

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

Кафедра електроніки,
загальної та прикладної фізики

Кваліфікаційна робота магістра

**ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ СПІН-ЗАЛЕЖНОГО РОЗСІЮВАННЯ У
ТРИШАРОВИХ СТРУКТУРАХ СПІН-ВЕНТИЛЬНОГО ТИПУ**

Магістрант гр. ЕП.м-82

В. О. Демченко

Науковий керівник

канд. фіз.-мат. наук, доцент

І. М. Пазуха

Завідувач кафедри ЕЗПФ

д-р фіз.-мат. наук, професор

І. Ю. Проценко

РЕФЕРАТ

Мета кваліфікаційної роботи магістра полягає в аналізі теоретичних моделей, які використовуються для опису явища гігантського магнітоопору у магнітних наноструктурах з спін-залежним розсіюванням електронів, зокрема, у структурах спін-вентильного типу та визначення параметрів спін-залежного розсіювання.

У результаті проведених розрахунків параметрів спін-залежного розсіювання для двох серій спін-вентильних структур: I – системи $\text{Co}(5)/\text{Ag}(d_{\text{Ag}})/\text{Py}(30)/\text{П}$ ($d_{\text{Ag}} = 3\text{-}15$ нм); II – системи $\text{Co}(30)/\text{Ag}(d_{\text{Ag}})/\text{Py}(5)/\text{П}$ ($d_{\text{Ag}} = 3\text{-}15$ нм) встановлено, що параметр об'ємної асиметрії α_m змінюється у межах від 1,03 до 1,15 для систем I типу та від 1,17 до 2,06 для систем II типу; параметр спінової асиметрії β змінюється у межах від 0,01 до 0,07 для систем I типу та від 0,08 до 0,34 для систем II типу.

Величина питомого опору мажоритарних носіїв заряду дорівнює величині питомого опору немагнітного шару, в той час як питомий опір мінітарних носіїв заряду залежить від товщини базового магнітного шару.

Робота викладена на 35 сторінках, зокрема, містить 15 рисунків, 2 таблиці, список використаних джерел із 22 найменувань.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: СПІН-ВЕНТИЛЬ, МАГНІТООПІР, СПІН-ЗАЛЕЖНЕ РОЗСІЮВАННЯ, ПАРАМЕТР ОБ'ЄМНОЇ АСИМЕТРІЇ, СПІНОВА АСИМЕТРІЯ, ПИТОМИЙ ОПІР МАЖОРИТАРНИХ НОСІЇВ ЗАРЯДУ, ПИТОМИЙ ОПІР МІНІТАРНИХ НОСІЇВ ЗАРЯДУ.

ЗМІСТ

ВСТУП	С. 5
РОЗДІЛ 1. ПРИНЦИПИ ФОРМУВАННЯ ТА ГАЛУЗІ ЗАСТОСУВАННЯ СПІН-ВЕНТИЛЬНИХ СТРУКТУР (ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД)	6
1.1. Принципи формування спіно-клапанних структур.....	6
1.2. Галузі застосування спіно-вентильних структур.....	11
РОЗДІЛ 2. ТЕОРЕТИЧНІ МОДЕЛІ ГІГАНТСЬКОГО МАГНІТООПОРУ	19
2.1. Теоретичний аналіз ефекту гігантського магнітоопору в структурах спіно-вентильного типу.....	19
2.2. Визначення параметрів спіно-залежного розсіювання у тришарових структурах спіно-вентильного типу	23
РОЗДІЛ 3. РЕЗУЛЬТАТИ РОЗРАХУНКІВ	25
3.1. Вихідні дані.....	25
3.2. Розрахунок параметрів спіно-залежного розсіювання.....	27
ВИСНОВКИ	32
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	33

ВСТУП

На сьогоднішній день актуальним залишається дослідження багатошарових магнітних структур різних типів для вдосконалення і розвитку елементної бази нанoeлектроніки, спінтроніки та сенсорної техніки. Це пов'язано з пошуком нових шляхів створення систем зберігання інформації, які характеризуються енергонезалежністю і високою енергоефективністю та задовольняють вимогам стабільності роботи у часі, під дією зовнішніх факторів, а також характеризуються прогнозованою поведінкою магнітних, магнітооптичних, магніторезистивних та інших властивостей.

Аналіз попередніх робіт показав, що підбираючи матеріали магнітних шарів, немагнітних шарів та змінюючи їх чергування можна реалізувати структури з високою термостабільністю, та високою чутливістю до магнітного поля. Характерною особливістю структур в яких реалізовано чергування магнітних і немагнітних структур є реалізація спін-залежного розсіювання, що спричиняє появу гігантського магнітоопору. Ймовірність виникнення даного ефекту та його величина залежить від товщини шарів. Для прогнозування магніторезистивних властивостей даного типу структур використовуються теоретичні моделі, які враховують спін-залежне розсіювання носіїв заряду, як в об'ємі багатошарових структур, так і на межу поділу шарів. При цьому враховується напрямок прикладання зовнішнього магнітного поля (паралельно або перпендикулярно площині зразка та напрямку протікання струму).

