

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
Факультет електроніки та інформаційних технологій

Кафедра електроніки,
загальної та прикладної фізики

Кваліфікаційна робота магістра

**МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ ПЛІВКОВИХ СТРУКТУР НА
ОСНОВІ Fe ТА SiO**

Магістр гр. ЕП.м-82

А.Ю. Олексієнко

Науковий керівник
д-р фіз.-мат.наук, доцент

Ю.О. Шкурдода

Завідувач кафедри ЕЗПФ
д-р фіз.-мат. наук, професор

І.Ю. Проценко

Суми – 2019

РЕФЕРАТ

Мета кваліфікаційної роботи магістра полягає в встановленні закономірностей впливу розмірних і температурних ефектів на магніторезистивні властивості шаруватих структур типу «феромагнітний метал – діелектрик»

Під час виконання роботи використовували вакуумну установку для конденсації плівкових зразків ВУП – 5М, установку для дослідження магніторезистивних досліджень, методи осадження тонких плівок у вакуумі.

У результаті проведення наукових досліджень встановлено, що магніторезистивний ефект для свіжо сконденсованих та відпалених за температури 400 К багатошарових плівок $[\text{Fe}/\text{SiO}]_5/\text{П}$ з товщиною феромагнітного матеріалу $d_{\text{Fe}} = 5\text{--}10$ нм та діелектрика $d_{\text{SiO}} = 1\text{--}5$ нм має анізотропний характер. Величина як поздовжнього так і поперечного магнітоопору в магнітних полях до 0,6 Тл не перевищує 0,053%. Після відпалювання зразків за $T_{\text{відп}}=400$ К, як характер магнітоопору так і величина поздовжнього та поперечного магнітоопору не змінюється.

Робота викладена на 42 сторінках, зокрема, містить 15 рисунків, 1 таблицю, список використаних джерел із 45 найменувань.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: ГРАНУЛЬОВАНІ ПЛІВКИ, МАГНІТООПР, ТУНЕЛЬНИЙ ЕФЕКТ, ФЕРОМАГНІТНИЙ МЕТАЛ, ДІЕЛЕКТРИК, МАГНІТОРЕЗИСТИВНИЙ ЕФЕКТ.

Зміст

С.

ВСТУП	5
РОЗДІЛ 1. СТРУКТУРА ТА МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ ПЛІВКОВИХ КОМПОЗИТІВ МАГНІТНИЙ МЕТАЛ – ДІЕЛЕКТРИК	6
1.1 Структурні характеристики магнітних гранульованих плівок.....	6
1.2 Магнітоопір плівкових композитів магнітний метал – діелектрик.	10
1.3 Температурна залежність плівкових композитів	13
1.4 Чутливість магнітоопору композиційних плівок до зміни магнітного поля	15
1.5 Застосування плівкових композитів в електронному приладобудуванні.	19
РОЗДІЛ 2. МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТУ	22
2.1 Отримання плівкових композитів.	22
2.2 Дослідження магніторезистивних властивостей.....	25
РОЗДІЛ 3. МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ БАГАТОРАРОВИХ СТРУКТУР «ФЕРОМАГНІТНИЙ МЕТАЛ - ДІЕЛЕКТРИК»	29
ВИСНОВКИ	37
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	38

ВСТУП

Великий попит та широке використання магнітно неоднорідних матеріалів стимулює вчених та розробників до вивчення фізичних властивостей нанорозмірних неоднорідних систем, що стали важливим елементом в сучасних приладах та сенсорах [1-2]. Вивчення нових магнітних матеріалів дало поштовх для відкриття нових магніторезистивних ефектів – тунельний магнітоопір (ТМО) [3], гігантський магнітоопір (ГМО) [4], анізотропний магнітоопір (АМО), колосальний магнітоопір [5]. Такі відкриття представляють велику цінність та інтерес для прикладних застосувань.

Дослідження нанорозмірних наносистем дає пояснення на фундаментальні проблеми фізики твердого тіла, наприклад встановлення особливостей електронного транспорту в електронних гетеро структурах, непрямого обмінного зв'язку, поверхневої магнітної анізотропії. Отримані багаточарові плівкові системи дають можливість керувати обмінною взаємодією, досліджувати вплив обмінної орієнтації спіну на транспортні властивості електронів [6].

Не дивлячись на велику кількість досліджень та експериментів по вивченню та дослідженню властивостей різних плівкових систем, актуальним є пошук нових нанорозмірних структур, які б задовольняли вимоги та потреби сучасного приладобудування та електроніка. Важливими вимогами до таких структур є достатньо висока термостабільність їх електрофізичних і магнітних параметрів та прогнозованість поведінки електрофізичних та магніторезистивних властивостей багаточарових систем із зміною температури.

Мета роботи – встановлення загальних закономірностей впливу розмірних і температурних ефектів на магніторезистивні властивості шаруватих структур типу «ферромагнітний метал – діелектрик».

Предмет дослідження магніторезистивні (анізотропний магнітоопір, ізотропний магнітоопір) властивості багаточарових плівкових систем на основі Fe та SiO₂ в інтервалі товщин магнітних шарів $d_{\text{Fe}} = 5-10$ нм та діелектричних шарів $d_{\text{SiO}_2} = 1 - 5$ нм.

РОЗДІЛ 1. СТРУКТУРА ТА МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ ПЛІВКОВИХ КОМПОЗИТІВ МАГНІТНИЙ МЕТАЛ – ДІЕЛЕКТРИК

1.1 Структурні характеристики магнітних гранульованих плівок.

Гранульовані плівки та структури – це такі структури в яких феромагнітні зерна з нанометровими розмірами знаходяться в немагнітній матриці. При відсутності магнітного поля магнітні моменти зерен орієнтовані хаотично і тому через розсіювання магнітних атомів у зернах, електричний опір буде максимальних. У випадку прикладення магнітного поля, моменти зерен будуть орієнтуватися паралельно і як наслідок зменшиться розсіювання електронів провідності і електричного опору. Отримані результати в роботі [7] свідчать про те, що гранульований стан плівок (Ag, Co) впливає деяким чином на їх електрофізичні властивості, такі як питомий опір (ρ) та термічний коефіцієнт опору (ТКО, β).

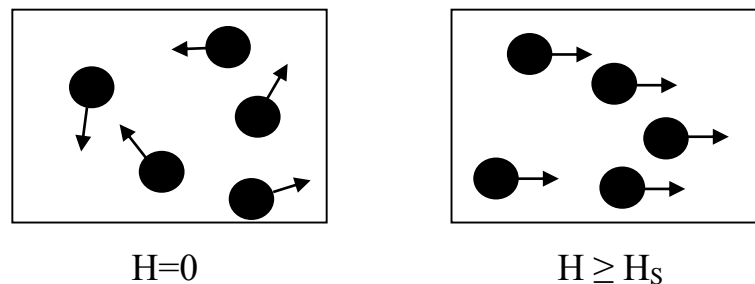


Рисунок 1.1 - Схематичне зображення гранульованої магнітної плівки . При $H=0$ магнітні моменти атомів спрямовані хаотично, а при $H \geq H_s$ впорядковано вздовж напрямку поля

Найчастіше гранульовані сплави отримують методом одночасного осадження на підкладку двох металевих компонент, що мають обмежену змішуваність в масивних зразках, одна з цих компонент - магнітна, інша – немагнітна. В результаті такого процесу та при певному обранні концентрацій утворюються магнітні частинки в немагнітній матриці – гранули, розміри цих частинок можуть складати від декількох ангстрем до нанометрів.

Об'єктом дослідження роботи будуть плівкові структури на основі Fe та SiO. Залізо обрано через те, що воно є феромагнетиком. В роботі [8] розглянуто

плівки заліза, та вказано утворення дрібнодисперсної структури. Конденсація плівок проходила при температурі 78 К та відпалюванням до 390 К. Такі процеси привели до утворенням структури з середнім розміром кристалів 10-12 нм. Варто зазначити, що розмір кристалів не залежав від товщини плівки. В роботі [9] досліджені плівки заліза, що були осаджені методом термічного випарування з великою швидкістю конденсації ($\omega \approx 10\text{нм/с}$). Проведені дослідження морфології поверхні зразка методом атомно-силової мікроскопії показало, плівки мають шорсткий рельєф, отримана морфологія є блочною структурою з розміром блоків (при $d > 40$ нм) 50-70 нм. Характерна особливість для тонких плівок, це поява фазово розмірного ефекту [10]. У багатьох випадках структури та параметри ґраток одношарових плівок Fe схожі на структури металів у масивному стані. Але можливе виникнення відмінностей, що пов'язані з умовами отримання, фазово розмірними ефектами та термообробкою.

Детальніше розглянемо деякі магнітні структури. Магнітна доменна структура [11] - являє собою сукупність мікроскопічних областей (доменів) магнітоупорядкованої речовини, ці частинки різняться між собою залежно від типу магнітного впорядкування, напрямком намагнічуваності, вектором антиферромагнетизму або обома цими поняттями одночасно. Також можуть відрізнятися: розмірами, формою, кристалографічною структурою зразка та його геометрією поверхні. Така структура існує при значеннях температури нижче температури магнітного фазового переходу в магнітоупорядкований стан, а також в окремих проміжках напруженості зовнішнього магнітного поля. Рівноважна магнітна доменна структура отримується мінімумом повної енергії магнетика, до складу якого входить енергія обмінної взаємодії, магнітостатичну та магнітопружну енергію, магнітну анізотропію. На тип магнітної доменної структури можуть впливати: дефекти пакування, магнітні і немагнітні включення, дислокації, форма і розміри зразка, особливості магнітної анізотропії та ін.

Коли присутня магнітна доменна структура між сусідніми областями з різними напрямками намагніченості існують перехідні області – доменні стінки. Це значним чином впливає на магнітну доменну структуру, бо її поява можлива тоді,

коли енергія, що була витрачена на утворення доменної стінки, менша спаду магнітостатичної енергії. В найпростішому виді магнітна доменна структура може існувати в тонких плівках, а також товщині масивних кристалів. Магнітна доменна структура на поверхні достатньо товстих плівок ускладнюється або розгалужується. Причиною такого процесу є зменшення магнітостатичної енергії при тому, що доменна структура зберігається в товщині зразка. До зміни такої структури та кристалічної структури може призвести нагрівання, а потім охолодження зразка.

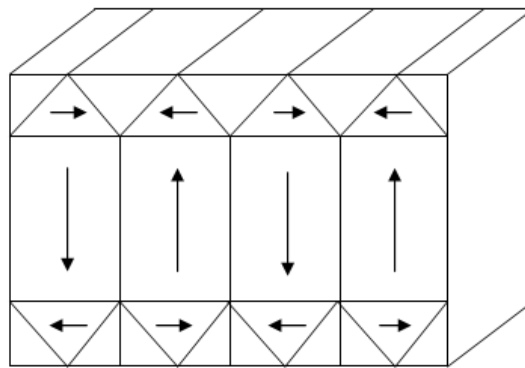


Рисунок 1.2 – Схематичне зображення магнітної доменної структури. Стрілки вказують напрям намагніченості доменів. Структура існує в феромагнітних монокристалах, що обмежені поверхнями з типом (100)

У тонких металевих плівках магнітне поле може стабілізувати деяку магнітну доменну структуру, окремо можна виділити циліндричну магнітну доменну структуру. Отримані результати та уявлення про доменну структуру значно спрощує аналіз залежностей намагніченості феромагнітних матеріалів від напрямку та величини прикладеного зовнішнього поля. Рівноважні розміри магнітної доменної структури, що містить замикаючі домени, можна знайти за мінімумом магнітопружної енергії, а також енергією доменної стінки.

Наступною розглянемо доменну структуру, адже проведення досліджень цієї структури може дати більш точні уявлення та знання про процес перемагнічування. Також за допомогою доменної структури більш детально

можна отримати результати про внутрішні структурні параметри досліджуваного зразка.

