006. – V. 51, №7. – P. 728 – 732.
378. Termoresistivity effect in thin films Fe and Cr/Fe / D.Dudets'kyi, O.Synashenko, L.Odnodvoretz, I.Protsenko // *Book of Abstracts Workshop on «Smoothing&Characterization of Magnetic Films for Advanced Devices».* – 2007. – P.P-14.
379. Kravchenko V.A. Structure and electrophysical properties of Ni-Co alloy films within 300-1300 K temperature range / V.A. Kravchenko, V.B. Loboda, I.Yu. Protsenko // *Functional Materials.* – 1999. – V. 6, № 5. – P. 892 – 895.
380. Investigations of magnetoresistance of multilayers based on Fe/Cu and Fe/Cr / O.V.Synashenko, C.J.Panchal, M.S. Desai, L.V.Odnodvoretz, N.I.Shumakova, I.Yu.Protsenko // *Int. J. Micro- Nanoelectron. Circ. Systems.* – 2011. – V.2(1). – P. 7 – 11.
381. Electrophysical properties of Ni/V and Cr/Fe multilayer films / L. Odnodvoretz, S. Protsenko, O. Synashenko, D. Velykodnyi, I. Protsenko // *Cryst. Res. Technol.*– 2009.– V. 44, № 1.– P. 74-81.
382. Однодворець Л.В. Концентраційна залежність параметра ГЦК решітки в плівках на основі Со і Су: Матеріали XI Міжнародної конференції «Фізика і технологія тонких плівок та наносистем» / Л.В. Однодворець,

- Маршалек М., Проценко І.Ю., Чешко І.В. – Івано-Франківськ: ПрНУ, 2007. – С.34 – 35.
383. Ордодворець Л.В. ТКО двошарових плівкових систем на основі Cr і Cu та Cr і Fe / Л.В.Ордодворець, І.О.Шпетний, С.І.Проценко // Тези доповідей IV Міжнародної науково-практичної конференції «Сучасні проблеми і досягнення в галузі радіотехніки, телекомунікацій та інформаційних технологій». – Запоріжжя:ЗНТУ. – С. 153 –154.
384. Hong S.C. Ferromagnetism in Pd thin films induced by quantum well states / S.C. Hong, J.I. Lee, R. Wu // Phys. Rev. B. – 2007. – V. 75. – P. 172402-1 – 72402-4.
385. Okamoto T. Electrical detection of ferromagnetism in Pd nanoparticles by magnetoresistance measurement / T. Okamoto, H. Maki, Y. Oba // J. Appl. Phys. – 2009. – V. 106. – P. 023908-1 – 023908-5.
386. Coehoorn R. Relation between interfacial magnetism and spin-dependent scattering at non-ideal Fe/Cr and Fe/V interface / R. Coehoorn // J. Magn. Magn. Mat. – 1995. – V. 151. – P. 341 – 353.
387. Magnetic interface formation at Fe/Cr/Fe(100) / G. Panaccione, F. Sirotti, E. Narducci, G. Rossi // Surf. Sci. – 1997. – V. 377 – 379. – P. 445 – 449.
388. Uzdin V.M. Fe/Cr interface magnetism in the external magnetic field / V.M. Uzdin, N.S. Yartseva // J. Magn. Magn. Mat. – 1999. – V. 203. – P. 280–282.
389. Лобода В.Б. Структура та гальваномагнітні властивості плівок Ni / В.Б. Лобода, С.М. Пирогова, Ю.О. Шкурдода // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2002. – № 13 (46). – С. 150–158.
390. Структура, електропровідність та гальваномагнітні властивості тонких плівок сплаву FeNi / В.Б. Лобода, В.О. Кравченко, Ю.О. Шкурдода, С.М. Пирогова // Вісник СумДУ. Серія: фізика, математика, механіка. – 2004. – № 8 (67).– С. 115–123.
391. Levy P.M. Electrical conductivity of magnetic multilayered structures /

- P. M. Levy, S. Zhang, A. Fert // *Phys. Rev. Lett.* – 1990. – V. 65. – P. 1643 – 1646.
392. Difference between the giant magnetoresistance of Fe/Cu and Co/Cu magnetic multilayers under high pressure / T. Sakai, G. Oomi, K. Okada, Takanashi, K. Saito, H. Fujimori // *Physica B.* – 1997. V.239. – P. 53 – 55.
