

Міністерство освіти і науки України  
Сумський державний університет

**І. М. Пазуха, С. І. Проценко, І. В. Чешко,  
Ю. О. Шкурдода**

**ПСЕВДОСПІН-ВЕНТИЛЬНІ СТРУКТУРИ:  
ПРИНЦИПИ ФОРМУВАННЯ, МАГНІТНІ  
ТА МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ**

Монографія

За загальною редакцією доктора фізико-математичних  
наук, професора С. І. Проценка та кандидата фізико-  
математичних наук, доцента І. М. Пазухи

Суми  
Сумський державний університет  
2019

УДК 537.622; 539.27

П12

Рецензенти:

*В. М. Береснев* – доктор технічних наук, професор Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна;

*С. М. Данильченко* – кандидат фізико-математичних наук, зав. відділу радіаційної біофізики Інституту прикладної фізики НАН України

**Пазуха І. М.**

П12 Псевдоспін-вентильні структури: принципи формування, магніті та магніторезистивні властивості / І. М. Пазуха, С. І. Проценко, І. В. Чешко, Ю. О. Шкурдода ; за заг. ред. проф. С. І. Проценка та доц. І. М. Пазухи – Суми : Сумський державний університет, 2019. – 157 с.

У монографії узагальнені літературні дані щодо класифікації, принципів формування спін-вентильних структур різних типів та галузей їх практичного застосування. Особлива увага приділена аналізу нових експериментальних результатів авторів, пов'язаних з вивченням магнітних, магнітооптичних і магніторезистивних властивостей псевдоспін-вентильних структур в умовах фазоутворення, а також результатів досліджень щодо температурної стабільності їх магнітних характеристик.

Для студентів, аспірантів, наукових співробітників і викладачів закладів вищої освіти.

УДК 537.622; 539.27

© Пазуха І. М., Проценко С. І., Чешко І. В., Шкурдода Ю. О., 2019

© Сумський державний університет, 2019

## ЗМІСТ

	С.
<b>Передмова</b> .....	6
<b>Розділ 1 Принципи формування та галузі застосування спін-вентильних структур</b> .....	7
Вступ .....	7
1.1 Принципи формування спін-вентильних структур.....	7
1.2 Галузі застосування.....	15
1.3 Теоретичні моделі гігантського магнітоопору.....	22
Висновки.....	28
Список літератури до розділу 1 .....	29
<b>Розділ 2 Магнітооптичні властивості плівкових псевдоспін-вентильних структур на основі Fe, Co і Ag в умовах фазоутворення</b> .....	35
Вступ .....	35
2.1 Методика формування та дослідження псевдоспін-вентильних структур.....	35
2.2 Особливості структурно-фазового стану.....	39
2.3 Магнітооптичні властивості псевдоспін-вентильних структур на основі Fe, Co і Ag в умовах фазоутворення.....	45
Висновки.....	52
Список літератури до розділу 2 .....	52
<b>Розділ 3 Температурна стабільність магнітоопору та магнітних характеристик псевдоспін-вентильних структур на основі Ru, Co і Ag ..</b>	<b>56</b>
3.1 Структурно-фазовий стан, магніторезистивні та магнітні властивості плівок пермалою .....	56
3.1.1 Вплив методики формування на структурно-фазовий стан плівок пермалою .....	58
3.1.2. Магніторезистивні властивості .....	62
3.1.3 Магнітні властивості .....	69
3.2 Методика формування та дослідження псевдоспін-вентильних структур на основі Ru, Co і Ag .....	74

3.3 Електронографічні та структурні дослідження псевдо спін вентиляльних структур на основі Ru, Co і Ag.....	77
3.4 Результати досліджень магніторезистивних властивостей.....	82
3.5 Температурна стабільність магнітних характеристик	93
Висновки.....	95
Список літератури до розділу 3.....	97
<b>Розділ 4 Симетричні та несиметричні псевдоспін-вентильні структури <math>Fe_xNi_{1-x}/Cu(Ag)/Co</math> та їх властивості.....</b>	<b>103</b>
4.1 Псевдоспін-вентильні структури $Fe_xNi_{1-x}/Cu(Ag)/Co/П$ ...	104
4.2 Вплив умов термооброблення на магніторезистивні властивості псевдоспін-вентильних структур.....	106
4.3 Температурні та розмірні залежності величини МО..	110
4.4 Зв'язок магнітоопору з доменною структурою.....	113
4.5 Симетрична псевдоспін-вентильна структура та її властивості.....	117
4.6 Чутливість магнітоопору плівкових зразків до магнітного поля.....	120
Висновки.....	123
Список літератури до розділу 4.....	124
<b>Розділ 5 Магніторезистивні та магнітооптичні властивості псевдоспін-вентильних структур на основі плівок Co і Cu або Fe й Au .....</b>	<b>128</b>
5.1 Особливості методики формування псевдоспін-вентильних структур із різною товщиною магнітних шарів.....	128
5.2 Фазоутворення в багатошарових плівкових структурах на основі Co і Cu та Fe й Au .....	131
5.3 Магніторезистивні властивості псевдоспін-вентильних структур.....	135
5.3.1 Псевдоспін-вентильні структури на основі Co і Cu	136
5.3.2 Псевдоспін-вентельні структури на основі Fe і Au .	138

5.3.3 Застосування мультишарів при формуванні псевдоспін-вентильних структур на основі Co і Cu або Fe та Au .....	140
5.4 Магнітооптичні властивості псевдоспін-вентильних структур.....	145
5.4.1 Псевдоспін-вентильні структури на основі Co і Cu	145
5.4.2 Псевдо спін-вентельні структури на основі Fe і Au	148
Висновки.....	151
Список літератури до розділу 5 .....	152

## Передмова

Сучасний етап розвитку електроніки, коли традиційні технології практично вичерпали свій потенціал, характеризується активним пошуком принципово нових підходів до створення енергонезалежних систем зберігання інформації, що відповідає основному пріоритетному напрямку розвитку науки України «Нові речовини та матеріали». З іншого боку, вивчення цього питання дозволить одержати нові наукові результати фундаментального характеру для вирішення прикладних проблем у напрямі «Енергоефективність та енергетика».

Одним із варіантів модифікації елементної бази сучасної електроніки є використання як функціональних елементів структур спін-вентильного типу. Незважаючи на велику кількість експериментальних і теоретичних праць із вивчення властивостей таких структур, виникає потреба подальшого пошуку та дослідження нових типів спін-вентилів, які б якомога більше та повніше відповідали додатковим вимогам функціонального характеру (зменшення розмірів датчиків, збільшення їх чутливості, забезпечення відтворюваності та стабільності параметрів тощо). Одними з основних вимог до таких структур є висока термостабільність їх параметрів та прогнозованість поведінки електрофізичних і магніторезистивних властивостей зі зміною температури.

У монографії подані нові результати досліджень структурно-фазового стану, магнітних та магніторезистивних властивостей псевдоспін-вентильних структур, отриманих викладачами та аспірантами кафедри електроніки, загальної та прикладної фізики Сумського державного університету.

# РОЗДІЛ 1

## ПРИНЦИПИ ФОРМУВАННЯ ТА ГАЛУЗІ ЗАСТОСУВАННЯ СПІН-ВЕНТИЛЬНИХ СТРУКТУР

### Вступ

Сучасний етап розвитку електроніки, коли традиційні напівпровідникові технології практично вичерпали свій потенціал, характеризується активним пошуком принципово нових підходів до створення функціональних елементів електронних пристроїв [1–4]. Матеріали із спін-залежним розсіюванням електронів, до яких відносять спін-вентилі різних типів, використовують для формування чутливих елементів сучасної електроніки і сенсорної техніки. Незважаючи на те, що магніторезистивні, магнітні та інші властивості таких наноструктур інтенсивно досліджуються впродовж останніх десятиліть [5–7], деякі питання залишаються все ще не вирішеними. Зокрема, одними із пріоритетних напрямків досліджень є пошук матеріалів з високою температурною стабільністю магнітних і магніторезистивних властивостей, формування на їх основі функціональних елементів різного призначення з покращеною термостабільністю їх характеристик, що забезпечить ефективність роботи як окремих елементів, так і приладів у цілому.

### 1.1 Принципи формування спін-вентильних структур

Спін-вентильні магніторезистивні наноструктури – тонкоплівкові багат шарові системи з вільними та закріпленими за допомогою антиферромагнетик

ферромагнітними шарами. Особливістю таких структур є те, що обмінна взаємодія між ферромагнітними шарами відсутня або істотно послаблена. Послаблення обмінного зв'язку відбувається за рахунок відносно великої товщини (30–50 Å) немагнітного провідного шару з благородного металу. Якісно ці структури мають такий вигляд: захисний шар/АФМ/ФМ2/НМ/ФМ1/підшар/підкладка, де ФМ1 і ФМ2 – ферромагнітні шари, які виготовляють із ферромагнітних матеріалів Co, Ni або сплавів  $Ni_xFe_{1-x}$ ; НМ – прошарок немагнітного металу (Cu, Ag, Au або інший метал із високою провідністю), який розділяє ферромагнітні шари; АФМ – антиферромагнітний, фіксує шар (зазвичай FeMn). Фіксує шар створює обмінну анізотропію в шарі ФМ2, завдяки цьому вектор намагніченості шару ФМ2 може бути переорієнтований лише в порівняно великих полях (більше ніж 16–24 мТл), тоді як шар ФМ1 перемагнічується в слабких полях (менше ніж 1,6 мТл). Товщина шару немагнітного матеріалу підбирають таким чином, щоб ферромагнітні шари не взаємодіяли між собою або взаємодія між ними була мінімальною. Внаслідок того, що зв'язок між ферромагнітними шарами досить слабкий, зміна магнітної конфігурації від антипаралельної до паралельної може відбуватися в слабких магнітних полях, що робить такі системи одними з найчутливіших в області слабких магнітних полів [3].

Уперше спін-вентильна структура була виготовлена групою Б. Дені [8] в 1991 р. і представляла собою багатошарову систему  $Pu/Cu/Pu/Fe_{50}Mn_{50}$ , сформовану на різних типах підкладок: із монокристала кремнію  $SiO_2/Si(100)$  та скляну. Поєднання вільного та закріпленого магнітних шарів пермалою дозволило отримати за кімнатної температури величину гігантського магнітоопору (ГМО) близько 5 %. Саме винахід цього типу



систем започаткувало розвиток нового напрямку функціональної електроніки – спінтроніки [2]. Поєднання різних фізичних ідей для оптимізації робочих характеристик класичної спін-вентильної структури, розробленої Б. Дейні, шляхом введення додаткових шарів, привело до появи великої кількості модифікованих варіацій. На рисунку 1.1 наведена узагальнена класифікація спін-вентильних структур різних типів.

Першою спробою модифікувати структуру класичного спін-вентилля  $\text{Pu/Cu/Pu/Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$  (рис. 1.1 а) стала заміна верхнього вільного шару феромагнітного сплаву  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  на магнітожорсткий шар  $\text{Co}$ . Це привело до зростання величини ГМО ефекту до 9 %. У подальшому оптимізація умов осадження для кожного з шарів окремо приводить до підвищення магнітоопору до 11 % в спін-вентильях типу  $\text{Co/Cu/Co/Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$  [10]. Використання шару антиферомагнітного сплаву  $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$  із високим питомим опором приводить до істотного зростання ймовірності дифузного розсіювання електронів на поверхні цього шару.

Досить часто доцільним є використання композитних ФМ-шарів, що складаються з двох або більше феромагнітних матеріалів різного складу із сильною обмінною взаємодією (рис. 1.1 б). Найбільш удалим прикладом під час формування вільного ФМ-шару є застосування композиційних структур  $\text{Pu/Co}$  або  $\text{Pu/Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ . Використання підшару  $\text{Pu}$  дозволяє покращити магнітом'які властивості вільного шару, а додавання підшару  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$  на межі поділу  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}$  – одержати вищі значення магніторезистивного ефекту та покращити термічну стабільність спін-вентильної системи в цілому. Як показали автори в праці [11], осадження додаткового надтонкого шару  $\text{Co}$ , товщина якого не перевищує 1 нм, на межі поділу  $\text{Pu/Cu}$  в системі  $\text{Pu/Cu/Pu/Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$  призводить

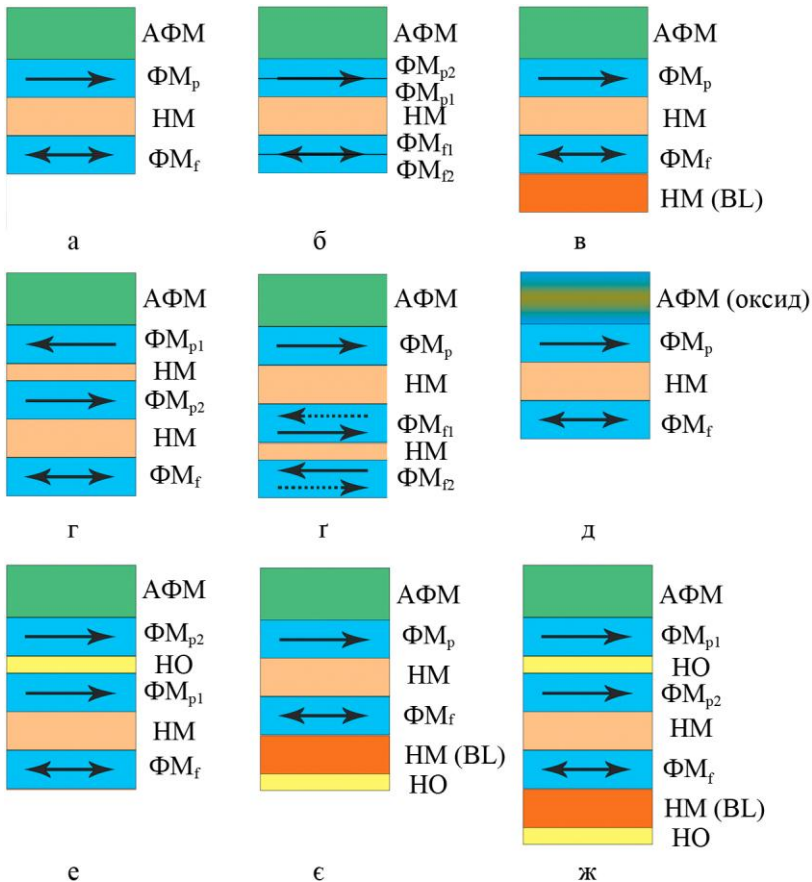


Рисунок 1.1 – Структура класичної спін-вентильної структури (а) та її модифікації: з композитним ФМ шаром (б), спін-фільтр (в), із синтетичним закріпленим шаром (г) або вільним шаром (г), оксидним антиферромагнетиком (д), з нано-оксидним шаром (е), із вільним нанооксидним шаром (е) і з нанооксидним шаром у вільному ферромагнітному шарі (ж).  $\text{FM}_p$  – ферромагнітний закріплений шар;  $\text{FM}_f$  – ферромагнітний вільний шар, АФМ – антиферромагнітний шар, НМ – немагнітний шар, BL – «back layer», HO – нанооксидний шар

до зростання амплітуди магніторезистивного ефекту з 2,9 до 6,4 % за кімнатної температури [12]. Це зростання величини МО може бути пов'язане з двома причинами: по-перше, ймовірність дифузного спін-залежного розсіювання на достатньо недосконалому інтерфейсі Co/Cu є значно більшою порівняно з рівномірно шорстким інтерфейсом Py/Cu; по-друге, необхідно враховувати, що магнітні моменти феромагнітних шарів на інтерфейсах не завжди ідентичні тим, які знаходяться в об'ємі шару.

Використання синтетичних шарів може становити інтерес для розширення поля обмінного зміщення, наприклад, у системах  $(\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10})_{80}\text{B}_{20}/\text{Py}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$  або  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Co}_{60}\text{Fe}_{40}/(\text{IrMn})$  [13]. Автори [11] запропонували використати спін-вентильні структури із синтетичними феромагнітними шарами для отримання спін-залежної довжини вільного пробігу в шарах Py і Co в структурах типу  $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}/\text{Py}/\text{Cu}/\text{Py}/\text{B}$  (B – «back layer»), де частина вільного шару відіграє роль шару спін-фільтра.

У праці [3] було запропоновано такий тип спін-вентилів: АФМ/ФМ/НМ/ФМ/В, в якому функцію «back layer» виконує немагнітний матеріал заданої товщини (рис. 1.1 в). Нанесення додаткового тонкого НМ-шару зменшує МО за умови, якщо ймовірність розсіювання міноритарних електронів на інтерфейсі ФМ/В буде 100 % (унаслідок сильного інтерфейсного розсіювання або об'ємного розсіювання, у разі якщо товщина шару більша за середню довжину вільного пробігу міноритарних електронів). Вільний феромагнітний шар у цьому разі діє як ідеальний спін-фільтр для електронів. Крім того, використання немагнітного «back layer» у спін-вентильних структурах може дати декілька переваг при їх використанні в різних типах сенсорів. По-перше, це дозволяє одержати більші значення ГМО-ефекту при достатньо малих ефективних товщинах вільного ФМ-шару,

що є корисним при використанні цих структур у головках зчитування інформації. По-друге, це дозволяє підвищити термічну стабільність структури в цілому. По-третє, у разі якщо структура вільного ФМ-шару являє собою систему  $\text{ФМ}_i/\text{НМ}(\text{BL})/\text{НО}$ , де НО – нанооксидний шар, наявність немагнітного прошарку запобігає окисненню феромагнетика.

Досить широко на практиці використовуються спін-вентильні структури із синтетичним закріпленим ФМ-шаром. Такий синтетичний шар являє собою систему, що складається з двох феромагнетиків, розділених немагнітним матеріалом ( $\text{ФМ}_1/\text{НМ}/\text{ФМ}_2$ ). Використання достатньо тонких шарів немагнітного матеріалу (наприклад, Ru) дозволяє реалізувати сильну обмінну антиферомагнітну взаємодію між магнітними шарами та може бути альтернативою класичній частині спін-вентилів АФМ/ФМ (рис. 1.1 г). Такі структури одержали назву синтетичних антиферомагнетиків (САФ). На рисунку 1.2 подана структура спін-вентилів із синтетичним антиферомагнітним шаром ( $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Ru}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ ) та характерна для неї польова залежність магнітоопору, одержана авторами праці [14]. Магніторезистивна залежність  $\Delta R/R_s(H)$  характеризується гострим піком з полем, близьким до нуля, що відповідає переключенню вільного ФМ-шару. Використання САФ дозволяє збільшити ефективне поле зміщення за кімнатної температури і навіть у разі підвищення температури до 550 К. Такі структури можуть бути застосовані в сенсорах сильних магнітних полів або датчиках обертання. Для спін-вентилів із товщиною шару Ru близько 1,04 нм величина МО досягає майже 12 %. Ці результати були одержані після термовідпалювання в магнітному полі за температури 493 К впродовж двох годин.

Вільний ФМ шар може бути замінений на синтетичну феромагнітну структуру ФМ/Х/ФМ, де Х – тонкий шар, наприклад Ru, що зв’язує два ФМ-шари антиферомагнітно (рис. 1.1 г).

На рисунку 1.1 д наведена структура спін-вентилля, в якого металевий АФМ-шар був замінений на оксидний антиферомагнетик, такий як NiO або Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Рисунки 1.1 е-ж ілюструють новий підхід до формування спін-вентилів, що полягає в додаванні нанооксидних шарів до структури закріпленого шару або на поверхню вільного шару.

Використання оксидного АФМ призводить до того, що розсіювання на зовнішніх межах необов’язково дифузне, а частково може бути й дзеркальним.

Зниження ймовірності дифузного розсіювання приводить до зростання амплітуди магніторезистивного ефекту, а також дозволяє зменшити оптимальну товщину

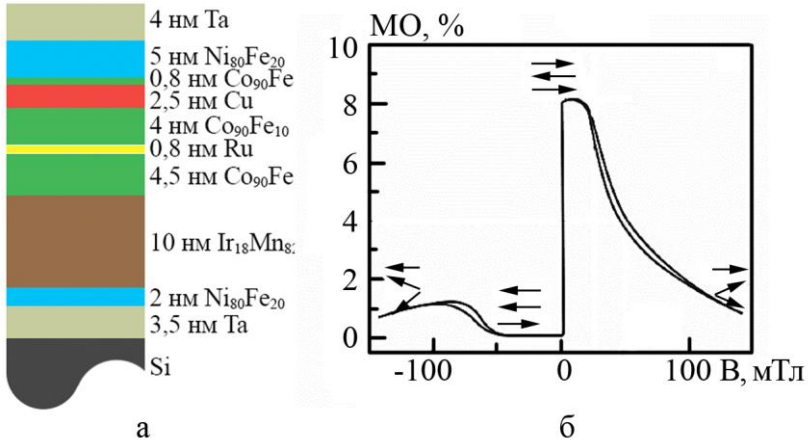


Рисунок 1.2 – Структура спін-вентилля з використанням синтетичного антиферомагнітного шару (а) та польова залежність магнітоопору, виміряна за кімнатної температури (б) [14]

феромагнітного шару до нижчих значень. Однією з перших првць, в яких були реалізовані структури, що поєднують в собі відносно малі ефективні товщини ФМ-шарів із відносно високими значеннями МО, була праця [15], автори якої запропонували спін-вентильні структури з додатковим шаром NiO. Під час вивчення впливу товщини шару феромагнетика на величину ГМО для структур типу NiO/Co/Cu/Co було показано, що оптимальне співвідношення МО може бути одержане за менших товщин Co порівняно із структурами без оксидного шару. Такий результат пояснюється саме тим, що процес розсіювання на інтерфейсі Co/NiO є частково дзеркальним. Ця гіпотеза була підтримана у серії подальших експериментальних і теоретичних робіт, спрямованих на порівняння структури типу NiO/Co/Cu/Co/Cu/NiO з класичними металевими спін-вентильними структурами. Шар Cu мав функцію магнітного відокремлення верхнього шару NiO від вільного шару Co. Шар NiO безпосередньо на поверхню підкладки наносили за температури 473 К, щоб забезпечити текстуру [111] структури. Інша частина багат шарової структури була отримана за кімнатної температури, щоб уникнути взаємної дифузії між окремими шарами.

Ще одна причина застосування оксидних АФМ була пов'язана насамперед з пошуками нових шляхів підвищення температурної стабільності обмінного поля зміщення порівняно із структурами, в яких використовували металевий АФМ Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub>.

Найбільші величини МО (18 %) за кімнатної температури були одержані для спін-вентилів типу Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co/Cu/Co/Cu, в яких шар антиферомагнетика  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> товщиною 50 нм був епітаксійно вирощений на плоскій полірованій монокристалічній підкладці  $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. У

той самий час структури з антиферомагнітним шаром NiO оптимально поєднують у собі високе значення магнітоопору (14 %), високу чутливість до магнітного поля 11 %/(мТл) за невеликої коерцитивності ( $B_c \approx 0,1$  мТл).

Концепція формування спін-вентилів з додатковим наноксидним шаром наведена на рисунках 1.1 е-ж. Достатньо тонкий наноксидний шар, що наноситься на поверхню системи дозволяє істотно збільшити ймовірність дзеркального відбиття та одержати високі значення магніторезистивного ефекту (до 18 %). Використання ж додаткового наноксидного прошарку в структурі закріпленого шару дозволяє реалізувати сталий сильний обмінний зв'язок з метою збереження високої ефективності зміщення обмінного поля. Зазвичай для цього використовують немагнітні наноксидні шари (оксиди Cu, Ta або Al).

Систематичне дослідження впливу наноксидних шарів на величину магнітоопору було здійснене в праці [15] для спін-вентиля (IrMn)/Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>/(CoFeO<sub>2</sub>)/Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>/Cu/Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>/Cu/TaO<sub>x</sub> [15]. Показано, що ці структури можуть забезпечити такі переваги: наявність дзеркального інтерфейсу НО/ФМ, високу термічну стабільність металевих антиферомагнетиків, таких як PtMn або Ir<sub>20</sub>Mn<sub>80</sub>, із підвищеною магнітною й тепловою стійкістю та дуже малою ефективною товщиною вільного магнітного шару.

## 1.2 Галузі застосування

Отже, як було показано в попередньому підрозділі, варіюючи матеріал, товщину й послідовність шарів спін-вентиля, можна оптимізувати магнітні та електричні властивості таких наноструктур і розширити сферу їх практичного застосування [16–18]. Основними сферами

застосування спін-вентильних структур є створення датчиків магнітного поля різного призначення (в головках зчитування для жорстких дисків [19], біосенсорах [20], системах збереження даних, як приладів контролю швидкості обертання (для систем ABS) чи високого струму в лініях електропередач, у приладах керування позиціонуванням у робототехнічних системах [21]) та магніторезистивна оперативна пам'ять (MRAM) або ГМО-оперативна пам'ять GMRAM [22].

Розглянемо більш детально принцип роботи спін-вентильної структури, використовуваної як функціональний елемент у зчитувальних головках для жорстких дисків.

Спін-вентиль розміщують безпосередньо в головці зчитування, що сканує жорсткий диск. Намагніченість першого феромагнітного шару вентиля фіксована, а намагніченість другого феромагнітного шару змінюється у разі зміни магнітного поля жорсткого диска. Стрибок електроопору при переході до паралельної конфігурації намагніченостей двох шарів дозволяє з високою точністю розрізняти два магнітні стани системи, яким приписують логічні «0» і «1». На рисунку 1.3 наведена система зчитування інформації з ГМО-сенсором. Застосування ефекту ГМО для зчитування інформації приводить до підвищення поверхневої щільності запису більше ніж удвічі. Це відкрило шлях для створення зовнішньої пам'яті великої ємності (до 1 Тбайта), а також для виробництва невеликих за розміром жорстких дисків (діаметром до 21,6 мм) для мобільних пристроїв (надлегких ноутбуків). Для покращання лінійної роздільної здатності датчик, що складається з одного спін-вентиль, повинен бути розміщений між двома магнітними екранами.

Магніторезистивна пам'ять (MRAM) – це один із типів оперативної пам'яті, що має ряд переваг порівняно



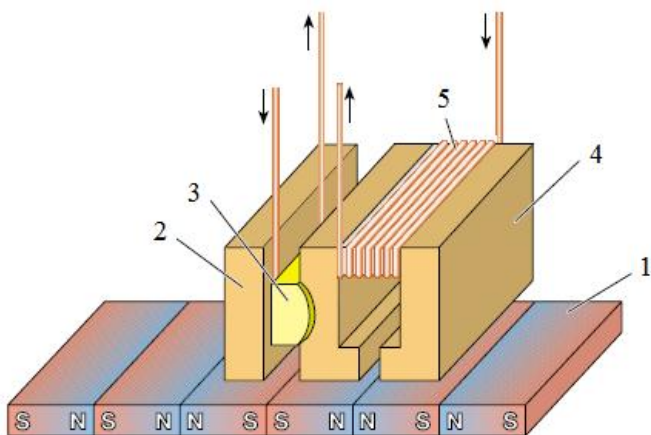


Рисунок 1.3 – Пристрій для зчитування і записування інформації [24]: 1 – магнітна доріжка; 2, 4 – магнітні екрани; 3 – зчитувальний ГМО-сенсор; 4 – магнітно-резистивний датчик; 5 – записувальний індуктивний елемент

з іншими типами оперативної пам'яті. Особливістю є те, що інформація зберігається за допомогою магнітних моментів, а не електричних зарядів.

Кожна комірка магніторезистивної пам'яті (рис. 1.4) зберігає 1 біт даних у магнітному елементі, що складається з двох феромагнетиків, між якими розміщений тонкий шар провідного немагнітного матеріалу (чи діелектрика). Один із шарів завжди намагнічений в певному напрямку, а намагніченість другого (сенсорного) шару змінюється під дією зовнішнього поля. Зазвичай однакова орієнтація намагніченостей у шарах елемента інтерпретується як «0», у той час як протилежні напрямки намагніченості шарів – як «1». Під час вимірювання електричного опору комірки відбувається зчитування інформації.

Пам'ять організована за принципом сітки, у вузлах якої містяться окремі «комірки» пам'яті. Інформацію

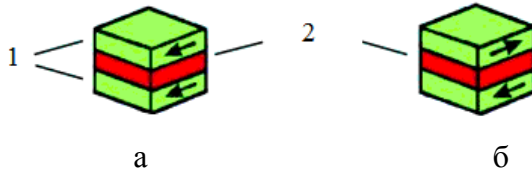


Рисунок 1.4 – Комірка магніторезистивної пам'яті в низькорезистивному «0» (а) та високорезистивному «1» станах (б) [25]: 1 – ферромагнітні шари; 2 – діелектричний шар

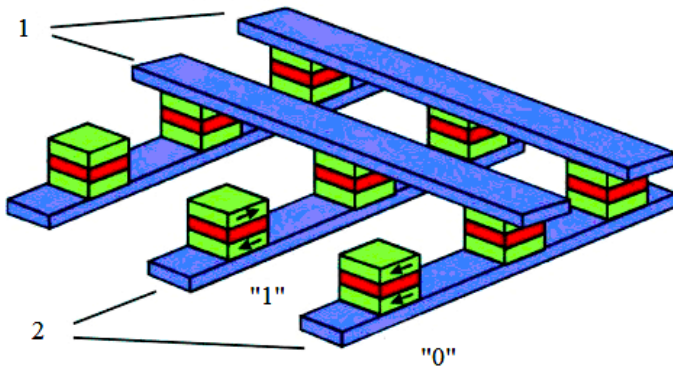


Рисунок 1.5 – Магніторезистивна пам'ять [25]: 1 – лінія стовпця; 2 – лінія рядка

можно записувати в комірки багатьма способами. У найпростішому випадку кожна комірка лежить між двома лініями запису, розміщеними під прямим кутом одна до одної: одна – над коміркою, а інша – під нею (рис. 1.5).

Здійснюється розроблення інших методів записування інформації на MRAM для зменшення розміру магніторезистивної пам'яті та енергоспоживання.

Переваги MRAM: енергонезалежність (здатність зберігати записану інформацію за відсутності зовнішнього

живлення), вільний доступ, неруйнівне зчитування, необмежена кількість звернень, швидке зчитування та записування (цикл зчитування–записування – 5–70 нс), стійкість (кількість циклів записування  $>10^{15}$ ), радіаційна стійкість. Магніторезистивна пам'ять досить швидка для того, щоб її можна було використовувати як оперативний, так і постійний запам'ятовуючий пристрій.

Ще одним різновидом магніторезистивної пам'яті є GMRAM – гігантський магніторезистивний оперативний запам'ятовувальний пристрій, інтегрована пам'ять типу магнетик-на-напівпровіднику. Псевдоспін-вентельні структури, структура, магніторезистивні, магнітні та магнітооптичні властивості яких будуть детально описані в наступних розділах, задовольняють вимоги цього типу запам'ятовувального пристрою [26].

GMRAM має на порядок вищі показники від рівня вихідного сигналу, щільності запису та швидкодії порівняно з іншими типами магніторезистивної пам'яті [27]. Автори [28] запропонували структуру псевдоспін-вентеля для GMRAM: Ta(5)/NiFe(6,5)/CoFe(1,5)/Cu(3,7)/CoFe(1,5)/NiFe(4,5)/Ta(20).

В інтегрованих елементах оперативної пам'яті магнітні елементи повинні забезпечувати задовільні й чітко визначені рівні зчитування та записування в певному діапазоні температур. Із цією метою застосовують сплав пермалою  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  і сплав  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ .

Для датчиків положення (лінійних чи кутових), швидкості або контролю струму доцільним є застосування конфігурації моста Уїтстона, до якого входять чотири ГМО-структури або спін-вентеля. Така схема приводить до нульового виходу за відсутності сигнального поля, а також до мінімізації температурної залежності. Були запропоновані дві системи: перша з ГМО-елементами (два з яких екрановані, а два інші у керувальних потоках), друга

складається з чотирьох спінів-вентилів з окремими рівнями металізації зміщення, що індукуює протилежні напрямки намагнічення кожного закріпленого шару в різних плечах мосту [21].

Датчики магнітного поля застосовують у багатьох галузях – здебільшого в автомобільній промисловості та біомедицині [23, 28]. Датчики магнітного поля на основі спінів-вентильних плівкових структур є альтернативою традиційним датчикам на основі ефекта Холла, при чому вони є більш чутливими й стабільними. Відомі дві фірми, які займаються розробленням та випуском спінів-вентильних магніторезистивних датчиків – Nonvolatile Electronics (NVE) у США та Siemens у Німеччині [30].

Також спінів-вентельні структури ідеально підходять для вимірювання кутового положення. На рисунку 1.6 подана типова кутова залежність опору спінів-вентильної системи [28], використовуваної як робоча характеристика сенсорів вимірювання кутового положення.

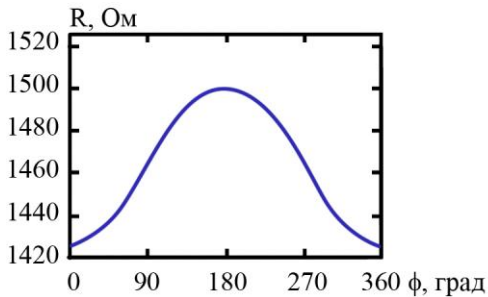


Рисунок 1.6 – Залежність опору системи від кута ( $\varphi$ ) між векторами намагніченості закріпленого та вільного феромагнітних шарів [28]

Типова структура датчика, в основу принципу роботи якого покладено ефект ГМО, складається із семи шарів: 1 – кремнієвої підкладки; 2 – додаткового шару для покращання адгезії; 3 – сенсорного (вільного шару); 4 – немагнітного; 5 – магнітного закріпленого; 6 – антиферомагнітного та 7 – захисного. Як зв’язувальний і захисний шари часто використовують Та, а немагнітним шаром є Сu. У сенсорному шарі намагніченість вільно орієнтується зовнішнім магнітним полем. Його виготовляють поєднанням пермалоевих чи кобальтових сплавів. Антиферомагнітний шар виготовляють з плівок FeMn чи NiMn. Напряв намагніченості в ньому визначають фіксуєчим шаром із магнітожорсткого матеріалу, наприклад кобальту. Такий сенсор характеризується асиметричною петлею гістерезису, що пов’язано з наявністю магнітотвердого шару.

Авторами праці [32] було запропоновано формування функціонального елемента датчика у вигляді багатошарової плівкової структури Au(5)/Co(6)/Cu(8)/Co(20)/Au(40)/Cr(5)/П методом термічного вакуумного напылення на підкладку з пластини монокристала кремнію розміром  $5 \times 5 \text{ мм}^2$  (рис. 1.6).

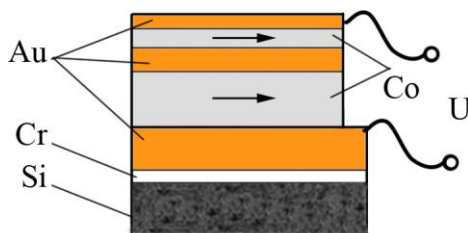


Рисунок 1.6 – Функціональний елемент датчика магнітного поля [32]

Датчик працює за принципом вимірювання пропорційної зміни вхідної та вихідної напруг. Діапазон робочих температур становить – 40...+450 °С, чутливість –  $4,5\text{--}7,6 \cdot 10^{-4} \text{ \%}/\text{мТл}$ , діапазон полів – 400 мТл.

### 1.3 Теоретичні моделі гігантського магнітоопору

Спроба теоретично обґрунтувати ефект гігантського магнітоопору в структурах спін-вентильного типу та надрешітках була започаткована в працях [33–38]. Автори цих праць розраховували величину ГМО у рамках узагальненої на випадок багатошарових структур теорії класичних розмірних ефектів Фукса–Зондгаймера [39, 40] з урахуванням спін-залежного розсіювання електронів провідності в об'ємі мультишару та на межі поділу шарів. У праці [40] одержані вирази для провідності та магнітоопору в напрямку, перпендикулярному до міжшарових меж. Узагальнення основних теоретичних та експериментальних робіт стосовно досліджень властивостей магнітних мультишарів наведено в оглядовій праці [41].

Аналізування цих праць говорить про те, що для теоретичного опису явища ГМО в магнітних багатошарових і гранульованих системах використовують два підходи: квазікласичний, який ґрунтується на розв'язуванні кінетичного рівняння, і квантовий, що базується на формалізмі Кубо. Останній дозволяє виявити межі квазікласичного підходу та врахувати квантові розмірні ефекти.