Феромагнітні домени – мікроскопічні за розміром області феромагнетика з неоднаковими орієнтаціями спонтанної неоднорідної намагніченості в вибраному одному з можливих напрямків, що відповідають мінімуму енергії магнітної анізотропії одного або декількох типів. Вид доменної структури та її конфігурація залежать від: форми зразка, напрямку та величини прикладеного зовнішнього магнітного поля, орієнтації поверхонь кристала кристалографічних осей, температури та ін. Намагніченості сусідніх доменів орієнтуються під заздалегідь визначеними кутами в залежності один від одного.

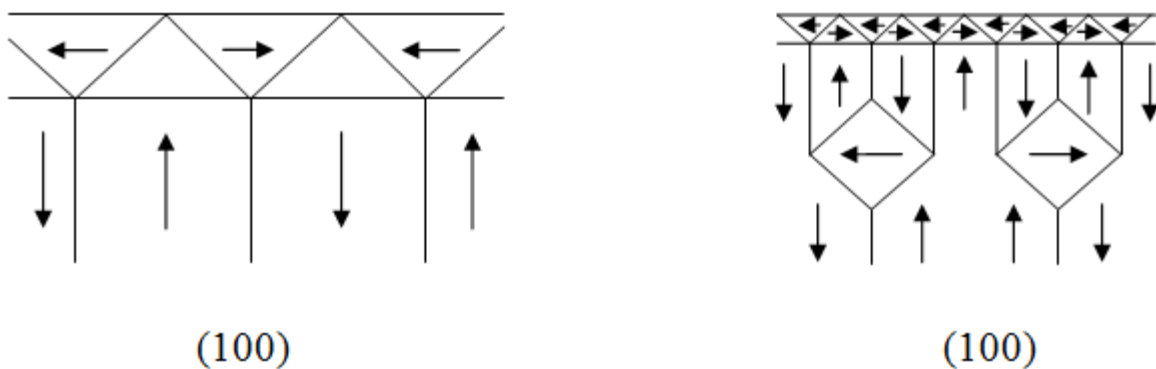


Рисунок 1.3 – Схематичне зображення простої доменної структури (а), розгалуженої доменної структури поблизу площини з поверхнею $\{100\}$

Взагалі, форма феромагнітного домену і вид доменної структури всередині кристала та на його поверхні відрізняються один від одного. Розрізняють внутрішню та поверхневу доменну структуру. В тонких плівках структура на поверхні та всередині може бути однаковою, а в масивних зразках внутрішня структура простіша ніж зовнішня. Тоді можна говорити про наскрізну доменну структуру. Рівноважні розміри феромагнітних доменів в магнітно-одноосних кристалах при тому коли немає впливів зовнішнього магнітного поля визначаються мінімумом енергії магнітостатичних плусів, що зв'язані з виходом намагніченості в рамках кожного з доменів на поверхню та енергією доменної

межі. Чим менша енергія доменів, тим сильніше дробляться полюси і це приводить до зниження енергії магнітостатичного поля.

Об'єктом вивчення в нашій роботі будуть шаруваті структури типу феромагнетик-діелектрик. В таких структурах спостерігається тунельний магнітоопір (ТМО) [12-13], він реалізується у випадку, коли феромагнітні частинки або шари з розмірами порядку декілька нанометрів, розділені діелектричним бар'єром через який можливе тунелювання електронів. В гранульованих плівках «метал-діелектрик» при певних концентраціях феромагнітного матеріалу, виникає тунельний магнітоопір. Гранульовані структури можуть утворюватися в результаті почергової конденсації надтонких магнітних ($dF < 2$ нм) та немагнітних шарів ($dN < 2$ нм) за умови обмеженої розчинності відповідних металів. Крім того, утворення гранульованого сплаву можливе у процесі відпалювання багат шарових структур із дещо більшою товщиною шарів ($dF = 5 - 10$ нм, $dN = 2 - 10$ нм).

Дослідження магніторезистивних властивостей структурно не суцільних плівок феромагнітних металів і сплавів на їх основі та гранульованих структур «феромагнітний метал-діелектрик» дозволяють встановити їх концентраційні і температурні залежності, що дасть можливість більш повного розуміння механізмів реалізації магнітоопору у таких структурах.

1.2 Магнітоопір плівкових композитів магнітний метал – діелектрик.

У роботі [14] досліджувався тунельний магнітоопір керметних гранульованих плівок $(Co_{50}Fe_{50})_x(Al_2O_3)_{1-x}$. Вимірювання проводилися в полях до 90 кЕ та в температурному інтервалі від 5 до 300 К, для трьох геометрій магнітного поля по відношенню до струму: Т – геометрії – поле у площині плівки перпендикулярне до струму, L – геометрія – магнітне поле у площині плівки і паралельне до струму, Р - геометрія – поле перпендикулярне до площини плівки. Такі вимірювання проводилися для виявлення анізотропії магнітоопору та визначення додатного анізотропного магнітоопору при виникненні нескінченного кластеру феромагнітного матеріалу. Отримання результатів у Т- і Р- геометрія, в яких

магнітне поле прикладене перпендикулярно до струму, часто збігались в межах експериментальної похибки. Такий результат дає змогу надалі розглядати лише T-геометрію [15-16].

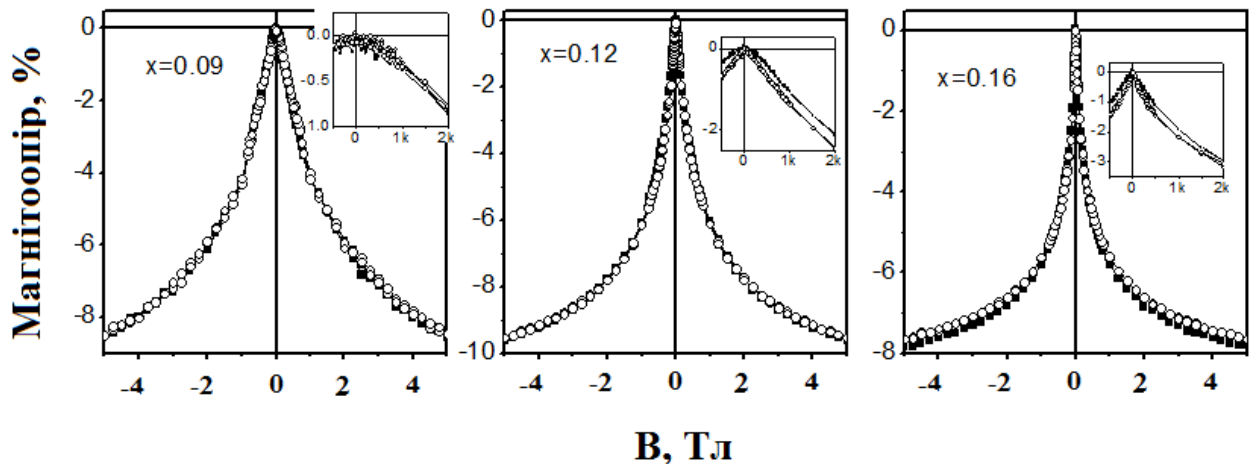


Рисунок 1.4. - Залежності магнітоопору від прикладеного магнітного поля (H) для плівок $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ ($x < x_c$). Вимірювання проводили при температурі 300К T – геометрія. Адаптовано з [14]

Розглянуто зміну тунельного магнітоопору від зовнішнього магнітного поля та об'ємної металевої фази.

Під час вимірювання при кімнатній температурі плівок з об'ємною часткою металевої фази $x_c < 0.16$ виявлено, що величина тунельного магнітоопору збільшується із збільшенням як вмісту металевої фази, так і від прикладеного магнітного поля. У T- і L- геометрії залежність тунельного магнітоопору від прикладеного магнітного поля співпадають, такі результати свідчать, що плівки є ізотропними гранульованими системами (рис 1.4) [17-18].

У плівках зі складом $x < x_c$ величина гістерезису в несильних полях і насичення тунельного магнітоопору в них до 50 кЕ не спостерігаються. Такі результати гарно узгоджуються з вимірами магнітних властивостей і доводять, що при кімнатній температурі плівки в досліді складаються з малих суперпарамагнітних металевих гранул, що знаходяться всередині аморфної

діелектричної матриці. Значення максимального ізотропного магнітного моменту при кімнатній температурі складає $\sim 10\%$ в полях 50 кЕ для плівок з об'ємною частотою феромагнітного металу порядку $x = 0.12$. Коли об'ємна частка феромагнітного металу складає $x > 0.17$ то перколяційний кластер магнітного матеріалу і величина тунельного магнітоопору швидко зменшується із збільшенням x . Також важливо зазначити певну анізотропію магнітоопору при вимірюваннях в T- і L - геометріях. Виникнення цієї анізотропії зв'язано з наявністю протяжного кластеру феромагнітного металу, який дає позитивний внесок анізотропного магнітоопору.

Залежність магнітоопору від прикладеного магнітного поля є звичайною для феромагнітних плівок і вказує на наявність нескінченного кластеру феромагнітного металу. Але для сильних магнітних полів спостерігається від'ємний магнітоопір при вимірюванні у L - геометрії, це пов'язано з наявністю неупорядкованих магнітних станів. Такі стани обумовлені вмістом діелектрика в металеву матрицю, що призводить до появи великої кількості границь розділу з неупорядкованими магнітними моментами. Моменти вирівнюються в сильних магнітних полях, даючи від'ємну компоненту магнітоопору.

Взагалі, залежність магнітоопору від концентрації магнітного матеріалу є звичайною для гранульованих феромагнетиків [19-21]. Максимальне значення тунельного магнітоопору можна спостерігати для плівок з вмістом магнітного матеріалу, який нижчий за поріг перколяції. У плівках отриманих магнетронним розпиленням з композитних мішеней величина тунельного магнітоопору вища ніж розглянуті раніше при проведенні вимірювань в ідентичних умовах, варто зазначити, що це значення не відрізняється від величини у геометрії струм перпендикулярно до площини плівки осадженим реактивним розпиленням [22]. З цього можна зробити висновок, що використання електронно-променевого осадження дозволить отримати плівки з кращими магнітотранспортними властивостями.

На рис. 1.4 показано залежності тунельного магнітоопору в різних магнітних полях від об'ємної частки магнітного матеріалу при температурі 300 К. При

зростанні H зміщується положення максимуму в область менших об'ємних частинок феромагнітного металу. Насичення тунельного магнітоопору більш виразне для плівок з концентрацією магнітних частинок поблизу порогу перколяції. Найбільше значення тунельного магнітного опору в гранульованій системі повинно спостерігатися в плівках, які складаються з супермагнітних гранул з незкорельованими магнітними моментами. Магнітний момент плівок буде змінюватися, тобто магнітні моменти кластерів та гранул будуть певним чином зкорельовані [23].

Проведені дослідження дали змогу визначити, що найбільші значення магнітоопору в сильних полях мають плівки з об'ємною частотою феромагнітного матеріалу, який має значно менше значення порогу перколяції. Магнітоопір у сильних полях збільшується сильніше для плівок з малою об'ємною часткою феромагнітного матеріалу. В цей час насичення в сильних полях не відбувалося, що вказує на те, що феромагнітні гранули є дрібними і при кімнатній температурі знаходяться в суперпарамагнітному стані. Такі плівки складаються з феромагнітних частинок, магнітні моменти яких зкорельовані за допомогою дипольної взаємодії.