393. Electrochemical syntheses of soft and hard magnetic Fe₅₀Pd₅₀-based nanotubes and their magnetic characterization / K.Z. Rozman, D. Pecko, L. Suhodolcan // *J. Alloy. Compd.* – 2011. – V. 509. – P. 551–555.
394. Battaglin G. Phase characterization of ion-beam-mixed and thermally reacted Fe/Pd thin film bilayers / G. Battaglin, G. Fagherazzi // *Mater. Sci. Eng. B-Adv.* – 1990. – V. 5. – P. 437 – 444.
395. Imada S. Perpendicular magnetization of L10 – ordered FePt films in the thinnest limit / S.Imada, A.Yamasaki, S.Suga // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – V.90. – P. 132507 - 1 – 132507- 3.
396. Particulate structure of L1₀ ordered ultrathin FePt films for perpendicular recording / A. Perumal, Y. K. Takahashi, T.O. Seki, K. Hono // *Appl. Phys. Lett.* – 2008. – V.92. – P. 132508-1 – 132508-3.
397. Chiang C.C. Low-temperature ordering of L1₀ FePt by PtMn underlayer / C.C. Chiang, Chin-Huang Lai, Y.C. Wu // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – V.88. – P. 152508-1 – 152508-3.
398. Yun-Chung Wu. Low-temperature ordering of (001) granular FePt films by inserting ultrathin SiO₂ layers / Yun-Chung Wu, Liang-Wei Wang, Chin-Huang Lai // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – V.91. – P. 072502-1 – 072502-3.
399. Well-ordered L1₀-FePt nanoparticles synthesized by improved SiO₂-nanoreactor method / Y. Tamada, S. Yamamoto, M. Takano, S. Nasu, T. Ono // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – V.90. – P. 162509-1 – 162509-3.
400. Takahashi Y.K. Size effect on the ordering of FePt granular films / Y.K.Takahashi, T. Ohkubo, M. Ohnuma, K. Hono // *J. Appl. Phys.* – 2003. – V.93, №10. – P. 7166 – 7168.

401. Influence of composition and order on the magnetism of Fe-Pt alloys: Neutron powder diffraction and theory / J. Lyubina, I. Opahle, M. Richer, O. Gutfleisch // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – V.89. – P. 032506-1 – 032506-4.
402. Giant magnetoresistive effect in $L1_0$ ordered FePt films / S. Ishio, T. Yoshino, H. Saito, T. Suzuki, K. Ohuchi // *J. Magn. Magn. Mat.* – 2002. – V.239. – P. 217 - 219.
403. Georgescu V. Magnetic anisotropy and magnetotransport properties of nanostructured Fe-Pt thin films / V. Georgescu, C. Iliaia, R. Musat // *J. Optoelectr. Adv. Mater.* – 2005. – V. 7, №6. – P. 3063 – 3067.
404. Magnetoresistance of FePt nanograins embedded in carbon matrix / Y.H. Lee, M.S. Guo, C.S. Wur, P.C. Lin, W.-H. Li // *J. Magn. Magn. Mat.* – 2005. – V.286. – P. 113 - 118.
405. Effect of Ag addition on the magnetic and magnetoresistance properties of $Fe_{53}Pt_{47}$ films / P. Allia, F. Celegato, M. Coisson, P. Tiberto, F. Vinai, F. Albertini, F. Casoli, S. Fabbri // *J. Magn. Magn. Mat.* – 2007. – V.316. – P. e35 – e39.
406. Competing magnetoresistance contributions in sputtered FePt thin films / P. Allia, F. Celegato, M. Coisson, P. Tiberto, F. Vinai, F. Albertini, F. Casoli, S. Fabbri // *J. Magn. Magn. Mat.* – 2010. – V.322. – P. 1898 – 1903.
407. Pseudo spin-valve on plastic substrate as sensing elements of mechanical strain / B. Anwarzai, V. Ac, S. Luby, E. Majkova, R. Senderak // *Vacuum.* – 2010. – V.84. – P. 108 – 110.
408. Pseudo spin-valve with different spacer thickness as sensing elements of mechanical strain / S. Luby, B. Anwarzai, V. Aê, E. Majkova, R. Senderak // *Vacuum.* – 2012. – V.86. – P. 718 - 720.