Обмеження й труднощі, що виникають при квазікласичному підході, переборюють за допомогою квантових теорій, які дозволяють адекватно описати і об'ємне, і поверхневе розсіювання за допомогою тих самих потенціалів розсіювання, а також урахувати процеси

квантової інтерференції й квантування моменту імпульсу, обумовлених кінцевою товщиною структури [42]. У праці [43] одержали загальні вирази для питомих провідностей  $\sigma_{AP}$  і  $\sigma_P$  відповідно:

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

де  $\sigma_{0j}^s$  визначає об'ємну провідність магнітного шару, а розмірні функції  $\Phi_{APj}^s$ , дорівнюють:

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

Функція  $\sigma_{gj}^s / \sigma_{0j}^s$  у формулі (2) визначає провідність масивного полікристалічного металу і в рамках моделей Мотта [44] і МШ [45] дорівнює

$$\frac{\sigma_{gj}^s}{\sigma_{0j}^s} = 1 - \frac{3}{2} \alpha_j^s + 3\alpha_j^{s2} - 3\alpha_j^{s3} \ln \left( 1 + \frac{1}{\alpha_j^s} \right) \cong$$

$$\cong \begin{cases} 1 - \frac{3}{2} \alpha_j^s + 3\alpha_j^{s2}, & \alpha_j^s \ll 1, \\ \frac{3}{4\alpha_i^s} - \frac{3}{5\alpha_j^{s2}}, & \alpha_j^s \gg 1. \end{cases} \quad (3)$$

Припустивши, що магнітне поле, необхідне для переведення магнітного сендвіча з АР- в Р-конфігурацію (вектори намагніченості в магнітних шарах паралельні), порівняно слабке і його впливом на траєкторії руху електронів можна знехтувати. У цьому разі провідність магнітного зразка з Р конфігурацією визначають таким виразом:

$$\sigma_P = \sum_{s=\pm} \sum_{j=1}^2 \sigma_{Pj}^s = \frac{1}{d} \sum_{s=\pm} \sum_{j=1}^2 d_j \sigma_{0j}^s \Phi_{Pj}^s, \quad (4)$$

з якого розмірні функції  $\Phi_{Pj}^s$  одержують за допомогою співвідношення (2), в якому необхідно провести заміну  $-s \rightarrow s$ .

Таким чином, одержані загальні вирази для питомих провідностей  $\sigma_{AP}$  (1) і  $\sigma_P$  (4), що дозволяють записати в явному вигляді величину  $\delta$ , яка є кількісною характеристикою ефекту гігантського магнітоопору:

$$\delta = \frac{\Delta\sigma}{\sigma_{AP}} \equiv \frac{\sigma_P}{\sigma_{AP}} - 1. \quad (5)$$

Подальший аналіз ефекту ГМО проводять лише на



основі числового аналізу. Однак перш ніж перейти безпосередньо до числового розрахунку, одержують прості аналітичні вирази для оцінювання амплітуди ефекту.

Якщо міжшарові й зовнішні межі сендвіча дзеркальним чином розсіюють носії заряду, то сендвіч формально можна розглядати як масивний зразок. Використовуючи резисторну модель [3], для величини  $\delta_{AP}$  можна одержати наступний вираз:

$$\delta_{AP} = \frac{(\alpha_{g1} - 1)(\alpha_{g2} - 1)}{\alpha_{g1}(1 + \beta_g) + \alpha_{g2}(1 + \beta_g^{-1})} =$$

$$= \begin{cases} \frac{(1 - \alpha_g)^2}{4\alpha_g}, & \alpha_{gj} = \alpha_{gn} = \alpha_g, \beta_g = 1, \\ 0, & \alpha_{gj} = 1, \end{cases} \quad (6)$$

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

Якщо шари, з яких складається сендвіч, мають крупнозернисту структуру ( $\alpha_j^s \ll 1$ ), то розсіюванням електронів на межах зерен порівняно з їх розсіюванням в об'ємі шарів можна знехтувати, і формула (6) перетвориться на добре відомий вираз:

$$\delta_{AP} = \frac{(\alpha_{b1} - 1)(\alpha_{b2} - 1)}{\alpha_{b1}(1 + \beta_b) + \alpha_{b2}(1 + \beta_b^{-1})} =$$

$$\begin{cases} \frac{(1 - \alpha_b)^2}{4\alpha_b}, & \alpha_{b1} = \alpha_{b2} = \alpha_b, \beta_b = 1, \\ 0, & \alpha_{bj} = 1, \end{cases} \quad (7)$$

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

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

$$\delta_{AP} = \frac{(\alpha_{R1} - 1)(\alpha_{R2} - 1)}{\alpha_{R1}(1 + \beta_R) + \alpha_{R2}(1 + \beta_R^{-1})} =$$

$$= \begin{cases} \frac{(1 - \alpha_R)^2}{4\alpha_R}, & \alpha_{R1} = \alpha_{R2} = \alpha_R, \beta_R = 1, \\ 0, & \alpha_{Rj} = 1, \end{cases} \quad (8)$$

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

З аналізу формул (6)–(8) випливає, що в разі різної асиметрії розсіювання електронів із різною поляризацією спінів ( $\gamma_1 > 1$ ,  $\gamma_2 < 1$  або навпаки, де  $\gamma_j = \alpha_{gj}$ ,  $\alpha_{bj}$ ,  $\alpha_{Rj}$ ) можлива зміна знака ефекту, тобто його інверсія.

Оскільки сендвіч, зовнішні межі якого дзеркальним чином розсіюють електрони, формально можна розглядати як мультишар, то формули (6)–(8) можуть бути використані для оцінювання величини ефекту в магнітній багатозаровій плівці.

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

формулу (5) зручно записати в такому вигляді:

$$\delta = \left\{ \frac{\sum_{j \neq n=1}^2 (d_{j,n} \sigma_{0,j,n}^-)^{j-1} \{ \Phi_{Pj}^- + \alpha_{bj} \Phi_{Pj}^+ \}}{\sum_{j \neq n=1}^2 (d_{j,n} \sigma_{0,j,n}^-)^{j-1} \{ \Phi_{APj}^- + \alpha_{bj} \Phi_{APj}^+ \}} - 1 \right\} \cdot 100 \% , (9)$$

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

Проведені числові розрахунки за формулою (9) показують, що в області малих та великих значень  $d_{2,1}$  ефект ГМО практично відсутній унаслідок ефекту шунтування струму базовим шаром товщиною  $d_1$  (якщо  $d_{2,1} \ll 1$ ) або верхнім шаром товщиною  $d_2$  (якщо  $d_{2,1} \gg 1$ ). Наявність максимуму на розмірній залежності  $\delta_{AP}(d_{2,1})$  обумовлена конкуренцією об'ємного і поверхневого розсіювань [3], а сам ефект обумовлений асиметрією спин-залежного розсіювання електронів на межах зерен. Із «включенням» об'ємного СЗР носіїв заряду амплітуда ефекту збільшується, тому можна зробити висновок, що його рівень визначається суперпозицією механізмів СЗР електронів. Величина ефекту також збільшується зі збільшенням ступеня дзеркальності зовнішніх меж сендвіча, оскільки електрони, дзеркально відбившись від межі, залишаються ефективними (відповідальною за ефект є концепція «неефективності» Піппарда) внаслідок того, що носії заряду не втрачають своєї «пам'яті» про спин.

## Висновки

1. Інтенсивні дослідження спін-вентильних структур, а також формування різноманітних модифікацій класичної спін-вентильної структури  $\text{Pu/Cu/Pu/Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$  пов'язані з широким їх практичним застосуванням у різних галузях науки і техніки, а саме в таких пристроях, як головках зчитування магнітного запису, комірках магніторезистивної оперативної пам'яті та різних датчиках магнітного поля.

2. Одним із пріоритетних напрямків досліджень є пошук матеріалів із високою температурною стабільністю магнітних і магніторезистивних властивостей, формування на їх основі функціональних елементів різного призначення з покращеною термостабільністю їх характеристик. Це забезпечить ефективність роботи як окремих елементів, так і приладів у цілому. Залежно від залузі використання до магнітних характеристик таких структур висуваються різні вимоги, однак їх термічна стабільність є пріоритетом для забезпечення безпечної роботи приладів на їх основі.

3. Для теоретичного опису явища гігантського магнітоопору в структурі із спін-залежним розсіюванням електронів, зокрема і їх спін-вентильних структур, використовують два підходи: квазікласичний, що ґрунтується на розв'язуванні кінетичного рівняння, і квантовий, який базується на формалізмі Кубо. Останній дозволяє виявити межі квазікласичного підходу та врахувати квантові розмірні ефекти.

4. Незадовільне узгодження експериментальних і розрахункових даних, що виникають при квазікласичному підході, можна звести до мінімуму за допомогою квантових теорій, які дозволяють адекватно описати і об'ємне, й поверхневе розсіювання за допомогою тих

самих потенціалів розсіювання, а також урахувати процеси квантової інтерференції і квантування моменту імпульсу, обумовлених кінцевою товщиною структури.

### Список літератури до розділу 1

1. Дорогань В. Г. Спін-поляризовані електрони в електроніці / В. Г. Дорогань, Ф. В. Мощний // УФЖ. – 2004. – Т. 49, № 12. – С. 1174.
2. Hirohata A., Takanashi K. Future perspectives for spintronic devices / A. Hirohata, K. Takanashi // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2014. – Vol. 19, № 47. – P. 193001-7.
3. Фізичні основи спінтроніки : навчальний посібник / О. І. Товстолиткін, М. О. Боровий, В. В. Курилюк, Ю. А. Куницький. – В. : ТОВ «Нілан-ЛТД», 2014. – 500 с.
4. Основи спінтроніки: матеріали, прилади та пристрої : навчальний посібник / Ю. А. Куницький, В. В. Курилюк, Л. В. Однорець, І. Ю. Проценко. – Суми : СумДУ, 2013. – 127 с.
5. Effects of controlling Cu spacer inter-diffusion by diffusion barriers on the magnetic and electrical stability of GMR spin-valve devices / Jiang Jing, Zeng Ding Gui, Ryu Hojun, Chung Kyung-Won // J. Magn. Magn. Mater. – 2010. – Vol. 322. – P. 1834.
6. Kravets V. G. Correlation between the magnetoresistance, IR magnetorelectance, and spin-dependent characteristics of multilayer magnetic films / V. G. Kravets // Phys. Res. Inter. – 2012. – P. 1–8.
7. State diagram of nanopillar spin valves with perpendicular magnetic anisotropy / S. Le Gall, J. Cucchiara, M. Gottwald, C. Berthelot et al. // Phys. Rev. B. – 2012. – No. 86. – P. 014419.

8. Diény B. Spin-valve effect in soft ferromagnetic sandwiches / B. Diény, V. S. Speriosu, B. A. Gurney et al. // *J. Mag. Magn. Mater.* – 1991. – Vol. 93. – P. 101–104.
9. Bakonyi I. Electrodeposited multilayer films with giant magnetoresistance (GMR): Progress and problems / I. Bakonyi, L. Peter // *Progr. Mater. Sci.* – 2010. – № 55. – P. 107–245.
10. Magnetoresistance in Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>/Cu/Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>/Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub> spin valves with low coercivity and ultrahigh sensitivity / Th. G. S. M. Rijks, W. J. M. de Jonge, W. Folkerts et al. // *Appl. Phys. Lett.* – 1994. – Vol. 65, No. 7. – P. 1063.
11. Nvogues J. Exchange bias / J. Nvogues, I. K. Schuller // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. – Vol. 192. – P. 203.
12. Slonczewski J. C. Current-driven excitation of magnetic multilayers / J. C. Slonczewski // *J. Magn. Magnet. Mater.* – 1996. – Vol. 159, No. 1–2. – P. L1–L7.
13. Magnetization reversal asymmetry in [Co/Pt]/CoFe/IrMn multilayers with enhanced perpendicular exchange bias / W. Qiong, H. Wei, L. Hao-Lianget al. // *J. Appl. Phys.* – 2013. – Vol. 113. – P. 033901.
14. Lenssen K-M. H., MBE-grown spin valves / K-M. H. Lenssen, J. C. S. Kools, A. E. M. De Veirman, // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1996. – Vol. 63. – P. 159.
15. The trade-off between large magnetoresistance and small coercivity in symmetric spin valves / W. F. Egelhoff, Jr., T. Ha, R. D. K. Misra et al. // *J. Appl. Phys.* – 1995. – Vol. 78. – P. 273.
16. The optimised spin-valve magnetotransistor / M. Avram, A. M. Avram, R. Vasilco et al. // *Mater. Sci. Eng. B.* – 2008. – Vol. 152. – P. 72.
17. Magnetostrictive GMR sensor on flexible polyimide substrates / T. Uhrmann, L. Bar, T. Dimopoulos et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2006. – Vol. 307. – P. 209.

18. Chen L. Effect of sputtering parameters and sample size on giant magnetoimpedance effect in NiFe and NiFe/Cu/NiFe films / L. Chen, Y. Zhou, Ch. Lei // *Mater. Science and Engineer. B.* – 2010. – Vol. 172, № 2. – P. 101–107.
19. The dual spin valve head for high density recording // F. Hua-Ching Tong, Liu, K. Stoev et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2002. – Vol. 239. – P. 106.
20. Kirschvink J. L. Magnetite Biomineralization and Magnetoreception in Organisms: A New Biomagnetism / J. L. Kirschvink, Douglas S. Jones, Bruce J. MacFadden. – New York : Springer Science and Business Media, 2013. – Vol. 5. – 704 p.
21. Spin valve sensors / P. P. Freitas, F. Silva, N. J. Oliveira et al. // *Sens. Actuat.* – 2000. – Vol. 2, No. 8. – P. 2–8.
22. Fabrication of pseudo-spin-valves and 100 nm sized periodic elements for magnetic memory application / J.-Q. Wang, L.M. Malkinski, Y. Hao et al. // *Mater. Sci. Engineer. B.* – 2000. – Vol. 76. – P. 1–5.
23. Ферт А. Происхождение, развитие и перспективы спинтроники / А. Ферт // *Успехи физических наук.* – 2008. – Т. 178, № 12. – С. 1336–1348.
24. Никитин С. А. Гигантское магнитосопротивление / С. А. Никитин // *Соровский образовательный журнал.* – 2004. – Т. 8, № 2. – С. 92–98.
25. <http://pouyakondori.blogspot.com/2008/08/mram-fastest-ram-till-now.html> – MRAM, fastest RAM till now (дата доступа: 21.11.2015).
26. Katti R. R. Current-in-plane pseudo-spin-valve device performance for giant magnetoresistive random access memory applications / R. R. Katti // *J. Appl. Phys.* – 2002. – Vol. 91, No 10. – P. 7245–7250.
27. Gadbois J. The effect of end and edge shape on the performance of pseudo-spin valve memories / J. Gadbois,

- J.-G. Zhu, W. Vavra, A. Hurst // IEEE Transactions on magnetics. – 1998. – Vol. 34, No. 4. – P. 1066–1068.
28. Pseudo-spin-valve device performance for giant magnetoresistive random access memory applications / R. R. Katti, A. Arrott, J. Drewes et al. // IEEE Transactions on magnetics. – 2001. – Vol. 37, No. 4. – P. 1967–1969.
29. Spin-valve current sensor for industrial applications / J. Pelegri-Sebastia, J. B. Ejea, D. A Ramirez et al. // Sens. Actuat. A: Phys. – 2002. – Vol. 105. – P. 132–136.
30. Касаткин С. И. Спинтронные магниторезистивные элементы и приборы на их основе / С. И. Касаткин, Н. П. Васильева, А. М. Муравьев. – Москва : Электронинформ, 2005. – 168 с.
31. Wave-Like Pseudo-Spin Valve Thin Film as a Biosensor / Tzu-Wen Kuo, Pao-Jen Chen, Hao-Ting Huang et al. // IEEE Transact. Magn. – 2013. – Vol. 50, No. 1. – P. 4000203.
32. Чешко І. В. Фізичні процеси в функціональних елементах на основі плівкових систем Co/Cu (Ag, Au) із спін-залежним розсіюванням електронів : Автореф. дис.... канд. фіз.-мат. Наук : 01.04.01 / Сумський державний університет. – Суми, 2009. – 22 с.
33. Camley R. E. Theory of giant magnetoresistance effects in magnetic layered structures with antiferromagnetic coupling / R. E. Camley, J. Barnas // Phys. Rev. Lett. – 1989. – Vol. 63, No. 6. – P. 664–667.
34. Novel magnetoresistance effect in layered magnetic structures: Theory and experiment / J. Barnas, A. Fuss, R.E. Camley et al. // Phys. Rev B. – 1990. – Vol. 42, No. 13. – P. 8110–8120.
35. Johson B. L. Theory of giant magnetoresistance effects in Fe/Cr multilayers: spin-dependent scattering from impurities / B. L. Johson, R. E. Camley // Phys. Rev B. – 1991. – Vol. 44, No. 18. – P. 9997–10002.



36. Dieny B. Classical theory of giant magnetoresistance in spin-valve multilayers: influence of thicknesses, number of periods, bulk and interfacial spin-dependent scattering / B. Dieny // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 1992. – Vol. 4. – P. 8009–8020.
37. Trigui F. Fuchs-Sondheimer theory as explanation of the magnetoresistance effects in multilayers Au/Co / F. Trigui, E. Velu, C. Dupas // *J. Magn. and Magn. Mater.* – 1991. – Vol. 93. – P. 421–424.
38. Barthelemy A. Theory of the magnetoresistance effects in magnetic multilayers: analytical expressions from a semiclassical approach / A. Barthelemy, A. Fert // *Phys. Rev B.* – 1991. – Vol. 43, No. 16. – P. 13124–13129.
39. Fuchs K. The conductivity of thin metallic films according to the electron theory of metals / K. Fuchs // *Proc. Camb. Phil. Soc.* – 1938. – Vol. 34, No. 1. – P. 100–108.
40. Sondheimer E. H. The mean free path of electrons in metals / E. H. Sondheimer // *Adv. Phys.* – 1952. – Vol. 1, No. 1. – P. 1–42.
41. Camley R. E. Magnetic multilayers: spin configurations, excitations and giant magnetoresistance / R. E. Camley, R. L. Stamps // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 1993. – Vol. 5. – P. 3727–3786.
42. Quantum effects in the giant magnetoresistance of magnetic multilayered structures / A. Vedyayev, C. Cowache, N. Ryzhanova et al. // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 1993. – Vol. 5, No. 44. – P. 8289–8304.
43. Shkurdoda Yu. A. The effect of giant magnetoresistance in Co/Cu/Co structure / Yu. A. Shkurdoda, L. V. Dekhtyaruk, V. B. Loboda // *Funct. Mater.* – 2008. – Vol. 15, No. 1. – P. 38–45.

44. Mott N. F. The Electrical Conductivity of Transition Metals / N. F. Mott // Proc. Roy. Soc. – 1936. – Vol. A153. – P. 699–717.
45. Mayadas A. F. Electrical – resistivity model for polycrystalline films: the case of arbitrary reflection at external surfaces / A. F. Mayadas, M. Shatzkes // Phys. Rev. B.: Cond. Matter.– 1970. – Vol. 1, No. 4. – P. 1382–1389.

## РОЗДІЛ 2

# МАГНІТООПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ПЛІВКОВИХ ПСЕВДОСПІН-ВЕНТИЛЬНИХ СТРУКТУР НА ОСНОВІ Fe, Co I Ag В УМОВАХ ФАЗОУТВОРЕННЯ

### Вступ

Спін-вентильні структури на основі магнітом'якого Fe та магнітожорсткого Co, розділені прошарком немагнітного матеріалу Au, відносяться до псевдоспін-вентильних структур, в яких незалежне перемагнічування магнітних шарів реалізується завдяки різній коерцитивності [1, 2], а не внаслідок наявності додаткового антиферомагнітного закріплювального шару [3, 4]. Ці системи поєднують у собі низькі значення поля насичення шару Fe та анізотропію шару Co. Однак, змінюючи порядок осадження шарів, можна не лише впливати на ізотропію їх магнітних властивостей, а змінити величини коерцитивної сили та поля насичення в системах на основі Fe і Co [5–8].

У зв'язку з цим під час формування псевдоспін-клапанних структур необхідно враховувати вплив товщини магнітних та немагнітних шарів на магнітні характеристики системи в цілому, а також порядок їх чергування.

### 2.1 Методика формування та дослідження псевдоспін-вентильних структур

Ураховуючи вище зазначене, ми [9–14] провели дослідження чотирьох типів псевдоспін-вентильних структур:

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

Підбір товщини верхнього й нижнього магнітних шарів проводили з урахуванням того, що товщина одного з магнітних шарів повинна становити приблизно 16 % від товщини іншого [15]. Отже, були вибрані товщини 3 та 20 нм. Підбір товщини немагнітного проміжного шару Au проводили виходячи з наступних міркувань: по-перше, товщина шару Au повинна бути достатньою для того, щоб виключити появу поля зміщення, яке є мірою зв'язку феромагнітних шарів; по-друге, немагнітний шар повинен бути суцільним без мікроотворів (взаємодія між магнітними шарами може виникати саме через наявність мікроотворів у немагнітному шарі), та з високою якістю поверхонь (магнітостатичний зв'язок може бути обумовлений нерівністю поверхонь шарів). Виходячи з цих міркувань, була вибрана оптимальна товщина прошарку  $d_{Au} = 6$  нм. Тонкий шар Au, який наносили на поверхню досліджуваних структур, виконував функцію захисного покриття, оскільки Au характеризується низькою хімічною активністю з газами залишкової атмосфери. Схематично структура всіх чотирьох типів досліджуваних псевдоспін-класанних структур наведена на рисунку 2.1.

Формували зразки методом термічного випаровування з тиглів у високовакуумній камері Saburo MDC Eurore на кремнієві підкладки з природним шаром оксиду  $SiO_2$  за тиску газів залишкової атмосфери  $10^{-7}$  Па за кімнатної температури. У тому разі, якщо за нижній магнітний шар використовували плівку Fe, зразки осаджувалися на підігріті до 450 K підкладки. Оскільки згідно з [16] саме за заданої температури підкладки плівка Fe має найменшу шорсткість. При осадженні тонкого шару Fe на підкладку за кімнатної температури структура такого зразка буде мати велику кількість дефектів та мікротріщин. Вони перешкоджають руху доменних стінок і, як наслідок,

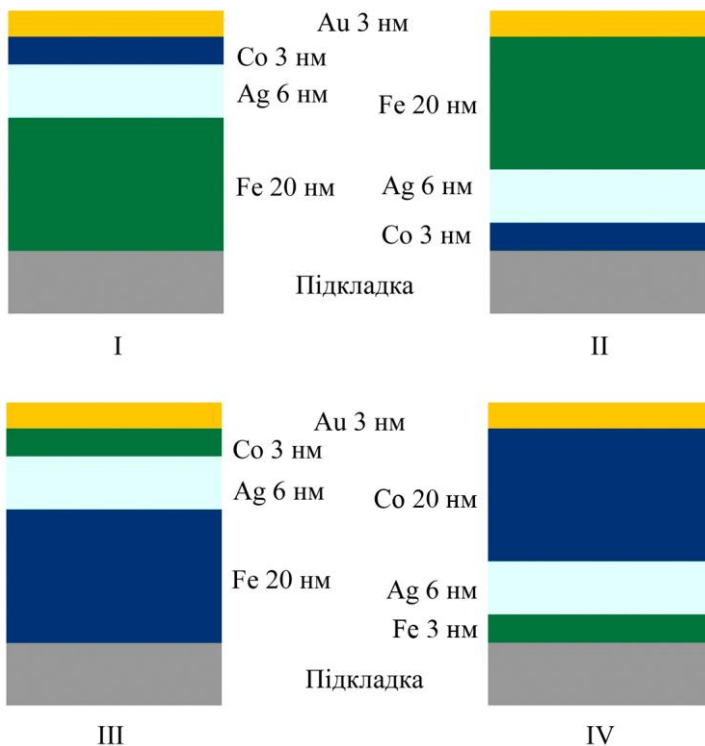


Рисунок 2.1 – Схематичне зображення структури псевдоспін-вентильних систем: I – Au(3)/Co(3)/Ag(6)/Fe(20)/П, II – Au(3)/Fe(20)/Ag(6)/Co(3)/П, III – Au(3)/Fe(3)/Ag(6)/Co(20)/П, IV – Au(3)/Co(20)/Ag(6)/Fe(3)/П

ускладнюють процес перемагнічування при прикладанні зовнішнього магнітного поля. Швидкість конденсації Fe та Co змінювалася шляхом зміни струму емісії з катода і становила 0,3 нм/хв для Co і Fe та 0,9 нм/хв – для Au й Ag. Така швидкість осадження шарів структур істотно залежить від їх фазового стану (можливих процесів фазоутворення в об'ємі або на межі поділу шарів, а також

наявності домішкових фаз) та кристалічної структури (розміру зерен, шорсткості інтерфесів), тому були проведені дослідження структурно-фазового стану псевдоспін-вентилів чотирьох типів до та після термооброблення. З цією метою були використані методи електронної дифракції, просвічувальної електронної мікроскопії (прилад ПЕМ-125К), енерго-дисперсійного аналізу (прилад JSM-6400). Метод атомно-силової мікроскопії (прилад Dimension Edge компанії «Bruker») був використаний для дослідження морфології поверхні в топографічному та профільному режимах (тривимірне зображення), а також розрахування статистичних параметрів нерівностей і побудови профілів поверхні.

Вивчали магнітооптичні властивості псевдоспін-вентильних структур шляхом проведення досліджень магнітооптичного ефекту Керра (МОКЕ) у поздовжній та перпендикулярній геометріях, схематично поданих на рисунку 2.2.

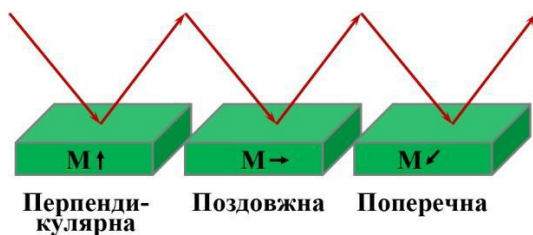


Рисунок 2.2 – Схема геометрій вимірювання магнітооптичного ефекту Керра

З метою вивчення впливу температури на структурно-фазовий стан і магнітооптичні властивості псевдоспін-вентильних структур зразки витримували у вакуумі впродовж 20 хв за температур  $T_b = 450, 600$  і

750 К. Процес термовідпалювання проводився у вакуумній камері за тиску газів залишкової атмосфери  $10^{-4}$  Па.

## 2.2 Особливості структурно-фазового стану

Аналіз кристалічної структури та фазового стану чотирьох типів псевдоспін-вентильних структур після конденсації проводили на основі отриманих мікрознімків дифракційних картин та кристалічної структури. На рисунку 2.3 наведена типова для досліджуваних спін-вентильних структур після конденсації дифракційна картина на прикладі зразка Au(3)/Co(3)/Ag(6)/Fe(20)/П. На електроннограмі фіксуються дифракційні кільця, що відповідають фазам ГЦП-Co, ОЦК-Fe, ГЦК-Ag і ГЦК-Au. Це свідчить про збереження індивідуальності окремих шарів у досліджуваних структурах. Зазначимо, що на

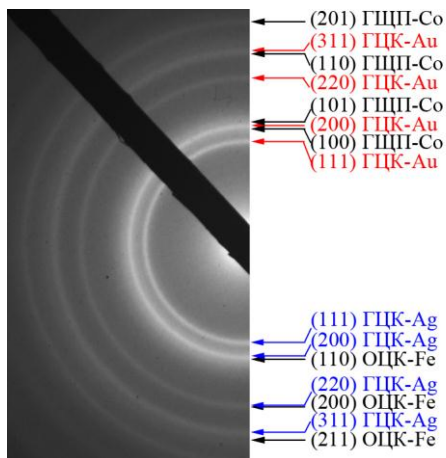


Рисунок 2.3 – Дифракційна картина (а) та мікрознімок кристалічної структури (б) для псевдоспін-клапанної структури Au(3)/Co(3)/Ag(6)/Fe(20)/П після конденсації

дифракційних картинах відсутні кільця, які належать твердим розчинам, інтерметалідам чи домішкам, таким як оксиди або карбіди.

Наявність домішок також перевіряли методом EDAX. Усі спектри показали лише наявність піків Ag, Au, Fe, Co і піків, що відповідають матеріалу підкладки: Si та O. Приклад EDAX-спектра для структури Au(3)/Fe(20)/Ag(6)/Co(3)/П наведений на рисунку 2.4.

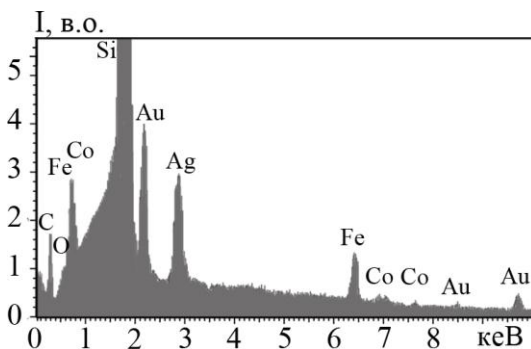


Рисунок 2.4 – EDAX-спектр для псевдоспін-клапанної системи Au(3)/Fe(20)/Ag(6)/Co(3)/П після конденсації

Метод EDAX дозволив перевірити концентрації всіх компонент спін-вентильних структур. Так, наприклад, за допомогою урахування факторів Кліфа – Лорімера, були уточнені концентрації елементів для структури II типу (окрім O та Si):  $c_{Fe} = 64$ ,  $c_{Co} = 14$ ,  $c_{Ag, Au} = 22$  ат %.

Зміни фазового складу в процесі термовідпалювання до різних температур на прикладі структур II та III типів проілюстровані на рисунку 2.5.

Отже, низькотемпературне відпалювання до 450 К не вносить змін до фазового складу зразків всіх чотирьох типів. Для них фіксуються лінії від ГЦП-Co, ОЦК-Fe,



ГЦК-Ag і ГЦК-Au. Зміни ж у фазовому стані псевдоспін-вентилів I–IV типів починають виявлятися після термовідпалювання до 600 К. При відпалюванні систем до  $T_{\text{в}} = 600$  К параметр ґратки Ag зменшується на  $\Delta a = 0,003$  нм порівняно з даними для свіжосконденсованих зразків. Це дозволяє зробити висновок про утворення неупорядкованих твердих розчинів заміщення т. р. Ag(Fe(Co)) на основі ГЦК-ґратки Ag.

Оскільки, використовуючи лише електронграфічний метод дослідження, важко простежити, за рахунок яких атомів (Co або Fe) відбувається утворення твердого розчину в кожному конкретному випадку, було запропоноване наступне позначення т. р. Ag(Co(Fe)). Розрахувавши величину середньоквадратичного відхилення  $\Delta a$  від табличних для параметра ґратки ( $a_0$  (ГЦК-Ag) = 0,409 нм;  $a_0$  (ОЦК-Fe) = 0,363 нм та (ГЦК-Co) = 0,355 нм), можна провести кількісну оцінювання наявності т. р. Ag(Co) або т. р. Ag(Fe). Узагальнені дані щодо фазового складу псевдоспін-вентилів до та після термовідпалювання для різних температур наведені в таблиці 2.1, де I – Au(3)/Co(3)/Ag(6)/Fe(20)/П; II – Au(3)/Fe(20)/Ag(6)/Co(3)/П; III – Au(3)/Fe(3)/Ag(6)/Co(20)/П; IV – Au(3)/Co(20)/Ag(6)/Fe(3)/П.

Проведений аналіз розрахунків параметрів ґраток для різних фаз у псевдоспін-вентильних структурах свідчить про те, що тверді розчини, що утворюються за рахунок атомів Co, переважно спостерігаються в зразках із відносно товстим шаром Co (структури Шо та IV типів). Для систем із відносно товстим шаром Fe було одержане найменше значення параметра  $\Delta a$ , тому можна стверджувати, що саме в цьому разі утворення твердого розчину відбувається за рахунок атомів Fe.

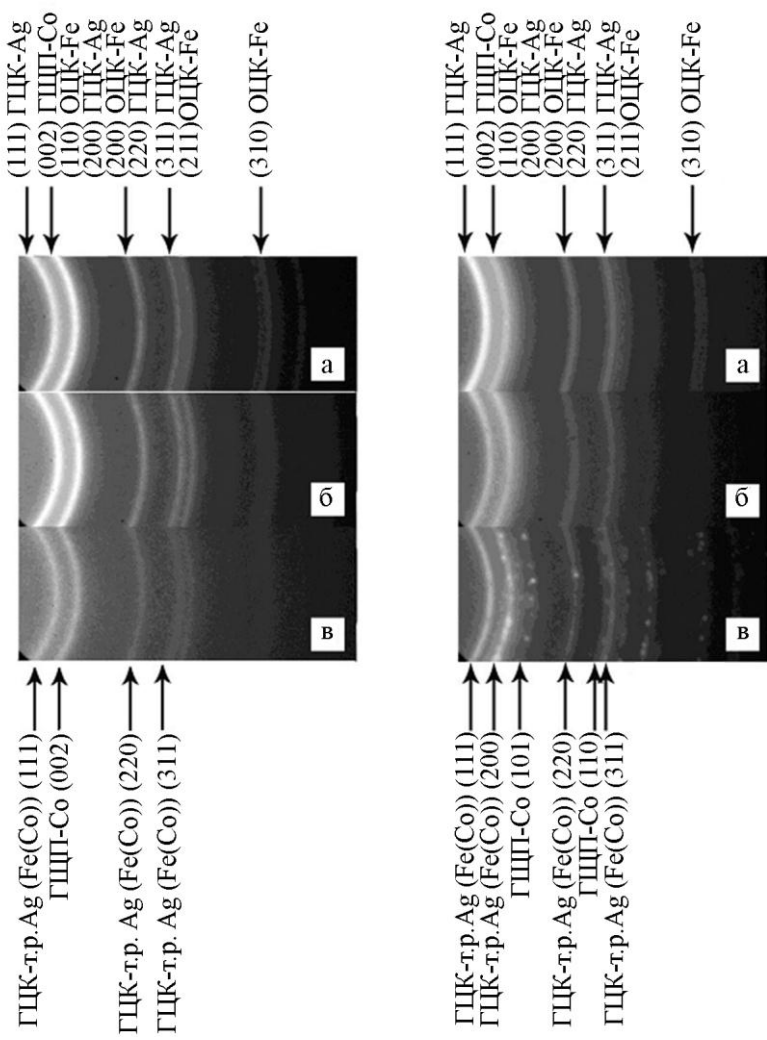


Рисунок 2.5 – Дифракційні картини від псевдоспін-вентильних структур II та III типів за різних температур відпалювання  $T_0$ , К: 300 (а), 600 (б), 750 (в)

Таблиця 2.1 – Фазовий склад спін-вентильних структур до та після термовідпалювання до різних температур

Система	Температура відпалювання $T_b$ , К			
	300	450	600	750
I, II	ГЦП-Co ГЦК-Ag ОЦК-Fe ГЦК-Au	ГЦП-Co ГЦК-Ag ОЦК-Fe ГЦК-Au	ГЦП-Co (сліди) т. р. Ag (Fe (Co)) ОЦК-Fe ГЦК-Au	т. р. Ag (Fe (Co)) ОЦК-Fe ГЦК-Au
III, IV	ГЦП-Co ГЦК-Ag ОЦК-Fe ГЦК-Au	ГЦП-Co ГЦК-Ag ОЦК-Fe ГЦК-Au	ГЦП-Co т. р. Ag (Co (Fe)) ГЦК-Au	ГЦП-Co ГЦК-Co т. р. Ag (Co (Fe)) ГЦК-Au

Дослідження псевдоспін-вентильних структур методом атомно-силової мікроскопії (рис. 2.6) дозволили виявити, що в процесі відпалювання відбувається істотне зростання розміру кристалітів їх верхнього шару. Було визначено, що розмір зерен для систем усіх типів істотно зростає у разі збільшення температури відпалювання до 750 К. На основі даних атомно-силової мікроскопії були розраховані значення стандартного відхилення ( $\sigma$ ) та шорсткості ( $\beta$ ) (табл. 2.2). Проведені розрахунки показали, що для псевдоспін-вентилів із верхнім шаром Co величина  $\sigma$  зменшується в процесі відпалювання до 450 К. Це пояснюється тим, що свіжосконденсовані плівки Co мають розгалужену структуру, а після відпалювання відбуваються заліковування дефектів, рекристалізаційні процеси, що призводить до зменшення  $\sigma$ . При подальшому збільшенні  $T_b$  середньоквадратичне відхилення нерівностей знову зростає внаслідок збільшення середнього розміру кристалітів.