1.3 Температурна залежність плівкових композитів

На зміни магнітоопору в плівках можуть впливати такі фактори, як формування перколяційного кластеру та зміна магнітного стану плівок. З пониженням температури в плівках з вмістом магнітного матеріалу меншим за поріг перколяції магнітоопір зростає. Таке явище пояснюється включенням механізмів тунелювання високого порядку, це можна пояснити тунелюванням електронів між великими гранулами через малі в присутності Кулонівської блокади [24]. Доцільно буде розглядати гранульовану систему з широким розподілом розмірів частинок, через те, що такий розподіл буде характерним для керметних плівок біля порогу перколяції. Між великими гранулами в проміжках розташовуються малі, це дає змогу носіям заряду переміщуватися через гранули великого і малого розміру.

Для аналізу температурної залежності магнітоопору для плівок з об'ємною частотою феромагнітного матеріалу небагато вище порогу перколяції потрібно звернути увагу не конкуруючі впливи від перколяційного кластеру і окремих супермагнітних частинок коли присутня диполь-дипольна взаємодія.

У роботі [25], запропоновано модель в якій поблизу порогу перколяції металічні частинки гранульованої плівки скріплені феромагнітно в певній області. В цих областях магнітні моменти частинок розташовані таким чином, що намагніченість системи прямує до нуля. Температурна залежність магнітоопору буде визначатися конкуренцією двох процесів – формуванням упорядкованої системи кластерів та магнітним блокуванням окремих кластерів. Коли температура буде знижуватися завдяки процесам блокування більша кількість кластерів, що не взаємодіють між собою будуть давати внесок у тунельний магнітоопір, і такий процес буде спонукати до збільшення значення магнітоопору.

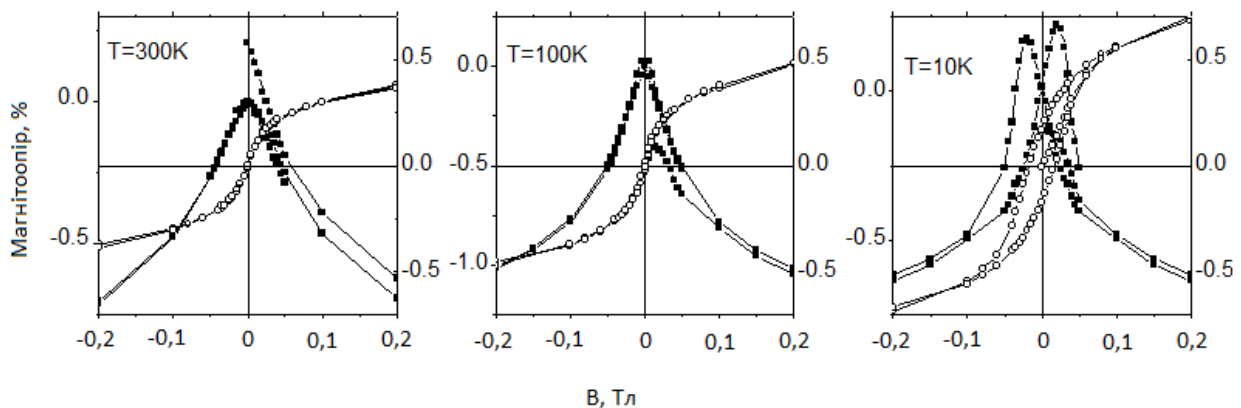


Рисунок 1.5 - Залежності магнітоопору та нормалізованої намагніченості ($M/M(50 \text{ кТл})$) від прикладеного магнітного поля (H) для плівки з об'ємною частотою феромагнітного металу $x=0.24$. Вимірювання проводили в T – геометрії при температурах $T = 300, 100, 30 \text{ К}$. Адаптовано з [14]

Коли і далі знижувати температуру процес магнітного впорядкування [26] призводитимуть до упорядкування моментів окремих кластерів, що значить, що формування магнітно впорядкованої системи у зразку зменшення магнітоопору.

Така конкуренція призведе до виникнення максимуму на температурній залежності магнітоопору.

Кореляція між магнітними властивостями плівки з об'ємною частотою феромагнітного матеріалу $x = 0.24$ та тунельним магнітоопором показано на рис. 1.4 для трьох значень температури. Зміну магнітоопору при збільшенні магнітного поля від нуля до 50 кЕ при низьких температурах можна пояснити так: при охолодженні у нульовому магнітному полі дипольні поля кластерів великого розміру і перколяційного кластеру викликають формування феромагнітного впорядкування моментів магнітних частинок. Початковий магнітний опір буде меншим, чим у системі з незкорельованим магнітним моментом. Коли прикласти зовнішнє магнітне поле таке упорядкування руйнується. Для більших значень прикладених магнітних полів опір зменшуватиметься за рахунок упорядкування магнітних частинок у напрямку поля. Утворюється максимум на первинній кривій залежності магнітоопору від поля. Коли зменшити прикладеного магнітного поля до нуля система не повертається у стан, аналогічний охолодженню у нульовому полі, тому опір плівки є більшим, ніж після первинного охолодження.

Особливо виразна кореляція буде для тих температур, де спостерігається великий гістерезис. Таке пояснюється наявністю перколяційного кластеру магнітного матеріалу в плівках котрі досліджують, а також мікроструктурами плівок.

1.4 Чутливість магнітоопору композиційних плівок до зміни магнітного поля

В приладобудуванні, а саме при виготовленні сенсорів магнітного поля потрібно створити матеріал, в яких буде можлива одночасна взаємодія високого значення тунельного магнітоопору та висока чутливість у малих полях (dMR/dH) при кімнатних температурах. В роботі [27] було запропоновано шаруваті острівцеві плівки метал – діелектрик, в яких спостерігалось підсилення чутливості магнітоопору в середніх та слабких магнітних полях. На рис. 1.3 показано, що навіть в полях $H = 50$ кЕ немає насичення тунельного магнітоопору. В малих

об'ємних частинках феромагнітного матеріалу визначено сильну температурну залежність тунельного магнітоопору, що пояснюється процесами тунелювання високого порядку, такі процеси показано на рис. 1.6.

В плівках з меншою об'ємною частотою феромагнітного матеріалу така залежність була сильніша [28]. Найвищі значення польової чутливості dMR/dH в слабких металевих плівках знайдено для плівок з об'ємною частотою феромагнітного металу $x=0.16$. Величина при температурах 300 К та 100 К складала $\sim 2.3\%$ кЕ та $\sim 7.2\%$ кЕ, відповідно. Для магнітних полів $H < 1$ кЕ отримано майже лінійну залежність магнітоопору від прикладеного магнітного поля при температурі, що дорівнює кімнатній. З отриманих даних можна зробити висновок, що такі плівки є перспективним та цікавим для дослідження та розробки на їх основі приладів, а саме сенсорів магнітного поля середньої напруженості.

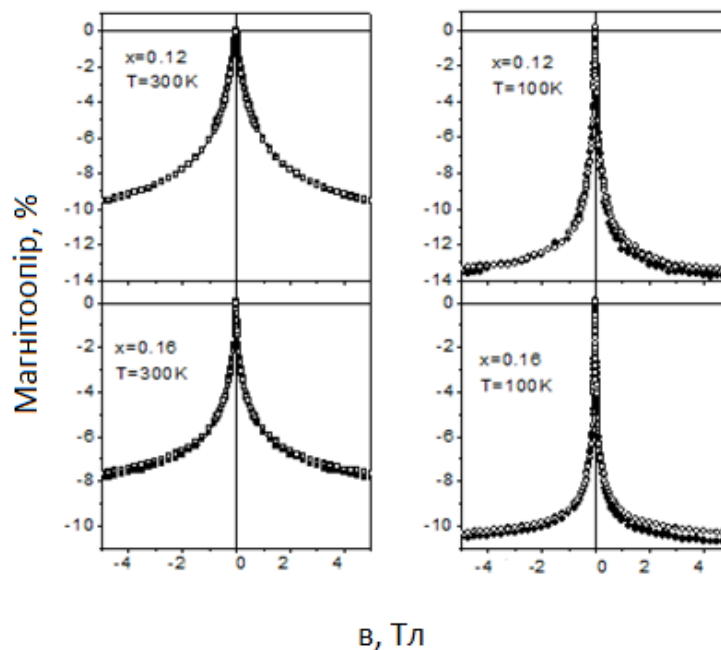


Рисунок 1.6 – Залежності магнітоопору від прикладеного зовнішнього магнітного поля (H) в плівках $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{A}_2\text{O}_3)_{1-x}$. Температури вимірювання 300 та 100 К. Т – геометрія. Адаптовано з [14]

В плівках з вмістом об'ємної частки феромагнітного матеріалу $x > x_c$ магнітоопір починає швидко зменшуватися майже до нульового значення. Для

таких об'ємних феромагнітних частинок спостерігаються деякі несуттєві температурні залежності магнітоопору і чутливості в малих магнітних полях. Перспективнішими для дослідження та вивчення є саме такі плівки з об'ємною часткою феромагнітного матеріалу, чим ті в яких частка перевищує поріг перколяції.

На рис. 1.7 показано, що максимум магнітоопору зміщується в сильних полях в область менших значень об'ємних частинок феромагнітного матеріалу. Максимальні отримані значення магнітоопору при кімнатній температурі в значеннях магнітного поля $H < 5kE$ отримано для плівок з об'ємною часткою феромагнітного матеріалу $x=0.16$. Для магнітних полів $H < 10kE$ максимум зміщується до об'ємної частки феромагнітного матеріалу $x=0.12$. Зміщення максимуму не було раніше в керметних гранульованих плівках. Таке описано в роботі [29], для гранульованих магнітних плівок з магнітною матрицею.

Зміщення максимуму може бути пояснене впливом суперпарамагнітних домішок в об'ємі а також впливом малих феромагнітних кластерів, що знаходяться в немагнітній металевій матриці. У шаруватих гранульованих магнітних плівках метал-діалектрик встановлено, що відбувається підсилення чутливості магнітоопору в слабких магнітних полях. Пояснюється це тим, що вірогідність тунелювання залежить від відносної орієнтації магнітних моментів в феромагнітних гранулах, що знаходяться поряд. Ймовірність виникнення тунелювання зростає, тунельний опір в цей час зменшується, коли магнітні моменти починають упорядковуватися під дією прикладеного зовнішнього магнітного поля. Тунельна провідність, що виникає між двома феромагнетиками описується так, $G \sim 1 + P^2 \cos \theta$, де P - ефективна спінова поляризація в тунельній парі феромагнетиків, що розділені діелектричним бар'єром, θ - кут між напрямками вектора намагнічуваності феромагнітних гранул [30-31]. Можна розрахувати середнє значення по всіх кутах θ що складає $\langle \cos \theta \rangle = (M/M_S)^2$, де M_S – намагніченість насичення феромагнітного матеріалу.

Коли значення величини P малі та система складається з сферичних гранул однакових за розмірами, які не взаємодіють між собою, величина магнітоопору

може бути записана наступним чином $\sim P^2(M/M_s)^2$. Така модель не дуже ефективна, тому що вона є спрощеною та не враховує такі параметри як електрон-електронні взаємодії, висоту тунельного бар'єру, тунелювання високого порядку.

Перевагами такої моделі є те, що вона надає перше наближення для аналізу тунельних процесів між двома феромагнітними гранулами. З моделі виходить, що максимальне значення магнітоопору повинно спостерігатися для системи суперпарамагнітних частинок з абсолютно незкорельованими магнітними моментами. На практиці в гранульованій структурі з фіксованими умовами експерименту, значення тунельного магнітоопору повинна зменшуватися із зменшенням розміру частинок.