409. Magnetic and magnetotransport properties of Fe nanoparticles / G. Sarmientoa, A. García Priettoa, I. Oruea, M.L. Fdez-Gubiedaa // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2005. – V.291. – P. 1071 – 1074.

410. Coercive field vs. temperature in Fe/Ag nanogranular films / D. Bisero, E. Angeli, L. Pizzo, F. Spizzo, P. Vavassori, F. Ronconi // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2003. – V.262. – P. 116 – 119.
411. Correlation between structural and giant magnetoresistance properties of Fe–Ag nanogranular films / M. Tamisari, F. Spizzo, M. Sacerdoti, G. Battaglin, F. Ronconi // *J. Nanoparticle Res.* – 2011. – V.13, №10. – P. 5203 – 5210.
412. Numerical simulation of giant magnetoresistance in magnetic multilayers and granular films / Y. Yamagishi, S. Honda, J. Inoue, H. Itoh // *Phys. Rev. B* . – 2010. – V.81, №5. – P. 054445-1 – 054445-5.
413. Пазуха І.М. Особливості магніторезистивних властивостей гранульованих плівкових сплавів на основі Ag та Co / І.М. Пазуха, Ю.М. Шабельник, І.Ю. Проценко // *ФХТТ*. – 2012. – V.13, №4. – P. 907 – 915.
414. Parkin S.S.P. Giant magnetoresistance in magnetic nanostructures / S. S. P. Parkin // *Annu. Rev. Mater. Sci.* – 1995. – V.25. – P. 357 – 388.
415. X-ray absorption fine structure and x-ray diffraction studies of crystallographic grains in nanocrystalline FePd:Cu thin films / M. Krupinski, M. Perzanowski, A. Polit, Y. Zabala, A. Zarzycki, A. Dobrowolska, M. Marszalek // *J. Appl. Phys.* – 2011. – V. 109. – P. 064306-1 – 064306-7.
416. Naganuma H. Fabrication of oriented L1₀-FeCuPd and composite bcc-Fe/L1₀-FeCuPd nanoparticles: Alloy composition dependence of magnetic properties / H. Naganuma, K. Sato, Y. Hirotsu // *J. Appl. Phys.* – 2006. – V. 99, № 8. – P. 08N706-1 – 08N706-3.
417. Naganuma H. Perpendicular magnetic anisotropy of epitaxially grown L1₀-FePdCu nanoparticles with preferential c-axis orientation / H. Naganuma, K. Sato, Y. Hirotsu // *J. Appl. Phys.* – 2006. – V. 100. – P. 074914-1 – 074914-7.
418. Kang J.G. Structure and Magnetic Properties of Nonepitaxially-grown L1₀ FePdCu / J.G. Kang, J.G. Ha // *J. Korean Phys. Soc.* – 2009. – V. 55, № 1. – P. 10 – 13.

419. Yan M.L. Nanostructure and magnetic properties of highly (001) oriented $L1_0$ $(Fe_{49}Pt_{51})_{1-x}Cu_x$ films / M.L. Yan, Y.F. Xu, D.J. Sellmyer // J. Appl. Phys. – 2006. – V. 99. – P. 08G903-1 – 08G903-3.
420. Третьяк О.В. Фізичні основи спінової електроніки / О. В. Третьяк, В. А. Львов, О. В. Барабанов. – Київ: ВПЦ «Київський університет», 2002. – 314 с.
421. Шумакова М.О. Про термічний коефіцієнт гігантського магнітоопору спін-вентильних структур / М.О.Шумакова // Міжнародна конференція з теоретичної і експериментальної фізики ЕВРИКА-2012. – 2012. - Львів: ЛНУ. – С.Д41.
422. Ogrin F.G. Investigation of perpendicular anisotropy of a thin film using the planar Hall effect / F.G. Ogrin, S.L. Lee, Y.F. Ogrin // J. Magn. Magn. Mater. – 2000. – V. 219. – P. 331.
423. Li G.H. Exchange coupling in NiFe/NiMn study by pseudo-Hall effect / G.H. Li, T. Yang, Q. Hu, W.Y. Lai // Appl. Phys. Lett. – 2000. – V.77. – P.1032 – 1034.