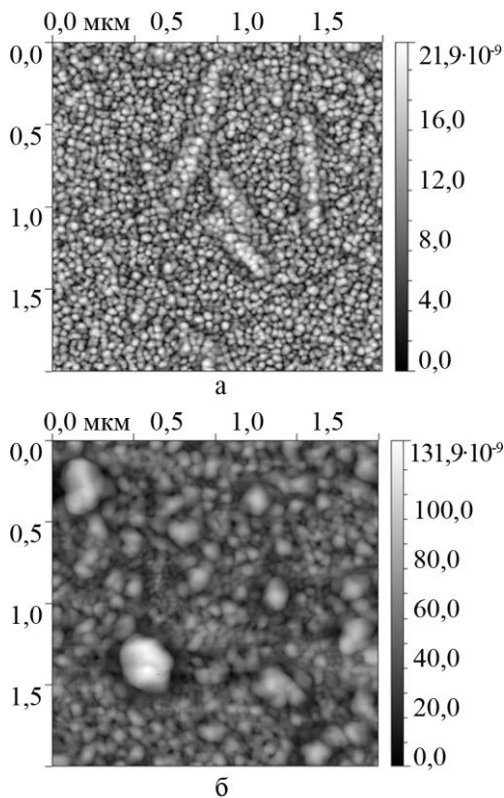


Рисунок 2.6 – АСМ-зображення в режимі топографії псевдоспін-вентильної системи Au(3)/Co(3)/Ag(6)/Fe(20)/П до (а) та після (б) термовідпалювання до 750 К

розміру кристалітів. Оскільки тонкі шари Fe після конденсації мають менш розгалужену структуру, то під час відпалювання, значення  $\sigma$  монотонно зростає. «Шорсткість» поверхні збільшується для всіх систем до  $T_B = 600$  К, а при відпалюванні до 750 К  $\beta$  стрімко знижується, що пояснюється утворенням метастабільного розчину та інтенсивним проходженням поверхневої дифузії.

Таблиця 2.2 – Розраховані значення стандартного відхилення ( $\sigma$ ) та шорсткості ( $\beta$ ) для псевдоспін-вентильних структур

$T_{\text{в}},$ К	300		450		600		750	
	$\sigma$	$\beta$	$\sigma$	$\beta$	$\sigma$	$\beta$	$\sigma$	$\beta$
I	2,7	0,9	1,2	0,6	1,9	1,3	3,5	1,0
II	2,4	1,3	4,7	2,4	4,8	2,5	4,0	0,3
III	2,4	0,8	2,7	1,4	3,1	2,0	13,8	2,0
IV	3,0	0,5	1,4	0,6	1,6	1,0	1,8	0,3

### 2.3 Магнітооптичні властивості псевдоспін-вентильних структур на основі Fe, Co і Ag в умовах фазоутворення

Для коректного аналізу даних щодо магнітооптичних властивостей псевдоспін-вентильних структур на основі Fe, Co і Ag після конденсації та зміни їх магнітних характеристик у процесі термовідпалювання насамперед першу чергу необхідно визначити, як змінюються магнітні характеристики в одношарових плівках Co і Fe.

Для прикладу на рисунку 2.7 наведені залежності величини коерцитивної сили від кута повороту зразка для плівок Au(3)/Co(40)/П та Au(3)/Fe(80)/П при збільшенні температури оброблення зразків від 570 до 990 К. Зазначимо, що вимірювання проводили в поздовжній геометрії вимірювання МОКЕ-сигналу. Аналізуючи ці залежності, необхідно відзначити, що як плівка Fe, так і плівка Co характеризуються відносною стабільністю величини  $B_c$  при високотемпературному відпалюванні.

Відомо, що в плівках Co відбувається ГЦП  $\rightarrow$  ГЦК фазовий перехід під час термооброблення зразків в інтервалі від 570 до 700 К. Однак згідно [17] лише після

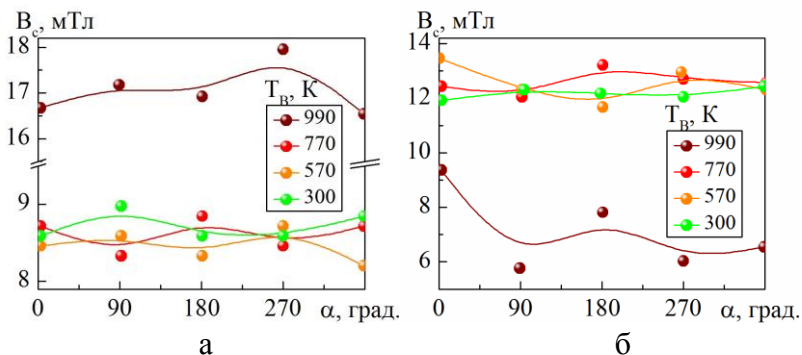


Рисунок 2.7 – Залежності коерцитивної сили  $B_c$  від кута повороту зразків в їх площині  $\alpha$  для плівкових зразків  $\text{Au}(3)/\text{Co}(40)/\text{Pi}$  (а) та  $\text{Au}(3)/\text{Fe}(80)/\text{Pi}$  (б) за температури відпалювання  $T_b$ , К: 300, 570, 770 і 990 К

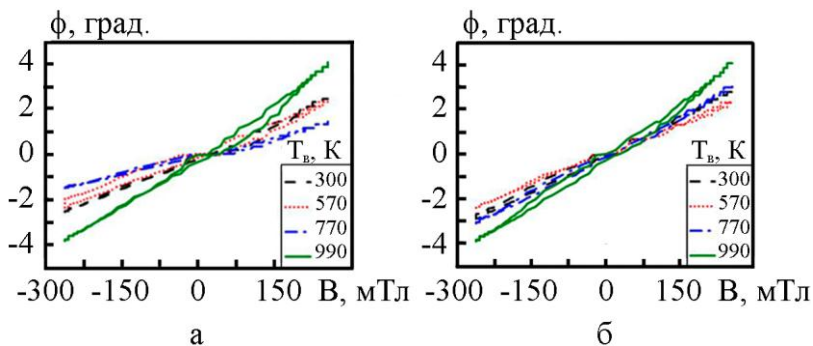


Рисунок 2.8 – Залежності кута повороту Керра від індукції магнітного поля у перпендикулярній геометрії вимірювання для плівкових зразків  $\text{Au}(3)/\text{Co}(40)/\text{Pi}$  (а) та  $\text{Au}(3)/\text{Fe}(80)/\text{Pi}$  (б) за температури відпалювання  $T_b$ , К: 300, 570, 770 і 990 К

завершення цього переходу починає збільшуватися розмір кристалітів, тому різке зростання коерцитивної сили в плівках Со спостерігається лише за  $T_b = 990$  К. Оскільки для Со температура Кюрі становить  $1\ 390$  К, то можна зробити висновок, що зміна  $B_c$  за температури  $990$  К пов'язана лише зі зміною структурно-фазового стану плівки.

У випадку плівок Fe при високотемпературному відпалюванні до  $990$  К навпаки спостерігається зменшення величини коерцитивної сили, що може бути пов'язане зі збільшенням розмірів кристалітів.

Подібний характер температурної залежності також спостерігається при вимірюванні МОКЕ-сигналу в перпендикулярній геометрії (рис. 2.8). Для цієї геометрії вимірювання спостерігається зміна характеру залежності  $\phi(B)$ , а саме відбувається зміна кута її нахилу, і вона стає більш витягнутою. Це свідчить про розмиття шару інтерфейсу феромагнітний/немагнітний метал. Щодо величини коерцитивної сили, то її значення зростає як для плівки Fe, так і для плівки Со після відпалювання до  $990$  К.

Отже, підбираючи режим термооброблення псевдоспін-вентильних систем на основі Fe і Со, недоцільним є проведення високотемпературного відпалювання до  $990$  К, оскільки це може призвести до погіршення термостабільності системи в цілому.

На рисунку 2.9 зображено петлі нормованого гістерезису при орієнтації ліній магнітної індукції паралельно площині зразка для свіжосконденсованих та відпалених до  $600$  і  $750$  К псевдоспін-вентиля Au(3)/Co(20)/Ag(6)/Fe(3)/П (IV тип структури). На основі аналізу даних залежностей було зроблено висновок, що свіжосконденсовані зразки не мають поля зміщення, а це є непрямим підтвердженням цілісності немагнітного шару.

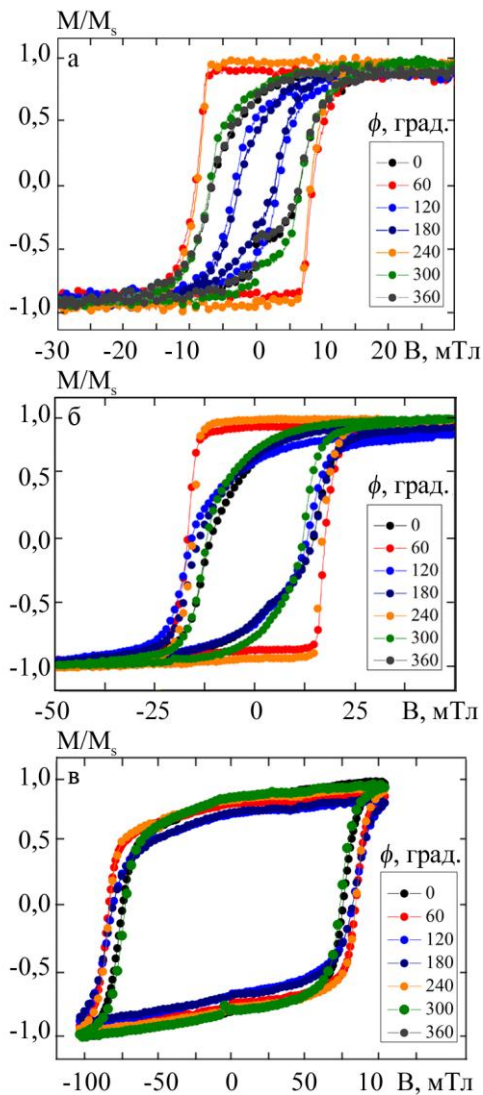


Рисунок 2.9 – Приклади нормованого гістерезису  $M/M_s$  для псевдоспін-вентильної структури Au(3)/Co(20)/Ag(6)/Fe(3)/П за різних температур відпалювання  $T_B$ : 300 К (а), 600 К (б), 750 К (в)



Псевдоспін-вентильна структура IV типу за  $0^\circ$  характеризується майже прямокутною петлею гістерезису, в той час як за  $180^\circ$  форма магнітної петлі істотно відхиляється від прямокутної (рис. 2.9а). Процес термооброблення до 600 К неістотно впливає на характер і форму петель магнітного гістерезису, що свідчить про те, що процеси перемагнічування магнітних шарів у системі після відпалювання до 600 К практично не змінюються. Збільшення  $T_v$  до 750 К призводить до збільшення ширини петель гістерезису, в той час як їх форма залишається незмінною для всіх кутів повороту (рис. 2.9 в). Ймовірно, цей результат пов'язаний зі структурними змінами, що відбуваються в системах під час відпалювання. А саме, як показав аналіз структурно-фазового стану псевдоспін-вентилів I–IV типів, у процесі відпалювання відбувається зерномежева дифузія атомів Co і Fe у немагнітний проміжний шар Ag, що призводить до розмиття межі поділу між магнітними й немагнітними шарами. Цей висновок підтверджують і результати праць [18, 19]. Зокрема, в праці [19] було показано, що процес взаємної дифузії між Fe і Ag істотно залежить від порядку чергування шарів (Fe/Ag чи Ag/Fe). Обидва типи інтерфейсів характеризуються взаємною дифузією атомів, однак цей процес проходить набагато інтенсивніше, в разі якщо Ag росте на поверхні Fe.

Таким чином, процес термовідпалювання псевдоспін-вентильних структур першої серії призводить до взаємної дифузії на інтерфейсах Fe/Ag і Co/Ag, що й спричиняє формування твердих розчинів на основі Fe і Ag та Co й Ag відповідно [18, 20].

Виходячи з результатів досліджень МОКЕ, псевдоспін-вентильних структур чотирьох типів до та після термовідпалювання до різних температур, будувалися кутові залежності величини коерцитивної сили

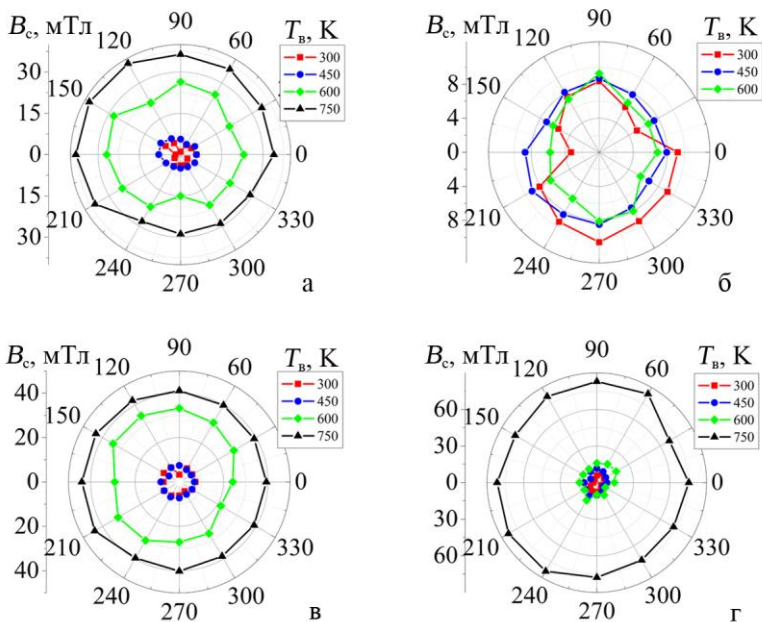


Рисунок 2.10 – Залежності величини коерцитивної сили  $B_c$  від кута обертання ( $\phi$ ) для псевдоспін-вентильних структур I (а), II (б), III (в) та IV (г) типів за різних температур відпалювання  $T_b$ , К: 300, 450, 600 і 750 К

$B_c$  (рис. 2.10). Як видно з рисунка 2.10, величина  $B_c$  для структур I і II типів з відносно товстим шаром Fe (I – Au(3)/Co(3)/Ag(6)/Fe(20)/П; II – Au(3)/Fe(20)/Ag(6)/Co(3)/П) практично не змінюється у свіжосконденсованому стані. У той самий час структури III і IV типів із відносно товстим шаром Co (III – Au(3)/Co(20)/Ag(6)/Fe(3)/П і IV – Au(3)/Fe(3)/Ag(6)/Co(20)/П), порівняно з іншими, зарізних кутів повороту зразків у площині (на кут  $\phi$ ) проявляють більшу анізотропію магнітних характеристик до відпалювання. Це пояснюється тим, що Co на відміну від Fe, проявляє одновісну анізотропію навіть при конденсації

за відсутності зовнішнього магнітного поля [21]. Структури з відносно товстим шаром Fe ( $d \approx 20$  нм) зазнають меншого впливу з боку Co, що пояснюється ізотропністю їх польових залежностей. Анізотропія зразків зникає після відпалювання до 450 К, що свідчить про заліковування дефектів та покращання доменної структури. Для всіх чотирьох типів структур не спостерігається істотних змін значення коерцитивної сили ( $B_c$ ) при відпалюванні до 450 К (рис. 2.11). При подальшому збільшенні  $T_v$  до 600 К у структурах II та IV типів, які мають відносно тонкий нижній магнітний шар коерцитивна сила фактично не змінюється і навіть дещо зменшується. Це може бути пов'язано із взаємодією феромагнітних матеріалів із матеріалом підкладки ( $\text{SiO}_2/\text{Si}$ ). Для структур I та III типів спостерігається збільшення  $B_c$  у 3–4 рази.

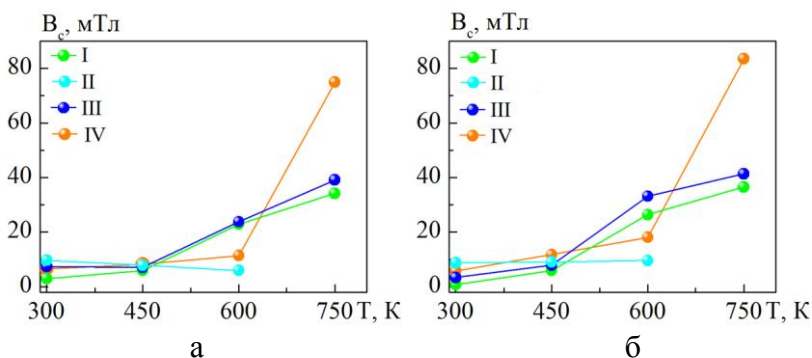


Рисунок 2.11 – Залежність коерцитивної сили від температури відпалювання для псевдоспін-вентельних систем при кутах повороту зразків у площині  $\phi = 0$  (а) та  $90^\circ$ : I – Au(3)/Co(3)/Ag(6)/Fe(20)/П; II – Au(3)/Fe(20)/Ag(6)/Co(3)/П; III – Au(3)/Fe(3)/Ag(6)/Co(20)/П; IV – Au(3)/Co(20)/Ag(6)/Fe(3)/П

Високотемпературне відпалювання до 750 К призводить до подальшого зростання величини  $B_c$ , особливо для системи Au(3)/Co(20)/Ag(6)/Fe(3)/П, що має відносно товстий шар Co (відповідно у 6 і 4,5 рази при  $\phi = 0$  та  $90^\circ$ ).

## **Висновки**

На основі аналізу експериментальних результатів можна зробити такі висновки.

По-перше, дослідження структурно-фазового стану чотирьох типів псевдоспін-вентильних структур на основі Fe, Co та Ag показало, що у свіжосконденсованих плівкових системах зберігається індивідуальність окремих шарів. Після відпалювання до 600–750 К в усіх досліджуваних структурах відбувається утворення неупорядкованих т. р. Ag (Fe) та Au (Co).

По-друге, дослідження магнітооптичних властивостей засвідчило, що магнітним характеристикам псевдоспін-вентильних структур з відносно товстим шаром Co властива достатньо висока стабільність при термовідпалюванні до 600 К, у той час як структурам з відносно товстим шаром Fe – лише при відпалюванні до 450 К. Високотемпературне відпалювання призводить до зростання величини коерцитивної сили та поля насичення для структур усіх чотирьох типів, що пов'язано з формуванням неупорядкованих твердих розчинів Ag (Fe) та Co (Ag).

## **Список літератури до розділу 2**

1. Structure and magnetoresistive properties of nanocrystalline film systems based on Co, Fe, Ag, and Cu / V. B. Loboda,

- V. M. Kolomiets, Yu. O. Shkurdoda et al. // *Metallofiz. Noveishie Technol.* – 2012. – Vol. 34. – P. 1043.
2. Abdul Jalil Mansoor Bin. Analysis of spin transfer torque in Co/Cu/Co pseudo-spin-valve with perpendicular magnetic anisotropy / Abdul Jalil Mansoor Bin, Guo Jie, Tan Seng Ghee // *Phys. B Cond. Mater.* – 2009. – Vol. 404. – P. 1305.
  3. Magnetoresistance of antiferromagnet CoFe/Ru/CoFe/IrMn top spin valve with thermal stability / J. Y. Hwang, M. Y. Kim, J. R. Rhee et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2004. – Vol. 272-276. – P. 1875.
  4. Tanoue S. High temperature magnetoresistance in (Co, CoFe and NiFe)/Cu/CoFe/IrMn spin-valves / S. Tanoue, K. Tabuchi, T. Sawasaki // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2001. – Vol. 233. – P. 164–168.
  5. Investigation of structural and magnetic properties of nanoscale Fe/Co bilayers / R. Gupta, A. Khandelwal, R. Ansari et al. // *Surf. Coat. Tech.* – 2009. – No. 203. – P. 2717–2720.
  6. Microstructure and magnetic properties of nanosized Fe–Co alloy powders synthesized by mechanochemical and mechanical alloying process / B.-H. Lee, B.S. Ahn, D.-G. Kim et al. // *Mater. Lett.* – 2003. – Vol. 57. – P. 1103–1107.
  7. Temperature dependence of in-plane magnetic anisotropy of Co/Fe multilayers / M. Rateo, M. Carbucicchio, M. Ghidini et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2004. – Vol. 272–276. – P. 1240–1241.
  8. Fedchenko O. V. Phase-structural and magneto-optical properties of spin-valve systems on the basis of Sub/Fe/Au/Co/Au and Sub/Co/Au/Fe/Au / O. V. Fedchenko, S. I. Protsenko // *Proceedings of the 9-th International Conference «Ion Implantation and Other Applications of Ions and Electrons» (Kazimierz Dolny, 25–28 June, 2012) /*

- Lublin University of Technology. – Kazimierz Dolny, 2012. – Vol. 1. – P. 62.
9. Лобода В. Б. Магніторезистивний ефект та магнітні параметри нанокристалічних плівок на основі Co, Fe, Ag та Cu / В. Б. Лобода, В. М. Коломієць, Ю. О. Шкурдода та ін. // Ж. нано- електрон. физ. – 2012. – Т. 4, № 2. – С. 02014-1–02014-6.
  10. Correlation between Phase-Structural State and Magnetic Characteristics of Spin-Valve Systems Based on Fe, Co and Au / М. Н. Demydenko, А. Р. Kuzmenko, S. I. Protsenko, O. V. Fedchenko // J. Nano- Electron. Phys. – 2013. – Vol. 5. – P. 04017.
  11. The thermal dependence of magnetic characteristic spin-valve structures the based on Co, Ag and Fe or Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub> / М. G. Demydenko, O. V. Fedchenko, Іа. М. Lytvynenko et at. // Vacuum. – 2017. – Vol. 143. – P. 163-173.
  12. Федченко О. В. Магніторезистивні та магніто-оптичні ефекти в гранульованих плівкових сплавах на основі Co, Au і Fe / О. В. Федченко, С. І. Проценко, Л. В. Однодворець та ін. // Ж. нано- електронної фізики – 2017. – Т. 9, № 4. – С.04011.
  13. Pazukha I. M. Magnetic Properties of Pseudo Spin-Valves Py/Ag/Co / I. M. Pazukha, D. O. Shuliarenko, S. I. Protsenko // Proceedings of the 2018 IEEE 8th International Conference on Nanomaterials: Applications and Properties (NAP). – Zatoka : SSU, 2018. – Part 3. – P. 03TFNMC54.
  14. Fedchenko O. V. Magneto-optical properties of films on the basis of copper and cobalt in wide deformation range / O. V. Fedchenko, S. I. Protsenko // Proceedings of the conference «Nanomaterials: Application And Properties» (Alushta, 17–22 September, 2012) / Sumy State University. – Sumy : SSU publishing, 2012. – Vol. 1, No 3. – P. 03TF22-1 –03TF22-4.

15. Structure of epitaxial Fe films on MgO (100) / J. F. Lawler, R. Schad, S. Jordan et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1997. – Vol. 165. – P. 224–226.
16. Проценко І. Ю. Тонкі металеві плівки (технологія та властивості): навчальний посібник / І. Ю. Проценко, В. А. Саєнко. – Суми : СумДУ, 2002. – 187 с.
17. Чешко І. В. Магнітооптичні та магніторезистивні властивості плівкових функціональних елементів на основі Co і Cu та Au / І. В. Чешко, С. І. Проценко, П. Шіфаловіч // *Вісник СумДУ. Серія «Фізика, математика, механіка».* – 2008. – № 2. – С. 106–110.
18. Physical properties of film alloys based on ferromagnetic and noble metals (review). I. Film materials based on Fe and Ag or Au / L. V. Odnodvoretz, I. Yu. Protsenko, Yu. M. Shabelnyk et al. // *J. Nano- Electron. Phys.* – 2016. – Vol. 8, No 3. – P. 03034.
19. Asymmetric interfaces in Fe/Ag and Ag/Fe bilayers prepared by molecular beam evaporation / A. Tunyogi, F. Paszti, Z. Osvath et al. // *Nucl. Instrument. Meth. B.* – 2006. – Vol. 249. – P. 384.
20. Cheshko I. V. Formation of metastable solid solutions in film systems based on Co and Cu, Ag and Au / I. V. Cheshko, I. Yu. Protsenko // *Metallofiz. Noveishye Technol.* – 2009. – Vol. 31. – P. 963.
21. Wedding J. B. Magnetization reversal of a thin polycrystalline cobalt film measured by the magneto-optic Kerr effect (MOKE) technique and field-dependent magnetic force microscopy / J. B. Wedding, M. Li, G.-C. Wang. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. – Vol. 204. – P. 79–89.

### РОЗДІЛ 3

## ТЕМПЕРАТУРНА СТАБІЛЬНІСТЬ МАГНІТООПОРУ ТА МАГНІТНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПСЕВДОСПІН- ВЕНТЕЛЬНИХ СТРУКТУР НА ОСНОВІ $Pu$ , $Co$ і $Ag$

При формуванні класичних спін-вентильних структур, як було показано в першому розділі, досить часто використовують пермалоєві сплави  $Ni_xFe_{1-x}$ . У зв'язку з цим більш детально було розглянуто питання щодо особливостей структурно-фазового стану, магніторезистивних та магнітних властивостей плівок пермалою. Тому перш ніж перейти до вивчення магнітних та магніторезистивних властивостей псевдоспін-вентильних структур на основі  $Pu$ ,  $Co$  й  $Ag$ , був проведений детальний аналіз структурно-фазового стану, магніторезистивних та магнітних властивостей плівок пермалоєвих сплавів  $Ni_xFe_{1-x}$ .

### 3.1 Структурно-фазовий стан, магніторезистивні та магнітні властивості плівок пермалою

Пермалой – це магнітом'який феромагнітний матеріал на основі  $Ni$  та  $Fe$  при концентрації атомів  $Fe$  ( $c_{Fe}$ ) до 50 ат%. Незважаючи на те, що різні аспекти та особливості структурних, магнітних, магніторезистивних, електрофізичних, механічних та інших властивостей детально вивчають упродовж останніх десятиліть, дослідження плівкових сплавів пермалою залишається актуальним і на сьогодні. Це пов'язано насамперед із сучасним і потенціальним використанням магнітом'яких матеріалів при виготовленні різних типів магнітних пристроїв (наприклад, датчиків, електродвигунів, трансформаторів [1–3]) або в електронному обладнанні [4, 5]. Комплексний аналіз впливу температури відпалювання



і температури підкладки на електрофізичні (питомий опір) та магнітні (залишкова намагніченість, коерцитивність) властивості, магнітну мікроструктуру, спінову поляризацію, центри пінінгу плівок сплаву  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  був проведений у праці [6]. Мета праці [6] полягала в покращанні зазначених вище властивостей для подальшого використання пермалою під час розроблення нового типу енергонезалежної “race track” пам’яті, запатентованої у 2008 році авторами [7] або як спін-інжектора в спін-вентильних структурах [8, 9].

У плівках пермалою виявляється магнітна анізотропія – фундаментальна властивість магнітних матеріалів, широко використовуваних на практиці (наприклад, під час розроблення магніторезистивної оперативної пам’яті [10]). Відомі різні типи магнітної анізотропії: кристалічна, обмінна, індукована, анізотропія форми. Однак фізика цих явищ вивчена неповністю. Тому одним із напрямів досліджень останніх праць стало вивчення природи магнітної анізотропії різних типів як з експериментальної [11–13], так і теоретичної [14, 15] точки зору. Так, у праці [11] з метою вивчення природи перпендикулярної магнітної анізотропії були проведені дослідження мікроструктури та магнітних властивостей плівкового сплаву  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ . Авторами [12] було показано, що, змінюючи орієнтацію зовнішнього магнітного поля відносно напрямку проходження струму в плівці в процесі конденсації, можна зменшити або збільшити її структурну анізотропію. Спроба пояснити природу індукованої магнітної анізотропії в плівках пермалою товщиною 100 нм була здійснена в праці [13], аналіз результатів якої свідчить про сильний взаємозв’язок між індукованою магнітною анізотропією та анізотропією мікронапружень, однак, фізика цього зв’язку залишається незрозумілою і потребує подальших досліджень. Необхідно зазначити, що

подібні дослідження дозволяють проводити моделювання процесів, що відбуваються в плівках під дією зовнішнього магнітного поля (див., наприклад, [16]), та формувати структури на основі плівок пермалою з наперед заданими властивостями.

### **3.1.1 Вплив методики формування на структурно-фазовий стан плівок пермалою**

Для отримання тонких плівок пермалою використовують різноманітні методи [17–20]: випаровування масивних сплавів, одночасну вакуумну конденсацію компонент, електрохімічне осадження. Також добре відомо, що незалежно від методу одержання структурні характеристики отриманих плівкових зразків (параметр ґратки, розмір та орієнтація зерен, концентрація й тип домішок) істотно залежать від режиму одержання і, як наслідок, впливають на їх електрофізичні властивості. У зв'язку з цим для того щоб уникнути впливу останнього фактора на подальші дослідження, всі плівкові зразки отримували методом конденсації масивних сплавів у вакуумній установці ВУП-5М за ідентичних умов: тиску залишкових газів  $10^{-4}$  Па і кімнатної температури на ситалові підкладки розміром  $10 \times 10$  мм (температура підкладки  $T_{\text{п}} = 300$  К) за швидкості 0,5–1 нм/с. Масивні сплави формували шляхом сплавлення компонент у закритому тиглі. Концентрацію компонент розраховували, виходячи з маси речовин, завантажених у випарник. Додатково хімічний склад і співвідношення концентрацій елементів контролювали методом енергодисперсійного аналізу (прилад РЕМ-103). Точність визначення концентрації компонент становила  $\pm 5\%$ . У результаті були отримані плівки пермалою  $\text{Ni}_x\text{Fe}_{1-x}$  із концентрацією атомів Ni  $c_{\text{Ni}} = 50, 58, 67$  і  $80$  ат% в інтервалі товщин ( $d$ ) від

15 до 50 нм. Товщину визначали методом оптичної інтерферометрії з точністю до 5 %. З метою вивчення впливу температури на структурно-фазовий стан, магнітні й магніторезистивні властивості плівок пермалою зразки відпалювали у вакуумі впродовж 20 хв за температури  $T_{\text{в}} = 500, 700$  і  $900$  К. Дослідження фазового складу і кристалічної структури проводили методами електроннографії та електронної мікроскопії (прилад ПЕМ-125К).

Результати електроннографічного аналізу свіжосконденсованих та відпалених до  $900$  К плівок пермалою наведені на рисунку 3.1. Фазовий склад плівок  $\text{Ni}_x\text{Fe}_{1-x}$  у діапазоні концентрацій  $c_{\text{Ni}} = 50\text{--}80$  ат% після конденсації (рис. 3.1 а) незалежно від товщини зразка відповідає ГЦК-фазі  $\text{Ni}_3\text{Fe}$  [22, 23], а параметр ґратки

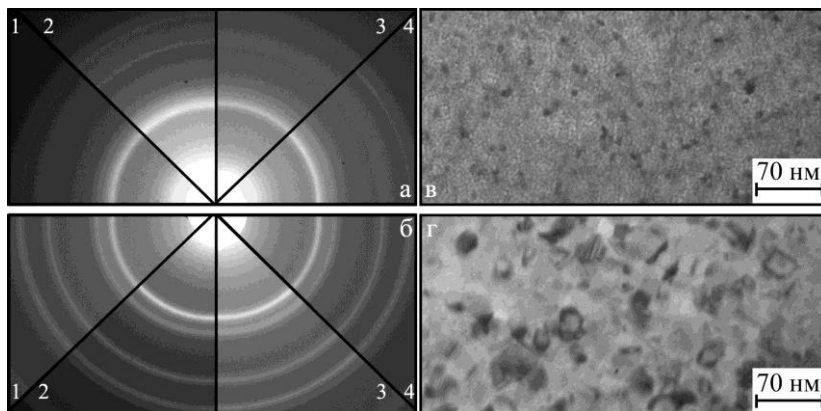


Рисунок 3.1 – Дифракційні картини плівок пермалою у свіжосконденсованому стані (а) і після відпалювання до  $900$  К (б) за різних концентрацій  $c_{\text{Ni}}$ , ат% : 1 – 50; 2 – 58; 3 – 67 і 4 – 80 та кристалічна структура плівки  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(40)/\text{П}$  (П – підкладка) до (в) та після (г) термовідпалювання до  $900$  К

$a$  ( $\text{Ni}_3\text{Fe}$ ) змінюється в межах від 0,354 до 0,358 нм при збільшенні  $c_{\text{Ni}}$ . Зазначимо, що підібрані вакуумні умови конденсації дозволили отримати зразки достатньо високої чистоти, оскільки на електроннограмах не були зафіксовані лінії від оксидних фаз. Згідно з літературними даними для плівок пермалою, отриманих методом магнетронного розпилення [6], одночасної вакуумної конденсації резистивним методом [18, 24], методами електролітичного осадження [20, 25], механічного сплавлення [26, 27] та епітаксії [28, 29] їх фазовий склад також відповідає ГЦК- $\text{Ni}_3\text{Fe}$  із параметром ґратки  $a = 0,354\text{--}0,359$  нм у діапазоні концентрацій  $c_{\text{Ni}} = 50\text{--}80$  ат%.

Узагальнена залежність параметра ґратки свіжосконденсованих плівок пермалою, отриманих різними методами, від концентрації атомів  $\text{Ni}$  наведена на рисунку 3.2 а. Аналіз електроннограм для плівок  $\text{Ni}_x\text{Fe}_{1-x}$  із

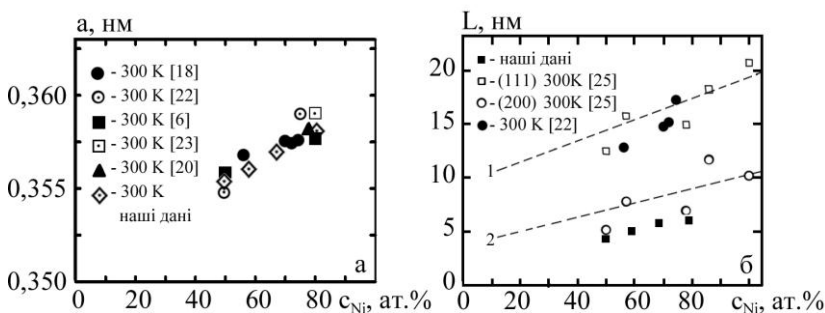


Рисунок 3.2 – Залежність параметра ґратки (а) і середнього розміру зерна (б) для свіжосконденсованих плівок пермалою від концентрації атомів  $\text{Ni}$ . Позиції 1 і 2 відповідають усередненим лініям розподілу розмірів зерен, розрахованих на основі ширини піків рентгенограм для кристалітів з орієнтаціями (111) і (200) відповідно для електролітично осаджених плівок пермалою з праці [25]

концентрацією  $c_{Ni} = 50\text{--}80$  ат%, відпалених до 900 К (рис. 3.2 б), свідчить про те, що дифракційні картини відповідають фазі ГЦК-Ni<sub>3</sub>Fe із параметром  $a(\text{Ni}_3\text{Fe}) = 0,355\text{--}0,358$  нм.

Тобто в процесі термовідпалювання незалежно від концентрації атомів нікелю змін у фазовому складі плівок пермалою не відбувається. Хоча необхідно зазначити, що при термовідпалюванні до температур  $T_b > 900$  К на електронограмах спостерігалися лінії слабкої інтенсивності, що відповідають фазам Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> і Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>. У працях [30, 31] також було показано, що під час відпалювання в температурному інтервалі 300–1500 К можливе утворення оксидів Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> і Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Детальний аналіз впливу температури підкладки, що змінювалася в межах від 300 до 673 К, на фазовий склад плівок Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>, отриманих методом магнетронного розпилення, проведений у праці [6]. Було показано, що незалежно від температури підкладки зразки мають ГЦК-гратку з параметром, який залишається незмінним і становить 0,356 нм. Згідно з [6] процес відпалювання в інтервалі температур 300–973 К також не приводить до змін у фазовому складі. Відпалені плівки Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> мають ГЦК-структуру, а величина параметра ґратки не змінюється.

Мікрознімки кристалічної структури для плівок пермалою до та після термовідпалювання до 900 К на прикладі зразка Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>(37)/П наведені на рисунку 3.1 в, г відповідно. Отже, свіжосконденсовані плівки пермалою мають типову для магнітних матеріалів дрібнодисперсну лабіринтну структуру з середнім розміром зерна, що не перевищує 20 нм і зростає при збільшенні  $c_{Ni}$  (рис. 3.2 б). У процесі відпалювання відбувається зростання середнього розміру кристалітів до 40–50 нм (рис. 3.1 г), що узгоджується з даними праць [6, 24]. Згідно з [6] збільшення середнього розміру зерен відбувається як у

процесі підвищення температури підкладки (при збільшенні  $T_{\text{п}}$  до 673 К  $L = 30\text{--}40$  нм), так і під час термовідпалювання (для зразків, осаджених на підігріту до 673 К підкладку та відпалених до 973 К, величина  $L$  досягає 100 нм).

Підсумовуючи все вище зазначене, можна зробити висновок, що структурно-фазовий стан не залежить від методу одержання, тому останній фактор не повинен впливати на магніторезистивні й магнітні властивості плівок пермалою.

### 3.1.2 Магніторезистивні властивості

Важливою характеристикою псевдоспін-вентильних структур, використовуваних у пристроях запису-зчитування інформації або датчиках, є величина, що характеризує зміну величини опору зразка при внесенні його в зовнішнє магнітне поле. Вимірювання магнітоопору (МО) плівкових систем проводили за кімнатної температури в паралельній геометрії (CIP – геометрія, тобто current-in-plane), для якої є характерним проходження струму в площині, паралельній інтерфейсам між шарами структури. При цьому орієнтація магнітного поля щодо до напрямку проходження струму була реалізована в трьох геометріях: перпендикулярній – лінії магнітного поля перпендикулярні до напрямку проходження струму та площини зразка ( $\perp$ ), поперечній – лінії магнітного поля перпендикулярні до напрямку проходження струму та паралельні поверхні плівки ( $\perp$ ), і поздовжній – лінії магнітного поля паралельні напрямку проходження струму та площині поверхні плівки ( $\parallel$ ) (рис. 3.3).