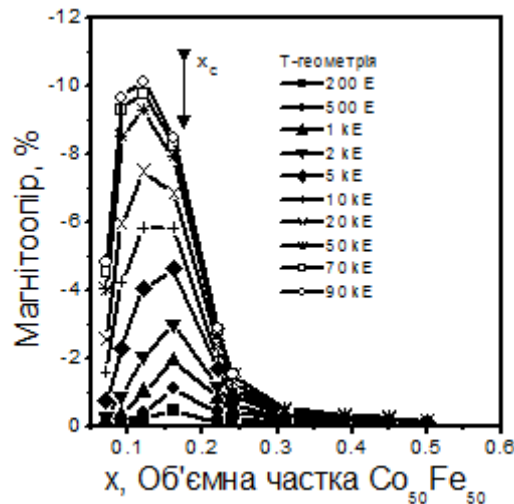


Рисунок 1.7 – Залежності магнітоопору від об'ємної частоти феромагнітної фази (x) для плівок $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$. Адаптовано з [14]

Такий процес буде спостерігатися через зменшення намагніченості і спінової поляризації, зміну магнітної структури та збільшення ширини тунельного бар'єру. Максимальні значення тунельного магнітоопору будуть присутні в плівках з низькою об'ємною часткою феромагнітного матеріалу, в такому випадку вірогідність тунелювання мала бо ширина тунельного бар'єру велика. Основним механізмом через який буде відбуватися тунелювання в такій системі буде тунелювання високого порядку, із залученням трьох та більше частинок. Для

певного діапазону об'ємних часток феромагнітного матеріалу поряд з порогом перколяції плівки потрібно розглядати як системи, що складаються з набору суперпарамагнітних гранул з широким розподілом розміру частинок, магнітні моменти цих частинок певним чином зкорельовані завдяки диполь-дипольної взаємодії.

Аналізуючи дані, можна прийти до висновку, що внесок малих кластерів і процесів тунелювання високого порядку до тунельного магнітоопору починає збільшуватися коли знижується температура. Коли вплив термічних флуктуацій менший, прикладена напруга висока для того щоб можливо було подолати Кулонівську блокаду, зміщення максимального значення тунельного магнітоопору в область малих об'ємних часток феромагнітного матеріалу помітніше при 100 К, низько польова чутливість до змін магнітного поля dMR/dH вища, проте позиція максимуму польової чутливості dMR/dH у полях $H < 500E$ не змінюється.

1.5 Застосування плівкових композитів в електронному приладобудуванні

Стрімкий розвиток електроніки стимулює розробників для створення нових компонентів, приладів для задоволення потреб сучасного приладобудування. Зараз широко використовуються датчики в яких чутливі елементи базуються на основі тунельного та гігантського магнітоопору [32], ефекті Холла, анізотропному магніторезистивному ефекті.

В структурах із спін залежним тунелюванням вдалося досягти того, що прилади на таких структурах проявляють велику чутливість до зовнішнього магнітного поля. Індукція насичення магнітного поля в таких структурах значним чином залежить від матеріалу магнітних шарів і методу забезпечення паралельної та антипаралельної орієнтації намагніченості та коливається в межах, що складають від 0.12 до 12.5 мТл, такі властивості забезпечують розробку дуже чутливих магнітних датчиків. Присутність діелектричного прошарку забезпечує те, що опір таких елементів відносно великий, що значно збільшує спектр їх можливого використання.

Широко застосовуються датчики на основі анізотропного магнітоопору (АМО). На основі такого ефекту будуються датчики: переміщення, положення, кута повороту та ін. робочими характеристиками в них можуть бути коерцетивні сили та намагніченості насичення, кутові залежності магнітоопору. Типовий датчик такого типу представляє собою мостову схему. Його будова являє собою чотири плеча в якості яких нанесено магніторезистивні смужки на які під кутом 45° до повздовжньої вісі наносять Барбер-полюсна структура, що дозволяють струму протікати під таким самим кутом. Щоб усунути недолік наявності полюсів Барбера застосовуються АМО – датчики в яких формуються характеристики за рахунок яких розміщення магніторезистивних смужок під кутом 45° до осі легкого намагнічування.

Наступним доволі поширеним різновидом датчиків на основі магнітоопору є датчики з гігантським магнітоопором (ГМО). Їх особливістю є наявність високої чутливості до слабких магнітних полів, невеликі розміри, гарна сумісність з іншими електронними пристроями. За рахунок інтенсивного електричного сигналу, що сформовується ГМО – структурою, значно зменшується чутливість до шумів. Такі властивості привели до того, що елементи на основі ГМО – структур знайшли застосування в зчитувальних голівках жорстких дисків. Така особливість дозволила в багато разів збільшити щільність запису жорстких дисків, за останні 10 років з 4,1 до 100 Гбайт/дюйм². Датчики з ефектом гігантського магнітоопору використовуються для детектування лінійного та обертального переміщення, зчитування струму та ін. На основі тонко плівкових структур з гігантським магнітоопором, які осаджують на підкладку із кремнію, отримують різні елементи датчиків – резисторні пари, резистори, напівмости чи мости Уїтстона. У Типовий датчику чотири ГМО – резистори утворюють міст Уїтстона вихідна напруга якого пропорційна до зовнішнього магнітного поля. З метою мінімізації споживаної потужності та збільшення питомого опору ГМО – резистори формують у вигляді серпантину. Температурний коефіцієнт усіх резисторів, що виготовлені з одного і того самого матеріалу буде однаковий.

Датчики на основі магніторезистивного ефекту знайшли своє використання в багатьох галузях сучасного побуту, прикладами можуть бути автомобільна промисловість, біомедичні технології. Вивчення спінтроники, дослідження її можливостей та подальше поєднання з ефектами тунельного магнітоопору і явищ перенесення спіну, може допомогти в впровадженні в технології оперативної пам'яті комп'ютерів і мікрохвильових джерел мобільних телефонів.

РОЗДІЛ 2. МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

2.1 Отримання плівкових композитів

В результаті проведених літературних досліджень, було отримано знання та уявлення про структурні, магнітні та електрофізичні властивості гранульованих систем та композитів. Сформовано напрямок та мету досліджень в роботі – це отримання систем на основі феромагнітного матеріалу (Fe) та немагнітного шару (SiO), дослідження структурно-фазового стану, вивчення магніторезистивних властивостей.

Вибір саме на такі системи та матеріали був зумовлений рядом причин. Відкриття такого важливого явища як ефект ГМО стимулювало дослідження плівкових систем із феромагнітними шарами, що розділені немагнітним прошарком. Актуальним є питання пов'язане з особливостями спін-залежного розсіювання електронів провідності. Також відомо, що домішкові матеріали або додаткові шари можуть позитивно або негативно магніторезистивні та електрофізичні властивості плівкових структур [33]. Системи з відносно товстими немагнітними прошарками з майже нульовим значенням обмінної взаємодії є недостатньо вивченими. Стан з антипаралельною орієнтацією напрямків локальних намагніченостей феромагнітних шарів у таких системах реалізується за рахунок різниці в коерцитивних силах цих металів, такі особливості відкривають подальші можливості для широкого практичного застосування несиметричних систем. Дослідження обраної структури обумовлене декількома причинами. По-перше, вибір феромагнітного матеріалу (Fe) обумовлено широкою розповсюдженістю цього металу. При вдалому проведенні досліджень, цей матеріал можна використовувати промислово в великих кількостях, що забезпечить економічну вигідність структури. По-друге, обрана структура «метал-діелектрик» на основі FeSiO є мало вивченою та доволі перспективною в своїх властивостях та використанні в приладобудуванні. Очікувані результати та отримані структури можуть дати відповіді на деякі питання пов'язані з тунельним переходом та магніторезистивними властивостями.

Для отримання багатошарових зразків ми будемо застосовувати метод почергової вакуумної конденсації необхідних компонент, це дозволить отримати безпосередньо на підкладці багатошарові структури з потрібними нам товщинами шарів. Проведення напилення зразків будемо за допомогою промислової вакуумної установки ВУП-5М виробництва Сумського ВАТ «Selmi» [34], що була деяким чином удосконалена для реалізації потрібних нам параметрів зразків. В процесі отримання тиск залишкової атмосфери у вакуумній камері складав 10^{-4} Па. Плівка Fe отримувалася методом електронно-променевого випарування з використанням електронної дводіодної гармати з модернізованим блоком живлення. Така гармата складається з катодних і анодних вузлів, що механічно скріплені пластинами-ізоляторами із кераміки. Товщини шарів контролювалися *in situ* методом кварцового резонатора (точність 10 %), для цього використовувався промисловий резонатор типу РГ08 з частотою 10 МГц, генератор електричних коливань. Також можливий метод вимірювання товщини зразка за допомогою мікроінтерферометра МП-4, в цьому приладі в якості джерела світла використовується мініатюрний напівпровідниковий лазер $\lambda = 647$ нм. Інтерференційну картину можна спостерігати як візуально так і на екрані комп'ютера за допомогою цифрової фотокамери. Це дає змогу зменшити похибку вимірювання товщини, значним чином в області товщин $d < 50$ нм. Похибка вимірювань при таких товщинах буде складати 10-15%. Властивості та формування структури тонких плівок, що отримують методом вакуумного випарування, значним чином залежать від умов конденсації. Значну роль тут відіграють температура підкладки, матеріал та його чистота, швидкість конденсації речовини, ступінь вакууму та ін.

У роботі [35] проведено дослідження впливу таких параметрів, як швидкість конденсації (ω), тиск та склад газів залишкової атмосфери (P), температура підкладки (T_n) на фазовий склад а також електрофізичні властивості плівок, можна прийти до висновку, що чистіші плівки отримують при збільшенні швидкості їх конденсації (коли $P = \text{const}$) а також при зменшенні тиску газів залишкової атмосфери (при $\omega = \text{const}$).

Виходячи із сказаного, аналізуючи данні та необхідності отримати структурно несучільні плівки була використана наступна технологія. Надтонку плівку феромагнітного металу ($d \leq 5$ нм) одержувались шляхом термічного випарування матеріалу з тримача на підкладку із ситалу розмірами 1×1 см (10×10 мм). Такі розміри підкладки необхідні через подальші магніторезистивні дослідження. Через необхідність отримання досить тонкої плівки для контролювання товщини використовувався кварцовий резонатор. Принци його роботи будується на зміні частоти коливання при зміні товщини напилення зразка. При збільшенні товщини, збільшується частота коливання. Також для визначення товщини застосовувався і розрахунковий метод. Цей метод можна пояснити із схеми на рис 2.1:

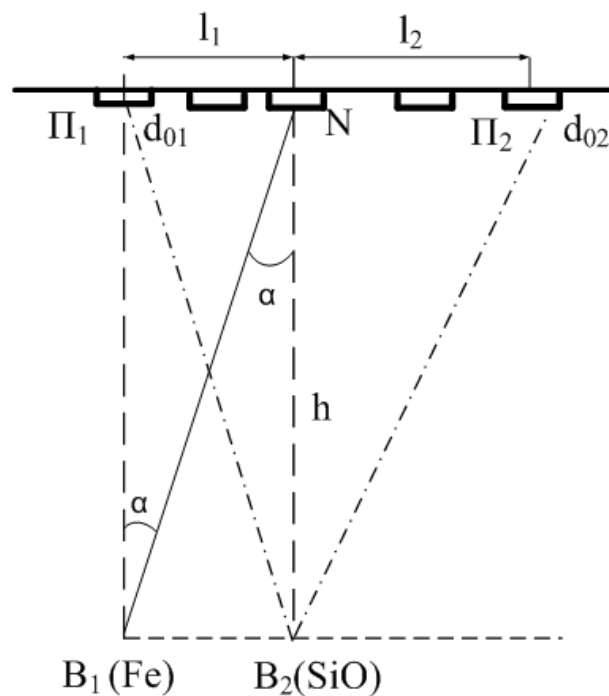


Рисунок 2.1. - Геометрія системи «підкладка-випарник» для розрахунку товщини шарів. B_1 , B_2 – випарники, Π_1 , Π_2 – пластини ситалу, l_1 , l_2 – відстань від середини пластини до точки N, h – відстань від підкладки до площини випарника

Для того, щоб отримати гранульовані плівки «метал-діелектрик» застосовується метод почергової роздільної конденсації компонент, такий метод дозволяє отримати на підкладці плівковий сплав будь-якого складу. Одночасну конденсацію двох компонент може призвести до утворення атомних крапель в

об'ємі діелектрика, вміст таких атомів може досягати 10 % від загальної маси феромагнетик. Також метод почергової конденсації компонент дозволить нанести необхідну кількість шарів в структурі.