424. Lu Z.Q. Spin valves with canted pinning field / Z.Q. Lu, G. Pan, Y.K. Zheng // J. Appl. Phys. – 2002. – V. 91, №4. – P. 2161 – 2164.
425. Кучис Е.В. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования / Е.В. Кучис. – М.: Радио и связь, 1990. – 264 с.
426. Магниторезистивные свойства многослойных наноразмерных пленочных систем / О. В. Сынашенко, Е. П. Ткач, И. П. Бурый, Л. В. Однорец, С. И. Проценко, Н. И Шумакова // ВАНТ. Серия: Вакуум, чистые материалы, сверхпроводники. – 2009. – № 6. – С. 169 – 174.
427. Магніторезистивні властивості нанорозмірних плівкових систем на основі Fe і Pd / О.П. Ткач, Л.В. Одродворець, S. Neričko, С.І. Проценко // Фізична інженерія поверхні. – 2009. – Т.7, № 3. – С. 256 – 261.
428. Magneto-optical and magnetoresistive properties of Co/Cu (Au)- based spin-valve structures / I.V. Cheshko, S.I. Protsenko, L.V. Odnodvoretz,

- P. Shifalovich // *Technical Phys. Lett.*- 2009.– V. 35, № 10.– P. 903 – 905.
429. Проценко С.І. Феноменологічна модель електрофізичних властивостей плівкових гранульованих сплавів / С. І. Проценко, І. В.Чешко, Л. В. Однедворець // *Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка.* – 2008. – № 1. – С. 22 – 27.
430. Ткач Е.П. Магниторезистивные свойства мультислоёв Fe/Pd / Е.П. Ткач, Л.В. Однедворец, И.Е. Проценко // *Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии.* – 2012. – Т. 10, Вып. 1. – С. 69 – 77.
431. Straine properties of granular film alloys / L.V. Odnodvoretz, M.O. Shumakova, Yu.M. Shabelnyk, I.Yu. Protsenko, N.I. Shumakova // *Materials of XIV International Conference «Physics and technology of thin films and nanosystems».* – Ivano - Frankivsk: NUP, 2013. – P. 274.
432. Магнеторезистивні та магнетооптичні властивості плівкових систем із можливим спін-залежним розсіянням електронів (огляд) / І.Ю. Проценко, І.В. Чешко, Л.В. Однедворець, Д.М. Кондрахова, О.В. Пилипенко, Ю.М. Шабельник, О.В. Власенко // *Успехи физ мет.* – 2013. – Т. 14. – С.229 – 255.
433. Strain effect on magneto-optical and magnetic properties of film system based on Fe and Pt / I.V. Cheshko, Z.M. Makukha, L.V. Odnodvoretz, M.O. Shumakova, D.V. Velykodnyi, I.Yu.Protsenko // *Univ. J. Mater. Sci.* – 2014. – V.1(2). – P. 13 – 17.
434. Magneto-optical properties (MOKE) of spin- valves based on Co, Cu or Au / I. Cheshko, D. Kutnyakhov, L. Odnodvoretz, S. Protsenko, S. Nepijko, G. Schoenhense // *Book of Abstracts “Verhandlungen Ф”.* – Dresden, 2009. – P. MA 13.15.
435. Crystal structure and magnetoresistance of multilayer films based on Fe and Pd or Cr / I. Cheshko, S. Nepijko, L.V. Odnodvoretz, O.V. Synashenko, O.P. Tkach, I.Yu. Protsenko // *Materials of International Workshop «Magnetic phenomena in micro- and nanostructure 2010».* – Donetsk, 2010. – P. 158 – 159.

436. Одинодворец Л.В. Магниторезистивные свойства многослойных пленочных материалов с различной степенью взаимной растворимости / Л.В. Одинодворец, О.В. Сынашенко, И.Е. Проценко // Тезисы II Международной научной конференции «Наноструктурные материалы – 2010: Беларусь, Россия, Украина». – Киев: Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАНУ, 2010. – С. 611.
437. Магниторезистивні властивості плівкових матеріалів на основі Fe і Pd та Fe і Cu / Л.В. Одинодворець, О.В. Синашенко, О.П. Ткач, І.Ю. Проценко // Матеріали II наукової Міжнародної конференції «Сучасні проблеми конденсованого стану». – Київ: КНУ ім. Т. Шевченка, 2010. – С. 17.