Дослідження магніторезистивних властивостей проводили при використанні програмно-автоматизованої

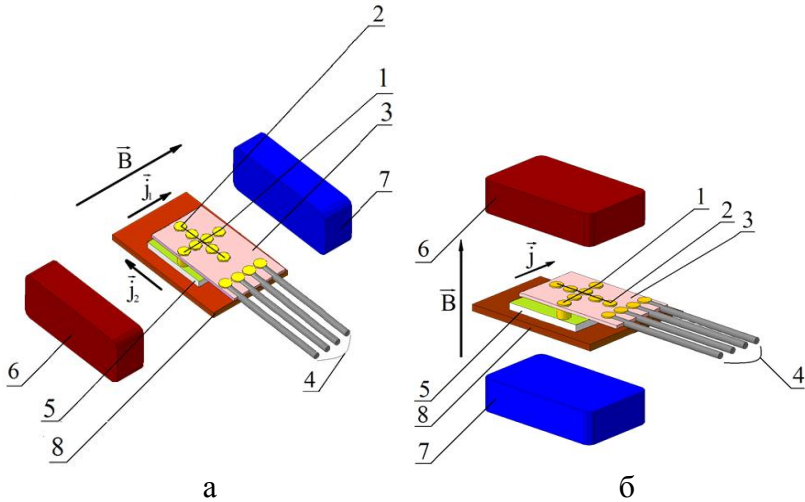


Рисунок 3.3 – Схематичне підключення контактів та розміщення зразка щодо до полюсів магніту при вимірюванні магнітоопору в поздовжній і поперечній (а) та перпендикулярній (б) геометріях вимірювання: 1, 2 – притискні контакти; 3 – підкладка з притискними контактами; 4 – виводи для підключення омметра; 5 – досліджуваний зразок; 6, 7 – електромагніти; 8 – підкладка-тримач

установки [30, 31] за чотириточковою схемою у зовнішньому магнітному полі від 0 до 500 мТл. Керування процесом вимірювання відбувалося за допомогою програмного забезпечення, розробленого в середовищі LabVIEW. Змінювали геометрію за рахунок повороту зразка в просторі між осередками магніту [31].

Величину МО розраховували за співвідношенням  $MO = [(R(B) - R(B_s)/R(B_s))] \cdot 100 \%$ , де  $R(B_s)$  – електричний опір у магнітному полі насичення або в максимально можливому магнітному полі;  $R(B)$  – поточне значення опору плівки в магнітному полі з індукцією  $B$ .

Оцінюванні анізотропного магнітоопору (АМО) проводили за таким співвідношенням:  $AMO = 3(R_{\parallel} - R_{\perp}) / (R_{\parallel} + 2R_{\perp})$ , де  $R_{\parallel}$  і  $R_{\perp}$  – величина опору плівки відповідно при паралельній і поперечній орієнтаціях магнітного поля відносно напрямку проходження струму.

Результати дослідження магнітоопору плівок пермалою в діапазоні товщин 15–600 нм, отриманих різними методами, залежно від  $c_{Ni}$ , температури вимірювання і матеріалу підкладки при поздовжній орієнтації магнітного поля узагальнені в таблиці 3.1. Як бачимо з таблиці 3.1, величина МО плівок  $Ni_xFe_{1-x}$  за температури вимірювання  $T = 300$  К змінюється в межах від 0,1 (у деяких випадках для зразків товщиною 20 нм навіть менше ніж 0,1 % [32]) до 5 % [19, 33]. У середньому величина МО за кімнатної температури становить 3 %. При зменшенні температури вимірювання до 77 К відбувається зростання МО майже в 2,5 раза [33], а при 4,2 К – в 3–3,5 раза [33].

Аналізуючи дані, отримані нами, необхідно відмітити, що найбільша величина магнітоопору 0,35 % була отримана за  $c_{Ni} = 80$  ат% і  $d = 37$  нм при перпендикулярній орієнтації магнітного поля ( $T = 300$  К). При переході до поперечної орієнтації магнітного поля відбувається зменшення величини МО у чотири рази. На рисунку 3.4 наведені польові залежності магнітоопору для цього зразка  $Ni_{80}Fe_{20}(37)/П$ . Процес термовідпалювання до  $T_b = 900$  К призводить до зростання величини в МО при всіх трьох орієнтаціях магнітного поля, але не вносить істотних змін до характеру польових залежностей магнітоопору. Зазначимо, що подібна динаміка зміни МО спостерігалася практично для всіх концентрацій та товщин, досліджених у роботі. Згідно з [24] в процесі термовідпалювання плівок пермалою  $Ni_{50}Fe_{50}$  також



Таблиця 3.1 – Залежність величини МО від концентрації атомів Ni, температури вимірювання, матеріалу підкладки та методики отримання

Конц. атомів Ni $c_{Ni}$ , ат %	$d$ , нм	Температура вимірювання $T$ , К	Методика отримання	Матеріал підкладки	МО, %	Література
76	250	293	Механічне сплавлення	-	3,8	[33]
		77			10,8	
		14			12,7	
83	250	RT	Одночасна вакуумна конденсація	скло	5,4	[33]
		77			13,1	
		4,2			14,9	
90	250	RT	Одночасна вакуумна конденсація	-//-	3,0	[33]
		77			7,9	
		4,2			10,6	
92	250	RT	Одночасна вакуумна конденсація	-//-	5,4	[33]
		77			13,1	
		4,2			14,9	

50	250	300	Електролітичне осадження	AlTiC	2-3	[38]
82	100-120	300	Електролітичне осадження	скло	2,5-3	[37]
82	600	300	ВЧ розпилення	скло	3,2	[36]
80	20	300	магнетронне розпилення	оксид кремнію	2,7	[35]
81	20	300	магнетронне розпилення	оксид кремнію	5	[19]
82	20	300	одночасне випарування	-//-	< 0,1	[32]
50	20-100	300	випаровування із масивного сплаву	скло	0,3-0,5	[24]
		170			0,5-1,0	
50	37	300	випаровування із масивного сплаву	сітал	< 0,1	Наші дані
58					< 0,1	
67					0,10	
80					0,35	

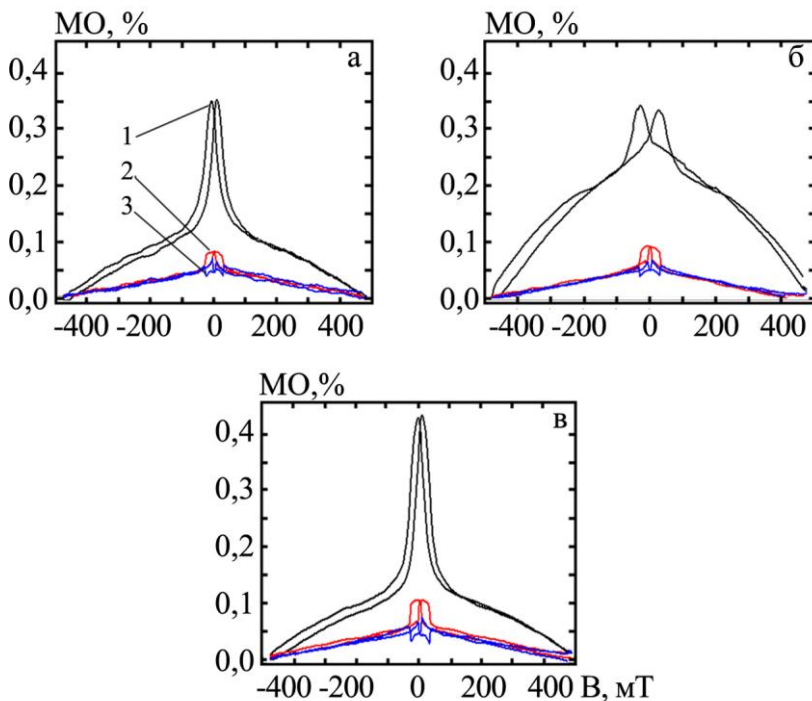


Рисунок 3.4 – Залежність МО від індукції магнітного поля для плівки  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(37)/\text{П}$  після конденсації (а) та термовідпалювання до  $T_{\text{в}} = 700$  (б) і  $900$  К (в). Орієнтація магнітного поля відносно напрямку проходження струму: перпендикулярна (1), поперечна (2) і поздовжня (3)

спостерігалось збільшення величини МО в 1,5–2 рази.

Серед характерних особливостей польових залежностей також необхідно відзначити, що магнітоопір має анізотропний характер. Причина виникнення анізотропного магнітоопору у ферромагнітних металах пов'язана з процесами спін-орбітальної взаємодії електронів провідності [33, 34]. Опір плівки залежить від

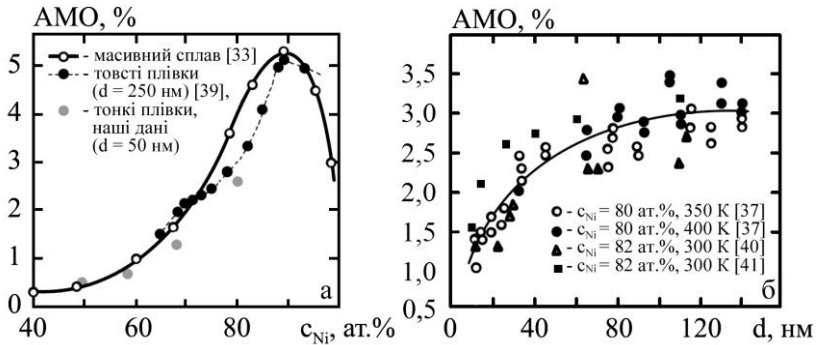


Рисунок 3.5 – Концентраційні (а) та розмірні (б) залежності АМО

взаємної орієнтації векторів намагніченості й густини електричного струму. Узагальнені концентраційні й розмірні залежності для плівок пермалою, побудовані на основі результатів досліджень, проведених у даній роботі, і літературних даних, подані на рисунку 3.5. Як бачимо з рисунка 3.5 а концентраційні залежності АМО мають лінійний характер до максимуму 5% при  $c_{Ni} = 90$  ат%, у той час як розмірні залежності АМО (рис. 3.5б) – експоненціальний характер, при цьому його величина збільшується при збільшенні товщини зразка. Середнє значення анізотропного магнітоопору для тонкоплівкових зразків становить 3–4% за кімнатної температури.

### 3.1.3 Магнітні властивості

Дослідження магнітних характеристик проводили при орієнтації ліній магнітної індукції паралельно і перпендикулярно до площини зразка за допомогою вібраційного магнітометра VSM Lake Shore Model 7400.

На рисунку 3.6 зображено петлі магнітного

гістерезису при орієнтації ліній магнітної індукції паралельно площині зразка для свіжосконденсованих та відпалених до різних температур плівок пермалою товщиною 17 нм при  $c_{Ni} = 50$  (а), 58 (б) і 80 ат% (в). Аналізуючи дані, наведені на рисунку 3.6, можна відзначити наступне: по-перше, незалежно від  $c_{Ni}$  та температури відпалювання петлі магнітного гістерезису, мають майже прямокутну форму, що характерно для магнітних плівок, в яких вісь легкого намагнічування

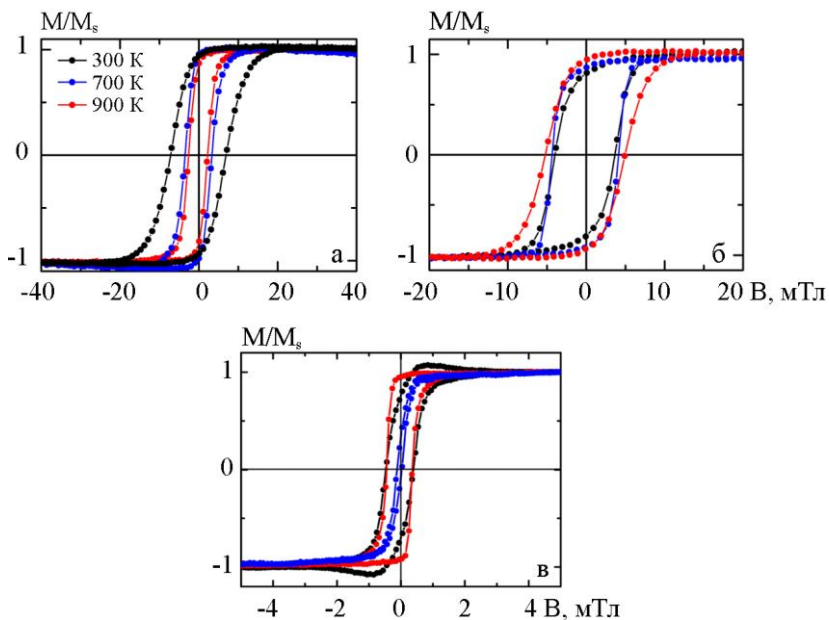


Рисунок 3.6 – Нормований гістерезис  $M/M_s$  для свіжосконденсованих та відпалених до 700 і 900 К плівок пермалою  $Ni_{50}Fe_{50}(17)/\Pi$  (а),  $Ni_{58}Fe_{42}(17)/\Pi$  (б) і  $Ni_{80}Fe_{20}(17)/\Pi$  (в) при орієнтації ліній магнітної індукції паралельно площині зразка

знаходиться в площині зразка; по-друге, при збільшенні концентрації атомів Ni з 50 до 80 ат% відбувається зменшення коерцитивності ( $B_c$ ) з 6,3 до 0,5 мТл для свіжосконденсованих зразків, що узгоджується з даними праць [24, 26, 39] і пов'язано зі збільшенням середнього розміру кристалітів та зміною концентрації дефектів кристалічної будови у плівці.

Структурні дефекти ускладнюють рух доменних стінок, що й призводить до зміни коерцитивності [40]. При подальшому збільшенні  $c_{Ni}$  з 83 до 85 ат% [11] відбувається зростання  $B_c$  у 4,6 раза при  $d = 20$  нм. Таким чином на концентраційній залежності коерцитивності спостерігається мінімум при  $c_{Ni} = 83$  ат% (рис. 3.7 а). Термовідпалювання призводить до поступового зростання величини коерцитивності (у 1,2–1,8 раза за  $T_B = 900$  К), хоча згідно із [41] процес відпалювання може призвести й до зменшення  $B_c$ .

Розмірна залежність  $B_c$  (рис. 3.7 б) має більш складний характер, що залежить як від концентрації компонент [11, 39], так і від температури підкладки [31, 37]. Отже, при осадженні на підкладку кімнатної температури при  $c_{Ni} = 83$  ат% залежність  $B_c(d)$  має лінійний характер, а величина  $B_c$  практично не змінюється при збільшенні товщини. При збільшенні температури підкладки змінюється не лише коерцитивність зразків (на температурній залежності  $B_c$  має місце мінімум за  $T_{II} = 573$ – $623$  К, а за  $T_{II} = 673$  К значне зростання  $B_c$  (рис. 3.8 б, графік на вставці)), а й характер розмірних залежностей.

На рисунку 3.8 подані петлі магнітного гістерезису для плівок пермалою  $Ni_{67}Fe_{33}/P$  різної товщини, відпалених до 900 К. Як бачимо з рисунка 3.9, при збільшенні товщини зразка з 15 до 40 нм форма петель майже не змінюється, залишається прямокутною, а

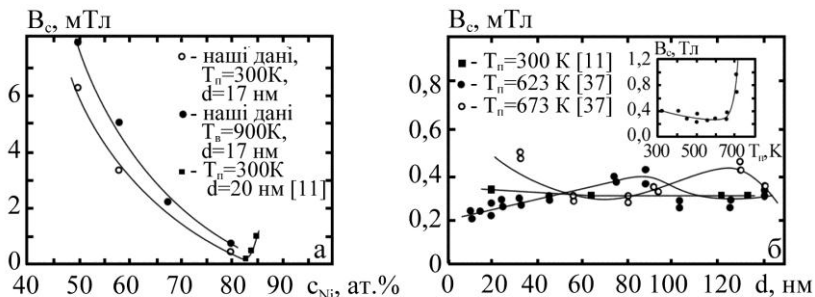


Рисунок 3.7 – Концентраційні (а), розмірні (для плівок пермалою  $Ni_{83}Fe_{17}/P$  [11] і  $Ni_{82}Fe_{18}/P$  [37]) й температурна (на вставці  $B_c$  від  $T_p$  із праці [37]) залежності коерцитивності

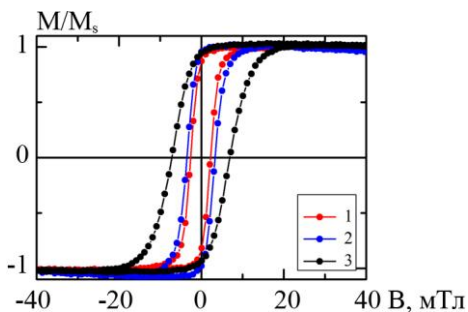


Рисунок 3.8 – Нормований гістерезис  $M/M_s$  для відпалених до 900 К плівок пермалою  $Ni_{67}Fe_{33}/P$  товщиною 15 (1), 25 (2) і 40 нм (3) при орієнтації ліній магнітної індукції паралельно площині зразка

величина  $B_c$  зростає неістотно від 2,2 до 6,9 мТл, що узгоджується з даними праць [11, 39].

Щодо характеру розмірних і концентраційних залежностей величини поля насичення, то можна зазначити таке: при збільшенні  $c_{Ni}$  з 50 до 80 ат% у

діапазоні товщин від 15 до 50 нм відбувається зменшення величини  $B_s$ , що підтверджують і дані праць [20, 26], у той час як термовідпалювання до 900 К призводить до незначного зростання  $B_s$  в 1,4–2 рази; при збільшенні товщини плівкового зразка ( $c_{Ni} = 67$  ат%) відбувається збільшення величини поля насичення. Вихід на насичення залежності  $M/M_s(B)$  у разі феромагнітних сплавів зазвичай свідчить про закінчення процесів перемагнічування, таких як ріст доменів із магнітним моментом, орієнтованим у напрямі осі легкого намагнічування, зміщення доменних меж і поворот вектора намагніченості зразка в напрямі намагнічувального поля. Як підсумок зазначимо, що величина  $B_s$  залежно від концентрації компонент, товщини зразків і режиму термооброблення змінюється в межах від 1,60 до 40 мТл, що в деяких випадках на один або, навіть, два порядки нижче порівняно з літературними даними [38, 43–47].

Підсумовуючи вищенаведені комплексні дослідження структурно-фазового стану, магнітних і магнітотранспортних властивостей плівок пермалою в діапазоні концентрацій атомів Ni 50–80 ат.% необхідно зазначити таке:

– незалежно від методики одержання фазовий склад зразків відповідає ГЦК-Ni<sub>3</sub>Fe із параметром ґратки  $a = 0,354\text{--}0,358$  нм. Свіжосконденсовані зразки мають дрібнодисперсну лабіринтну структуру з середнім розміром зерна 5–10 нм, що збільшується до 50 нм при відпалюванні до 900 К;

– у досліджуваних плівкових сплавах спостерігається анізотропний магнітоопір, середня величина якого для зразків товщиною 15–50 нм становить 3–4 % за кімнатної температури;

– концентраційна залежність АМО має максимум



при  $c_{Ni} = 90$  ат%, а розмірна залежність – експоненціальний характер (при збільшенні товщини величина АМО зростає);

– незалежно від  $c_{Ni}$  та температури відпалювання в заданому діапазоні товщин петлі магнітного гістерезису мають форму, характерну для магнітних плівок, в яких вісь легкого намагнічування знаходиться в площині зразка. На концентраційній залежності коерцитивності спостерігається мінімум при  $c_{Ni} = 83$  ат%, а характер розмірної залежності залежить від температури підкладки і доменної структури зразків.

Ці результати були використанні при формуванні псевдоспін-вентильних структур на основі пермалою.

### **3.2 Методика формування та дослідження псевдоспін-вентильних структур на основі Ru, Co і Ag**

Для визначення температурної стабільності магнітних харатеристик псевдоспін-вентильних структур на основі Ru, Co і Ag у вакуумній камері ВУП-5М (рис. 3.9) за тиску залишкових газів  $10^{-4}$  Па були отримані дві серії зразків (рис. 3.10): I – системи Co(5)/Ag( $d_{Ag}$ )/Ru(30)/П (П – ситалова підкладка;  $d_{Ag} = 3-15$  нм – товщина немагнітного шару); II – системи Co(30)/Ag( $d_{Ag}$ )/Ru(5)/П ( $d_{Ag} = 3-15$  нм – товщина срібла).

Структури типу Co/Ag/Ru/П осаджували електронно-променевим методом. Наважку матеріалу (Co та Ru) розтміщували безпосередньо на аноді, який бомбардувався електронами, що емітувалися з катода під дією напруги 1 кВ [47]. Температура підкладки стновила  $T_{п} = 400$  К. Осадження проводили на аморфні ситалові підкладки розміром  $10 \times 10$  мм, закріплені в барабані (рис. 3.11), та

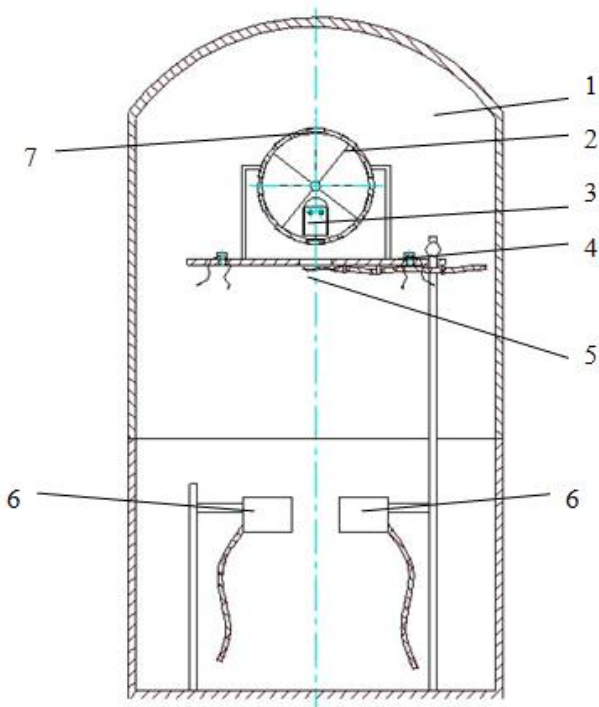


Рисунок 3.9 – Схема робочої камери установки ВУП-5М: 1 – робоча камера; 2 – тримач підкладок; 3 – лампа; 4 – кварцовий резонатор; 5 – термопара; 6 – електронно-променева гармата; 7 – ситалова підкладка

мікроскопічні мідні сіточки з попередньо нанесеним шаром вуглецю (для проведення подальших структурно-фазових досліджень). Для стабілізації електрофізичних властивостей витримували плівки у вакуумі впродовж 10 хв (для кожного шару). Швидкість напилення становила  $\omega = 0,1$  нм/с.

Для вивчення впливу термооброблення на величину магнітоопору досліджуваних спін-вентилів, отримані зразки витримували за  $T_v = 500$  та  $750$  К у вакуумі впродовж 15 хвилин.

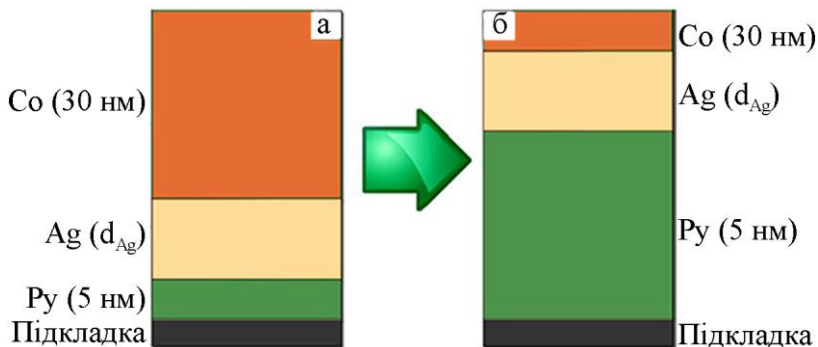


Рисунок 3.10 – Структура псевдо спін-вентилів на основі  $\text{Py}$ ,  $\text{Co}$  і  $\text{Ag}$ : а –  $\text{Co}(5)/\text{Ag}(d_{Ag})/\text{Py}(30)/\text{П}$ ; б –  $\text{Co}(30)/\text{Ag}(d_{Ag})/\text{Py}(5)/\text{П}$ , де  $d_{Ag} = 3\text{--}15$  нм

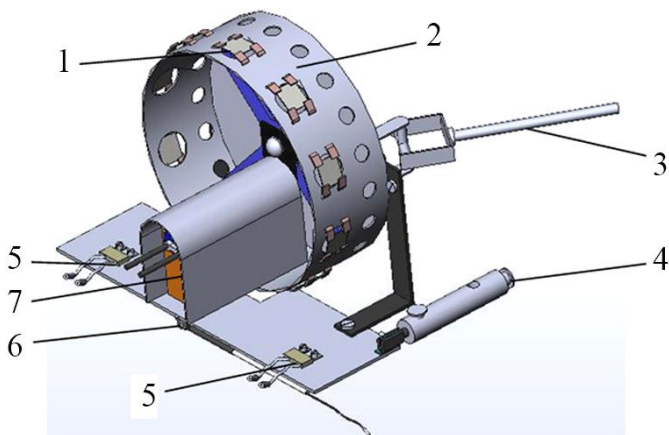


Рисунок 3.11 – Схема тримача підкладок: 1 – ситалова підкладка; 2 – барабан; 3 – механізм обертання барабана; 4 – тримач; 5 – кварцовий резонатор; 6 – термопара; 7 – лампа

### 3.3. Електронографічні та структурні дослідження

На рисунку 3.12 наведені типові електронограми для зразків відповідно I та II серій у свіжосконденсованому стані та після термовідпалювання до температури  $T_b = 750$  К на прикладі зразків Co(5)/Ag(15)/Py(30)/П і Co(30)/Ag(15)/Py(5)/П. Результати розшифрування електронограм зведені відповідно у таблицях 3.2, 3.3.

Дослідження фазового складу псевдоспін-вентильних структур I серії показали таке. У невідпаленому стані (рис. 3.12 а, таблиця 3.2) на електронограмах спостерігаються лінії, що належать гратці ГЦК-Ni<sub>3</sub>Fe з середнім параметром  $\bar{a} = 0,351$  нм, ГЦП-гратці Co із параметрами  $\bar{a} = 0,250$  нм і  $\bar{c} = 0,408$  нм та ГЦК-гратці Ag із параметром  $\bar{a} = 0,408$  нм. Ці значення належать компонентам плівкової системи та в межах похибки експерименту відповідають величинам параметра ґратки для масивних матеріалів [48, 49]. Домішкові фази в псевдоспін-вентильних структурах першої серії не утворюються або знаходяться в такій кількості, що електронографічно не фіксуються. У разі зміни товщини проміжного шару Ag у свіжосконденсованих тришарових плівкових системах Co(5)/Ag( $d_{Ag}$ )/Py(30)/П фазовий склад ГЦК-Ni<sub>3</sub>Fe + ГЦП-Co + ГЦК-Ag не змінюється.

Кристалічна структура зразків після конденсації (рис. 3.12 а) являє собою комбінацію зерен двох типів: із середнім розміром 40–50 нм та нанорозмірних, середній розмір яких не перевищує 10 нм. У цьому разі достатньо важко без додаткового аналізу зробити висновок, якій фазі вони належать, а у випадку нанорозмірних зерен із високою часткою ймовірності можна зазначити, що вони відповідають фазі ГЦП-Co.

Аналіз результатів щодо зміни параметра кристалічної ґратки компонентів системи Co(5)/Ag(15)/Pu(30)/П після термооброблення (табл. 3.4) засвідчив, що при відпалюванні до температури 750 К параметр ґратки пермалою дещо збільшується і становить 0,352 нм, для срібла зменшується до 0,406 нм, а лінії кобальту електроннографічно не фіксуються. Зменшення параметра ґратки для Ag на  $\Delta a = 0,002$  нм порівняно з даними для свіжосконденсованих зразків дозволяє зробити висновок про утворення неупорядкованого твердого розчину заміщення т. р. Ag (Co) на основі ГЦК- ґратки срібла (рис. 3.12 в, табл. 3.2). При зміні товщини немагнітного прошарку від 3 до 15 нм параметр ґратки твердого розчину залишається в межах від 0,405 до 0,406 нм. Загальний вигляд кристалічної структури псевдо-спін-вентильної системи Co(5)/Ag(15)/Pu(30)/П при цьому фактично не змінюється (див. рис. 3.13 в).

Висновок про утворення твердого розчину Ag (Co) в системі Ag/Co, яка характеризується згідно з діаграмою стану повною незмішуваністю компонент [22], підтверджується даними праці [50]. Автори праці [50] показали, що в системах на основі Co і Ag існує можливість утворення метастабільного т. р. Ag (Co) (має місце невідповідність правилу Вегарда).

Розглянемо результати електроннографічних досліджень структурно-фазового стану пліткових систем II серії. Як бачимо з рисунка 3.12 б, г і таблиці 3.3, свіжосконденсована спін-вентильна плівкова система Co(30)/Ag(15)/Pu(5)/П має трифазний склад ГЦК-Ni<sub>3</sub>Fe + ГЦК-Ag + ГЦП-Co з параметрами ґратки  $\bar{a}$  (Ni<sub>3</sub>Fe) = 0,351 нм,  $\bar{a}$  (Ag) = 0,408 нм та  $\bar{a}$  (ГЦП-Co) = 0,250 нм  $\bar{a}$  (ГЦП-Co) = 0,250 нм і  $\bar{c}$  (ГЦП-Co) = 0,408 нм, що відповідає табличним значенням для масивних матеріалів.

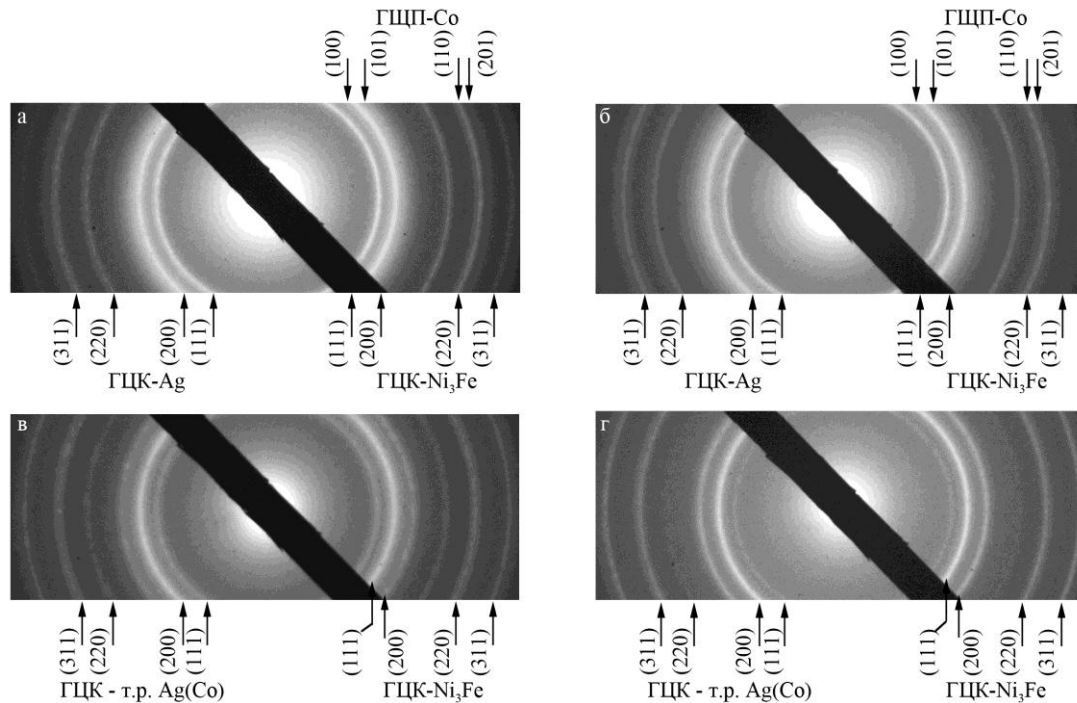


Рисунок 3.12 – Дифракційні картини від структур Co(5)/Ag(15)/Ru(30)/П (а, б) і Co(30)/Ag(15)/Ru(5)/П (в, г) після конденсації (а, в) та відпалювання до 750 К (б, г)

Таблиця 3.2 – Розшифрування дифракційної картини плівкової системи Co(5)/Ag(15)/Ru(30) після конденсації та після термовідпалювання до  $T_B = 750$  К

№	Невідпалена				$T_B = 750$ К				$d_{hkl}^0$ , нм [48, 49]
	$d_{hkl}$ , нм	hkl	фаза	$a_{hkl}$ , нм	$d_{hkl}$ , нм	hkl	фаза	$a_{hkl}$ , нм	
1	0,236	111	ГЦК-Ag	0,409	0,234	111	т.р. Ag(Co)	0,406	0,236
2	0,217	100	ГЦП-Co	0,250	–	–	–	–	0,215
3	0,205	200	ГЦК-Ag	0,410	0,203	200	т.р. Ag(Co)	0,406	0,204
		111	ГЦК-Ni <sub>3</sub> Fe	0,355		111	ГЦК-Ni <sub>3</sub> Fe	0,352	0,204
4	0,193	101	ГЦП-Co	0,254	–	–	–	–	0,191
5	0,175	200	ГЦК-Ni <sub>3</sub> Fe	0,350	0,176	200	ГЦК-Ni <sub>3</sub> Fe	0,353	0,177
6	0,144	220	ГЦК-Ag	0,407	0,143	220	т.р. Ag(Co)	0,406	0,144
7	0,123	311	ГЦК-Ag	0,408	0,122	311	т.р. Ag(Co)	0,405	0,123
		220	ГЦК-Ni <sub>3</sub> Fe	0,348	0,124	220	ГЦК-Ni <sub>3</sub> Fe	0,351	0,125
		110	ГЦП-Co	0,246	–	–	–	–	–
$\bar{a}$ (ГЦК-Ag) = 0,408 нм; $a_0$ = 0,409 нм; $\bar{a}$ (ГЦК-Ni <sub>3</sub> Fe) = 0,351 нм; $a_0$ = 0,354 нм; $\bar{a}$ (ГЦП-Co) = 0,250 нм; $a_0$ = 0,250 нм; $\bar{c}$ (ГЦП-Co) = 0,408 нм, $c_0$ = 0,409 нм [48]					$\bar{a}$ (ГЦК-т.р. Ag(Co)) = 0,406 нм; $\bar{a}$ (ГЦК-Ni <sub>3</sub> Fe) = 0,352 нм				

Таблиця 3.3 – Розшифрування дифракційної картини плівкової системи Co(30)/Ag(9)/Ru(5) після конденсації та після термовідпалювання до  $T_B = 750$  К

№	Невідпалена				$T_B = 750$ К				$d_{hkl}^0$ , нм [48, 49]
	$d_{hkl}$ , нм	hkl	фаза	$a_{hkl}$ , нм	$d_{hkl}$ , нм	hkl	фаза	$a_{hkl}$ , нм	
1	0,236	111	ГЦК-Ag	0,409	0,234	111	т.р. Ag(Co)	0,405	0,236
2	0,217	100	ГЦП-Co	0,250	–	–	–	–	0,215
3	0,205	200	ГЦК-Ag	0,410	0,203	200	т.р. Ag(Co)	0,406	0,204
		111	ГЦК-Ni <sub>3</sub> Fe	0,355		111	ГЦК-Ni <sub>3</sub> Fe	0,352	0,204
4	0,193	101	ГЦП-Co	0,254	–	–	–	–	0,191
5	0,175	200	ГЦК-Ni <sub>3</sub> Fe	0,350	0,176	200	ГЦК-Ni <sub>3</sub> Fe	0,353	0,177
6	0,144	220	ГЦК-Ag	0,407	0,143	220	т.р. Ag(Co)	0,405	0,144
7	0,123	311	ГЦК-Ag	0,408	0,122	311	т.р. Ag(Co)	0,405	0,123
		220	ГЦК-Ni <sub>3</sub> Fe	0,348	0,125	220	ГЦК-Ni <sub>3</sub> Fe	0,353	0,125
		110	ГЦП-Co	0,246	–	–	–	–	–
$\bar{a}$ (ГЦК-Ag) = 0,408 нм; $\bar{a}$ (ГЦК-Ni <sub>3</sub> Fe) = 0,351 нм; $\bar{a}$ (ГЦП-Co) = 0,250 нм; $\bar{c}$ (ГЦП-Co) = 0,408 нм					$\bar{a}$ (ГЦК-т.р. Ag(Co)) = 0,405 нм; $\bar{a}$ (ГЦК-Ni <sub>3</sub> Fe) = 0,353 нм				



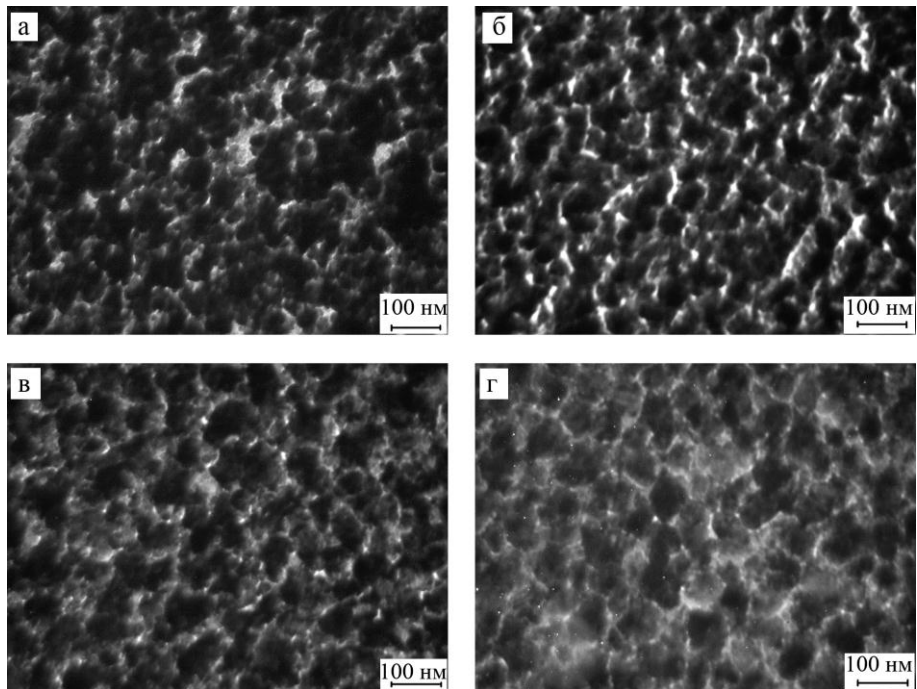


Рисунок 3.13 – Мікроснімки кристалічної структури для систем Co(5)/Ag(15)/Py(30)/П (а, в) і Co(30)/Ag(15)/Py(5)/П (б, г) після конденсації (а, б) та відпалювання до 750 К (в, г)

На електронограмі не фіксуються лінії, що належать домішковим фазам.