З геометрії системи товщину в точці N можна розрахувати за співвідношенням:

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

де d_0 – товщина плівки в точці, яка знаходиться над випарником, l_1, l_2 – відстань від середини пластини до точки N , h – відстань від підкладки до площини випарника

Конденсація плівкових зразків відбувається у зовнішньому магнітному полі з напруженістю $B=10$ мТл, що створено постійними магнітами, така дія дозволяла сформувати вісь легкого намагнічення в площині плівки. Для проведення мікроскопічних досліджень отриманої системи потрібно скористатися просвічуючим електронним мікроскопом ПЕМ-125К. Для розрахунку дифракційних картин.

2.2 Дослідження магніторезистивних властивостей

Всією метою виконання роботи є дослідження та визначення магніторезистивних властивостей плівкових структур на основі Fe та SiO. Тому всю увагу приділено саме вимірам та експериментам над магнітними властивостями систем. Дослідження та експерименти з термостабілізації плівок проводилися в установці ВУП-5М. Така установка дозволила проводити відпалювання плівкових зразків в умовах надвисокого безмасляного вакууму (10^{-6} - 10^{-7}) Па та у постійному магнітному полі з напруженістю до $B=0,2$ Тл.

Електричний опір зразка який виготовлено з феромагнітного металу залежить від величини кута між напрямком намагнічуваності та струму та є наслідком анізотропного розсіювання електронів провідності, що пояснюються спін-орбітальною взаємодією [36]. Це явище отримало назву анізотропного магніторезистивного ефекту. В багатошарових плівках, коли товщина

немагнітного прошарку складає певне значення, окрім анізотропного, виникає гігантський магніторезистивний ефект. При деяких концентраціях феромагнітного металу в гранульованих плівках «метал-діелектрик», виникає тунельний магнітоопір.

Через відсутність загальноприйнятого співвідношення для розрахунку величини магнітоопору скористаємося вживаним для розрахунку величини анізотропного магнітоопору:

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{R(B) - R_0}{R_0} \quad (2.2)$$

де $R(B)$ – електричний опір плівкового зразка в зовнішньому магнітному полі; R_0 – електричний опір розмагніченого зразка (в полі коерцитивної сили) або, за умови відсутності магніторезистивного гістерезису, опір зразка при $B=0$.

При вимірюванні магнітоопору вимірюється безпосередньо величина електричного опору зразка, а не значення його питомого опору, похибка вимірювань не перевищувала 0,02%.

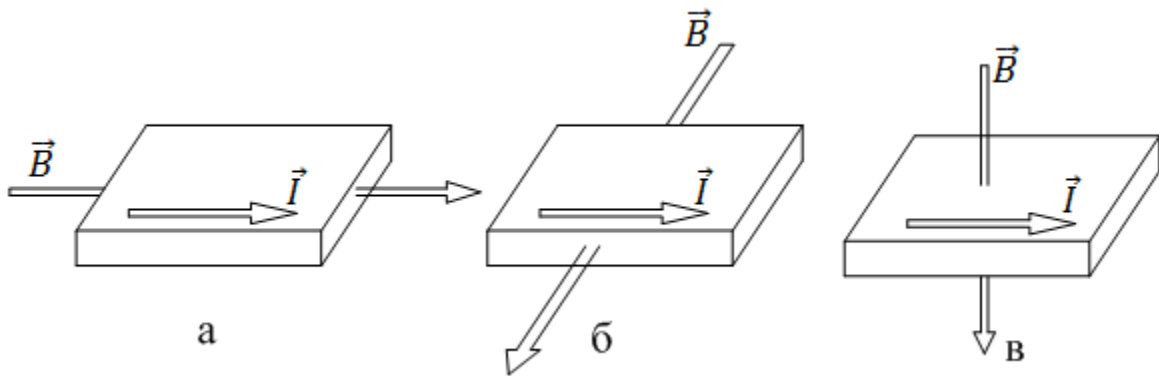


Рисунок 2.2 – Схема повздовжньої (а), поперечної (б), перпендикулярної (в) геометрії вимірювання магнітоопору

Виділяють основні дві геометрії прикладення магнітного поля, коли напрям ліній магнітного поля лежить у площині плівкової системи, таку геометрію називають паралельною (FIP – field-in-plane), коли напрямок магнітного поля перпендикулярний до зразка, таку геометрію називають перпендикулярною (FPP – field-perpendicular-to-plane).

Також розрізняють такий вид геометрії як поперечна, її можна вважати одним із різновидів паралельної, у цьому випадку лінії магнітного поля направлені в площині плівкової системи, але при цьому паралельні напрямку протікання струму при процесі вимірювання опору (рис.2.2).

Комплекс для вимірювання магнітоопору складається з електромагніту, уніполярного блока живлення електромагніту Philips PM 2811, мультиметра для вимірювання опору Keithley 2000 Digital, 12-ти бітного АЦП-ЦАП NI USB 6008, системи реле для зміни полярності магнітного поля.

На рис. 2.4 показано зовнішній вигляд тримача зразка а також розміщення та форму контактів, які розміщено так, щоб була можливість змінити геометрію протікання електричного струму відносно прикладеного зовнішнього магнітного поля без зміни положення зразка в тримачі.

Інтерфейс для отримання результатів вимірювання, побудови залежностей опору від величини прикладеного поля розроблено у середовищі графічного програмування LabVIEW 2010 SP1. Збір даних з мультиметра здійснюється за допомогою програмного забезпечення та бібліотеки управління даними [37].

Задавання параметрів вимірювання, величини значення магнітного поля, кроку отримання значення опору використовується програмне забезпечення після чого програма автоматично отримує данні, які зберігаються на комп'ютері. Після отримання всіх необхідних даних можна буде розрахувати величину магнітоопору та побудувати залежності величини магнітоопору від прикладеного зовнішнього магнітного поля.

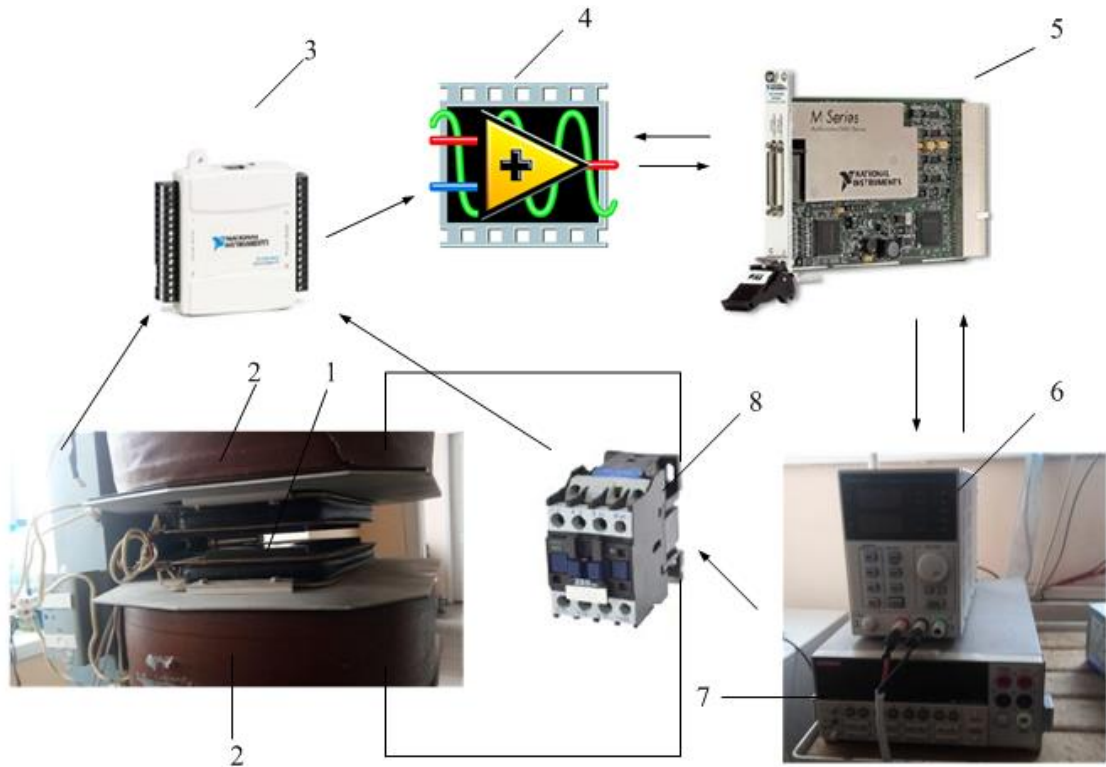


Рисунок 2.3 - Схема апаратної частини установки для вимірювання магнітоопору : 1 – датчик Холла, 2 – електромагніт, 3 – блок конекторів (NI USB 6008); 4 – програмне забезпечення (LabVIEW); 5 – карта збору даних NI PCI-6031E; 6 – мультиметр для вимірювання напруги; 7 – мультиметр для вимірювання опору. Адаптовано з [38]



Рисунок 2.4 – Зовнішній вигляд тримача зразків для проведення вимірювань магнітоопору

РОЗДІЛ 3. МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ БАГАТОРАРОВИХ СТРУКТУР «ФЕРОМАГНІТНИЙ МЕТАЛ - ДИЕЛЕКТРИК»

Магнітоопір магнітнооднорідних, структурно-суцільних плівок феромагнітних металів та сплавів на їх основі має анізотропний характер, тобто поздовжній (\parallel) і поперечний (\perp) МО різні за величиною і знаком. У випадку відносно слабких полів для повністю розмагніченого зразка спостерігається збільшення опору при паралельній орієнтації векторів струму та індукції (або напруженості) зовнішнього магнітного поля і зменшення – для поперечної геометрії. Після досягнення насичення в області парапроцесу електричний опір феромагнетика повинен зменшуватися для обох конфігурацій струму і напруженості магнітного поля [39]. Наявність спонтанної намагніченості зразка та гістерезису перемагнічення ускладнює характер залежності електричного опору від величини індукції зовнішнього магнітного поля.

У випадку структурно - несцільних феромагнітних плівок їх магніторезистивні властивості можуть в значній мірі відрізнятися внаслідок реалізації різних механізмів магнітоопору. Механізми виникнення магнітоопору в острівцевих системах складні і поки що до кінця не з'ясовані. Можна лише зазначити, що важливу роль у формуванні магнітоопору відіграють механізми переносу заряду і спіну в цих системах.

Вивчаючи тему магнітних властивостей надтонких плівок, слід відмітити, що в роботі [40] були досліджені магнітні властивості тонких шарів пермалою (від 1 до 80 нм) в полях до 40 мТл. При товщині плівок ~ 6 нм виявлено значну зміну магнітних властивостей (різке збільшення коерцитивної сили і поля насичення), що характеризується в роботі як перехід від тривимірного до двовимірного стану. Важливо, що в цих острівцевих плівках була виявлена компонента намагніченості, спрямована перпендикулярно до площини зразка. Також у роботі [41] досліджені магнітні надгратки $\text{CoFe}/\text{Al}_2\text{O}_3$ з товщинами шарів CoFe менше перколяційної межі 1,8 нм. Виявлено існування двох магнітних

конфігурацій цієї системи: суперферромагнітна фаза з дипольною далекодією і звичайна ферромагнітна з обмінною взаємодією між острівцями. Перехід між станами пов'язаний, але виникає раніше перколяційного переходу та реалізується при товщині магнітного шару 1,7 нм.