438. Crystalline structure and magnetoresistivity properties of Fe/Pd films / O.P. Tkach, Y. Zabala, L.V. Odnodvoretz, M. Marszałek // Materials of «XLVI Zakopane School of Physics International Symposium». – Krakow: IFJ PAN, 2011. – P. 147.
439. Ткач О.П. Магниторезистивні властивості мультишарової плівкової системи Fe/Pd / О.П. Ткач, Л.В. Одинодворець // Матеріали Міжнародної конференції студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики «ЕВРИКА-2011». – Львів: ЛНУ ім. І. Франка, 2011.- С. А38.
440. Pylypenko O.V. Quadratic magneto-optical effects in two-dimensional permalloy particles investigated by scanning X-ray microscopy / O.V. Pylypenko // Book of Abstracts «Verhandlungen Ф». – Germany: Regensburg, 2013. – MA 16.35.
441. Ткач О.П. Гальваномагнітні властивості мультишарів Fe/Pd / О.П. Ткач, Л.В.Одинодворець // Матеріали X Міжнародної конференції «Фізичні явища в твердих тілах». – Харків: ХНУ імені В.Н.Каразіна, 2011. – С.89.
442. Удод Ю.С. Чутливий елемент датчика магнітного поля на основі плівок Fe і Ge / Ю.С. Удод, О.В. Власенко, Л.В. Одинодворець // Матеріали науково-технічної конференції «Фізика, електроніка, електротехніка». –

- Суми: Вид-во СуДУ, 2013. – С. 126.
443. Бурик І.П. Терморезистивні властивості плівкових матеріалів метал/напівпровідник / І.П. Бурик, Л.В. Однодворець, А.О. Степаненко // Вісник Сумського державного університету. Серія: Фізика, математика, механіка. – Суми: СумДУ. – 2004, №10(69). – С. 110 – 117.
444. Ефект Холла в мультишарах на основі Pd і Fe / О.С. Грищук, Т.П. Говорун, Л.В. Однодворець, О.П. Ткач // Ж. нано- електрон. фіз. – Т. 3, №4, 2011. – С. 131-137.
445. Magnetization profile in antiferromagnetically coupled recording media / M.F. Toney, J.A. Borchers, K.V. O'Donovan, C.F. Majkrzak, D.T. Margulies, E.E. Fullerton // Appl. Phys. Lett. – 2005. – V. 86 (16). – P.162506 – 162509.
446. Structure and Anelasticity of Fe-Ge alloys / I.S. Golovin, T. Ivleva, S. Jäger, P. Jencus, H. Neuhäuser, S.A.T. Redfern, C. Siemers // Solid State Phenomena. – 2008. – V. 137. – P. 59 – 68.
447. Sellmyer D.J. Intrinsic and Extrinsic Properties of Magnetic Nanostructures / D. J. Sellmyer , R. Skomski // Handbook of Advanced Magnetic Materials.- Berlin: Springer. – 2006 . – V.1. – 490 p.
448. Magnetoresistance measurements on Fe/Si and Fe/Ge multilayer thin films / N.A. Morley, M.R.J. Gibbs, K. Fronc, R. Zuberek// J. Magn. Magn. – 2005. – V. 286. – P.91 – 94.
449. Магнитные и магнитооптические свойства многослойных наноструктур ферромагнетик–полупроводник / В.Е. Буравцова, Е.А. Ганьшина, В.С. Гущин, С.И. Касаткин, А.М. Муравьёв, Н.В. Плотникова, Ф.А. Пудонин // ФТТ. – 2004. – Т. 46, вып.5. – С.864 – 874.
450. Structure, magnetic and transport properties of sputtered Fe/Ge multilayers / Y.W.Liu, W.B.Mi, E.Y. Jiang, H.L. Bai // J. Appl. Phys. – 2007. – V.102. – P. 063712-1 – 063712-7.
451. Structural study of Ge/GaAs thin films // V.K.Lazarov, L.Lari, P.M. Lytvyn,

- V.V. Kholevchuk, V.F. Mitin // *J. Phys.: Conf. Series.* – 2012. – V.371. – P. 012040 – 012042.