За наступного термовідпалювання зразків до 750 К відбувається зміна фазового складу (рис. 3.12 г, табл. 3.3). Як і у випадку зразків I серії, після термовідпалювання відбувається формування неупорядкованого твердого розчину заміщення т. р. Ag(Co) на основі ГЦК-ґратки Ag. Середній параметр ґратки для пермалою і твердого розчину відповідно становлять 0,353 і 0,405 нм.

Дослідження кристалічної структури зразків до та після відпалювання (рис. 3.13 б, г) показало, що після конденсації структура зразка Co(30)/Ag(15)/Ru(5)/П також складається з комбінації зерен із середнім розміром близько 40 нм) та нанорозмірних зерен (близько 5 нм). Ймовірно, нанорозмірні кристаліти належать фазі ГЦП-Co.

### **3.4 Результати досліджень магніторезистивних властивостей**

З точки зору практичного застосування необхідно зазначити таке. Вибір матеріалу компонент псевдоспін-вентилів ґрунтувався на тому, що структури на основі Ru, Co та Ag поєднують у собі високі значення поля насичення Ru, анізотропію Co, крім того, магнітні шари мають різні значеннями індукції розмагнічування ( $B_c$ ).

На рисунку 3.14 наведені польові залежності магнітоопору для псевдоспін-вентильних систем відповідно I та II серії на прикладі зразків Co(5)/Ag(15)/Ru(30)/П та Co(30)/Ag(3)/Ru(5)/П для перпендикулярної, поперечної та поздовжньої орієнтацій магнітного поля після конденсації й термовідпалювання до 500 та 750 К. Результати вимірювання магнітоопору для всіх досліджуваних зразків, трьох орієнтацій магнітного поля і температур зведені в таблиці 3.4.

Характерною особливістю магнітоупорядкованих речовин, які мають спонтанну намагніченість, є наявність у них кривої намагнічування та петлі гістерезису [51]. Тому в усіх досліджуваних зразках спостерігається гістерезис МО за циклічної зміни магнітного поля  $B_{\max} \rightarrow 0 \rightarrow (-B_{\max}) \rightarrow 0 \rightarrow B_{\max}$ . Згідно з [52], основними причинами магнітного і, як наслідок, магніторезистивного гістерезису в цьому разі є затримка зміщення меж між доменами (необоротне зміщення), необоротне обертання спонтанної намагніченості та затримка утворення і росту зародків перемагнічення.

Гістерезисний характер польових залежностей магнітоопору (рис. 3.14) свідчить про окреме перемагнічування магнітних шарів (різна коерцитивна сила магнітних матеріалів системи спричинила зміщення графіків відносно нуля й появу мінімумів та максимумів на залежностях), водночас залежності проявляють два типи анізотропії, а саме при переході в перпендикулярну орієнтацію та при переході із поздовжньої у поперечну орієнтацію. Зазначимо, що анізотропний магніторезистивний ефект (АМО) – залежність величини опору в феромагнетиках від орієнтації вектора намагніченості  $M$  відносно напрямку проходження струму у феромагнітному матеріалі [53].

Дослідження магніторезистивних властивостей псевдоспін-вентильних структур першої серії засвідчили таке. Для всіх зразків характерна анізотропія магнітних властивостей, до того ж у разі переходу від поперечної до поздовжньої орієнтації характер польових залежностей змінюється на протилежний. Графіки  $MO(B)$  у перпендикулярній орієнтації характеризуються наявністю двох мінімумів (рис. 3. 14 д, є, зазначено стрілочками), що свідчить про почергове перемагнічування магнітних моментів у шарах  $Co$  і  $Pu$ . Для магніторезистивного

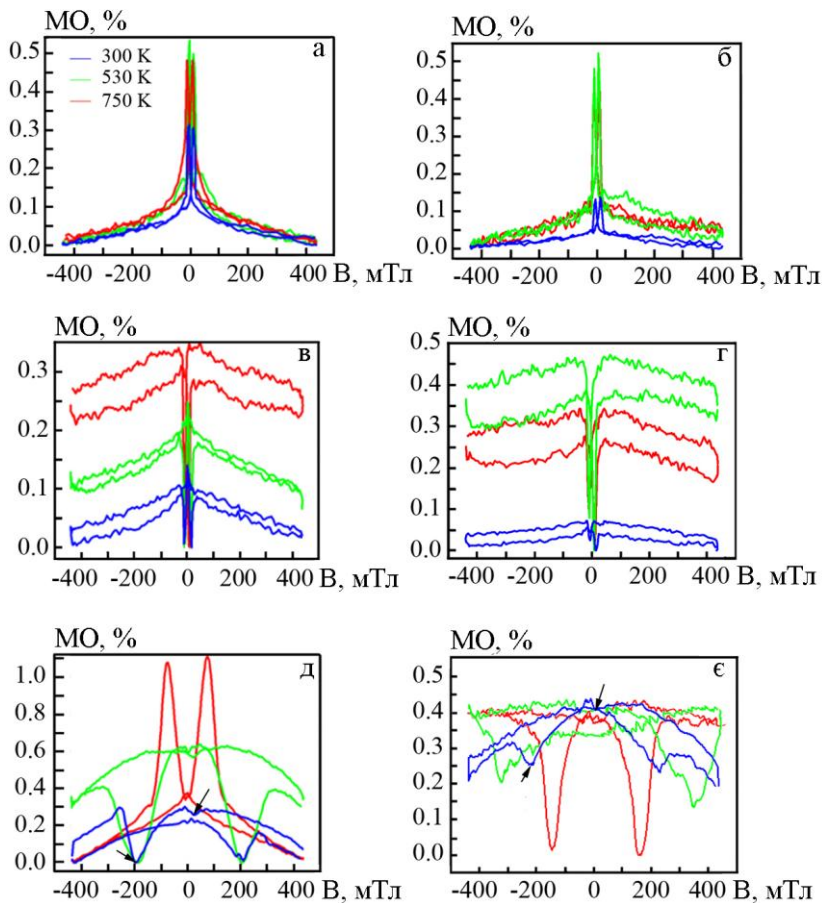


Рисунок 3.14 – Залежність магнітоопору від індукції магнітного поля для пліткових систем Co(5)/Ag(15)/Py(30)/П (а, в, д) та Co(30)/Ag(3)/Py(5)/П (б, г, е) при повздовжній (а, б) поперечній (в, г) та перпендикулярній (д, е) орієнтації магнітного поля після відпалювання до температур  $T_b$ , К: 300, 500 і 750 К

Таблиця 3.4 – Магнітоопір тонкоплівкових систем Co/Ag/Py

Зразок	МО, %								
	перпендикулярна			поперечна			поздовжня		
	300 К	500 К	750 К	300 К	500 К	750 К	300 К	500 К	750 К
Co(5)/Ag(3)/Py(30)/П	0,22	0,33	0,46	0,10	0,26	0,26	0,09	0,19	0,27
Co(5)/Ag(6)/Py(30)/П	0,36	0,43	0,48	0,32	0,43	0,41	0,17	0,25	0,30
Co(5)/Ag(9)/Py(30)/П	0,27	0,61	0,50	0,09	0,62	0,75	0,08	0,41	0,39
Co(5)/Ag(12)/Py(30)/П	0,36	0,46	0,42	0,27	0,38	0,37	0,15	0,17	0,25
Co(5)/Ag(15)/Py(30)/П	0,30	0,64	1,11	0,31	0,53	0,48	0,14	0,25	0,35
Co(30)/Ag(3)/Py(5)/П	0,11	0,52	0,49	0,14	0,52	0,46	0,07	0,47	0,34
Co(30)/Ag(6)/Py(5)/П	0,08	0,29	0,24	0,10	0,36	0,40	0,06	0,20	0,24
Co(30)/Ag(9)/Py(5)/П	0,13	0,29	0,34	0,18	0,41	0,46	0,08	0,19	0,23
Co(30)/Ag(12)/Py(5)/П	0,12	0,22	0,22	0,22	0,46	0,51	0,11	0,18	0,23
Co(30)/Ag(15)/Py(5)/П	0,12	0,37	0,41	0,19	0,46	0,47	0,09	0,28	0,49

ефекту характерні невеликі значення МО (0,09–0,36 %). Максимальне значення 0,36 % було одержано за перпендикулярної орієнтації магнітного поля для спін-вентильних структур Co(5)/Ag(6)/Py(30)/П і Co(5)/Ag(12)/Py(30)/П. Зазначимо також, що система Co(5)/Ag(6)/Py(30)/П порівняно з іншими зразками I серії характеризується найбільшими значеннями МО для всіх трьох орієнтацій магнітного поля.

Найменші значення МО для всіх орієнтацій були одержані для системи Co(5)/Ag(3)/Py(30)/П, що має мінімальну товщину немагнітного прошарку ( $d_{Ag} = 3$  нм).

Відзначимо також, що величина коерцитивної сили для плівкових структур Co(5)/Ag( $d_{Ag}$ )/Py(30)/П за перпендикулярної орієнтації ( $B_c > 100$  мТл) значно перевищує величину  $B_c$  за поздовжньої і поперечної орієнтацій магнітного поля ( $B_c \leq 30$  мТл).

Процес відпалювання до температури заліковування дефектів ( $T_d$  – температури, за якої на першому циклі відпалювання спостерігається мінімум питомого опору на залежності  $\rho(T)$ ) приводить до зростання величини МО для всіх зразків у всіх орієнтаціях магнітного поля, водночас форма польових залежностей змінюється лише для перпендикулярної орієнтації. Величина коерцитивної сили істотно не змінюється. Подальше відпалювання по різному змінює величину МО (магнітоопір може як зростати, так і зменшуватися, і це насамперед визначається товщиною немагнітного прошарку). Найбільшого зростання у величині МО вдалося досягнути для зразка Co(5)/Ag(15)/Py(30)/П за перпендикулярної орієнтації магнітного поля (1,11 %, що майже втричі більше, ніж у свіжосконденсованого зразка).

Під час дослідження магнітоопору в перпендикулярній орієнтації виявлена особливість залежності МО( $T_b$ ) для спін-вентильних структур. Із

графіків (рис. 3.14 д, є) бачимо, що в разі збільшення температури відпалювання відбувається зміна характеру залежності  $MO(B)$  при 750 К.

Це швидше за все пов'язано з процесами фазоутворення, які відбуваються внаслідок проходження процесів термічної дифузії. Утворення т. р.  $Ag(Co)$  призводить до зменшення товщини суцільного немагнітного прошарку і відповідно до зміни інтерференції електронних хвиль, відбитих від границь інтерфейсів, що викликає осциляції непрямого обмінного зв'язку між феромагнітними шарами [54]. Таким чином, під час відпалювання відбувається зміна характеру взаємодії між магнітними шарами.

Аналізуючи дані для зразків II серії, необхідно зазначити таке. Зміна товщини магнітних матеріалів не впливає на характер польових залежностей за поздовжньої та поперечної орієнтації магнітного поля, в той час як залежність  $MO(B)$  за перпендикулярної орієнтації стає несиметричною і втрачає чіткість форми. Величина  $MO$  зменшується і сягає максимального значення 0,22 % для плівкової системи  $Co(30)/Ag(12)/Py(5)/P$  за поперечної орієнтації магнітного поля. Процес відпалювання до 500 К, як і у випадку зразків I серії, приводить до зростання величини магнітоопору, а відпалювання до 750 К практично не змінює його значення. Найбільше значення  $MO$ , якого вдалося досягнути, становить 0,51%, система  $Co(30)/Ag(12)/Py(5)/P$  за поперечної орієнтації магнітного поля. Тобто на відміну від I серії зразків II серія характеризується більшими значеннями  $MO$  саме для поперечної орієнтації, що насамперед пов'язано зі зміною товщин магнітних матеріалів.

На рисунку 3.15 наведені узагальнювальні залежності коерцитивності від товщини немагнітного шару для плівкових систем I та II серії для поперечної і

поздовжньої орієнтації магнітного поля при  $T_B = 300, 530$  та  $750$  К. Необхідно зазначити, що розмірні залежності коерцитивності для зразків II серії мають практично лінійний характер за поздовжньої та поперечної орієнтації магнітного поля, в той час як залежності  $B_c(d_{Ag})$  для зразків I серії мають як мінімуми, так і максимуми.

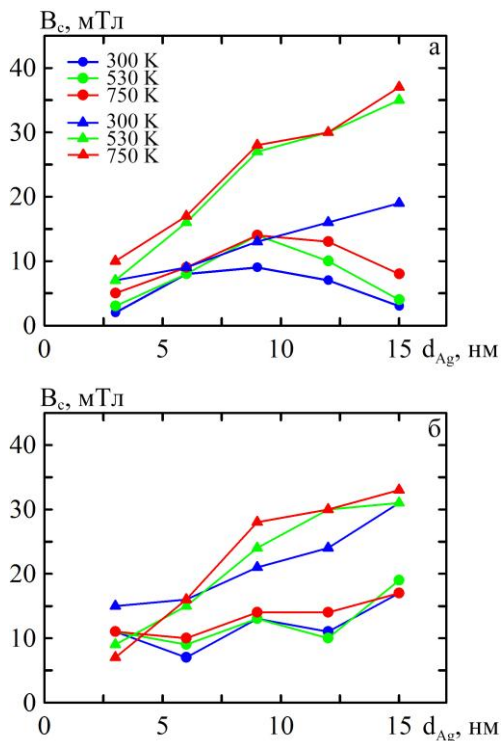


Рисунок 3.15 – Залежність коерцитивності від товщини немагнітного шару для плівкових систем  $Co(5)/Ag(d_{Ag})/Py(30)/\Pi$  (а) та  $Co(30)/Ag(d_{Ag})/Py(5)/\Pi$  (б) для поперечної ( $\bullet$ ) і поздовжньої ( $\blacktriangle$ ) орієнтації магнітного поля за  $T_B$ , К: 300, 530 та 750



На нашу думку, це пов'язано з тим, що за  $d_{\text{Co}} = 5$  нм утворення твердого розчину відбувається в усьому об'ємі магнітожорсткого шару, водночас змінюється товщина і немагнітного прошарку, що призводить до зміни характеру взаємодії між магнітними шарами. У системах із  $d_{\text{Co}} = 30$  нм магнітожорсткий шар являє собою комбінацію суцільного шару Co та ізольованих на межі поділу атомів. Зміна структури шару Co від суцільного до гранульованого може супроводжуватися змінами його магнітного стану. Збільшення товщини немагнітного прошарку збільшує концентрацію ізольованих атомів, що й призводить до зростання коерцитивності системи в цілому. Найбільш стабільним із точки зору впливу температурного фактора на величину  $B_c$  виявилися системи Co(5)/Ag(6)/Py(30)/П та Co(30)/Ag(6)/Py(5)/П, для яких  $B_c$  змінюється в межах 7–10 та 7–17 мТ відповідно в температурному інтервалі 300–750 К. Система Co(5)/Ag(6)/Py(30)/П також характеризується незначною зміною у величині МО для всіх трьох орієнтацій магнітного поля для 300–750 К.

Визначення галузей застосування спін-кляпанних структур були проведені розрахунки чутливості плівкових систем до магнітного поля за співвідношенням

$$S_B = \left| \frac{(\Delta R / R(B_s))_{\max}}{\Delta B} \right|,$$

де  $\Delta R/R(B_s)$  – максимальне значення магнітоопору;  $\Delta B$  – зміна магнітної індукції від насичення (або максимального значення)  $B_s$  до розмагнічування  $B_c$ , величина якої фактично дорівнює  $\Delta B = B_s + B_c$  (рис. 3.16).

Величина  $S_B$  вимірюється в %/Тл (або в %/(кА/м)) і свідчить про співвідношення величин магнітоопору та поля насичення.

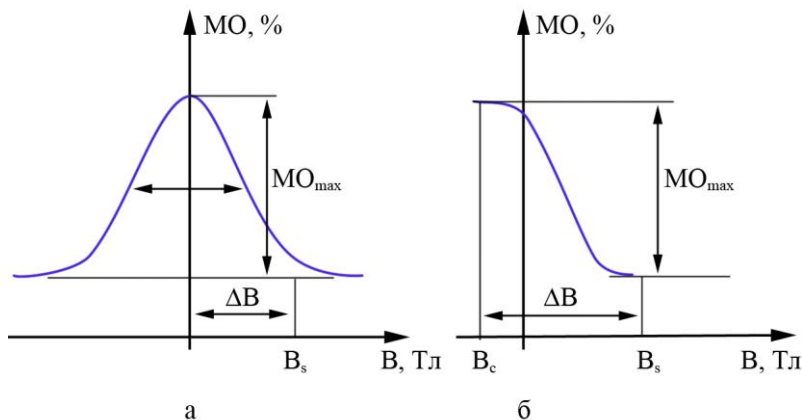


Рисунок 3.16 – Схема визначення чутливості до магнітного поля для випадку магніторезистивної залежності без (а) і з гістерезисом (б) [55]

Під час формування чутливих елементів сенсорів істотне значення має здатність робочого елемента реагувати на зміну прикладеного магнітного поля, незалежно від його орієнтації, а також величина чутливості до магнітного поля ( $S_B$ ). Ці умови необхідні для забезпечення швидкого реагування робочого елемента, сформованого на основі спін-вентелю, на зміну вхідного сигналу (наприклад, миттєве замикання/розмикання електричного ланцюга в системах автоматизації), а також для наявності високої точності вимірювання при детектуванні слабких полів. Результати розрахунків величини чутливості зведені в таблиці 4.4.

Аналіз розрахункових результатів величини  $S_B$  для спін-вентильних структур засвідчив, що максимальна величина  $S_B$  у свіжосконденсованих зразках становила 5,21 %/Тл.

Таблиця 3.5 – Чутливість тонкоплівкових систем Co/Ag/Py після термовідпалювання до  $T_B = 300, 500, 700$  К

Зразок	$S_B, \%/Тл$								
	перпендикулярна геометрія			поперечна геометрія			поздовжня геометрія		
	300 К	500 К	750 К	300 К	500 К	750 К	300 К	500 К	750 К
Co(5)/Ag(3)/Py(30)/П	0,38	0,74	0,61	0,71	3,52	3,04	0,54	2,57	4,18
Co(5)/Ag(6)/Py(30)/П	0,44	0,89	0,87	3,92	4,40	4,37	2,41	2,98	3,23
Co(5)/Ag(9)/Py(30)/П	0,59	1,07	0,77	5,21	5,53	6,71	0,31	5,00	5,03
Co(5)/Ag(12)/Py(30)/П	0,42	0,93	0,68	3,62	3,71	3,67	2,13	1,94	2,36
Co(5)/Ag(15)/Py(30)/П	0,33	0,64	2,13	4,33	8,40	6,17	1,13	3,25	4,95
Co(30)/Ag(3)/Py(5)/П	0,11	0,5	0,27	1,67	7,17	6,21	0,77	6,88	4,03
Co(30)/Ag(6)/Py(5)/П	0,15	0,45	0,30	4,50	3,88	3,52	0,36	1,04	0,98
Co(30)/Ag(9)/Py(5)/П	0,20	0,39	0,71	1,68	3,19	3,84	0,47	0,88	0,79
Co(30)/Ag(12)/Py(5)/П	0,28	0,46	0,44	2,34	4,04	4,09	0,34	0,50	0,26
Co(30)/Ag(15)/Py(5)/П	0,22	0,32	0,60	1,91	3,26	2,80	0,35	1,88	2,33

Практично для всіх зразків обох серій процес відпалювання до 500 К приводить до покращання чутливості до магнітного поля систем Co/Ag/Pu. До того ж, збільшення величини  $S_B$  у процесі відпалювання до 500 К для систем обох серій із  $d_{Ag} = 3$  нм виявилось більш істотним (практично в 5 разів) порівняно з іншими зразками. Максимальне значення чутливості в цьому разі становило 8,40 %/Тл. Характер зміни  $S_B$  у процесі відпалювання прямо пов'язаний як зі змінами у вигляді польових залежностей, так і величини МО, які так само спричинюються змінами в структурно-фазовому стані досліджуваних зразків.

Уцілому аналіз структурно-фазового стану, МО, величини  $B_c$  та  $S_B$  досліджуваних систем дозволяє зробити висновок, що вони залежно від товщини немагнітного шару та режиму термооброблення можуть задовольняти вимоги, які висувають як до датчиків із високою швидкістю реагування на зміну магнітного потоку, так і при створенні стабільних датчиків, основною функцією яких є детектування слабких магнітних полів. Виключити вплив високої температури на робочі характеристики можна, використовуючи термооброблені зразки.

### **3.5 Температурна стабільність магнітних характеристик**

Магнітні характеристики псевдоспін-вентильних систем на основі Pu, Co, Ag досліджували на прикладі структури Pu(25)/Ag( $d_{Ag}$ )/Co(35)/П ( $d_{Ag} = 15, 17, 20, 23$  нм), сформованої на кремнієвих підкладках із природним шаром SiO. Як бачимо з рисунка 3.17 а, на якому подані польові залежності нормованого гістерезису  $M/M_s$  для вищезазначених зразків після конденсації, процес перемагнічування верхнього шару Pu та нижнього шару Co

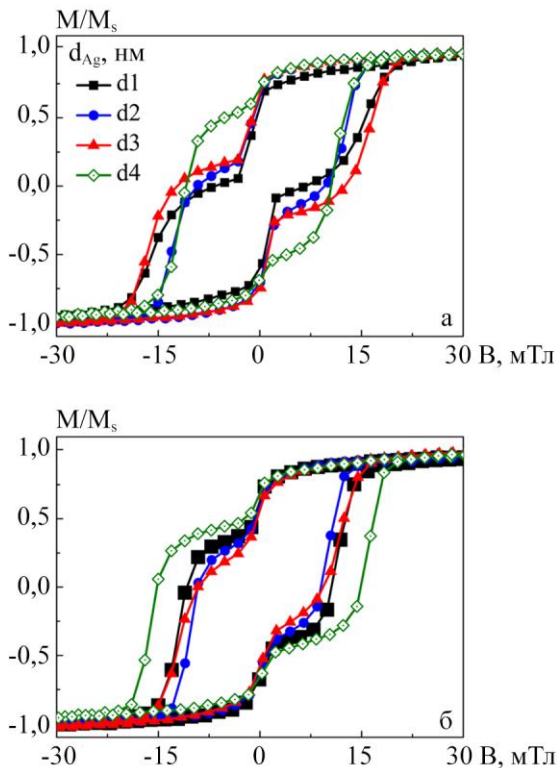


Рисунок 3.17 – Нормований гістерезис  $M/M_s$  для свіжосконденсованих (а) та відпалених до 750 К (б) псевдо-спін-вентельних систем  $Pu(25)/Ag(d_{Ag})/Co(35)/\Pi$  при орієнтації ліній магнітної індукції паралельно площині зразка, де  $d_{Ag}$ : d1 – d4 і дорівнює 15, 17, 20 and 23 нм відповідно

можна легко розрізнити, оскільки ці феромагнітні матеріали характеризуються різними за величиною намагніченістю насичення та коерцитивною силою [7, 56]. У результаті цього залежності  $M/M_s(B)$  мають сходинко-подібну форму, що є результатом почергового,

незалежного перемагнічування верхнього шару Ru в діапазоні полів 1–2 мТ, який характеризується більш низьким значенням коерцитивності, та нижнього шару Co в діапазоні полів 13–17 мТ, який відповідно, характеризується більшим значенням коерцитивності. Величина поля, за якій відбувається процес перемагнічування, як бачимо з рисунка 3.17, залежить від товщини немагнітного прошарку. Перший крок перемагнічування має меншу амплітуду, ніж другий. Це свідчить про те, що верхній шар Ru з більшим загальним магнітним моментом ( $M_s = 0,8 \cdot 10^6$  А/м) – магнітом'який порівняно з нижнім шаром Co, намагніченість насичення якого становить  $1,4 \cdot 10^6$  А/м. Зауважимо, що ширина петель магнітного гістерезису залежить від товщини шару срібла, внаслідок зміни характеру обмінної взаємодії між магнітними шарами. Нами було встановлено, що за  $d_{Ag} = 23$  нм петлі магнітного гістерезису стають ширшими,

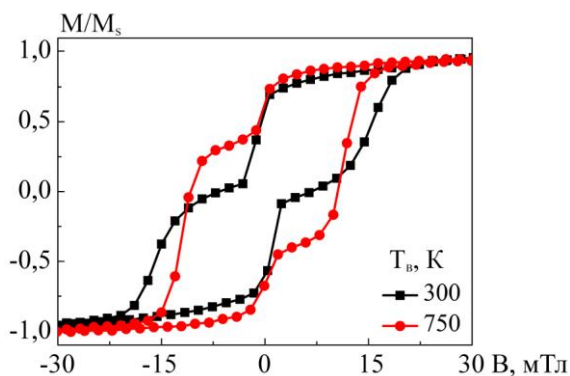


Рисунок 3.18 – Нормований гістерезис  $M/M_s$  для псевдоспін-вентильної систем Ru(25)/Ag(15)/Co(35)/П до (а) та після термовідпалювання до 750 К (б) за орієнтації ліній магнітної індукції паралельно площині зразка

оскільки сила міжшарової взаємодія між шарами Ру та Со зменшується.

Процес термовідпалювання істотно не змінює форму петель магнітного гістерезису (рис. 3.17 б). Максимальна величина намагніченості не перевищує 30 мТ, водночас зберігається сходинкоподібна форма сигналу за зміни величини поля, яка, як і для невідпалених систем, відповідає почерговому перемагнічуванню магнітом'якого (Ру) і магнітожорсткого (Со) шарів. Більш наглядно зміна характеру польових залежностей нормованої намагніченості у процесі термовідпалювання представлено на рисунку 3.18 на прикладі зразка Ру(25)/Ag(15)/Со(35)/П.

## Висновки

1. Аналіз структурно-фазового стану тришарових зразків I (Со(5)/Ag( $d_{Ag}$ )/Ру(30)) та II (Со(30)/Ag( $d_{Ag}$ )/Ру(5)) серій зазначив, що незалежно від товщини шару Ag після конденсації системи мають трифазний склад ГЦК-Ag+ГЦК-Ni<sub>3</sub>Fe+ГЦП-Со з параметрами 0,408; 0,351; і 0,250 нм відповідно. Після відпалювання до  $T_B = 750$  К у структурах обох серій відбувається утворення неупорядкованого т. р. Ag(Со) з обмеженою розчинністю компонент ( $\bar{a}$  (т. р. Ag(Со)) = 0,406 нм для першої та 0,405 нм для другої серії) та збільшення параметра ґратки ГЦК-Ni<sub>3</sub>Fe до  $\bar{a} = 0,352$  та 0,353 нм відповідно для I та II серій.

2. Показано, що в системах проявляються два типи АМО: при переході від поперечної до поздовжньої (польові залежності змінюють знак на протилежний) та при переході до перпендикулярної геометрії (змінюється форма петлі, проявляються два максимуми, що відповідають почерговому перемагнічуванню феромагнітних шарів).

3. Максимальні значення МО становили 0,36 % у перпендикулярній орієнтації для Co(5)/Ag(6)/Py(30)/П та 0,22 % для Co(30)/Ag(12)/Py(5)/П за поперечної орієнтації магнітного поля. Найбільшого зростання щодо величини МО під час термооброблення одержали для системи (5)/Ag(15)/Py(30)/П за паралельної орієнтації магнітного поля (1,11 %, утричі більше, ніж у свіжосконденсованого зразка).

4. Установлено, що найбільш стабільним із точки зору впливу температурного фактора на величину  $B_c$  виявилися системи Co(5)/Ag(6)/Py(30)/П та Co(30)/Ag(6)/Py(5)/П, для яких  $B_c$  змінюється в межах 7–10 та 7–17 мТ відповідно.

5. Максимальна  $S_V$  у зразках до відпалювання становила 5,21 %/Гл. Збільшення величини  $S_V$  у процесі термовідпалювання до 500 К для систем обох серій із  $d_{Ag} = 3$  нм виявилось більш істотним (практично в 5 разів) порівняно з іншими зразками.

6. Залежності  $M/M_s(B)$  псевдоспін-вентильних систем на основі Py, Co та Ag характеризуються достатньо високою температурною стабільністю магнітних характеристик під час відпалювання в температурному інтервалі 300–750 К, що дає перспективу їх використання як чутливих елементів електронних і сенсорних приладів.

### Список літератури до розділу 3

1. Bas J. A. Sintered soft magnetic materials. Properties and applications / J. A. Bas, J. A. Calero, M. J. Dougan // J. Magn. Magn. Mater. – 2003. – Vol. 254–255. – P.391.
2. Ripka P. Sensors based on bulk soft magnetic materials: Advances and challenges / P. Ripka // J. Magn. Magn. Mater. – 2008. – Vol. 320. – P. 2466.



3. The use of soft magnetic composite materials in synchronous electric motor // A. Hamler, V. Gorican, B. Sustarsic, A. Sirc // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2006. – Vol. 304. – P. e816.
4. O’Handley R. *Modern Magnetic Materials* / R. O’Handley. – Wiley : New York, 2000. – 768 p.
5. Cullity B. D. *Introduction to Magnetic Materials* / B. D. Cullity, C. D. Graham. – John Wiley & Sons, Inc., Hoboken : NJ. – 2009.
6. Structural, magnetic, and transport properties of Permalloy for spintronic experiments / G. Nahrwold, J. M. Scholtyssek, S. Motl-Ziegler, et al. // *J. Appl. Phys.* – 2010. – Vol. 108 – P. 013907.
7. Parkin S. S. P. *Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory* / S. S. P. Parkin, M. Hayashi, L. Thomas // *Science.* – 2008. – Vol. 320. – P. 190–194.
8. Kong L. Magnetotransport and domain structures in nanoscale NiFe/Cu/Co spin-valve / L. Kong, Q. Pan, B. Cui et al. // *J. Appl. Phys.* – 1999. – Vol. 85, No. 8. – P. 5492.
9. Jiang Y. [Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>/Cu/Co/Cu] spin-valve multilayers electrodeposited on NiFe buffer layers / Y. Jiang, S. Yao, W. Zhang // *Thin Solid Films.* – 2008. – Vol. 516. – P. 3210.
10. Dou L. *Bayesian Inference Theory Applied to Hyperfine Field Distribution Extraction* / L. Dou, R. J. W. Hodgson, D. G. Rancourt // *Phys. Canada.* – 1995. – Vol. 45. – P. 3.
11. Structure and magnetic properties of thin permalloy films near the “transcritical” state / A. V. Svalov, I. R. Aseguinolaza, A. Garcia-Arribas et al. // *IEEE Trans. Magn.* – 2010. – Vol. 46. – P. 333–336.
12. In-situ magnetic deposition field effect on sheet resistance of Permalloy films / S. U. Jen, T. C. Wu, C. M. Wong et al. // *Thin Solid Films.* – 2007. – Vol. 515. – P. 7382.
13. Induced magnetic anisotropy and strain in permalloy films deposited under magnetic field / E. B. Park, S.-U. Jang, J.-

- H. Kim et al. // *Thin Solid Films*. – 2012. – Vol. 520. – P. 5981.
14. An ab-initio theoretical investigation of the soft-magnetic properties of permalloys / S. Ostanina, J. B. Stauntona, S. S. A. Razee et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2005. – Vol. 295. – P. 110.
  15. Waeckerle T. To a phenomenological modeling of permalloy behavior / T. Waeckerle, H. Fraisse // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2000. – Vol. 215–216. – P.184.
  16. Volmer M. Micromagnetic simulation of hysteresis curves for Permalloy based thin films / M. Volmer, J. Neamtu // *J. Optoelectr. Advanc. Mater.* – 2007. – Vol. 9, No 4. – P. 1147–1150.
  17. Magnetic domain structures in ultrathin  $\text{FexNi}(1-x)$  films on  $\text{Cu}(111)$ : Dependence on film thickness and stoichiometry / Y. Sato, T. F. Johnson, S. Chiang et al. // *J. Vac. Sci. Technol. A*. – 2004. – Vol. 22, No. 1. – P. 135.
  18. Tyschenko K. V. Nonlinear Effects in Piezoresistive Features of Fe and Ni Based Film Alloys / K. V. Tyschenko, I. Yu. Protsenko // *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.* – 2012. – Vol. 34, No. 7. – P. 907–917.
  19. Dependence of Magnetic Anisotropy and Magnetoresistance of  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ -Films on Annealing / T. Lorenz, A. Käufler, Y. Luo et al. // *Condensed Mater.* – 1999. – P. 9902222.
  20. Marita Y. Structural Characterization of Electrodeposited Nickel-Iron Alloy Films / Y. Marita, I. I. Yaacob // *Materials Science Forum*. – 2010. – Vol. 654–656. – P. 2430–2433.
  21. Magnetoresistive proeprties of spin-valve structures based on Co and Cu or Au / M. H. Demydenko, S. I. Protsenko, D. M. Kostyuk el al. // *J. Nano- Electron. Phys.* – 2011. – Vol. 3, No. 4. – P. 04008.

22. Диаграммы состояния двойных металлических систем : справочник : в 2 т. / общ. ред. Н. П. Лякишев. – Москва : Машиностроение, 1997.
23. Банных О. А. Диаграммы состояния двойных и многокомпонентных систем на основе железа / О. А. Банных, П. Б. Будберг, С. П. Алисова. – Москва : Металлургия, 1986.
24. Структура, електропровідність та гальваномангнітні властивості тонких плівок сплаву  $Fe_{0,5}Ni_{0,5}$  / В. Б. Лобода, В. О. Кравченко, Ю. О. Шкурдода, та ін. // Вісник СумДУ. Серія «Фізика, математика, механіка». – 2004. – Т. 8. – С. 115–123.
25. Textures and grain growth in nanocrystalline Fe–Ni alloys / J. H. Seo, J. K. Kim, T. H. Yim, Y. B. Park // Materials Sci. Forum. – 2005. – Vol. 475–479. – P. 3483–3488.
26. Bahrami A. H. The effect of Si addition on the microstructure and magnetic properties of Permalloy prepared by mechanical alloying method / A. H. Bahrami, S. Sharafi, H. Ahmadian Baghbaderani // Adv. Powder Technol. – 2013. – V.24. – P.235–241.
27. X-ray diffraction, microstructure, Mössbauer and magnetization studies of nanostructured Fe50Ni50 alloy prepared by mechanical alloying / A. Guittoum, A. Layadi, A. Bourzami et al. // J. Magn. Magn. Mater. – 2008. – Vol. 320. – P. 1385–1392.
28. Nukaga Y. Epitaxial Growth of Co Thin Films on MgO Single-Crystal Substrates / Y. Nukaga, M. Ohtake, O. Yabuhara, // J. Magn. Soc. Jpn. – 2010. – Vol. 34. – P.508–523.
29. Preparation of hcp-Ni(1120) epitaxial thin films on Au(100) single-crystal underlayers / M. Ohtake, T. Tanaka, K. Matsubara et al. // J. Physics: Conference Series. – 2010. – V. 200. – P. 0120151.