Розглянемо результати експериментальних досліджень магніторезистивних властивостей свіжосконденсованих та відпалених при температурі 400 К багат шарових плівок $[\text{Fe}/\text{SiO}]_5$ в інтервалі товщин $d_{\text{Fe}} = 5 - 10$ нм (рис. 3.1–3.4). Як бачимо з рисунків характерною особливістю для поздовжнього і поперечного ефекту магнітоопору досліджених зразків був немонотонний характер зміни опору залежно від напруженості зовнішнього поля. На польових залежностях величини магнітоопору $\Delta R/R_0$ від B (рис. 3.1–3.4) спостерігаються екстремуми (мінімум – для поздовжнього (||) МО, максимум – для поперечного (+) МО), які пов'язані з процесами перемагнічування плівки. Про це свідчить той факт, що при повторному намагнічуванні плівки в тому ж напрямку екстремум не спостерігається, а опір монотонно збільшується або зменшується, виходячи на насичення. Прийнято вважати [42], що величина індукції зовнішнього поля, при якій спостерігається екстремум, дорівнює коерцитивній силі B_c зразка. Починаючи з цієї точки, зміна електричного опору, залежно від індукції магнітного поля, аналогічна для однорідного масивного ферромагнітного металу. При зменшенні величини індукції магнітного поля до нуля плівка має деяку залишкову намагніченість i , як наслідок, для одержання мінімального електричного опору потрібно прикласти магнітне поле протилежного напрямку для того, щоб розмагнітити зразок. Отже, магніторезистивний ефект для свіжосконденсованих та відпалених за температури багат шарових плівок $[\text{Fe}/\text{SiO}]_5$ анізотропний характер. Величина як поздовжнього так і поперечного магнітоопору в магнітних полях до 0,6 Тл не перевищує 0,053%. Таку особливість можна пояснити саме великою дефектністю свіжосконденсованих плівок. У роботі [43] показано, що плівки Co, отримані за кімнатної температури, при великих швидкостях конденсації є магнітними, але їх намагніченість значно

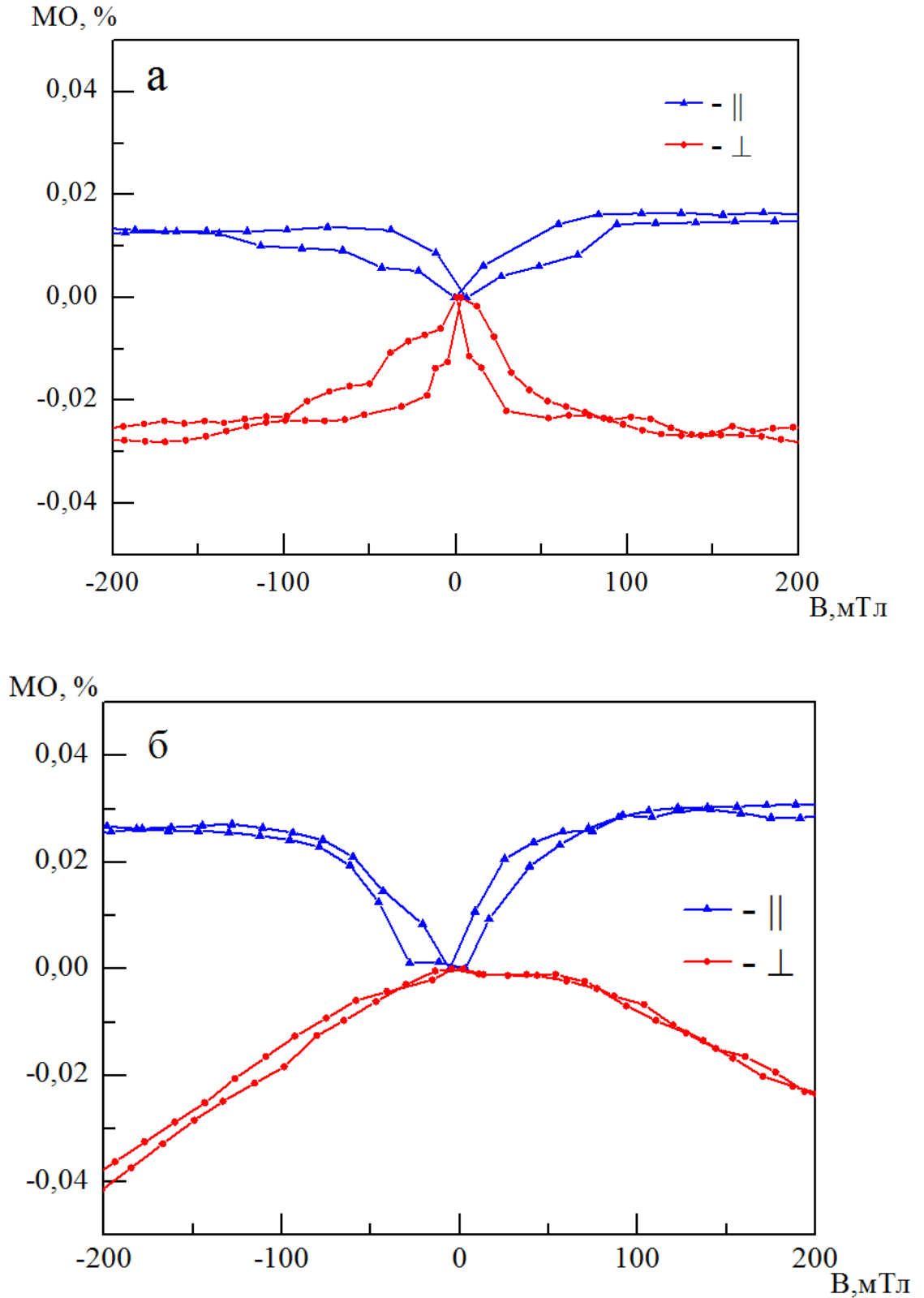


Рисунок 3.1 – Польові залежності поздовжнього (\parallel) та поперечного (\perp) магнітоопору не відпалених (а) і відпалених (б) за температури 400 К шаруватих структур $[\text{Fe}/\text{SiO}]_5$ ($d_{\text{Fe}}=5$ нм, $d_{\text{SiO}}=1$ нм)

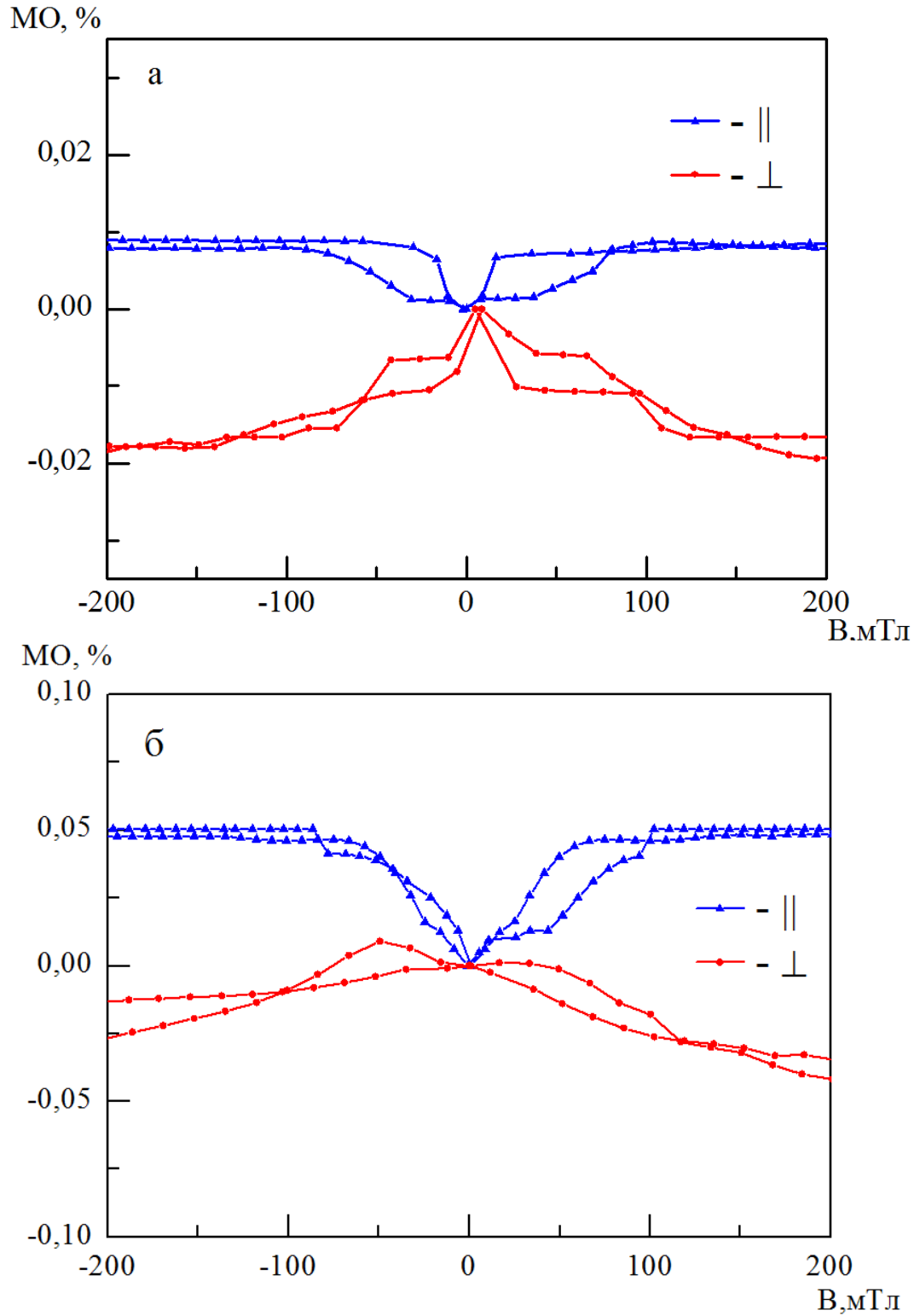


Рисунок 3.2 – Польові залежності поздовжнього (||) та поперечного (+) магнітоопору не відпалених (а) і відпалених (б) за температури 400 К шаруватих структур $[\text{Fe}/\text{SiO}]_5$ ($d_{\text{Fe}}=6$ нм, $d_{\text{SiO}}=1$ нм)