452. Thin film compound phase formation at Fe-Ge and Cr-Ge interfaces / O.M.Ndwandwe, C.C. Theron, T.K. Marais, R. Pretorius // *J. Mater. Res.* – 2003. – V.18, №8. – P.1800 – 1807.
453. Dayer A. A. Les systemes binaires cobalt-germanium et nickel-germanium: Etude compare / A.Dayer, P. Feschotte // *J. Less-Common Met.* – 1980. – V.72, №1. – P.51 – 70.
454. Вонсовский С. В. Магнетизм. Магнитные свойства диа-, пара-, ферро-, антиферро- и ферримагнетиков / С.В. Вонсовский . – Москва: Наука, 1971. – 1032 с.
455. Магнітні та електричні властивості аморфних та нанокристалічних плівок РЗМ-перехідний метал-напівпровідник / Б.П. Яцишин, Д.М. Фреїк, Ю.К. Гореленко, О.Г. Миколайчук, Г.С. Байцар // *ФХТТ.* – 2007. – Т.8, №2. – С. 305 – 310.
456. Temperature dependent Al-induced rystallization of amorphous Ge thin films on SiO₂ substrates / K.Toko, N. Fukata, K. Nakazawa, M. Kurosawa, N.Usami, M. Miyao, T. Suemasu // *J. Cryst. Growth.* – 2013. – V.372. – P.189 – 192.
457. Горелик С.С. Рентгенографический и электронно-оптический анализ. Приложение / С.С. Горелик, Л.И. Расторгуев, Ю.А. Скаков. – Москва: Metallurgy, 1970. – 107 с.
458. Электронная структура кристаллических FeSi и FeGe / Журнал структурной химии // И.Н. Шабанова, В.И. Кормилец, Л.Д. Загребин, Н.С. Терехова. – 1998. – Т.39, №6. – С.1098 – 1102.
459. Меньшиков А.З. Магнитные фазовые состояния в квазибинарных (Fe_{1-x}Co_x)Ge₂ интерметаллических соединениях / А.З. Меньшиков, Ю.А. Дорофеев, А.Е. Теплых // *ФТТ.* – 1999. –Т.41, №2. – С.283 – 289.
460. Одноворець Л.В. Температурна залежність опору та ТКО двошарових плівок на основі Cr, Cu та Ge / Л.В. Одноворець, Н.І. Пасько // *Матеріали*

- Міжнародної конференції молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики “Еврика-2004”.– Львів: ЛНУ, 2004. – С.163.
461. Ratan L. Effect of electron-phonon interaction on the resistivity of metallic nanowires / L.Ratan // *Phys. Rev. B.* – V.68. – 2002. – P.115417- 1 – 115417-9.
462. Tanner D.B. Electrical resistivity of silver films / D.B.Tanner, D.C. Larson // *Phys. Rev.* – V.166, №3. – 1968. – P.652 – 655.
463. Size effect of the resistivity of thin epitaxial gold films / G. Kastle, H.-G.Boyen, A.Schroder, A.Plettl, P. Ziemann // *Phys. Rev. B.* – V.70. – 2004. – P.165414 -1 – 165414-5.
464. Arnason S.B. Bad metal made with good-metal components / Arnason S.B., Herschfield S.P., Hebard A.F. // *Phys. Rev. Lett.* – V.81, №18. – 1998. – P.3936 – 3939.
465. Electron scattering in Au film containing Co clusters / G. Verschoren, A.N. Dobrynin, K. Temst, R.E. Silverans, C. Van Haesendonck, P. Lievens, B. Pipeleers, S.Q. Zhou, A. Vantomme, W. Bras // *Thin Solid Film.* – V.516. – 2008. – P.8232 – 8238.
466. Исследование размерных и температурных эффектов в тонких пленках переходных металлов / В.Б. Лобода, И.Е. Проценко, М.Д.Смолин, А.В. Яременко // *УФЖ.*–1985. – Т.30, № 3.– С. 435 – 440.
467. Непийко С.А. Физические свойства малых металлических частиц / С.А. Непийко. – 1985. – Київ: Наукова думка. – 246 с.
468. Скороход В.В. Фізико-хімічна кінетика в наноструктурних системах / В.В. Скороход, І.В. Уваров, А.В. Рагуля. – Київ: Академперіодика, 2001.– 180 с.