30. 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.
31. Тензо- и магниторезистивные свойствачувствительных элементов датчиков на основе пленочных систем Ag/Co и  $Ni_xFe_{1-x}$  / З. М. Макуха, О. В. Сынашенко, Я. Н. Литвиненко та ін. // *Сборник научных трудов SWorld Международной научно-практической конференции «Перспективные инновации в науке, образовании, производстве и транспорте 2012».* – 2012. – Т. 3. – С. 64–75.
32. Magnetism and Magnetoresistance in NiFe/Bi/NiFe Films / K. G. Patrin, V. Yu. Yakovchuk, G. S. Patrin // *Solid State Phenomena.* – 2012. – Vol. 190. – P. 439–442.
33. McGuire T. R. Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys / T. R. McGuire, R. I. Potter // *IEEE Transact. Magn.* – 1975. – Vol. 11, No. 4. – P.1018–1038.
34. O’Handley R. *Modern Magn. Mater.* / R. O’Handley. – Wiley : New York, 2000.
35. Influence of easy magnetization axis orientation on magnetization reversal in permalloy strips / D. H. Kim T.-J. Hwang, K.-S. Ryu, S. C. Shin // *Phys. Stat. Sol.* – 2008. – Vol.5, No. 1. – P. 405.
36. Influence of third elements on the anisotropic magnetoresistance in permalloy films / H. Nagura, K. Saito, K. Takanashi et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2000. – Vol. 212. – P. 53.
37. Miyazaki T. Dependence of magnetoresistance on thickness and substrate temperature for 82Ni-Fe alloy film / T. Miyazaki, T. Ajima, F. Sato // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1989. – Vol. 81. – P. 86.
38. Effect of magnetic field on electrode reactions and properties of electrodeposited NiFe films / I. Tabakovic, S.

- Riemer, V. Vas'ko et al. // *J. Electrochem. Soc.* – 2003. – V.150, No 9. – P.635.
39. Comparison of the soft magnetic properties of permalloy and conetic thin films / J.-G. Choi, D.-G. Hwang, J.-R. Rhee et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2010. – Vol. 322. – P. 2191.
40. Магниторезистивные и магнитные свойства мультислойных структур Co/Cu с переменным числом бислоев / С. Т. Рощенко, А. Г. Равлик, И. Г. Шипкова, А. Ю. Золотарев // *ФММ.* – 2000. – Т. 90, № 3. – С. 58–64.
41. Soft magnetic properties of NiFe compacted powder alloys / D. Oleksakova, S. Roth, P. Kollar et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2006. – Vol. 304. – P. e730.
42. Quadratic magneto-optical effects in two-dimensional permalloy particles investigated by scanning X-ray microscopy / S. A. Nepijko, O. V. Pylypenko, L. V. Odnodvoretz et al. // *Applied Physics A.* – Vol. 111, No. 2. – P. 557–561.
43. Luo C. Investigations of magnetic properties of Tb-doped Ni<sub>78</sub>Fe<sub>22</sub> thin films / C. Luo, L. Sun, Y. Zhang // *Phys. Status Solidi C.* – 2012. – Vol. 9, No. 1. – P. 81–84.
44. Schneeweissa O. Nanocrystalline Fe–Ni and Fe–Co samples prepared by powder processing / O. Schneeweissa, B. Davida, T. Zaka // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2007. – Vol. 310. – P. e858.
45. Dorf R. C. Ed. *Electrical Engineering Handbook* / R. C. Dorf. – CRC Press : Boca Raton : FL, 1993.
46. Chen C. W. *Magnetism and Metallurgy of Soft Magnetic Materials* / C. W. Chen. – North-Holland, Amsterdam, 1977.
47. Проценко І. Ю. Технологія одержання і застосування плівкових матеріалів : навчальний посібник /

- І. Ю. Проценко, Н. І. Шумакова. – Суми : Вид-во СумДУ, 2008. – 198 с.
48. Горелик С. С. Рентгенографический и электронографический анализ металлов / С. С. Горелик, Л. Н. Расторгуев, Ю. А. Скаков. – Москва : ГНТИ, 1963. – 126 с.
49. Gaşior W. Heat of formation of FeNi<sub>70</sub>, FeNi<sub>73.5</sub> and FeNi<sub>80</sub> ordered alloys from the homogenous region of the FeNi<sub>3</sub> phase / W. Gaşior, Z. Moser, A. Dębski // J. Alloys Compd. – 2009. – Vol. 487, No. 1–2. – P. 132–137.
50. Чешко І. В. Формування метастабільних твердих розчинів у плівкових системах на основі Co, Cu, Ag, Au / І. В. Чешко, І. Ю. Проценко // Металлофиз. новейшие технол. – 2009. – Т. 31, № 7. – С. 963–967.
51. Вонсовский С. В. Магнетизм / С. В. Вонсовский. – Москва : Наука, 1971. – 1032 с.
52. Болеста І. М. Фізика твердого тіла / І. М. Болеста. – Львів : ЛНУ ім. І. Франка, 2003. – 478 с.
53. Касаткин С. И. Спинтронные магниторезистивные элементы и приборы на их основе / С. И. Касаткин, Н. П. Васильева, А. М. Муравьев. – Москва : Электронинформ, 2005. – 168 с.
54. Лобода В. Б. Магнитосопротивление трёхслойных плёнок Ni(Fe)/Cu(Ag)/Co / В. Б. Лобода, Ю. А. Шкурдода, В. А. Кравченко // Вісник СумДУ. Серія «Фізика, математика, механіка». – 2007. – № 2. – С. 67–73.
55. Influence of quantum effects on giant magnetoresistance for multilayer structures / X. H. Zeng, H. X. Chen, X. L. Xu et al. // J. Appl. Phys. – 2003. – Vol. 94, No. 1. – P. 507–513.
56. Structural-phase state, magnetoresistive and magnetic properties of permalloy films / Іа. М. Lytvynenko, І. М. Pazukha, О. V. Pylypenko et. al // Metallofiz. Noveishie Tekhnol. – 2015. – Vol. 37. – P. 1377–1393.

## РОЗДІЛ 4

# СИМЕТРИЧНІ ТА НЕСИМЕТРИЧНІ ПСЕВДОСПІН- ВЕНТИЛЬНІ СТРУКТУРИ $\text{Co/Cu/Fe}_x\text{Ni}_{1-x}/\text{Cu/Co}$ ТА ЇХ ВЛАСТИВОСТІ

### Вступ

Розвиток сучасної наноелектроніки та спінтроніки пов'язаний з успіхами технології виробництва нових функціональних матеріалів і формуванням на їх основі сенсорів різного функціонального призначення, різних типів електронної пам'яті та інших пристроїв. Для забезпечення постійно зростаючих потреб сучасної науки і техніки потрібні пристрої з покращеними експлуатаційними характеристиками. Серед основних вимог до сучасних електронних пристроїв можна відзначити: мініатюрність, механічну міцність, часову та температурну стабільність, багатофункціональність, простоту в застосуванні, мінімальне енергоспоживання. Забезпечення розглянутих вимог визначається використанням нових функціональних плівкових матеріалів. До таких матеріалів необхідно віднести й симетричні (подвійні) псевдоспін-вентильні структури на основі феромагнітних і немагнітних металів зі спін-залежним розсіюванням електронів провідності [1-3].

У зв'язку з цим зупинимося спочатку на особливостях магніторезистивних властивостей псевдо спін-вентильних (несиметричних) структур, які є основою для створення згаданих функціональних матеріалів.

#### 4.1 Псевдо спін-вентильні структури $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}/\text{Cu}(\text{Ag})/\text{Co}/\text{П}$

Антипаралельна конфігурація намагніченостей сусідніх феромагнітних шарів у надрешітках (багатошарові структури з обмінною взаємодією між магнітними шарами) досягається за рахунок наявності антиферомагнітного зв'язку між феромагнітними шарами через немагнітний прошарок. Але наявність сильного антиферомагнітного зв'язку не необхідна умова отримання ефекту ГМО. Так, у праці [1, 4] були розглянуті багатошарові системи, в яких антипаралельна конфігурація намагніченостей сусідніх феромагнітних шарів досягається, якщо як феромагнітні шари використовувати два феромагнетика з різною величиною коерцитивної сили. Тут антипаралельна конфігурація досягається за значень зовнішнього магнітного поля, величина якого знаходиться між коерцитивними силами різних феромагнітних шарів. Така ситуація реалізується в тришарових структурах  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Co}/\text{П}$ . Розглянемо результати експериментальних досліджень тришарової асиметричної системи  $\text{Fe}_{0,5}\text{Ni}_{0,5}/\text{Cu}(\text{Ag})/\text{Co}$ .

Для всіх досліджуваних невідпалених плівок  $\text{Fe}_{0,5}\text{Ni}_{0,5}/\text{Cu}/\text{Co}$  з  $d_{\text{Cu}} < 2$  нм і  $\text{FeNi}/\text{Ag}/\text{Co}$  з  $d_{\text{Ag}} < 3$  нм спостерігається анізотропний магнітоопір. Наявність АМО за малих товщин прошарків пояснюється відсутністю неперервності немагнітних прошарків, унаслідок чого виникає досить сильний прямий зв'язок магнітних шарів. Така взаємодія перешкоджає роздільному перемагнічуванню шарів, а отже не приводить до виникнення ГМО.

Для невідпалених зразків із  $d_{\text{Cu}} = 2\text{--}10$  нм і  $d_{\text{Ag}} = 3\text{--}10$  нм спостерігається лише зменшення електроопору при внесенні зразків у магнітне поле незалежно від його



напрямку (рис. 4.1). Величина МО для цих плівок становить 0,2–0,5 %. Але для плівок із  $d_{\text{Ag}} = 3\text{--}5$  нм величина МО залишається меншою ніж 0,1 %.

Необхідно зазначити, що для невідпалених систем  $\text{Fe}_{0,5}\text{Ni}_{0,5}/\text{Cu}(\text{Ag})/\text{Co}$  ( $d_{\text{Cu}(\text{Ag})} = 4\text{--}6$  нм) спостерігається горизонтальна ділянка на магніторезистивній петлі (рис. 4.1 а) в інтервалі зовнішнього магнітного поля від 3 до 8 мТл. Цей факт свідчить про роздільне перемагнічування шарів.

Зміна опору структури відбувається за зміни взаємної орієнтації намагніченості магнітом'якого ( $\text{Fe}_{0,5}\text{Ni}_{0,5}$ ) та магнітожорсткого (Co) шарів, тобто реалізується ефект ГМО. Різкі зміни величини МО, що спостерігаються на магніторезистивній петлі, відповідають роздільному перемагнічуванню магнітом'якого та магнітожорсткого шарів, які відбуваються в інтервалах полів 1–3 та 7–10 мТл відповідно. На рисунку 4.1 а показані залежності поздовжнього і поперечного МО для невідпаленої плівки з  $d_{\text{Cu}} = 5$  нм, одержані за кімнатної температури. У разі охолодження зразків до 100 К вид петель гістерезису магніторезистивного ефекту практично не змінюється. Спостерігається лише збільшення ефекту і зміщення горизонтальної ділянки на магніторезистивній петлі в область більш сильних полів. На рисунку 4.1 б подана частинна магніторезистивна петля, виміряна в полях, менших від поля перемагнічування магнітожорсткого шару (в діапазоні полів від  $-5$  до  $+5$  мТл). Вона дещо зміщена по осі полів відносно значення  $H = 0$ , що є наслідком взаємодії магнітожорсткого та магнітом'якого шарів через немагнітний прошарок. Аналогічні зсуви спостерігали автори [5] для спін-вентильних магніторезистивних структур на основі багатошарових плівок Co/Tb.

Для невідпалених зразків  $\text{FeNi}/\text{Cu}(\text{Ag})/\text{Co}$  із

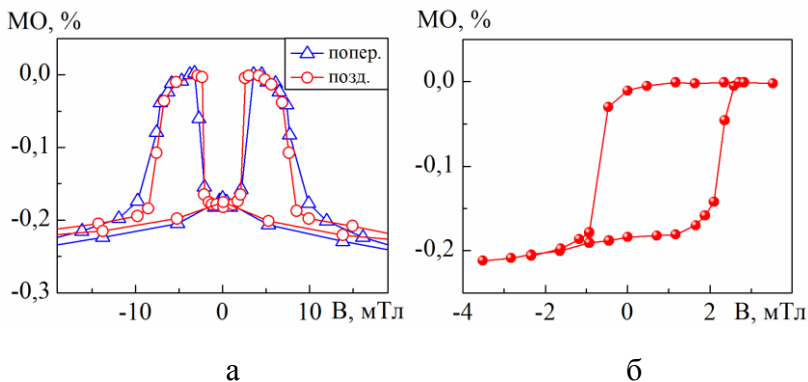


Рисунок 4.1 – Повна (а) та частинна (б) магніторезистивні петлі гістерезису для тришарової структури FeNi(30 нм)/Cu(5 нм)/Co(30 нм)/Пі. Температура вимірювання 300 К

$d_{\text{Cu,Ag}} = 6\text{--}10$  нм спостерігаються типові магніторезистивні петлі, характерні для симетричних тришарових систем (відсутня горизонтальна ділянка на петлі) [6].

#### 4.2 Вплив умов термооброблення на магніторезистивні властивості псевдоспін-вентильних структур

Для невідпалених зразків з  $d_{\text{Cu}} = 2\text{--}10$  нм спостерігаються характерні ознаки гігантського магнітоопору (ізотропність польових залежностей МО). Величина МО за кімнатної температури для цих плівок становить 0,2–0,8 %, що значно більше ніж для невідпалених одношарових плівок Co (0,02–0,05 %) й сплаву FeNi (0,05–0,1 %).

Як відзначалося вище, для невідпалених систем FeNi/Cu/Co з  $d_{\text{Cu}} = 4\text{--}6$  нм спостерігається горизонтальна

ділянка на магніторезистивній петлі. На рисунку 4.2 наведені магніторезистивні петлі гістерезису для невідпаленої та відпаленої за різних температур тришарової структури FeNi(30 нм)/Cu(5 нм)/Co(30 нм)/П. Відпалювання зразків з  $d_{\text{Cu}} = 4\text{--}6$  нм за  $T = 400$  К призводить до зміни форми магніторезистивної петлі й незначного зменшення  $(\Delta R/R_0)_{\text{max}}$ . Для зразків, відпалених за температури 400 К, на магніторезистивній петлі горизонтальна ділянка не спостерігається, залишається лише злам залежності поблизу піків. Очевидно це пов'язано з посиленням у процесі відпалювання прямого зв'язку магнітних шарів через немагнітний прошарок.

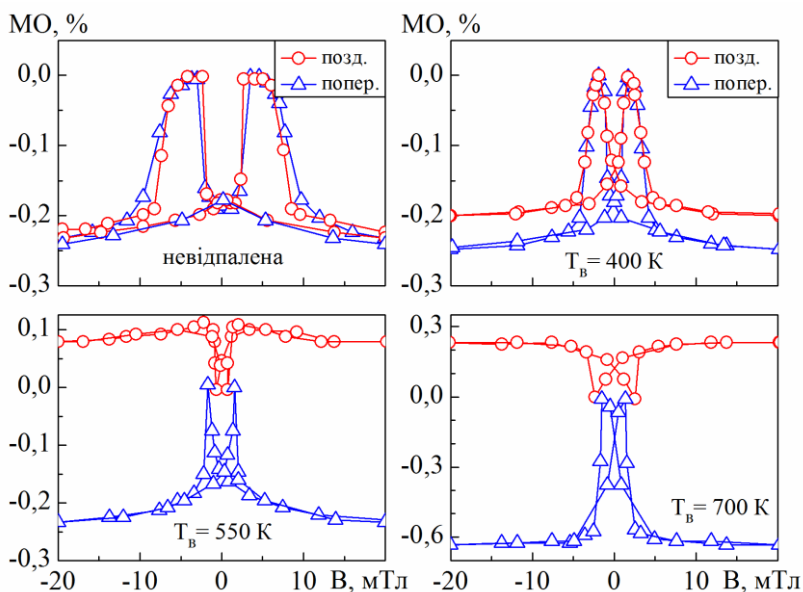


Рисунок 4.2 – Залежність поздовжнього ( $\parallel$ ) та поперечного ( $\perp$ ) МО від індукції магнітного поля для невідпалених та відпалених за різних температур тришарових плівок FeNi(30 нм)/Cu(5 нм)/Co(30 нм)/П

Відпалювання за  $T = 550$  К призводить до появи анізотропного магнітоопору (АМО) в цих зразках.

Дещо інша картина спостерігається для плівок із  $d_{\text{Cu}} = 7\text{--}15$  нм. Для невідпалених плівок спостерігаються петлі гістерезису, типові для симетричних багатощарових структур (наявність гострого піка). Відпалювання за  $T = 400$  К не зумовлює зміни виду магніторезистивних петель і величини МО. Для плівок, відпалених за температури 550 К, не спостерігається поява анізотропії МО, а величина поперечного МО зростає в 3–4 рази за незмінної величини поздовжнього. Лише після відпалювання за  $T = 700$  К спостерігається поява АМО.

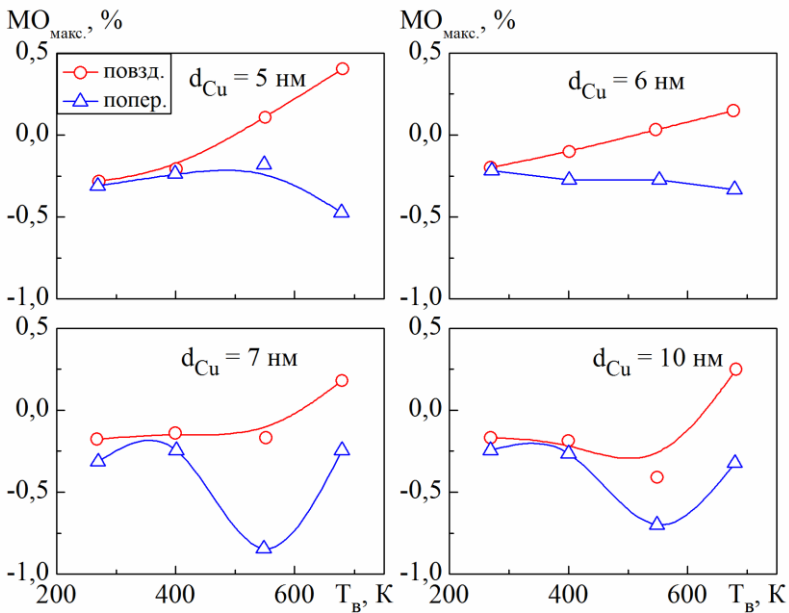


Рисунок 4.3 – Залежність величини поздовжнього та поперечного МО  $(\Delta R/R_0)_{\text{макс}}$  від  $T_{\text{В}}$  для структури FeNi/Cu/Co з різними товщинами прошарку міді

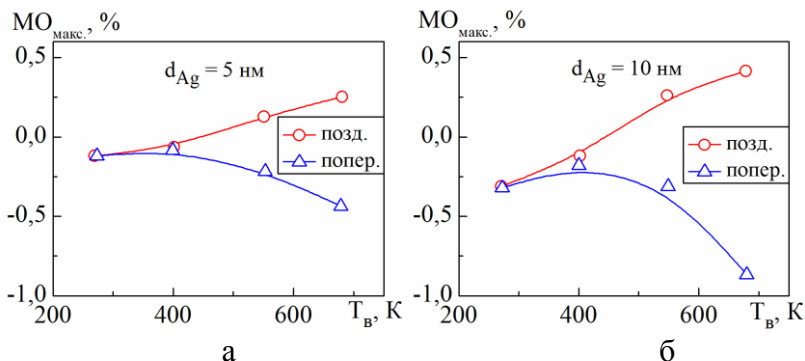


Рисунок 4.4 – Залежність величини поздовжнього та поперечного МО  $(\Delta R/R_0)_{\text{max}}$  від  $T_{\text{відп}}$  для структури FeNi/Ag/Co з різними товщинами прошарку срібла:  $d_{\text{Ag}} = 5$  (а) та 10 нм (б)

На рисунках 4.3 і 4.4 наведені залежності  $(\Delta R/R_0)_{\text{max}} = f(T_{\text{відп}})$  для поздовжнього і поперечного МО тришарових плівок FeNi/Cu(Ag)/Co з різними товщинами магнітних і немагнітних шарів. Як бачимо з рисунка 4.3, максимальне значення ГМО було одержано для плівок із мідним прошарком ( $d_{\text{Cu}} = 7$  нм), відпалених за  $T = 550$  К. Для плівок зі срібним прошарком під час відпалювання спостерігається лише зменшення МО із переходом в АМО (рис. 4.4).

Подальше відпалювання цих зразків призводить до відносно великого росту величини АМО (до 1 % за кімнатної температури). Основними причини зміни величини анізотропного магнітоопору після відпалювання є збільшення розмірів кристалітів та удосконалення кристалічної структури.

У результаті вивчення впливу температури відпалювання на магніторезистивний ефект встановлено, що для всіх тришарових плівок із анізотропним

характером магнітоопору величина МО збільшується в процесі відпалювання незалежно від виду прошарку. Величина ГМО у досліджуваних зразках по-різному залежить від температури відпалювання, залежно від виду і товщини як немагнітних, так і магнітних шарів. Для всіх досліджуваних тришарових плівок із вихідним ГМО фіксується незворотний перехід від ізотропного характеру магнітоопору до анізотропного в процесі відпалювання до 700 К.

### **4.3 Температурні та розмірні залежності магнітоопору**

Залежності  $(\Delta R/R_0)_{\max}(T)$  для невідпалених та відпалених тришарових плівок FeNi/Cu(Ag)/Co подані на рисунках 4.5 і 4.6. Для всіх досліджуваних як невідпалених, так і відпалених за різних температурах зразків спостерігається лише збільшення величини МО за зниження температури в усьому температурному інтервалі.

Зазвичай виділяють два основних внески в температурну залежність величини ГМО: маггонне розсіювання та непружне фононне розсіювання [7]. Внесок маггонного розсіювання в температурну залежність ГМО залежить від того, наскільки істотна температура Кюрі магнітного сплаву (елемента) відрізняється від кімнатної температури. Так для пермалоїв (особливо для  $\text{Fe}_{0,2}\text{Ni}_{0,8}$ ) маггонне розсіювання відіграє важливу роль. Необхідно зазначити, що фононне розсіювання не впливає на орієнтацію спіна електронів, хоча є спин-залежним внаслідок різної густини електронних станів на рівні Фермі для мажоритарної і міноритарної підзон. Фононне розсіювання зменшує потік електронів між феромагнітними шарами призводить до невеликого зменшення величини ГМО

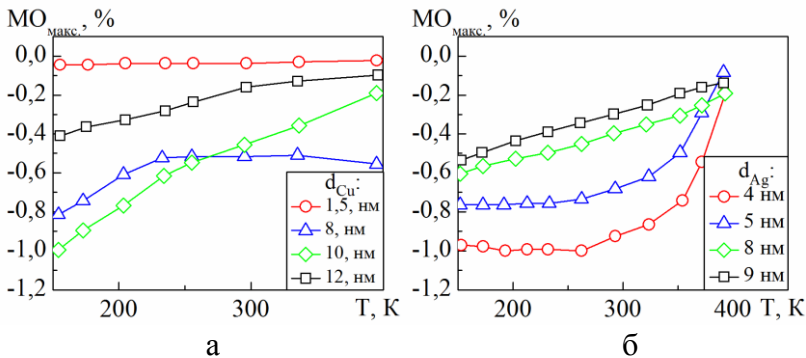


Рисунок 4.5 – Залежність поздовжнього  $(\Delta R/R_0)_{\max}$  від температури для свіжосконденсованих тришарових структур FeNi/Cu/Co (а) та FeNi/Ag/Co (б) з різною товщиною немагнітного прошарку

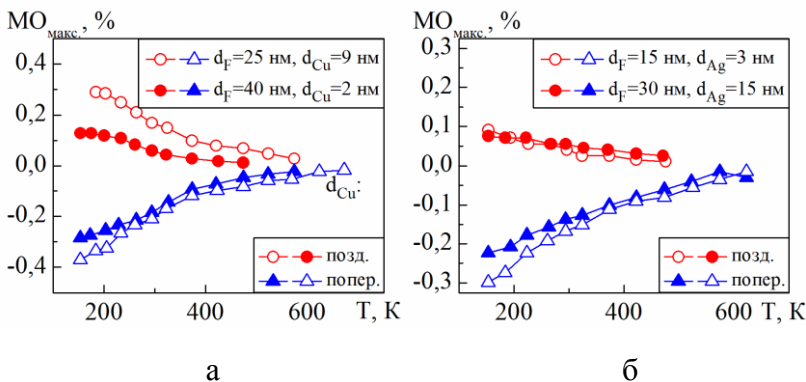


Рисунок 4.6 – Залежність поздовжнього (а) та поперечного (б)  $(\Delta R/R_0)_{\max}$  від температури для тришарових структур FeNi/Cu/Co (а) та FeNi/Ag/Co термостабілізованих за температури 700 К (б) з різною товщиною немагнітного прошарку

за збільшення температури від 100 до 300 К (10–20%).

Необхідно звернути увагу на порівняно великі значення величини анізотропного магнітоопору для відпалених за  $T_{\text{відп}} = 700$  К плівок FeNi/Ag/Co. Величина АМО для таких плівок з  $d_{\text{Ag}} = 10$  нм за  $T = 100$  К сягає 1,5 %. Аномальні температурні залежності (наявність максимуму на кривій  $(\Delta R/R_0)_{\text{max}}(T)$  за температури нижчій за кімнатну), які спостерігалися для систем Co/Cu(Ag)/Co, для цієї системи нами не були виявлені.

Одержані результати дослідження магніторезистивних властивостей для серій зразків із різними товщинами немагнітних прошарків показують, що величина ГМО значною мірою залежить від його товщини, особливо для відпалених плівок FeNi/Cu/Co (рис. 4.7). У структурах, які досліджені нами структурах область оптимальних товщин немагнітного прошарку становила 3–7 нм.

Наявність максимуму на розмірних залежностях ГМО обумовлена низкою причин. По-перше, зростання ГМО за збільшення товщини прошарку від 1 до 5 нм обумовлено зменшенням розмірів і кількості мікроотворів в прошарку і, як наслідок, зменшенням прямої взаємодії між магнітними шарами, що забезпечує можливість їх роздільного перемагнічування. Зміна магнітної конфігурації структури і забезпечує можливість реалізації ефекту ГМО. По-друге, подальше збільшення ефективної товщини немагнітного прошарку (від 7 до 15 нм) приводить до підсилення шунтування струму в ньому. По-третє – при збільшенні ефективної товщини прошарку зменшується кількість електронів, які проходять з одного феромагнітного шару в інший, і, як наслідок, зменшується величина ГМО. зазначені причини приводять до немонотонного ходу розмірної залежності ГМО [8, 9].



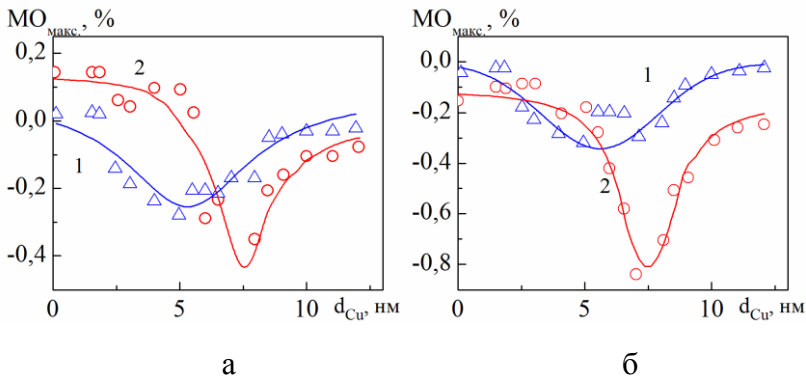


Рисунок 4.7 – Залежність величини поздовжнього (а) та поперечного (б) магнітоопору від товщини мідного прошарку для свіжосконденсованих (1) та відпалених за  $T_b = 550$  К (2) тришарових структур FeNi/Cu/Co

#### 4.4 Зв'язок магнітоопору з доменною структурою

Для встановлення зв'язку магнітоопору тришарових плівок зі зміною їх магнітної структури проведено дослідження [10] доменної структури плівок  $Fe_xNi_{1-x}/Cu/Co/P$  ( $x \cong 0,5$ ;  $x \cong 0,2$ ) та її зміни в процесі намагнічування зразка з одночасним вимірюванням магнітоопору плівок. Для спостереження доменної структури плівок застосовували магнітооптичний ефект Керра, що полягає в повороті на деякий кут  $\varphi$  площини поляризації плоскополяризованого світла, відбитого від поверхні намагніченого феромагнетика. За рахунок відмінностей у кутах повороту площини поляризації світла сусідніми доменами (залежно від орієнтації їх магнітних полів) після проходження відбитого світла через аналізатор спостерігається світловий контраст між областями з різною намагніченістю [11]. Необхідно

зазначити, що світловий контраст незначний, оскільки світло, відбите від поверхні плівки, не плоскополяризоване, а поляризоване еліптично. На рисунку 4.8 для ілюстрації подана петля магніторезистивного гістерезису та її зв'язок із доменною структурою верхнього шару свіжосконденсованої тришарової плівки  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Co}/\text{П}$  ( $x \cong 0,5$ ;  $d_F = 40$  нм;  $d_N = 5$  нм) з гігантським магнітоопором. У цьому разі в магнітному полі, спрямованому вздовж осі легкого намагнічування. За зменшенні магнітного поля до нуля феромагнітні шари плівки залишаються однодоменними і їх намагніченість не змінюється. У перший момент зростання поля, спрямованого протилежно полю, в якому намагнічувалася плівка, феромагнітні шари і надалі залишалися однодоменними, а магнітоопір змінювався неістотно.

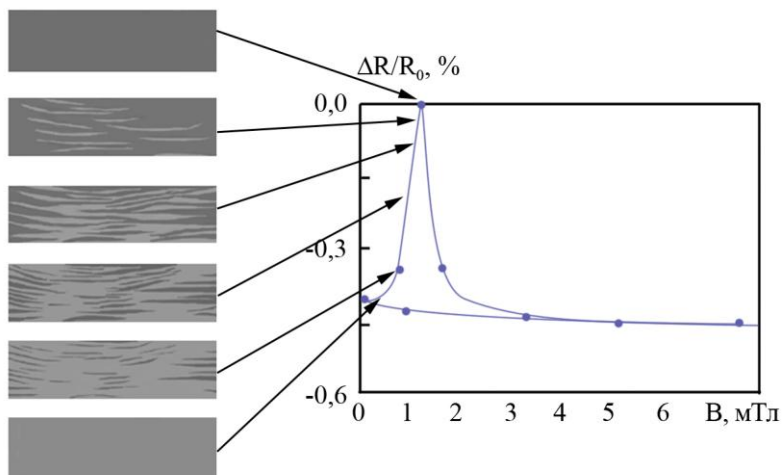


Рисунок 4.8 – Доменна структура та магніторезистивна петля свіжосконденсованої тришарової плівки  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Co}/\text{П}$  ( $x \cong 0,5$ ;  $d_F = 40$  нм;  $d_N = 5$  нм)

Потім, якщо магнітне поле стане достатньо сильним (близько 0,8 мТл), на краях і по всьому верхньому шарі відбувається поворот векторів намагніченості. У результаті утворюються невеликі домени у вигляді смуг. Домени, що утворилися, вигідно орієнтовані щодо напрямку зовнішнього магнітного поля. Із зростанням індукції магнітного поля їх вони розміри збільшуються. Тоді, навіть за невеликого збільшення магнітного поля триває різке зростання вигідно орієнтованих доменів за рахунок сусідніх. За подальшого збільшення магнітного поля відбувається «пробій» – швидке перемагнічування центральних областей. Електричний опір до того ж досягає максимального значення. Очевидно, що магнітні моменти в нижньому і верхньому магнітних шарах зорієнтовані антипаралельно (антипаралельна конфігурація). За подальшого збільшення індукції магнітного поля (більше ніж 1 мТл) спостерігається різке зменшення електроопору тришарової плівки у зв'язку з перемагнічуванням шару Со (перехід до паралельної конфігурації). У цих тришарових структурах магнітні шари Со і  $Fe_xNi_{1-x}$  перемагнічуються за дещо різних значень індукції магнітного поля. Необхідно зазначити, що ці значення близькі, адже на магніторезистивній петлі фіксується гострий пік.

На рисунку 4.9 наведена доменна структура та її зв'язок з петлею магніторезистивного гістерезису для відпаленої за температури 700 К тришарової плівки  $Fe_{0,5}Ni_{0,5}/Cu/Co/P$  ( $d_F = 40$  нм;  $d_N = 5$  нм). Необхідно зазначити, що для свіжосконденсованої плівки спостерігалася відсутність анізотропії магнітоопору (проміжний шар – структурно-суцільний), а після відпалювання за температури 700 К спостерігається анізотропний характер магнітоопору (відсутність структурно-суцільного прошарку).

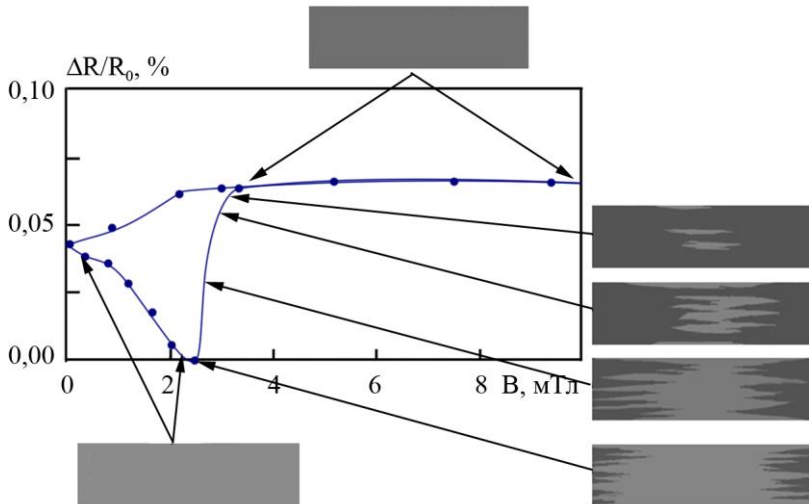


Рисунок 4.9 – Доменна структура та магніторезистивна петля відпаленої за температури 700 К тришарової плівки  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Co}/\text{П}$  ( $x \cong 0,5$ ;  $d_F = 40$  нм;  $d_N = 5$  нм)

Тому роздільне перемагнічування шарів у такій структурі неможливе, а плівку можна розглядати як одношарову товщиною  $2d_F$ . Доменна структура також повинна відрізнятися від структури, розглянутої для свіжосконденсованої плівки.

У перший момент зростання поля зворотного напрямку плівка залишається однодомною, але електричний опір зменшується. Потім, якщо індукція зовнішнього магнітного поля сягає 2,5 мТл, на краях плівки відбувається поворот векторів намагніченості й утворюються домени клиноподібної форми (зародки зворотної намагніченості). Одночас поздовжній магнітоопір досягає свого мінімуму. За подальшого збільшенні магнітного поля спостерігається збільшення

розмірів доменів в основному за рахунок зміщення їх меж. Електричний опір у цьому разі починає збільшуватися. Подальше навіть невелике збільшення індукції магнітного поля приводить до різкого зростання вигідно орієнтованих доменів за рахунок сусідніх, і вся плівка намагнічується в цьому напрямку. Польова залежність магнітоопору також досягає насичення. Необхідно зазначити, що процес перемагнічування плівки проходить у вигляді декількох стрибкоподібних зсувів доменних меж у вузькому інтервалі магнітних полів.

Отже, зазначені плівкові системи можуть бути використані як чутливі елементи сенсорів, оскільки їх магнітні параметри мають відносно широкі температурні і концентраційні інтервали стабільності.

#### **4.5 Симетрична псевдоспін-вентильна структура та її властивості**

Дослідження процесів фазоутворення та їх взаємозв'язку з електрофізичними і магніторезистивними властивостями для тришарових плівок зі спін-залежним розсіюванням електронів свідчать про те, що вони можуть бути використані як чутливі елементи магнітного поля. Результати комплексних досліджень властивостей та структурно-фазового стану симетричних плівкових систем та псевдоспін-вентильних структур на основі Co, Fe,  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}$  і Ag вказують на можливість розроблення на їх основі функціональних елементів із високостабільними робочими характеристиками в області підвищених температур.

На підставі узагальнення вищенаведених результатів дослідження тришарових плівкових структур і літературних джерел було запропоновано нову плівкову структуру та проведено дослідження її електрофізичних і

магніторезистивних властивостей.