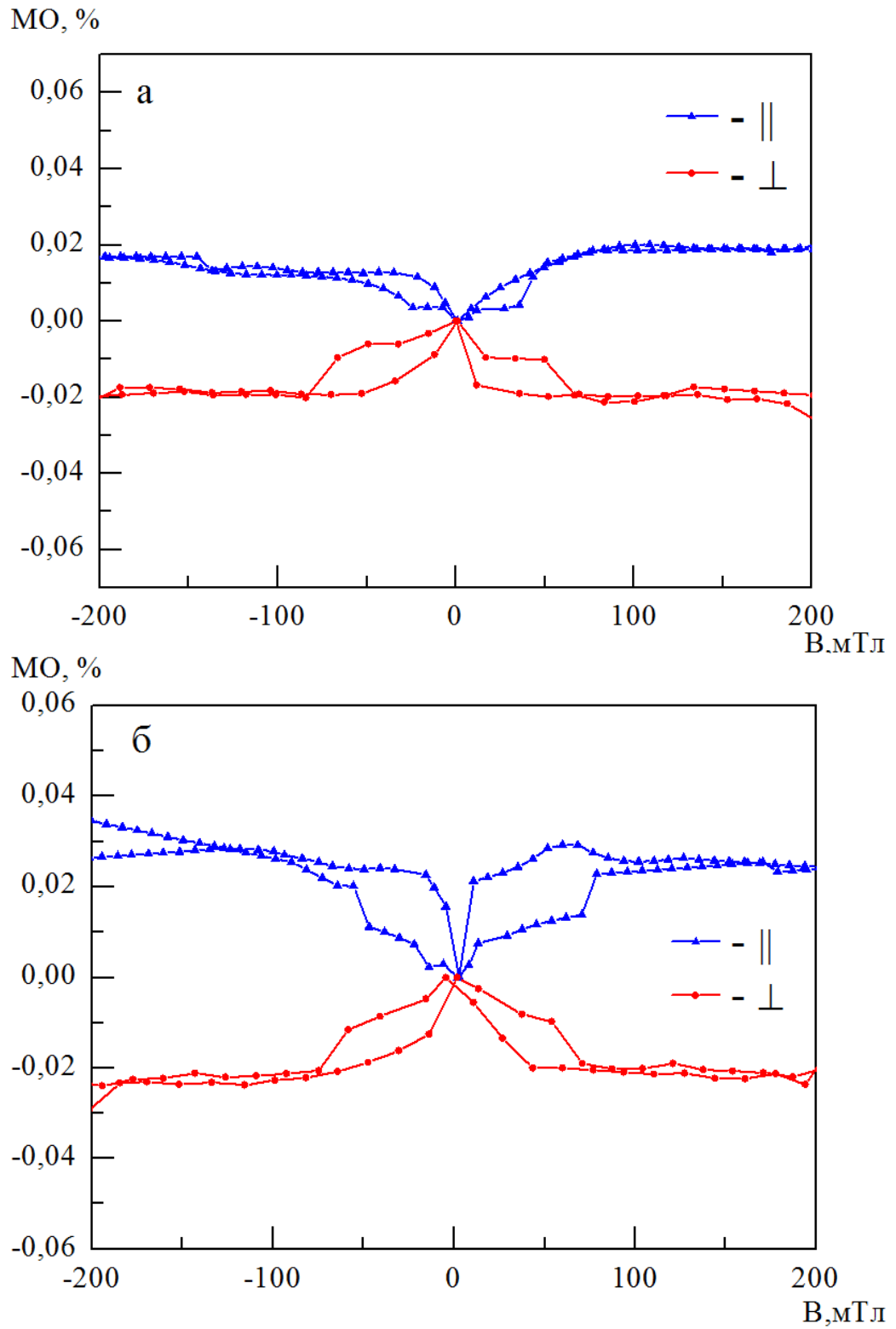


Рисунок 3.3 – Польові залежності поздовжнього (\parallel) та поперечного (\perp) магнітоопору не відпалених (а) і відпалених (б) за температури 400 К шаруватих структур $[\text{Fe}/\text{SiO}]_5$ ($d_{\text{Fe}}=8$ нм, $d_{\text{SiO}}=1$ нм)

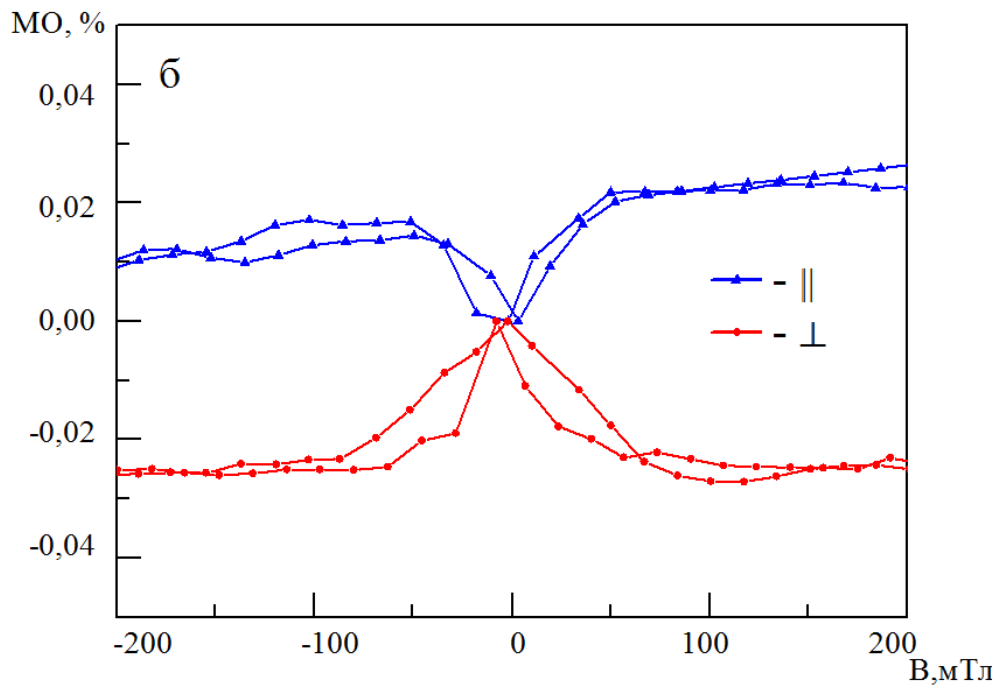
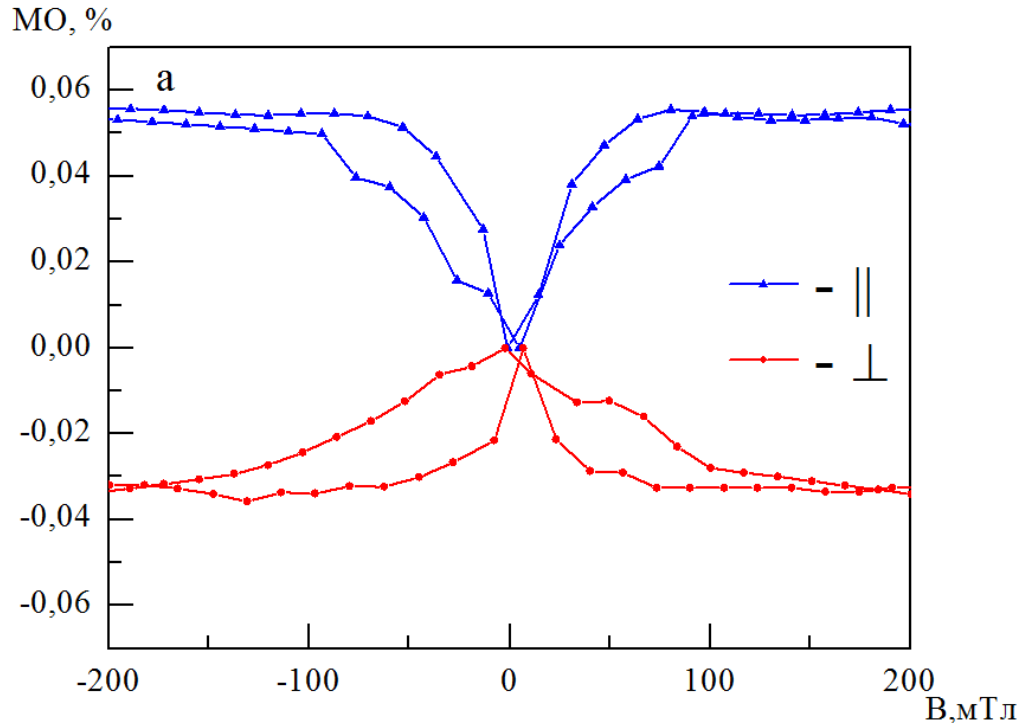


Рисунок 3.4 – Польові залежності повздовжнього (||) та поперечного (⊥) магнітоопору невідпалених (а) та відпалених (б) за температури 400 К шаруватих структур $[\text{Fe}/\text{SiO}]_5$ ($d_{\text{Fe}} = 10 \text{ нм}$, $d_{\text{SiO}}=1 \text{ нм}$)

Система	МО, %		МО, %	
	Повздожня геометрія, невідпалені	Поперечна геометрія, невідпалені	Повздожня геометрія, T = 400 К	Поперечна геометрія, T = 400 К
[Fe(5)SiO(1)] ₅ /Π	0.018	-0.02	0.027	-0.038
[Fe(6)SiO(1)] ₅ /Π	0.0094	-0.018	0.05	-0.017
[Fe(8)SiO(1)] ₅ /Π	0.018	-0.02	0.026	-0.024
[Fe(10)SiO(1)] ₅ /Π	0.053	-0.033	0.01	-0.025

Таблиця 3.1 – Величина магнітоопору для свіжосконденсованих та відпалених при температурі 400 К шаруватих структур [Fe/SiO]₅/Π для повздожньої та поперечної геометрій вимірювання

менша намагніченості масивного Co. Зменшення намагніченості у даному випадку і приводить до невеликих значень їх анізотропного магнітоопору.

Оскільки нанесення шарів Fe здійснювалось на нейтральну неорієнтовану підкладку (ситал, SiO) за температури $T_s = 300$ К (внаслідок чого дифузійна рухливість атомів конденсату була ускладнена), а тому свіжосконденсовані плівки можна розглядати як нерівноважні системи. Нерівноважність плівкових зразків зумовлена, перш за все, їх структурною неупорядкованістю (великою дефектністю), яка впливає на всі фізичні, в тому числі й магнітні та магніторезистивні властивості. Також слід відмітити, що за ефективних товщин шарів Fe $d_{Fe} = 5 - 10$ нм нанесених на аморфну підкладку, як правило, вони є структурно несучільними. Для структурно несучільних плівок можлива поява додаткового механізму магнітоопору до вже існуючого – анізотропного МО. Для структурно несучільних зразків можливий випадок, що вплив анізотропії магнітоопору буде не суттєвий, а домінуючий ефект, який реалізується, не є анізотропним і може бути зумовлений спін-залежним тунелюванням електронів між феромагнітними острівцями. При таких ефективних товщина може реалізується суперпозиція спін – орбітального розсіювання та спін-залежного тунелювання електронів [44]. У таких плівках діелектричні прошарки перешкоджають прямому феромагнітному обміну між сусідніми острівцями, але допускають міжострівцеве тунелювання.

У нашому випадку товщина діелектричного прошарку складає величину близько 1 нм. За такої товщини прошарок може бути структурно несучільним і тому у процесі конденсації відбувається утворення кластерної структури із металічних острівців, які дотикаються один до одного. При цьому значно зростає електроперенесення по цих сформованих металічних областях (нескінченний металічний кластер [45]), які є феромагнітними. Як наслідок у досліджуваних структурах реалізується анізотропний характер магнітоопору характерний для однорідних феромагнітних матеріалів. Після відпалювання зразків за $T_{відп} = 400$ К, як характер магнітоопору так і величина поздовжнього та поперечного магнітоопору не змінюється.