469. Schoder K. Effect of Ge overlayers on the electrical resistance of thin Cr films / K. Schoder, L. Walsh // *J. Vac. Sci. Technol. A.* – 1991. – V. 9, № 3. – P.577 – 580.

470. Electrophysical properties of Ge/Cr thin films / M.S.Desai, L.V.Odnodvoretz, C.J.Panchal, I.Yu.Protsenko, N.I.Shumakova, D.V.Velykodnyi // *J.Nano-Electron. Phys.* – 2011. – V. 3, № 1. – P.232 – 235.
471. Mott N. F. The electrical conductivity of transition metals / N.F.Mott // *Proc. R. Soc. Lond.* – 1936. – V. 3, № 1. – P.232 – 235.
472. Jen S.U. Magnetoresistance of Fe-rich Fe-Pd/ alloys / S.U. Jen, Y.D.Yao // *Chin. J. Phys.* – V.23, №4. – 1985. – P.310 – 320.
473. Sensor and microelectronic elements based on nanoscale granular systems (review) / S.A.Nepijko, D. Kutnyakhov, L.V. Odnodvoretz, S.I. Protsenko, G.J. Schonhense // *J. Nanopart. Res.* – 2011. – V.12 (13). – P.6263 – 6281.
474. Fu B. Tantalum nitride/copper nanocomposite with zero temperature coefficient of resistance / B.Fu, L.Gao // *Scripta Mater.* – 2006. – V.55. – P. 521–524.
475. A composite system of metal particles in a dielectric matrix for use as a thermoresistor / P.G.Borziak , R.D. Fedorovich, O.E. Kiyayev, Yu.A. Kulyupin, L.A. Rudakovskaya // *Inter. J. Electron.* – 1994. – V. 77. – P. 347 – 349.
476. High sensitive strain microsensors based on dielectric matrix with metal nanoparticles / I.A. Konovalov, R.D. Fedorovich, S.A. Nepijko, L.V. Viduta // *MRS Symp. Proc.: Pittsburgh (USA).* – V.459. – P. 261 – 265.
477. Nepijko S. Regulation of light emission from Ag cluster films under mechanical deformation of elastic substrates / S. Nepijko, W. Schulze, I. Rabin, L. Viduta // *Ann. Phys.* – 1998. – V.7. – P. 101 – 106.
478. Касаткин С. И. Многослойные тонкопленочные магниторезистивные элементы / С. И. Касаткин, Н. П. Васильева, А. М. Муравьев. – Тула : Гриф и К, 2001. – 188 с.
479. Касаткин С. И. Спинтронные магниторезистивные элементы и приборы на их основе / С. И. Касаткин, Н. П. Васильева, А. М. Муравьев. – Москва: РАН ИПУ, 2005. – 168 с.
480. Золотухин И. В. Магнитные наноструктуры. – Воронеж: ВГТУ, 2003. – 113 с.

481. Бурик І.П. Електрофізичні властивості плівкових систем на основі металів і напівпровідників / І.П. Бурик, Л.В. Однодворець, Н.М. Опанасюк // Матеріали Ювілейної X Міжнародної конференції «Фізика і технологія тонких плівок». – Івано-Франківськ: ПрНУ ім. В. Стефаника, 2005. – С. 287 – 288.
482. Проценко І.Ю. Основи мікроелектроніки (практикуми): навчальний посібник / І.Ю.Проценко, Л.В.Однодворець. – Суми: Сумський державний університет, 2011. – 231 с.
483. Однодворець Л.В. Розмірний ефект в температурній залежності питомого опору металевих плівок / Л.В. Однодворець // Ж. нано- електрон. фіз. – 2014. – Т.6, №4. – С.04001-1 – 04001-5.
484. Однодворець Л.В. Властивості чутливих елементів плівкових сенсорів на основі Fe і Pd або Pt / Л.В.Однодворець // Матеріали 6-ї Міжнародної науково - технічної конференції «Сенсорна електроніка та мікросистемні технології». – Одеса: Одеський національний університет. – 2014. – С.142.
485. Odnodvoret L. Influence of magnetic field on thermal coefficient of resistance of the granular film alloys / L.V.Odnodvoret // Proceeding of the International Conference «Nanomaterials: Applications and Properties». – 2014. – V.3, №1. – P.02NNF13-4.