Враховуючи особливість спін-вентильних структур, яка полягає в тому, що для отримання потрібної конфігурації намагніченості використовується неосцилювальна обмінна взаємодія, а зовнішнє магнітне поле (див., наприклад, [12–15]), запропонували подвійну (симетричну) псевдоспін-вентильну структуру, схематичне зображення якої наведено на рисунку 4.10. Особливістю цієї структури є наявність одного магнітом'якого шару, розміщеного між двома магнітожорсткими шарами. Наявність двох немагнітних шарів забезпечує незалежне перемагнічування магнітом'якого шару і, як наслідок, зміни магнітної конфігурації структури.

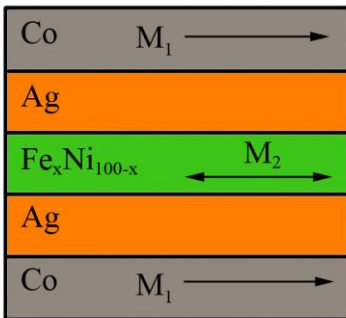


Рисунок 4.10 – Схематичне зображення подвійної (симетричної) «псевдоспін-вентильної» структури як чутливого елемента

Після узагальнення результатів досліджень магніторезистивного ефекту в тришарових плівках в умовах впливу температури (інтервал термоброблення, температура підкладки, температура вимірювання) та магнітного поля були вибрані як магнітожорсткі шари – Co ( $d_{F1} = 20\text{--}40$  нм), магнітом'якого – сплав  $Fe_xNi_{1-x}$  ( $x \cong 0,5$ ;  $d_{F2} = 20\text{--}40$  нм) та в якості немагнітного прошарку – Ag ( $d_N = 5\text{--}10$  нм). Такий вибір металів забезпечує запропонованій структурі дві основні переваги: високу

чутливість навіть до незначних змін зовнішнього магнітного поля та високу термостабільність.

Зазначимо, що польові залежності магнітоопору в магнітних полях із максимальною індукцією  $B = 20\text{--}100$  мТл псевдоспін-вентильної структури  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Co}$  ( $x \cong 0,5$ ) (в, г) ( $d_F = 30$  нм,  $d_N = 5$  нм) мають ізотропний характер (реалізується спін-залежне розсіювання електронів) та аналогічні тришаровим псевдоспін-вентельним структурам (рис. 4.11).

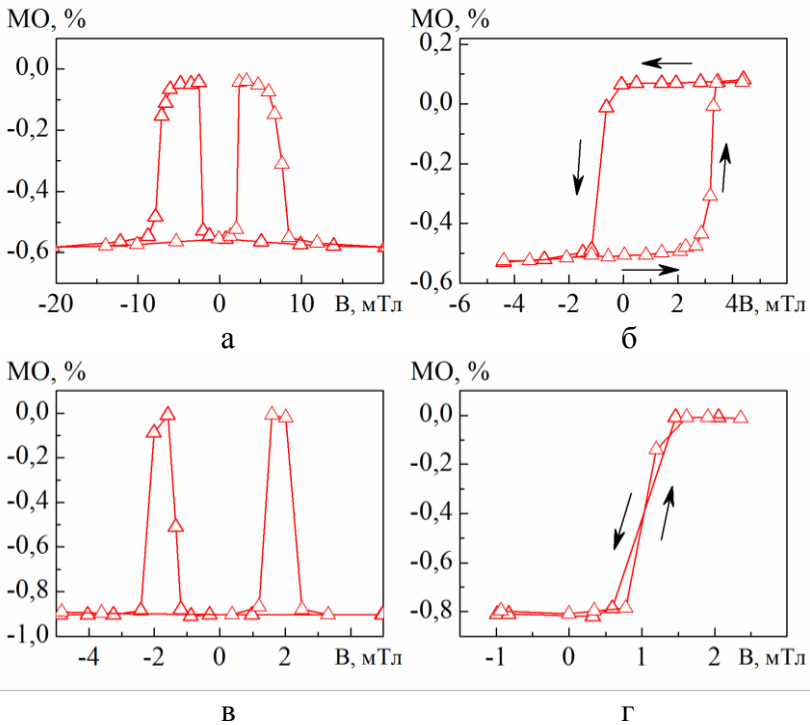


Рисунок 4.11 – Повні (а, в) та частинні (б, г) магніторезистивні петлі для псевдоспін-вентильної структури  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Co}$  ( $x \cong 0,5$ ) (а, б) та подвійної псевдоспін-вентильної структури  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}/\text{Cu}/\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co}$  (в, г)

Особливий інтерес викликає частинна магніторезистивна петля, виміряна в полях, менших за поле перемагнічування магнітожорстких шарів (виміряна в діапазоні полів 0 до 3 мТл). У цьому разі залежність МО від індукції магнітного поля має практично безгістерезисний характер, що може бути наслідком взаємодії магнітожорстких та магнітом'якого шарів через немагнітні прошарки (рис. 4.11 г). Величина ізотропного магнітоопору до того ж істотно не відрізняється від МО у разі повної петлі магніторезистивного гістерезису і становить величину 1–1,5 %. Це забезпечує чутливість до магнітного поля на рівні 80–90 %/Тл.

Другою перевагою запропонованої структури є збільшення температурної стабільності. Збільшення кількості інтерфейсів призводить і до незначного збільшення величини ізотропного МО. Це дає можливість збільшувати товщину немагнітних прошарків до 10 нм, зберігаючи амплітуду магніторезистивного ефекту близько 1 %. Збільшення товщини прошарків дозволяє також підвищити температуру термомагнітного оброблення до 550 К зі збереженням індивідуальності всіх шарів, що дозволяє розширити і діапазон робочих температур відповідних елементів.

Таким чином, усе вищесказане свідчить про те, що запропоновані подвійні псевдоспін-вентильні структури можуть бути використані для виготовлення чутливих елементів датчиків магнітного поля та середовища для запису інформації.

#### **4.6 Чутливість магнітоопору плівкових зразків до магнітного поля**

Аналіз літературних даних (див., наприклад, [16]) та низка експериментальних даних засвідчує, що більшість



тонкоплівкових матеріалів, навіть із ГМО, не дозволяють значною мірою підвищити чутливість ефекту до магнітного поля: порівняно великі значення МО таких матеріалів досягаються в досить сильному магнітному полі. Наприклад, величина амплітуди ГМО багат шарової плівки Co/Cu близько 60 % реалізується в магнітному полі індукцією 0,2 Тл [8]. Чутливість виготовленого із такого матеріалу магніторезистивного елемента не більше за 0,4 %/Тл, що на порядок менше, ніж для традиційних магніторезистивних елементів. Оскільки чутливість багат шарових систем істотно збільшується за зменшення антиферромагнітної взаємодії між магнітними шарами, то існує значна кількість різних способів послаблення антиферромагнітної взаємодії. Найбільш простий із них реалізується за рахунок збільшення товщини немагнітного прошарку. Так, за товщини близько 2,1 нм (другий антиферромагнітний максимум) напруженість магнітного поля насичення для багат шарових зразків Co/Cu зменшується до 40 мТл, тобто у 5 разів. Відповідно у стільки ж разів підвищиться і чутливість.

При виборі плівкової системи як елементна база мікроелектроніки важливу роль, крім МО, відіграє ще й величина поля насичення  $B_S$ . Найменші значення  $B_S$  досягаються в спін-вентильних структурах за рахунок різниці величини коерцитивної сили магнітних шарів, різної товщини шарів або виготовленням із шарів різних матеріалів [16]. На величину поля насичення плівкових зразків значною мірою впливає термооброблення – потрібно враховувати зміну МО під час відпалювання, яка може бути також досить значною. Тому в працях, присвячених застосуванню ГМО – структур у сенсорній техніці (див., наприклад, [17]), вводиться поняття чутливості  $S_B$  плівкової системи до магнітного поля.

Основною перевагою досліджуваних структур є

низькі поля насичення і, як наслідок, висока чутливість до зміни магнітного поля, що є важливим під час використання спін-вентильних структур у пристроях для запису і зчитування інформації. Так, для систем  $\text{Co/Cu/Fe}_x\text{Ni}_{1-x}$  поля насичення складають величину до 10 мТл, що зумовлює незначне зменшення чутливості  $S_B = 40\text{--}70\ \%/ \text{Тл}$  [18–20].

Для невідпалених систем  $\text{Co/Cu/Fe}$  із товщиною немагнітного прошарку  $d_N < 10$  нм величина чутливості МО до магнітного поля становить 20–40%/Тл і поступово зменшується під час відпалювання за температур 400, 550 та 700 К. Для цих плівок із  $d_N > 10$  нм (чутливість близько 5–10%/Тл для свіжосконденсованих зразків) відпалювання призводить до незначного зростання чутливості.

Дані про чутливість магнітоопору систем досліджених наведені в таблиці 5.1.

Як підсумок зазначимо, що відносно великі значення  $S_B$  у досліджуваних плівкових системах спостерігаються завдяки малим полям насичення  $B_S$ . Отже, плівкові системи на основі сплаву  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}$ ,  $\text{Co}$  та  $\text{Cu}$  є перспективними для створення чутливих елементів різноманітних сенсорів.

## Висновки

1. Для свіжосконденсованих плівкових систем  $\text{FeNi/Cu(Ag)/Co}$  із  $d_{\text{Cu,Ag}} = 6\text{--}10$  нм спостерігаються ізотропні польові залежності, характерні для структур зі спін-залежним розсіюванням носіїв заряду. До того ж амплітуда ізотропного магнітоопору за кімнатної температури сягає 1 %.

2. Установлено, що для всіх структур з анізотропним характером магнітоопору величина МО

Таблиця 4.1 – Чутливість магнітоопору до магнітного поля  $S_B$  плівкових зразків у свіжосконденсованому та відпаленому за різних температур станах

Зразок	$d_F$ , нм	$d_N$ , нм	$S_B$ , %/Тл			
			300 К	400 К	550 К	700 К
Co/Cu/Fe <sub>80</sub> Ni <sub>20</sub>	30	5	60	65	15	25
Co/Cu/ Fe <sub>80</sub> Ni <sub>20</sub>	40	5	75	80	20	20
Co/Cu/Fe <sub>80</sub> Ni <sub>20</sub>	40	10	30	35	10	15
Co/Cu/Fe <sub>60</sub> Ni <sub>40</sub>	25	5	45	47	15	17
Co/Cu/Fe <sub>60</sub> Ni <sub>40</sub>	35	5	55	50	15	20
Co/Cu/Fe <sub>60</sub> Ni <sub>40</sub>	35	10	35	37	5	7
Co/Cu/Fe <sub>20</sub> Ni <sub>80</sub>	30	5	70	75	20	35
Co/Cu/Fe <sub>20</sub> Ni <sub>80</sub>	40	5	85	80	20	20
Co/Cu/Fe <sub>20</sub> Ni <sub>80</sub>	40	10	50	55	15	10
Co/Cu/Fe	30	3	40	25	18	15
Co/Cu/Fe	35	7	20	5	5	2
Co/Cu/Fe	30	10	10	8	12	15

збільшується в процесі відпалювання незалежно від виду прошарку. Величина ізотропного магнітоопору в досліджуваних зразках по-різному залежить від температури відпалювання, залежно від товщини немагнітних шарів. Для всіх досліджуваних тришарових плівок із вихідним ГМО фіксується незворотний перехід від ізотропного характеру магнітоопору до анізотропного у процесі відпалювання до 700 К.

3. Для всіх досліджуваних як свіжосконденсованих, так і відпалених за різних температур зразків спостерігається лише збільшення величини ізотропного МО за зниження температури в усьому температурному інтервалі, що обумовлено магнітонним та непружним фонним розсіюванням.

4. Подвійні псевдоспін-вентильні структури можуть бути використані для виготовлення чутливих елементів датчиків магнітного поля та середовища для запису інформації. Такі функціональні елементи характеризуються високою температурною стабільністю та чутливістю магнітоопору до магнітного поля на рівні 80 – 90 %/Тл.

#### **Список літератури до розділу 4**

1. Magnetotransport and domain structures in nanoscale NiFe/Cu/Co spin valve / L. Kond, Q. Pan, B Cui et al. // J. Appl. Phys. – 1999. – Vol. 85, No. 8. – P. 5492–5494.
2. Shkurdoda Yu. O. Effect of thermomagnetic treatment on magnetoresistive properties of trilayer thin films based on  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  and Cu / Yu. O. Shkurdoda, I. M. Pazukha, A. M. Chornous // Intermetallics. – 2018. – Vol. 93. – P. 1–5.
3. Шкурдода Ю. О. Вплив структурно-фазового стану на магніторезистивні властивості плівкових систем на

- основі  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  та Cu / Ю. О. Шкурдода // Журнал нано-та електронної фізики. – 2017. – Т. 9, № 4. – С. 04008.
4. Спин-вентильные магниторезистивные структуры на основе многослойных пленок Co/Tb / А. В. Славов, П. А. Савин, Г. В. Курляндская и др. // ЖТФ. – 2002. – Т. 72, вып. 8. – С. 54–57.
  5. Лобода В. Б. Магнитосопротивление трехслойных структур NiFe/Cu(Ag)/Co / В. Б. Лобода, Ю. А. Шкурдода, В. А. Кравченко // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2007. – № 2. – С. 67–73.
  6. Фізичні основи спінтроніки : навчальний посібник / О. І. Товстолигін, М. О. Боровий, В. В. Курилюк, В. В. Куницький. – Вінниця: Нілан-ЛТД, 2014. – 500 с.
  7. Loboda V. B. Structure and magnetoresistance of freshly condensed three-layer FeNi/Cu(Ag)/FeNi films / V. B. Loboda, Yu. A. Shkurdoda, V. A. Kravchenko // Functional materials. – 2007. – Vol. 14, No. 1. – P. 37–41.
  8. Лобода В. Б. Сучасні методи дослідження речовини. Спеціальний фізичний практикум : навч. посіб. / В. Б. Лобода, В. С. Іваній, Ю. О. Шкурдода ; за заг. ред. В. Б. Лободи. – Суми : Університетська книга, 2010. – 259 с.
  9. The influence of the concentration of components in magnetic layers on the magnetoresistive properties of three-layer film systems based on  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}$  and Cu / Yu. O. Shkurdoda, A. M. Chornous, Y. M. Shabelnyk, V. B. Loboda // J. Magn. Magn. Mater. – 2017. – Vol. 443. – P. 190–194.
  10. Фізичні властивості нанокристалічних плівок Ni, Co, Fe, Cu, Ag їх сплавів та багатошарових плівкових систем на їх основі : монографія / В. Б. Лобода, С. М. Хурсенко, Ю. О. Шкурдода та ін.; за заг. ред. проф. В. Б. Лободи. – Суми : Університетська книга, 2013. – 309 с.
  11. Influence of quantum effects on giant magnetoresistance for

- multilayer structures / X. H. Zeng, H. X. Chen, X. L. Xu et al. // *J. Appl. Phys.* – 2003. – Vol. 94, No. 1. – P. 507 – 513.
12. Магніторезистивні властивості плівок Co/Cu/Co з додатковим ультратонким шаром Cr / В. М. Коломієць, В. Б. Лобода, Ю. О. Шкурдода та ін. // *Фізика і хімія твердого тіла.* – 2013. – Т. 14, № 1. – С. 197–201.
  13. Магніторезистивний ефект та магнітні параметри нанокристалічних плівок на основі Co, Fe, Ag та Cu / В. Б. Лобода, В. М. Коломієць, Ю. О. Шкурдода та ін. // *Журнал нано- та електронної фізики.* – 2012. – Т. 4, № 2. – С. 02014(6).
  14. Структура та магніторезистивні властивості нанокристалічних плівкових систем на основі Co, Fe, Ag та Cu / В. Б. Лобода, В. М. Коломієць, Ю. О. Шкурдода, та ін. // *Металлофізика и новейшие технологии.* – 2012. – Т. 34, № 8. – С. 1043–1055.
  15. Вплив додаткових шарів Ni на структуру та магніторезистивні властивості плівкових систем на основі Co та Cu / В. Б. Лобода, Ю. О. Шкурдода, В. М. Коломієць, Л. В. Дехтярук // *Журнал нано- та електронної фізики.* – 2011. – Т. 3, № 2. – С. 27–35.
  16. Giant magnetoresistance in soft ferromagnetic multilayers / V. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin et al. // *Phys. Rev. B.* – 1991. – Vol. 43, No. 1. – P. 1297–1300.
  17. Лобода В. Б. Структура та магніторезистивні властивості тришарових плівкових систем CoNi/Ag(Cu)/FeNi / В. Б. Лобода, В. О. Кравченко, Ю. О. Шкурдода // *Журнал нано- та електронної фізики.* – 2009. – Т. 1, № 2. – С. 21–27.
  18. Magnetic Properties of Thin Film Systems Based on Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> and Cu / Yu. O. Shkurdoda, I. M. Pazukha, V. S. Bosenko et al. // *Proc. of Int. Conf. [«Nanomaterials: Applications and Properties»].* – Sumy, 2017. – № 2. – P. 02NTF10.

19. The temperatures' influence of substrate and annealing on a surface relief and diffusion in multilayer film systems / V. B. Loboda, Yu. O. Shkurdoda, A. I. Saltykova, V. M. Kolomiets // Proc. Of Int. Conf. «Nanomaterials: Applications and Properties». – Alushta, 2013. – Vol. 2, No. 1 – P. 01001.

## РОЗДІЛ 5

### МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ТА МАГНІТООПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ПСЕВДОСПІН-ВЕНТИЛЬНИХ СТРУКТУР НА ОСНОВІ ПЛІВОК Co I Cu АБО Fe I Au

#### 5.1 Особливості методики формування псевдоспін-вентильних структур з різною товщиною магнітних шарів

Варіантом виконання ефективною та простою псевдоспін-вентильної структури є багат шарова структура типу «сандвіч», що виконується за схемою «магнітний шар 1/немагнітний прошарок/магнітний шар 2», схематичне зображення якої наведено на рисунку 3.1. Магнітні шари 1 та 2 виконують у вигляді тонких плівок Co, Fe, Ni або їх сплавів. Немагнітний прошарок виконується з плівок металу з високою електропровідністю, наприклад, Cu, Au, Ag та ін. Особливістю такої функціональної псевдоспін-вентильної структури, на відміну від розглянутих у попередньому розділі із магнітними шарами з різних металів, є використання одного матеріалу для магнітних шарів 1 та 2 (див., наприклад, [1–3]). Різниця коерцитивності між ними забезпечується розмірним ефектом, оскільки здатність намагнічуватися тонких плівок істотно залежить від товщини зразка та умов його отримання.

Як показано в працях [4-6] параметри функціональних елементів спін-вентильних структур на основі робочих магнітних шарів Co, що розділені немагнітним прошарком з Cu товщиною 5–6 нм, такі: товщина верхнього магнітом'якого шару повинна становити приблизно 15–20 % від товщини нижнього магнітожорсткого шару (3–6 та 20 нм відповідно). Таке поєднання забезпечує функціонування структури в



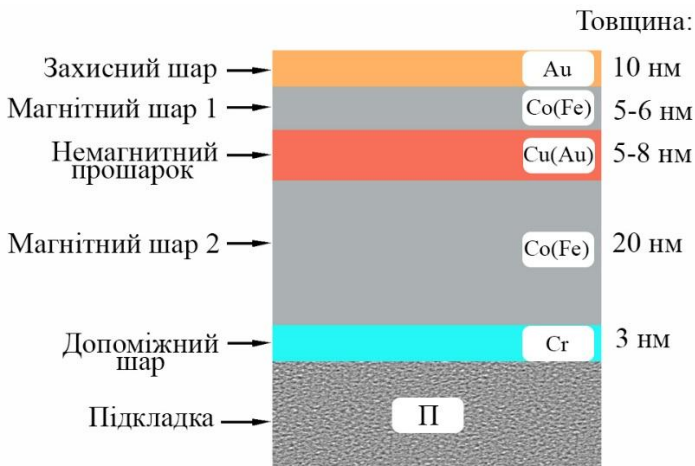


Рисунок 5.1 – Схема формування псевдоспін-вентилля на основі магнітних шарів із Co або Fe різної товщини

магнітному полі як спін-вентилля. Верхній тонший шар Co більш чутливий до зміни величини індукції магнітного поля  $B$  і в ньому процес перемагнічування починається в менших полях. Нижній шар більшої товщини характеризується більшими полями перемагнічування. Спін-вентильний ефект якраз і проявляється в інтервалі  $\Delta B$  між початком перемагнічування верхнього і нижнього шарів. Таким чином, ця система за зміни зовнішнього магнітного поля здатна давати біполярний електричний сигнал високої амплітуди.

Вибір матеріалів магнітних шарів і немагнітного прошарку обумовлюється урахуванням можливого ступеня розмиття інтерфейсів між ними. У наших дослідженнях [7, 8] були вивчені магніторезистивні та магнітооптичні властивості систем на основі плівок Co і Cu та Fe і Au. У розглянутих системах (рис. 5.1) можливе максимальне

значеннями магнітоопору (див., наприклад, [9, 10]) серед варіантів виконання псевдоспін-вентилів.

Додатково підсилити різницю характеристик магнітних шарів 1 та 2 можливо за допомогою різних умов отримання та термооброблення. У працях [9, 10] нами запропоновано отримувати шари  $\text{Co}$  за різних температур підкладки ( $T_{\text{п}}$ ). Нижній товстіший шар ( $d = 20$  нм) отримували за  $T_{\text{п}} = 950$  К, а верхній тонкий ( $d = 5\text{--}6$  нм) – за  $T_{\text{п}} = 300$  К. Підґрунтям для цього послужили дослідження МОКЕ в одношарових плівках  $\text{Co}$ , отриманих пза різних температур підкладок, що наведені на рисунку 5.2. Так, коерцитивність плівки, отриманої за високої температури підкладки приблизно у 5–6 разів більша, ніж у плівки, яку отримали за кімнатної температури підкладки.

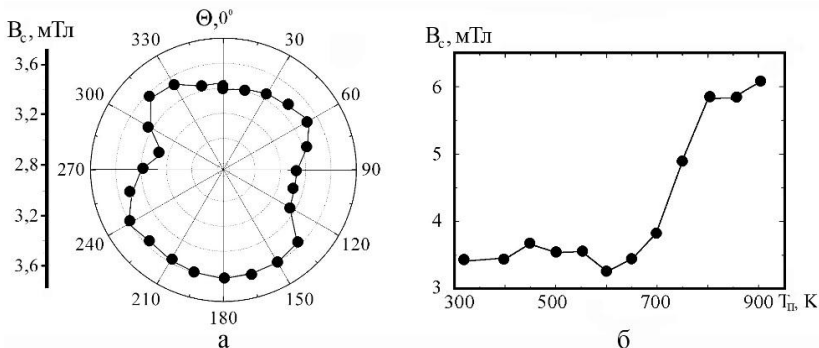


Рисунок 5.2 – Залежність коерцитивності  $V_c$  одношарової плівки  $\text{Co}(40)/\text{П}$  від кута повороту зразка  $\theta$  за  $T_{\text{п}} = 300$  К (а) та температури  $T_{\text{п}}$  за  $\theta = 0^\circ$  (б)

Усі зразки покривалися верхнім допоміжним захисним шаром  $\text{Au}(10)$  для запобігання окисненню робочих шарів  $\text{Co}$  та забезпечення надійного контакту при вимірюваннях опору. Для кращої адгезії зразка до

підкладки формувався підшар Cr(3). Зразки конденсувалися термічним методом у вакуумі ( $10^{-4}$  Па) на ситалові відполіровані пластини за температури підкладки  $T_{\text{п}} = 300\text{--}950$  К зі швидкістю конденсації  $\omega = 0,1\text{--}0,2$  нм/с.

## 5.2 Фазоутворення в багат шарових плівкових структурах на основі Co і Cu та Fe і Au

Результати дослідження фазового складу та структурних характеристик багат шарових плівкових систем на основі Co і Cu свідчать про утворення в них твердих розчинів (т. р.) атомів Co в матриці ГЦК-Cu. Як було показано в наших працях [11–13] процес утворення т. р. Cu (Co) на межах поділу між шарами відбувається у процесі формування зразків за кімнатної температури в результаті конденсаційно-стимульованої дифузії та подальшого термооброблення до  $T_{\text{в}} = 400\text{--}700$  К. За  $T_{\text{в}} \geq 900$  К спостерігається частковий розпад т. р. з утворенням гранульованого стану Co. На рисунку 5.3 подані типова кристалічна структура та відповідна електроннограма плівкових систем на основі Co і Cu у вигляді спін-вентильних структур або мультишарів на прикладі спін-вентилію Au(10)/Co(5)/Cu(10)/Co(20)/П за  $T_{\text{в}} = 300$  К. На електроннограмі відмічені дві групи ліній, що відповідають фазам ГЦП-Co + ГЦК-Co (дефекти пакування) та т. р. Cu (Co) (параметр  $a_{\text{т. р.}} = 0,3588$  нм). Після відпалювання зразка до  $T_{\text{в}} = 700$  К параметр  $a_{\text{т. р.}}$  зменшується до 0,3575 нм у результаті подальшого перемішування шарів Co і Cu.

Дослідження структури та фазового складу багат шарових плівок у вигляді псевдоспін-вентилію Au(10)/Co(3)/Cu(6)/Co(20)/Cr(3)/П ускладнюється.

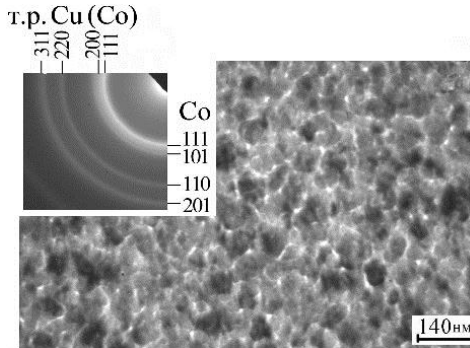


Рисунок 5.3 – Кристалічна структура та електроннограма (на вставці) плівкової системи спін-вентильного типу Co (5) / Cu (10) / Co (20) / П за  $T_B = 300$  К

Електроннограми від таких структур мають складний характер. Однак згідно з даними таблиці 5.1 в спін-вентильних структурах тенденція утворення т. р. зберігається. Система в невідпаленому стані складається з фаз ГЦК-Аu, ГЦП-Со + ГЦК-Со (дефекти пакування) та т. р. Cu (Со). У відпаленій плівці додатково утворюється т. р. Au (Со). До і після відпалювання багат шарові плівки мають мілкодисперсну структуру.

У разі багат шарових плівкових систем на основі Fe і Au, як показано в праці [14], після конденсації зразків шари зберігають свою індивідуальність і лише після відпалювання починає поступово утворюватися т. р. Au(Fe) та за високих температурах відбувається часткове окислення Fe. На рисунку 5.4 показані електроннограми та мікроструктура системи Fe(5)/Au(25)/Fe(5)/П до і після відпалювання до різних температур.

На електроннограмах від невідпалених зразків спостерігається дві системи кілець, що відповідають фазам ГЦК-Аu та ОЦК-Fe з відповідними параметрами ґратки

Таблиця 5.1 – Розшифрування електронограм від системи Au(10)/Co(5)/Cu(6)/Co(20)/Cr(3)/П

№	$T_B = 300 \text{ K}$					$T_B = 700 \text{ K}$				
	$I, \text{ В. О.}$	$d_{hkl}, \text{ нм}$	$hkl$	фаза	$a, \text{ нм}$	$I, \text{ В. О.}$	$d_{hkl}, \text{ нм}$	$hkl$	фаза	$a, \text{ нм}$
1	Д.с.	0,2353	111	ГЦК-Au	0,4079	сер.	0,2351	111	т. р. Au (Co)	0,4073
2										
3	с.	0,2037	200	т. р. Cu (Co)	0,3593	с.	0,2079	111	т. р. Cu (Co)	0,3601
4	сер.	0,2029	111	ГЦК-Au	0,4079	сер.	0,2036	200	т.р.(Au, Co)	0,4072
5	сер.	0,1441	111	ГЦК-Co (ДП)	–	сл.	0,1943	111	ГЦК-Co (ДП)	–
6	д.сл.	0,1230	200	т. р. Cu (Co)	0,3601	сл.	0,1793	200	т. р. Cu (Co)	0,3587
7	сл.	0,1177	222	ГЦК-Au	0,4080	сл.	0,1440	220	т. р. Au (Co)	0,4072
8						сл.	0,1239	220	т. р. Cu (Co)	0,3590
$a_{\text{т.р. Cu (Co)}} = (0,3593 \pm 0,0005) \text{ нм};$ $a_{\text{Au}} = (0,4079 \pm 0,0005) \text{ нм};$ $a_{0\text{Au}} = 0,4078 \text{ нм [15];}$ $a_{0\text{Cu}} = 0,3615 \text{ нм [15].}$						$a_{\text{т.р. Cu (Co)}} = (0,3594 \pm 0,0005) \text{ нм};$ $a_{\text{т.р. Au (Co)}} = (0,4072 \pm 0,0005) \text{ нм.}$				

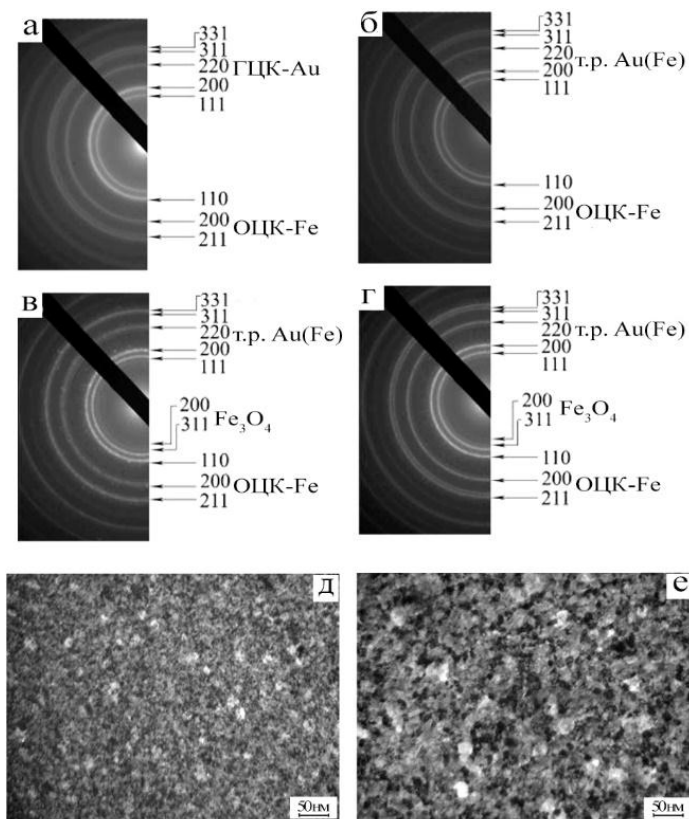


Рисунок 5.4 – Електронограми (а–г) та кристалічна структура (д, е) плівкової системи Fe(5)/Au(25)/Fe(5)/Пі до (а, д) та після відпалювання до 700 (б), 800 (в) та 900 К (г, е)

0,4074 та 0,2875 нм. Ці значення дуже близькі до табличних значень для масивних зразків Au  $a_0 = 0,4078$  нм та Fe  $a_0 = 0,2870$  нм [15]. Після відпалювання до температури 700 К відбувається утворення т. р. Au (Fe) та на електронограмах від таких зразків простежуються дві групи ліній, що відповідають т. р. Au (Fe) та ОЦК-Fe. Параметр ґратки т. р. має значення  $\bar{a} = 0,4065$  нм. Після відпалювання зразків до температур 800 та 900 К на електронограмах додатково фіксуються лінії  $d_{220} = 0,2961$  нм та  $d_{311} = 0,2524$  нм, що відповідають оксиду Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>.

### **5.3 Магніторезистивні властивості псевдоспін-вентильних структур**

У полікристалічних феромагнітних плівках Co спостерігається анізотропія магнітних властивостей. Наприклад, магнітна анізотропія залежить від структури та товщини досліджуваних зразків, а також від температури відпалювання [16]. Максимальна анізотропія спостерігається за  $T_e = 400\text{--}600$  К, що пояснюється особливостями зміни кристалічної структури одношарових плівок Co в цьому інтервалі температур. За відносно низьких температури у плівках Co починається процес заліковування дефектів, що призводить до покращання доменної структури плівки та виражається в збільшенні магнітної анізотропії зразка. Значні зміни в структурі можна спостерігати за температур в інтервалі 600–700 К, коли відбувається процес поліморфного переходу ГЦП-Co → ГЦК-Co, що супроводжується збільшенням коерцитивності та втратою вираженої магнітної анізотропії [17].

### 5.3.1 Псевдоспін-вентильні структури на основі Co і Cu

Для дослідження магніторезистивних властивостей функціональних структур у вигляді псевдоспін-вентилів на основі Co і Cu були проведені дослідження магнітних характеристик серії зразків із фіксованими товщинами магнітних шарів та змінною товщиною немагнітного шару міді  $\text{Au}(10)/\text{Co}(x)/\text{Cu}(x)/\text{Co}(20)/\text{П}$ , де  $x = 2 - 10$  нм. Результати досліджень наведені на рисунках 5.5–5.7 і в таблиці 5.2. Нестабільність інтерфейсів у цій системі, що пов'язано з процесами утворення т. р. Cu (Co), можна відстежити за зміною характеру залежностей МО з ростом  $T_B$ . Найбільша стабільність магніторезистивних властивостей – максимальні значення МО в межах 0,15–0,42 % і максимальні значення магнітної чутливості  $S_B = (0,2-2,4) \cdot 10^{-2} \% / (\text{мТл})$  за  $T_B = 900$  К (табл. 5.2) – спостерігаються в системі з немагнітним прошарком товщиною  $d_{\text{Cu}} = 10$  нм.

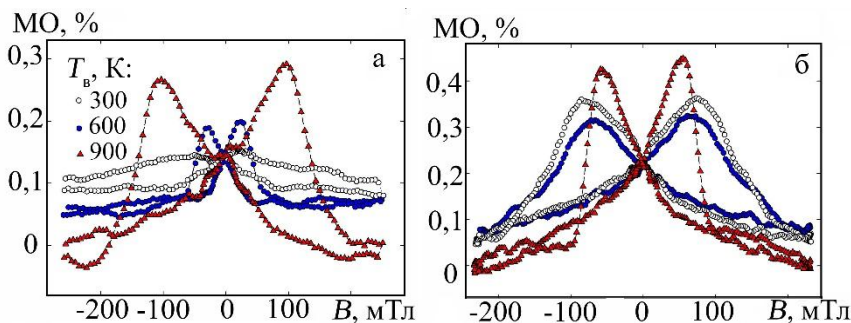


Рисунок 5.5 – МО плівкових систем спін-вентильного типу  $\text{Au}(10)/\text{Co}(5)/\text{Cu}(x)/\text{Co}(20)/\text{П}$ , де  $x = 5$  (а) та  $8$  (б) нм у поздовжній геометрії вимірювання за різних  $T_B$ , К : 1 – 300; 2 – 600; 3 – 900



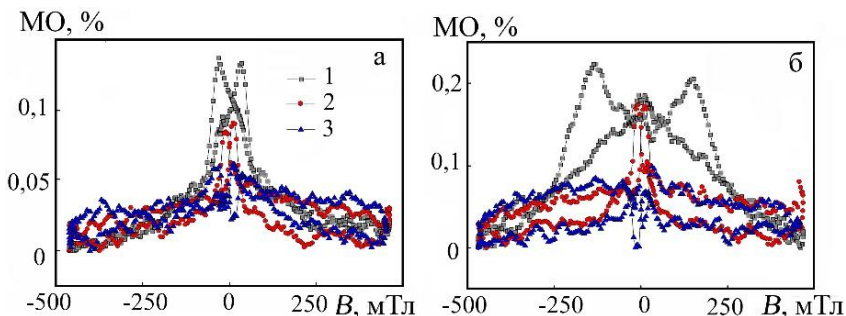


Рисунок 5.6 – МО плівкових систем спін-вентильного типу Au(10)/Co(5)/Cu(5)/Co(20)/П за  $T_B = 300$  та 900 (б) К у різних геометріях вимірювання: 1 – поздовжній, 2 – поперечній, 3 – перпендикулярній

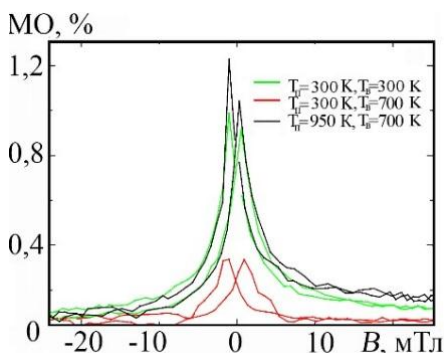


Рисунок 5.7 – МО для функціонального псевдоспін-вентильної структури Au(5)/Co(3)/Cu(6)/Co(20)/П

Високе значення  $MO = 1,2\%$  за кімнатної температури вимірювання досягається в системі Au(5)/Co(3)/Cu(6)/Co(20)/П при застосуванні додаткового термічного оброблення нижнього магнітного шару Co до температури 950 К (рис. 5.7), що дає можливість говорити про наявність ознак гігантського МО для такої

Таблиця 5.2 – Магнітні характеристики структур спін-вентильного типу Au(10)/Co(5)/Cu(x)/Co(20)/П зі змінною товщиною шару Cu у поздовжній геометрії вимірювання.  $\Delta B$  – робочий інтервал значень індукції магнітного поля

$x$ , нм	$T_B$ , К	$\Delta B$ , мТл	$S_B \cdot 10^2$ , %/мТл
2	300	37,4	0,1
	700	129,8	0,1
	900	78,04	0,1
8	300	35,2	0,2
	700	37,04	0,1
	900	15,3	0,7
10	300	10,1	1,4
	700	12,4	0,9
	900	9,7	2,4

функціональної структури та ефективність застосування даної методики. Відпалювання розглянутого типу псевдо спін-вентильної структури призводить до поступового зменшення МО, що свідчить про проблему термічної нестабільності роботи запропонованого функціонального елемента.