ВИСНОВКИ

1. В результаті аналізу літературних джерел, що стосується тематики дослідження було встановлено, що в гранульованих структурах «ферромагнітний метал – діелектрик» реалізується ефект тунельного магнітоопору.
2. Особливістю гранульованих композитних матеріалів отриманих методом одночасної конденсації є наявність в ферромагнітній матриці значної частки ферромагнітного металу в атомарному стані, що суттєво впливає на магнітні властивості композитів.
3. Розроблено методику отримання багат шарових структур «ферромагнітний метал – діелектрик», методом почергового осадження компонентів, що дає можливість отримувати діелектричні прошарки з мінімальною кількістю ферромагнітного металу в атомарному стані.
4. Магніторезистивний ефект для свіжо сконденсованих та відпалених за температури багат шарових плівок $[\text{Fe}/\text{SiO}]_5/\text{П}$ має анізотропний характер. Величина як поздовжнього так і поперечного магнітоопору в магнітних полях до 0,6 Тл не перевищує 0,053%.
5. Після відпалювання зразків за $T_{\text{відп}}=400$ К, як характер магнітоопору так і величина поздовжнього та поперечного магнітоопору не змінюється.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Shinjo T. Nanomagnetism and spintronics (Second edition) / Shinjo T. – Japan: Elsevier Science and Technology, 2013. – 372 p.
2. Leung, C. M., Li, J., Viehland, D., & Zhuang, X. A review on applications of magnetoelectric composites: from heterostructural uncooled magnetic sensors, energy harvesters to highly efficient power converters// Journal of Physics D: Applied Physics. – 2018. – V. 51, № 26, – P. 3002
3. Almasi H., Reifsnnyder Hickey D., Newhouse-Illig T. et al. // Enhanced tunneling magnetoresistance and perpendicular magnetic anisotropy in Mo/CoFeB/MgO magnetic tunnel junctions. Appl. Phys. Lett. – 2015. – Vol. 106. – P. 182406.
4. Ennen Inga et al. "Giant magnetoresistance: Basic concepts, microstructure, magnetic interactions and applications // Sensors – 2016.– P. 1-24.
5. Tan, Guo-Long, and Hao-Hao Sheng. "Multiferroism and colossal magneto-capacitance effect of La_{0.2}Pb_{0.7}Fe₁₂O₁₉ ceramics." Acta Materialia 121 (2016): 144-151.
6. Кругляк Ю.О., Стріха М.В. Транспортні явища в графені в узагальненій моделі Ландауера – Датта – Лундстрома // Сенсорна електроніка і мікросистемні технології. - 2016. - Т. 13, № 3. - С. 5-29.
7. Проценко С.І. Структурно-фазовий стан, стабільність інтерфейсів та електрофізичні властивості двошарових плівкових систем // Успехи физ. мет. – 2008. – Т.9, №3. – С.42-51.
8. Ukleev, V., Dyadkina, E., Vorobiev, A., Gerashchenko, O. V., Caron, L., Sitnikov, A. V., ... & Grigoriev, S. V. Morphology and magnetic properties of nanocomposite magnetic multilayers [(Co₄₀Fe₄₀B₂₀)₃₄ (SiO₂)₆₆]/[C] // Journal of Non-Crystalline Solids – 2016 – V. 432, P. 499-504.
9. Антонец И.В., Котов Л.Н., Некипелов С.В. Особенности наноструктуры и удельной проводимости тонких пленок различных металлов // ЖТФ. – 2004. – Т. 74, № 3. – С. 24 – 27.

10. Карпа, І., Свелеба, С., Катеринчук, І., Куньо, І. Розмірні ефекти в діелектричних кристалах з несумірною фазою // Електроніка та інформаційні технології. – 2015 – Випуск 5. С. 3–21.
11. Жданова О.В., Ляхова М.Б., Семенова Е.М., Карпенков А.Ю., Карпенков Д.Ю. Магнитная доменная структура боридов кобальта и железа // *Металловедение и термическая обработка металлов*. 2018. №8. С.47-51
12. Scheike, T., Sukegawa, H., Inomata, K., Ohkubo, T., Hono, K. Chemical ordering and large tunnel magnetoresistance in $\text{Co}_2\text{FeAl}/\text{MgAl}_2\text{O}_4/\text{Co}_2\text{FeAl}$ (001) junctions // *Applied Physics Express* – 2016 – V. 9. – № 5. – P. 053004.
13. Rizal, C., Moa, B., & Niraula, B. B. Ferromagnetic multilayers: Magnetoresistance, magnetic anisotropy, and beyond // *Magnetochemistry*. – 2016 – V. 2, № 2. – P. 22.
14. Vovk A.Ya., Wang J.Q., He J., Zhou W., Pogoriliy A.M., Shypil’ O.V., Kravets A.F., Khan H.R. Room temperature tunneling magnetoresistance of electron beam deposited $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ cermet granular films // *J. Appl. Phys.* – 2002. – Vol. 91, No. 12. – P. 10017-10021.
15. Чешко, І. В., Костенко, М. В., Гребинаха, В. І., Логвинов, А. М Формування приладових наноструктур спін-клапанного типу на основі Co і Cu // *Журнал нано-та електронної фізики*, – 2016 – Т.8, № 3 – С. 03041-1.
16. Vovk A.Ya., Golub V.O., O’Connor C.J., Pogoriliy A.M., Shypil’ O.V., Kravets A.F. Enhanced Low Magnetic Field Sensitivity In Cermet Film With Particle Sizes Distribution // *Abstract booklet of 47th Annual Conference on Magnetism & Magnetic Materials*. - Tampa, USA. - November 11-15, 2002. - CB-12.
17. Кравец В.Г., Погорелый А.Н., Кравец А.Ф., Вовк А.Я., Джеджеря Ю.И. Магниторефрактивный эффект в гранулированных пленках $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ // *Физика Твёрдого Тела*. – 2003. – Т. 45, №. 8. - С. 1456-1462.
18. Vovk A., Golub V., Malkinski L., Kravets A., Pogoriliy A., Shipil’ O. Tunneling Magnetoresistance in Cermet Films With Particle Size Distribution // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2004. – Vol. 272-276, Supplement 1. – P. e1403-e1405.

19. Федченко О.В. Проценко С.І. та ін.. Магніторезистивні та магніто-оптичні ефекти в гранульованих плівкових сплавах на основі Co, Au і Fe. Журн. Нанота електрон. фіз. – 2017 – Т. 9, № 4. – С. 04011-1–04011-5
20. Zhang, Q. F., et al. Size-dependent electrical transport properties in Co nanocluster-assembled granular films // Scientific reports. – 2017 – V. 7, № 1 – P. 11666.
21. Tsutaoka, T., Massango, H., Kasagi, T., Yamamoto, S., & Hatakeyama, K. Double negative electromagnetic properties of percolated Fe₅₃Ni₄₇/Cu granular composites.// Applied Physics Letters. – 2016 – V. 108, №19. P. 191904.
22. Kalinichenko A.I. Reshetnyak E.N. et al. Influence of bias potential and substrate orientation on characteristics of deposited coating: the role of sputtering// EastEur.J. Phys. – 2018 – Vol.5, No.2 –P. 54-61.
23. Kakazei G.N., Pogorelov Yu.G., Lopes A.M.L., Sousa J.B., Cardoso S., Freitas P.P., Pereira de Azevedo M.M., Snoeck E. Tunnel magnetoresistance and magnetic ordering in ion-beam sputtered Co₈₀Fe₂₀/Al₂O₃ discontinuous multilayers // J. Appl. Phys. – 2001. – Vol. 90, No. 8. – P. 4044-4048.
24. Кругляк Ю. О., Стріха М. В. Кулонівська блокада та одноелектронний транзистор у рамках концепції "знизу – вгору" сучасної наноелектроніки та в традиційній концепції "згори – вниз"// Сенсорна електроніка і мікросистемні технології. – 2017 – Т. 14, № 3. – С. 5 - 23.
25. Sankar S., Berkowitz A. E., Smith D. Spin-dependent transport of Co-SiO₂ granular films approaching percolation // Phys. Rev. B. – 2000. - Vol. 62, No. 21. – P. 14273-14278.
26. Gittleman J.L., Golstein Y., Bozowsky S. Magnetic properties of granular nickel films // Phys. Rev. B. –1972. – Vol. 5, No. 9. – P. 3609-3621.
27. Sankar S., Dieny B., Berkowitz A.E. Spin-polarized tunneling in discontinuous CoFe/HfO₂ multilayers // J. Appl. Phys. – 1997. – Vol. 81, No. 8. – P. 5512-5514.
28. Vovk A.Ya., Golub V.O., O'Connor C.J., Pogoriliy A.M., Shypil' O.V., Kravets A.F. Enhanced Low Magnetic Field Sensitivity In Cermet Film With Particle Sizes

Distribution // Abstract booklet of 47th Annual Conference on Magnetism & Magnetic Materials. - Tampa, USA. - November 11-15, 2002. - CB-12.

29. Milner A., Korenblit I.Ya., Gerber A. Effect of magnetic impurities on electronic transport of heterogeneous ferromagnets // Phys. Rev. B. – 1999. – Vol. 60, No. 21. – P. 14821-14829.
30. Greener, Hadar, et al. "Proximity effect in superconducting-ferromagnetic granular structures.// Physical Review B. – 2018 – V. 97, № 7 – P. 014520.
31. Деленова Н.В., Беляев Е.Ю., Горелый В.А. Коэрцитивная сила системы ферромагнитных гранул половинного металла CrO₂ с перколяционным характером проводимости // EastEur.J. Phys. – 2017 – Т. 4, №. 3. – С. 78-84.
32. Лобода, В. Б., Шкурдода, Ю. О. та ін. Ефекти гігантського і анізотропного магнітоопору: демонстрація і вивчення в курсі фізики закладів вищої освіти // Журнал нано-та електрон. фіз. – 2018 – Т. 10, №3. – С. 03016-1 – 03016-8.
33. Шкурдода, Ю. О., Черноус, А. М., Лобода, В. Б., Шабельник, Ю. М., Кравченко, В. О., & Дехтярук, Л. В. Структура та магніторезистивні властивості тришарових плівкових систем на основі пермалою та міді. // Журнал нано- та електронної фізики. – 2016. – Т. 8, № 2. – С. 02056-1-02056-6.
34. Вакуумный универсальный пост ВУП-5М. Паспорт. – Книга 3. – Сумы: Selmi, 1993. – 67 с
35. Лобода В.Б. Структура и электрические свойства тонких пленок хрома, никеля, скандия и рения, полученных в высоком и сверхвысоком вакууме: автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. фіз.-мат. наук: спец. 01.04.07 «Физика твердого тела» / В. Б. Лобода – Киев, 1984. – 24 с.
36. Bilynskyi I.V., Leshko R.Ya., Metsan H.O., Shevchuk I.S. Hole States in Spherical Quantum Nanoheterosystem with Intermediate Spin-Orbital Interaction// Physics and chemistry of solid state – 2019 – V.20, №3, P. 227-233.
37. http://sine.ni.com/apps/utf8/niid_web_display.model_page?p_model_id=248.– Keithley 2000 device drivers. Дата доступу 10.11.2019 р.
38. Демиденко, М. Г. Магніторезистивні та оптичні властивості спін-вентильних систем на основі Co, Fe, Cr і Cu та наночастинок оксидів Fe: дисертація на

здобуття наукового ступеня канд. фіз.-мат. наук: 01.04.01 – фізика приладів, елементів і систем. Фізико-математичні науки. – Суми 2012. – 154 с.

39. Kourov, N. I., Perevozchikova, Y. A., Weber, H. W., & Marchenkov, V. V. Specific features of the electrical resistivity of half-metallic ferromagnets Co_2MeAl (Me= Ti, V, Cr, Mn, Fe). // *Physics of the Solid State* – 2016 – V.58, № 7. – P. 1335-1360.
40. Boltaev A. P. Structures for weak magnetic fields based multilayer systems of magnetic nanoislands // *International conference «Functional Materials, ICFM-2007»* – 2007. – P. 46.
41. Шкурдода Ю.О. Електрофізичні і магніторезистивні властивості несиметричних та гранульованих систем в умовах протікання твердофазних реакцій: дисертація ... д-ра фіз.-мат. наук, спец.: 01.04.01– фізика приладів, елементів і систем. – Суми, 2018. - 401 с..
42. Буравихин В.А. Практикум по магнетизму: уч. пособие / Буравихин В.А., Шелковников В.Н., Карабанова В.П. – М.: Высшая школа, 1979. - 197 с.
43. В. С. Жигалов, Г. И. Фролов, Л. И. Квеглис Нанокристаллические пленки кобальта, полученные в условиях сверхбыстрой конденсации // *Физика твердого тела*. – 1998. – Т. 40, № 11. – С. 2074-2079.
44. O’connor, D., Ginzburg, P., Rodríguez-Fortuño, F. J., Wurtz, G. A., & Zayats, A. V. Spin-orbit coupling in surface plasmon scattering by nanostructures // *Nature communications*. – 2014 – V. 5. P. 5327.
45. Коротун А.В. Розмірна залежність енергії Фермі сферичного металевого нанокластера // *Журн. нано- та електрон. фіз.* – 2015. – Т. 7, № 3. – С. 03028-1-03028-3.