### 5.3.2 Псевдоспін-вентильні структури на основі Fe і Au

Результати дослідження магніторезистивних властивостей у різних геометріях вимірювання для плівкових систем на основі Au і Fe наведені на рисунку 5.8 на прикладі тришарової системи Fe(10)/Au(25)/Fe(10)/П. Як бачимо з цього рисунка, при поздовжній геометрії вимірювання значення МО після відпалювання системи до  $T_B = 700$  К значно зменшується, після відпалювання до

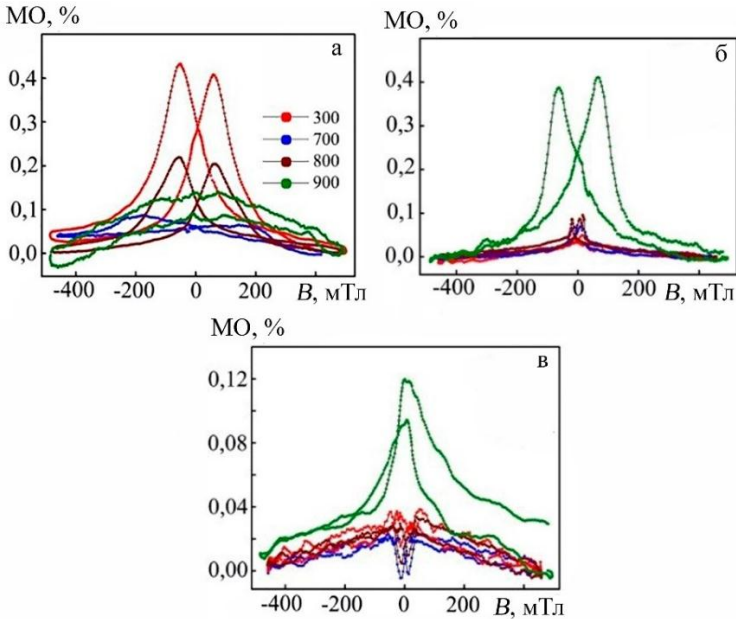


Рисунок 5.8 – Залежності магнітоопору від прикладеного магнітного поля для плівкової системи Fe(10)/Au(15)/Fe(10)/П після конденсації та після відпалювання до 700, 800, 900 К у поздовжній (а) поперечній (б) та перпендикулярній (в) геометріях вимірювання

$T_a = 800$  К зростає, а після 900 К знову зменшується.

Для інших геометрій характерне значне зростання значення МО лише для відпалених зразків до 900 К. Така поведінка залежностей свідчить про анізотропний характер МО в інтервалі температур 300–800 К для плівкових систем на основі Au і Fe. Різкі зміни значень МО під час відпалювання можна пов'язати з процесами утворення т. р. Au (Fe) в системі, як це було показано в п. 5.3.1, та з поступовим розмиттям інтерфейсів між

магнітними і немагнітним шарами. Результати дослідження магніторезистивних властивостей для плівкових систем спін-вентильного типу на основі Fe і Au в діапазоні товщин окремих шарів від 5 до 30 нм, сформованих із різними товщинами шарів Fe та при додатковому відпалюванні одного з шарів до високих температур, не показали ефективність запропонованого прийому.

### **5.3.3 Застосування мультишарів при формуванні псевдоспін-вентильних структур на основі Co і Cu або Fe і Au**

Інший підхід до формування псевдоспін-вентильних систем на основі металів був запропонований нами у праці [18] за аналогією до праць [19, 20], суть якого полягає у використанні мультишару  $[\text{Co}(3)/\text{Cu}(3)]_n$  або  $[\text{Fe}(3)/\text{Au}(3)]_n$ , ( $n = 3-18$  – кількість повторів) при формуванні приладових систем спін-вентильного типу замість одного з магнітних шарів за умови збереження іншого, як показано на рисунку 5.9. Суцільний шар Co або Fe з високим значенням коерцитивності порівняно з мультишаром буде відігравати роль закріпленого магнітожорсткого шару для забезпечення спін-вентильного ефекту.

Для дослідження ефективності таких систем були дослідженні магніторезистивні властивості серії мультишарів  $\text{Au}(10)/[\text{Cu}(3)/\text{Co}(3)]_n/\text{П}$  та серії зразків псевдоспін-вентильного типу з використанням мультишарів  $\text{Au}(10)/[\text{Cu}(3)/\text{Co}(3)]_n/\text{Cu}(5)/\text{Co}(20)/\text{П}$  і  $\text{Au}(10)/\text{Co}(6)/\text{Cu}(5)/[\text{Cu}(3)/\text{Co}(3)]_n/\text{П}$ . У загальному випадку результатом такої зміни стало збільшення величини МО до 0,3–0,5 % (рис. 3.10 і 3.11) але зменшення чутливості  $S_B$  до значень  $(0,1-0,2) \cdot 10^{-2} \% / \text{мТл}$  (табл. 5.3 і 5.4). Але водночас у таких наносистемах температура відпалювання помітно

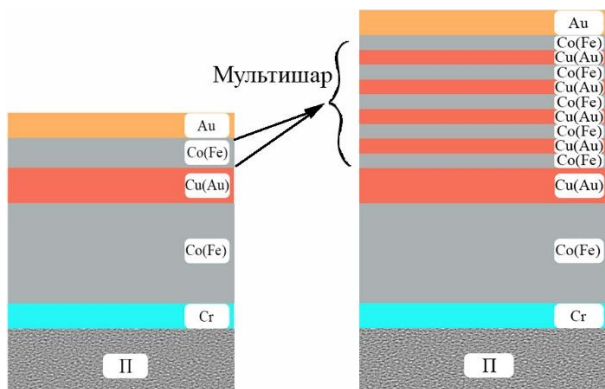


Рисунок 5.9 – Схема формування псевдоспін-вентиліа на основі мультішару

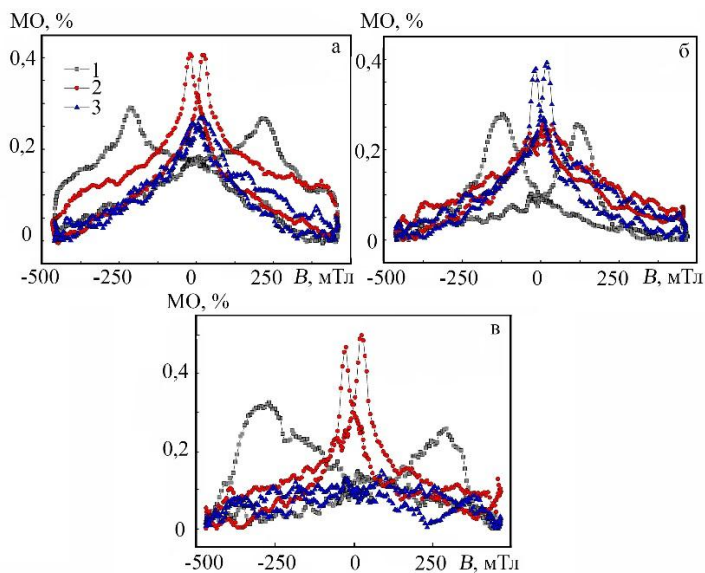


Рисунок 5.10 – МО плівкової структури спін-вентильного типу  $Au(10)/Co(5)/Cu(6)/[Co(3)/Cu(3)]_8/П$  за  $T_B = 300$  (а),  $700$  (б) та  $900$  (в) К в перпендикулярній (1), поперечній (2) та поздовжній (3) геометріях вимірювання

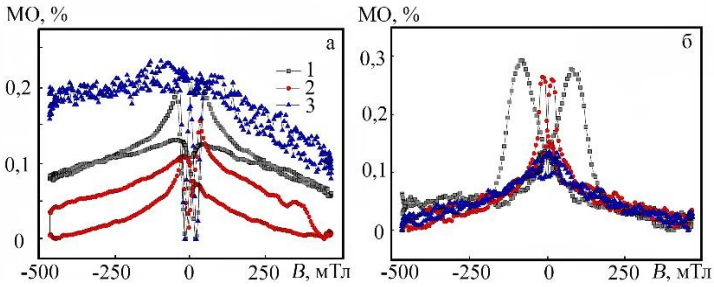


Рисунок 5.11 – МО плівкової структури спін-вентильного типу Au(10)/[Co(3)/Cu(3)]<sub>4</sub>/Cu(5)/Co(20)/П за  $T_B = 300$  (а) та  $700$  (б) К в перпендикулярній (1), поперечній (2) та поздовжній (3) геометріях вимірювання

Таблиця 5.3 – Магнітні характеристики плівкових структур Au(10)/Co(5)/Cu(6)/[Co(3)/Cu(3)]<sub>n</sub>/П із різною кількістю повторів фрагменту мультишару  $n$

$n$	$T_B, \text{K}$	$\Delta B, \text{мТл}$	$S_B \cdot 10^2, \text{\%/мТл}$
2	300	47,7	0,7
	700	157,1	0,1
	900	122,0	0,2
6	300	176,4	0,1
	700	61,9	0,2
	900	199,5	0,1
8	300	217,1	0,1
	700	119,7	0,2
	900	281,3	0,1
10	300	47,5	0,1
	700	67,1	0,1
	900	184,6	0,1

Таблиця 5.4 – Магнітні характеристики плівкових структур псевдоспін-вентильного типу Au(10)/[Co(3)/Cu(3)]<sub>n</sub>/Cu(5)/Co(20)/П з різною кількістю повторів фрагменту мультишару  $n$

$n$	$T_B$ , К	$\Delta B$ , мТл	$S_B \cdot 10^2$ , %/мТл
2	300	37,4	0,1
	700	129,8	0,1
	900	78,0	0,1
4	300	15,3	1,2
	700	78,4	0,3
	900	123,2	0,2

менше впливає на характер залежностей МО.

Хоча при використанні мультишару замість верхнього магнітного шару в невідпалених зразках спостерігається анізотропний характер МО, який після відпалювання до  $T_B = 700$  К зникає, як це показано на рисунку 5.11 а і б на прикладі зразка Au(10)/[Co(3)/Cu(3)]<sub>4</sub>/Cu(5)/Co(20)/П. На рисунку 5.10 наведені результати дослідження магніторезистивних властивостей систем спін-вентильного типу Au(10)/Co(5)/Cu(6)/[Co(3)/Cu(3)]<sub>8</sub>/П, в якій нижній магнітний шар замінений мультишаром. Переміщення максимумів на зведених залежностях за зміни  $T_B$ , що особливо проявляється в перпендикулярній геометрії вимірювання, пов'язані із зміною коерцитивності  $B_c$  верхнього магнітного шару Co та його магнітною анізотропією внаслідок зміни ефективної товщини шару в процесі термодифузії та рекристалізації і зміни доменної структури. У поперечній та поздовжній геометріях вимірювання магніторезистивні властивості цієї системи до  $T_B = 700$  К стабільні. За підвищення  $T_B$  до 900 К істотно зменшуються значення МО в поздовжній геометрії

(рис. 5.10 б), що можна пов'язати з руйнуванням межі поділу між магнітним верхнім шаром Co та немагнітним прошарком Cu в результаті утворення т. р. Cu (Co).

На рисунку 5.11 наведені результати дослідження наносистем із застосування мультишару замість верхнього магнітного шару. Анізотропний характер залежностей МО спостерігається у цих зразках лише за  $T_b = 300$  К. За підвищення  $T_b$  до 700 К вид залежностей аналогічний до наведених на рисунку 5.11 і залишається незмінним за  $T_b = 900$  К.

Таку стабільність магніторезистивних властивостей забезпечує наявність у системах нижнього товстого шару Co з початковою товщиною  $d = 20$  нм, який під час відпалювання залишається суцільним, а його коерцетивність зростає завдяки збільшенню середнього розміру кристалітів [24]. Малі значення чутливості  $S_b$  наносистем спін-вентильного типу з використанням мультишарів на основі Co і Cu за більших значень МО (табл. 5.3 та 5.4) пов'язані з високою швидкістю перемикання з одного магнітного стану на інший.

На відміну від систем спін-вентильного типу мультишари Au(10)/[Co/Cu] $_n$ /П мають виражену форму залежності МО з максимумом за  $B = 0$  мТл в усіх геометріях вимірювання (рис. 5.12) притаманну наносистемам з антиферомагнітною взаємодією. Максимальне значення  $MO = 0,27\%$  спостерігається у зразках із найбільшою кількістю повторів фрагменту мультишару  $n = 10$ . Можна відзначити, що при збільшенні  $T_b$  до 900 К форма залежностей стає більш лінійною, але істотних змін характеру залежності й величин значень МО не спостерігається.



## 5.4 Магнітооптичні властивості псевдоспін-вентильних структур

### 5.4.1 Псевдоспін-вентильні структури на основі Co і Cu

На відміну від одношарових плівок [21, 22] у багатошарових плівкових системах на основі Co великий вплив на значення МОКЕ вносить анізотропія магнітооптичних та магнітних властивостей проміжних шарів твердих розчинів, що виражається у розмитті форми петель МОКЕ для тришарових плівкових систем на основі Co і Cu (рис. 5.13) [23] та структур псевдоспін-вентильного типу (рис. 5.14). Використання Cu як проміжного шару в плівковій системі призводить до різкого збільшення коерцитивної сили порівняно з одношаровими плівками Co. Термовідпалювання зразків в інтервалі 700–900 К обумовлює збільшення розміру кристалітів, що зі свого боку спричинює збільшення коерцитивної сили. Так, у

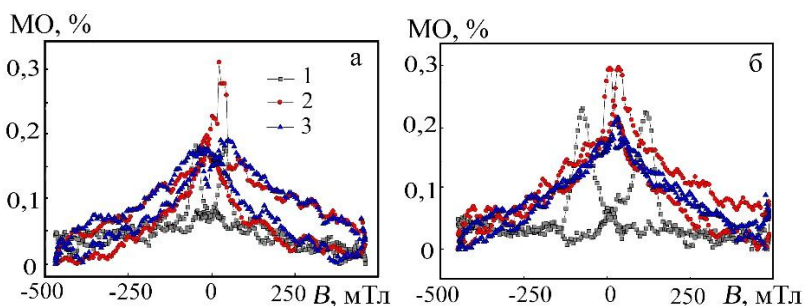


Рисунок 5.12 – Залежність МО від прикладеного магнітного поля для мультишару Au(10)/[Co(3)/Cu(3)]<sub>10</sub>/Pi за  $T_B = 300$  (а) та 700 К (б) у різних геометріях вимірювання: 1 – перпендикулярній; 2 – повздовжній та 3 – поперечній

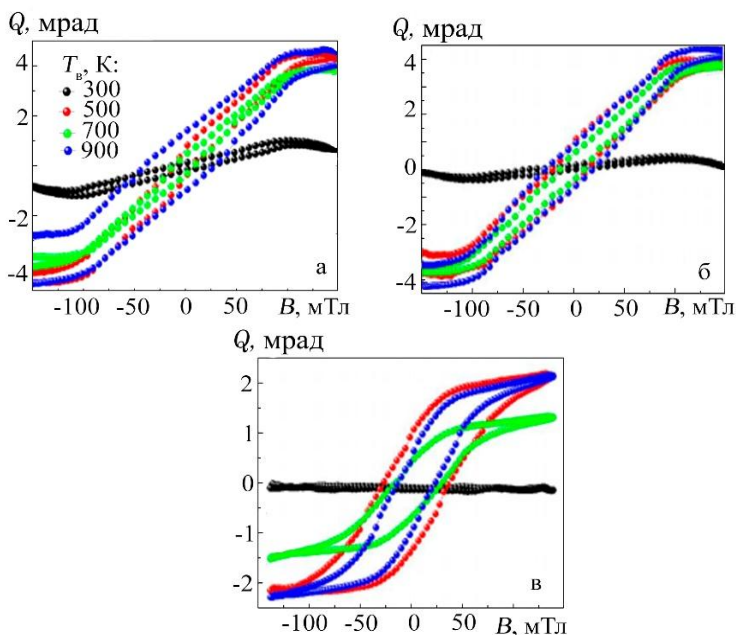


Рисунок 5.13 – МОКЕ залежності для плівкової системи  $\text{Co}(5)/\text{Cu}(5)/\text{Co}(5)/\text{П}$  за різних температур відпалення в трьох геометріях вимірювання: поздовжній (а), поздовжній із поворотом зразка на 90 градусів у площині зразка (б) та перпендикулярній (в)

системі  $\text{Cu}(35)/\text{Co}(10)/\text{П}$  у невідпаленому стані петля гістерезису має прямокутну форму, яка після відпалювання до 700 К втрачає свою форму, хоча не зникає повністю.

Подібну зміну можна пояснити частковою дифузією атомів  $\text{Co}$  в  $\text{Cu}$ , що порушує саму феромагнітну структуру магнітного шару, а також утворенням т. р.  $\text{Cu}(\text{Co})$  по всьому об'ємі плівкової структури. Така зміна форми петлі гістерезису МОКЕ обумовлена товщиною магнітного шару  $\text{Co}$ , оскільки формування т. р.  $\text{Cu}(\text{Co})$  дуже залежить від

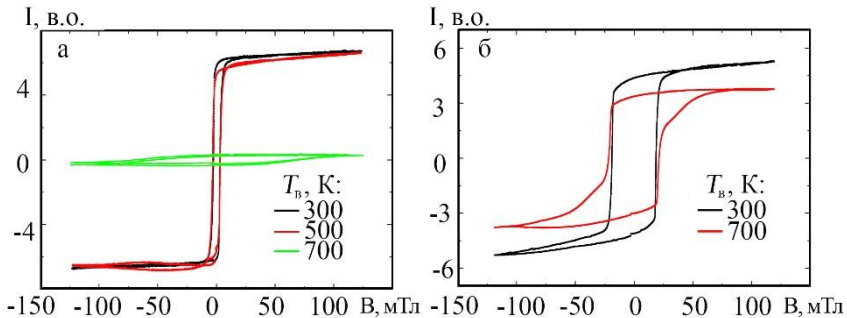


Рисунок 5.14 – МОКЕ для функціонального псевдоспін-вентилля Au(5)/Co(3)/Cu(6)/Co(20)/Cr(3)/П, якщо нижній шар Co отриманий за температури підложки  $T_n = 300$  (а) та 950 (б) К за різних температур відпалювання  $T_b$

загальної атомної концентрації Co в плівковій системі [23]. На відміну від систем з відносно тонкими шарами, де спостерігається анізотропія, системи з відносно великими товщинами до 20 нм при різних температурах відпалювання ізотропні. У випадку тришарової системи Co/Cu/Co/П процес утворення т. р. відбувається ще на стадії конденсації компонент, про що свідчить відсутність чіткої форми кривої МОКЕ на залежностях за  $T = 300$  К (рис. 5.13).

Для плівкових систем на основі Co і Cu форма петлі гістерезису більш близька до одношарових плівок Co та істотно не змінюється під час відпалювання до температур нижчих за 800 К, що теж підтверджує утворення т. р. вже в процесі конденсації і його збереження у зазначеному інтервалі температур. У процесі термовідпалювання за температур більших за 1000 К у системі відбувається частковий розпад т. р. Cu (Co).

За результатами дослідження магнітооптичних властивостей багатошарових плівкових систем у вигляді

псевдоспін-вентильних систем на основі Co і Cu встановлено, що запропонована нами методика відпалювання нижнього шару Co виявилась ефективною. Доказом цього може бути наведена залежність на рисунку 5.14 для системи Au(5)/Co(3)/Cu(6)/Co(20)/Cr(3)/П (нижній шар Co(20) отриманий за  $T_{\text{п}} = 950$  К). У запропонованих псевдоспін-вентильних структурах залежність МОКЕ визначається нижнім магнітожорстким шаром Co. Відпалювання системи не призводить до істотних змін, оскільки процеси утворення т. р. уже пройшли при конденсації.

#### **5.4.2 Псевдоспін-вентильні структури на основі Fe і Au**

Для систем на основі Fe і Au були досліджені магнітооптичні властивості двошарових модельних пліткових систем Au/Fe/П з різною товщиною верхнього немагнітного і магнітного матеріалів та, відповідно, з різною загальною атомною концентрацією компонент в плівковій системі. На рисунку 5.15 наведені залежності МОКЕ для систем Au(5)/Fe( $x$ )/П із товщиною магнітного шару  $x = 5\text{--}30$  нм. Із збільшенням товщини  $x$  загальна площа петлі залежності МОКЕ збільшується. Вона має характерну прямокутну форму за винятком випадку товщини 5 нм, коли плівка Fe не має суцільності. Прямокутна форма МОКЕ характерна для феромагнітного стану суцільної плівки з доменною структурою. Під час відпалювання систем до 700 К спостерігається збільшення коерцитивності, що пов'язано з процесами рекристалізації у разі термовідпалювання з відповідним збільшенням середнього розміру кристалітів, що також змінює доменну структуру усього шару. На рисунку 5.15 в, г наведені залежності МОКЕ для двошарових систем Au(20)/Fe( $x$ )/П

із більш товстим шаром Au за різних температур відпалювання. Різниця у формі між кривими для  $x = 5$  нм наглядно демонструє вплив процесів утворення т. р. на магнітні властивості всієї плівкової системи. Так, форма залежності МОКЕ системи Au(5)/Fe(5)/П після термовідпалювання набуває більш вираженої прямокутної форми, ніж у випадку системи Au(20)/Fe(5)/П, оскільки процеси утворення т. р. у системі з товстим шаром золота проходять більш інтенсивно. При переході до тришарових систем псевдо спін-вентильного типу, коли два магнітні шари розділені немагнітним, теж спостерігаються характерні ознаки утворення т. р. у процесі термовідпалювання залежно від загальної атомної концентрації у зразках. На рисунку 5.16 подані залежності МОКЕ для тришарових плівкових систем Fe(10)/Au(5)/Fe( $x$ )/П, де  $x$  набуває значення 15 і 30 нм.

Необхідно зазначити, що у разі більш товстої товщини нижній шару Fe залежності МОКЕ мають більш прямокутну форму петлі, що насамперед пов'язано з тим, що магнітні властивості всієї системи у цьому разі залежать від нижнього жорсткого шару Fe. За більш тонких нижніх магнітних шарів у системі помітна зміна форми залежності кута Керра та проявляються максимуми для величин поля насичення і коерцитивної сили. Це пов'язано з процесами утворення т. р. у процесі термовідпалювання до  $T_b = 700$  К. Але зміни ці незначні, оскільки товщина проміжного шару невелика і магнітні шари залишаються суцільними. Узагальнюючи результати дослідження магнітооптичних властивостей плівкових систем на основі Au і Fe, доцільно враховувати залежність магнітних характеристик систем як коерцитивність  $B_c$ , поле насичення  $B_s$  та зміни кута Керра  $Q_T$  від концентрації магнітної компоненти в системі. Для цих величин виявилось характерним значення концентрації  $c_{Fe} \approx 60$  ат%.

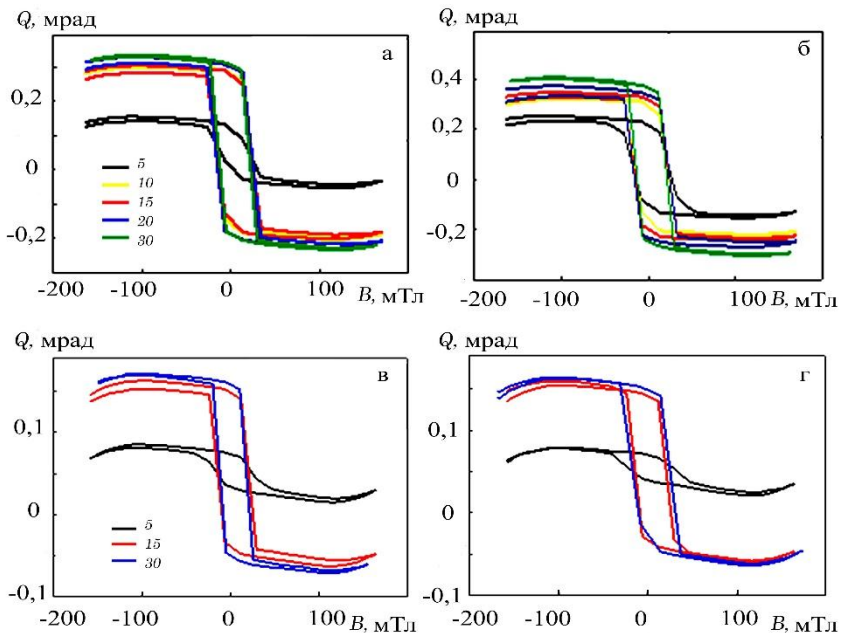


Рисунок 5.15 – Залежність МОКЕ в плівкових системах Au(5)/Fe( $x$ )/П (а, б) та Au(20)/Fe( $x$ )/П (в, г), де  $x = 5, 10, 15, 20, 30$  нм за температури відпалювання 300 (а, в) та 700 К (б, в)

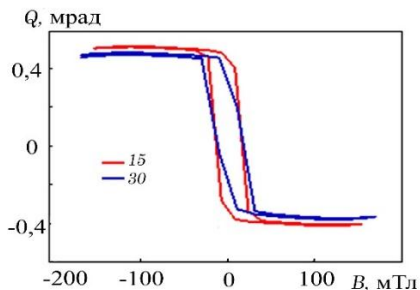


Рисунок 5.16 – Залежність МОКЕ для плівкової системи Fe(10)/Au(5)/Fe( $x$ )/П, де  $x = 15, 30$  нм

Термовідпалювання зразків привело до збільшення значень кутів Керра та зменшення значення поля насичення, у той час коли значення коерцитивності зразків не змінилося. Отже, можна стверджувати, що результати дослідження магнітооптичних властивостей підтверджують висновок про утворення т. р. Au (Fe) в процесі термовідпалювання плівкових систем на основі Au і Fe.

### **Висновки**

Наведені результати дослідження структурно-фазового стану, магніторезистивних та магнітооптичних властивостей плівкових наносистем псевдоспінвентильного типу та їх фрагментів на основі Co і Cu та Fe і Au. Установлено, що в процесі одержання та термічного відпалювання до температур  $T_b = 700$  і  $900$  К у цих системах відбувається утворення твердих розчинів атомів Co або Fe в матриці Cu або Au.

Було показано, що плівкову систему псевдоспінвентильного типу доцільно модифікувати, використовуючи замість одного з магнітних шарів мультишар  $[Co/Cu]_n$  або  $[Fe/Au]_n$ . Ця модифікація для систем на основі Co і Cu призводить до підвищення величини магнітоопору до 0,3–0,5 %, швидкості перемикання з одного магнітного стану на інший та температурної стабільності всієї наносистеми до температури 700 К, хоча зменшує магнітну чутливість до значень  $S_B = (0,1–0,2) \cdot 10^{-2} \% / \text{мТл}$ . Можна говорити про те, що зміни в залежностях МО та МОКЕ від загальної концентрації компонент у розглянутих системах дають можливість простежити процес утворення т. р. Так для тришарових плівкових систем на основі Co і Cu або Fe і Au загальна форма залежностей МОКЕ і МО, відмінна від

залежностей МОКЕ та МО одношарових плівок Со або Fe. Істотні зміни після термовідпалювання до 800–900 К спостерігаються для систем на основі Fe і Au, оскільки в цій системі процеси відбуваються утворення т. р., якщо для систем на основі Со і Си вони відбулися ще на стадії конденсації компонент.

Спираючись на одержані результати, можна зробити висновки про доцільність застосування запропонованої методики формування псевдоспін-вентильних структур із різною товщиною магнітних робочих шарів як функціональних елементів різних приладових структур. Ті експериментальні зразки, які мають магнітну чутливість більше ніж 8,0 %/Тл, доцільно використовувати для детектування магнітних полів у діапазоні від 200 до 600 мТл. Вони мають малий показник магнітної чутливості, що забезпечить точніший процес вимірювання та меншу похибку, збільшену роздільну здатність. У той самий час, зразки, що показали найбільші значення магнітної чутливості, можуть бути використані в схемах як аналогового, так і цифрового походження для швидкого реагування на відповідну зміну магнітного потоку. Це можна використати в системах енергонезалежної пам'яті [19, 20], управління, автоматизації та контролю [26–29] тощо.

### Список літератури до розділу 5

1. Superconducting spin-valve effect and triplet superconductivity in CoO<sub>x</sub>/Fe<sub>1</sub>/Cu/Fe<sub>2</sub>/Cu/Pb multilayer / P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, A. A. Kamashev et al. // Phys. Rev B. – 2015. – Vol. 91. – P. 214508(4).
2. Co/Cu/Co Pseudo Spin-Valve System Prepared by Magnetron Sputtering with Different Argon Pressure. /



- A. V. Svalov, A. N. Sorokin, P. A. Savin et al. // *Key Eng. Mater.* – 2015. – Vol. 644. – P. 211–214.
3. Svalov A. V. Thermo-sensitive spin valve based on layered artificial ferrimagnet / A. V. Svalov, G. V. Kurlyandskaya, V. O. Vas'kovskiy // *Appl. Phys. Lett.* – 2016. – Vol. 108. – P. 063504(5).
  4. Luby S. Tailoring of multilayer interfaces by pulsed laser irradiation / S. Luby, E. Majkova // *Applied Surface Science.* – 2005. – Vol. 248. – P. 316–322.
  5. Butler W. H. First-principles calculations of electrical conductivity and giant magnetoresistance of Co/Cu/Co spin valves / W. H. Butler, X.-G. Zhang, D. M. C. Nicholson // *Phys. Rev. A* – 1995. – Vol. 52, No 18. – P. 13399–13410.
  6. Theoretical evaluation of magnetotransport properties in Co/Cu/Co-based spin valves / C. Blaas, L. Szunyogh, P. Weinberger et al. // *Phys. Rev. B.* – 2002. – Vol.65. – P. 134427-1–134427-8.
  7. Чешко І. В. Магнітооптичні та магніторезистивні властивості пліткових 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. 3–7.
  8. Cheshko I. Magneto-optical and magnetoresistive properties of Co/Cu(Au)-based spin-valve structures / I. Cheshko, S. Protsenko, L. Odnodvoretz // *Tech. Phys. Lett.* – 2009. – Vol.35, No. 10. – P. 903–905.
  9. Magnetic and magnetoresistance studies of nanometric electrodeposited Co films and Co/Cu layered structures: Influence of magnetic layer thickness / S. Zsurzsa, L. Péter, L. F. Kiss et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2016. – Vol. 421. – P. 194-206.
  10. Matthesab P. Pseudo spin valve thin films with crossed magnetic anisotropies / P. Matthesab, M. Albrecht // *Sens. Actuat. A: Phys.* – 2015. – Vol. 233. – P. 275–278.

11. Структурно-фазовий стан, стабільність інтерфейсів та електрофізичні властивості двошарових плівкових систем / С. І. Проценко, І. В. Чешко, Д. В. Великодний, та ін. // Успехи фізики металлов. – 2007. – Т.8, №4. – С. 247–278.
12. Protsenko I. Solid solution formation in Cu/Co ultrathin film systems / I. Protsenko, I. Cheshko, Ja. Javorsky // Functional Materials. – 2006. – Vol. 13, No. 2. – P. 219–222.
13. Чешко І. В. Утворення твердих розчинів в плівкових системах на основі Со, Сu, Аg та Аu / І. В. Чешко, І. Ю. Проценко // Металлофізика, новейшие технологии. – 2009. – Т. 31, № 7. – С. 921–923.
14. Magnetoresistive and Magneto-optical Properties Nanosize Film Systems Based on Fe and Au / Yu. M. Shabelnyk, I. M. Pazukha, S. I. Protsenko et al. // Proceedings of the International Conference “NAP-2013” – 2013. – Vol. 2, No. 1. – P. 01NТF39(4).
15. Горелик С. С. Рентгенографический и электронно-оптический анализ. Приложения / С. С. Горелик, Л. Н. Расторгуев, Ю. А. Скаков. – Москва : Металлургия, 1970. – 107 с.
16. Magnetic multilayers: oscillatory interlayer exchange and giant magnetoresistance / A. Fert, A. Barthelemy, P. Etienne et al. // J. Magn. Magn. Mater. – 1992. – Vol. 104–107. – P. 1712–1716.
17. Giant magnetoresistance in magnetic nanostructures / A. Barthelemy, V. Cros, J.L. Duval et al. // Nanostr. Mater. – 1995. – Vol.6. – P. 217–226.
18. Формування приладових наноструктур спін-клапанного типу на основі Со і Сu / І. В. Чешко, М. В. Костенко, В. І. Гребинаха та ін. // Журнал нано-та електронної фізики. – 2016. – Т. 8, № 3. – С. 03041(4).

19. Zhang F. Magnetoresistance and Anomalous Hall Effect with Pt Spacer Thickness in the Spin-Valve Co/Pt/[Co/Pt]<sub>2</sub>Multilayers / F. Zhang, Z. Liu, F. Wen // *J. Supercond. Novel Magn.* – 2017. – Vol. 30, No. 2. – P. 533–538.
20. Magnetization reversal signatures in the magnetoresistance of magnetic multilayers / P. Perna, C. Rodrigo, M. Muñoz et al. // *Phys. Rev. B.* – 2012. – Vol. 86. – P. 024421(6).
21. Magnetic anisotropies of ultrathin Co(001) films on Cu(001) / P. Krams, F. Lauks, R. L. Stamps et al. // *Physical Review Letters.* – 1992. – Vol. 69. – P. 3674(5).
22. Magnetic properties of Cobalt thin films deposited on soft organic layers / I. Bergentia, A. Riminuccia, E. Arisia et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2007. – Vol. 316, No. 2. – P. e987–e989.
23. Магніторезистивні та магнітооптичні властивості плівкових систем із можливим спін-залежним розсіюванням електронів / І. Ю. Проценко, Л. В. Однодворець, Д. М. Кондрахова та ін. // *Успехи фізики металлов.* – 2013. – Т. 14. – С. 229–255.
24. Структура, дифузійні процеси і магніторезистивні та електрофізичні властивості плівкових матеріалів: монографія / С. І. Проценко, І. В. Чешко, Л. В. Однодворець, І. М. Пазуха ; за заг. ред. І. Ю. Проценка. – Суми : Вид-во СумДУ, 2008. – 197 с.
25. Structural and phase state, electrophysical and magnetoresistive properties of solid solutions in film systems based on Co and Cu, Ag and Fe, Cr or Cu / D. M. Kondrakhova, Yu. M. Shabel'nyk, O. V. Synashenko et al. // *Progress in Physics of Metals.* – 2012. – Vol. 13, No 3. – P. 241-267.
26. Hirota E. Giant Magneto-Resistance Devices / E. Hirota, H. Sakakima, K. Inomata. – Berlin: Springer, 2002. – 134 p.

27. Magnetically engineered spintronic sensors and memory / S. S. P. Parkin, X. Jiang, C. Kaiser et al. // Proceedings of the IEEE. – 2003. – Vol. 91 – P. 661–690.
28. Cahay M. Closer to an all-electric device / M. Cahay // Nature Nanotechnol. – 2015. – Vol. 10. – P. 21–22.
29. Spintronics based random access memory: a review / S. Bhatti, R. Sbiaa, A. Hirohata et al. // Materials Today. – 2017. – Vol. 20, No 9. – P. 530–548.

Наукове видання

**Пазуха** Ірина Михайлівна,  
**Проценко** Сергій Іванович,  
**Чешко** Ірина Володимирівна,  
**Шкурдода** Юрій Олексійович

**ПСЕВДОСПІН-ВИНТИЛЬНІ СТРУКТУРИ:  
ПРИНЦИПИ ФОРМУВАННЯ, МАГНІТНІ  
ТА МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ**

Монографія

Редактори: Н. З. Клочко, С. М. Симоненко  
Комп'ютерне верстання І. М. Пазухи

Формат 60x84/16. Ум. друк. арк. 9,3. Обл. вид. арк. 7,9.

Видавець і виготовлювач  
Сумський державний університет,  
вул. Римського-Корсакова, 2, м. Суми, 40007  
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3062 від 17.12.2007.