Метою даної роботи було аналіз теоретичних моделей, які використовуються для опису явища гігантського магнітоопору у магнітних наноструктурах з спін-залежним розсіюванням електронів, зокрема, у структурах спін-вентильного типу та визначення параметрів спін-залежного розсіювання.

РОЗДІЛ 1. ПРИНЦИПИ ФОРМУВАННЯ ТА ГАЛУЗІ ЗАСТОСУВАННЯ СПІН-ВЕНТИЛЬНИХ СТРУКТУР (ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД)

1.1. Принципи формування спіно-клапанних структур різних типів

Спін клапан – структура, що складається з двох ФМ металевих шарів, розділених немагнітним металевим прошарком, а також з додаткового шару, зазвичай антиферомагнітного (рис. 1.1). Обмінна взаємодія, що виникає між АФМ шаром та прилеглим до нього ФМ шаром, фіксує напрямок намагніченості останнього і зменшує його чутливість до магнітних полів (порядку кілоЕрстедів).

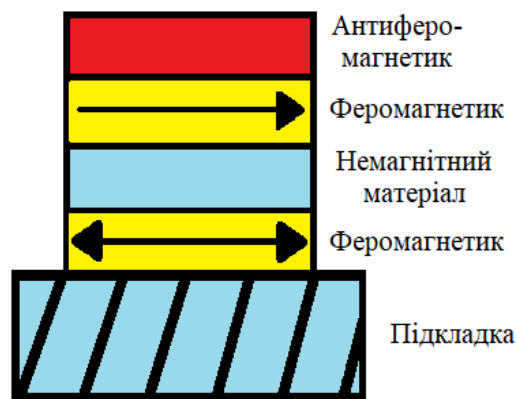


Рисунок 1.1 – Структура класичного спіно-клапана

Товщина немагнітного прошарку N вибирається таким чином, щоб ФМ шари не взаємодіяли між собою, або взаємодія між ними була мінімальною. Оскільки зв'язок між ФМ [1] шарами досить слабкий, зміна магнітної конфігурації від антипаралельної до паралельної може відбуватися в слабких магнітних полях (порядку Ерстедів або десятків Ерстедів), що робить такі системи одними з найчутливіших в області слабких магнітних полів.

Із всіх вищеназваних ГМО структур спінові клапани є найбільш перспективними з точки зору використання в елементах прикладних

застосувань. Вони знайшли широке застосування в сучасних елементах зчитування у накопичувачах інформації на жорстких дисках і є одним з імовірних кандидатів для використання у комірках магнітної пам'яті з довільним доступом.

Поєднання різних фізичних ідей, щодо оптимізації властивостей введення додаткових шарів призвело до дослідження дуже великої кількості різних послідовностей стеків. Розглянемо прості спін-клапани з різними модифікованими послідовностями шарів у межах активної частини шару або на його межах. Модифікації впливають на розподіл щільності струму в наборі шарів, а отже, на транспортні властивості. Класифікація спін-клапана наведена на рис. 1.2.

Використання феромагнітних композитних шарів, що складаються з двох або більше феромагнітних шарів, одержали назву синтетичних (рис. 1.2 а). Прикладом використання вільних композитних шарів, що складаються з комбінації шару Py , для покращення магнітної м'якості, і шару Co або $\text{Co}(90)/\text{Fe}(10)$ на межі поділу з проміжним шаром Cu , для того, щоб отримати ліпшу термічну стабільність системи і високі значення MO . Як показали автори в роботі [2], якщо осадити тонкий шар Co на межах поділу Py/Cu в $\text{Py}/\text{Cu}/\text{Py}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ це може привести до різкого збільшення MO . Значення MO для спін-клапанів з структурою $\text{Py}(5,3)/\text{Cu}(3,2)/\text{Py}(2,2)/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}(9)/\text{Cu}(1)$ може становити 2,9% та при відпалюванні може збільшуватися до 6,4% [3]. Якщо замінити Co на Py в роздільних шарах, збільшення значення MO не буде спостерігатися. При використанні Co виникають дві важливі проблеми: по-перше, дифузне розсіювання електронів на Co/Cu інтерфейсах, буде сильніше ніж при Py/Cu ; по-друге, слід зважати, що магнітні моменти феромагнітних шарів на межах поділу не завжди однакові.

Крім того використовувалися шари Ni , які при осадженні перемішуються з Co , що не дає чистих результатів, доки Co і Cu не змішуються і дають ліпші результати. Обмінні зміщенням в спін-вентиллях, з'являються нижче температури магнітного впорядкування.

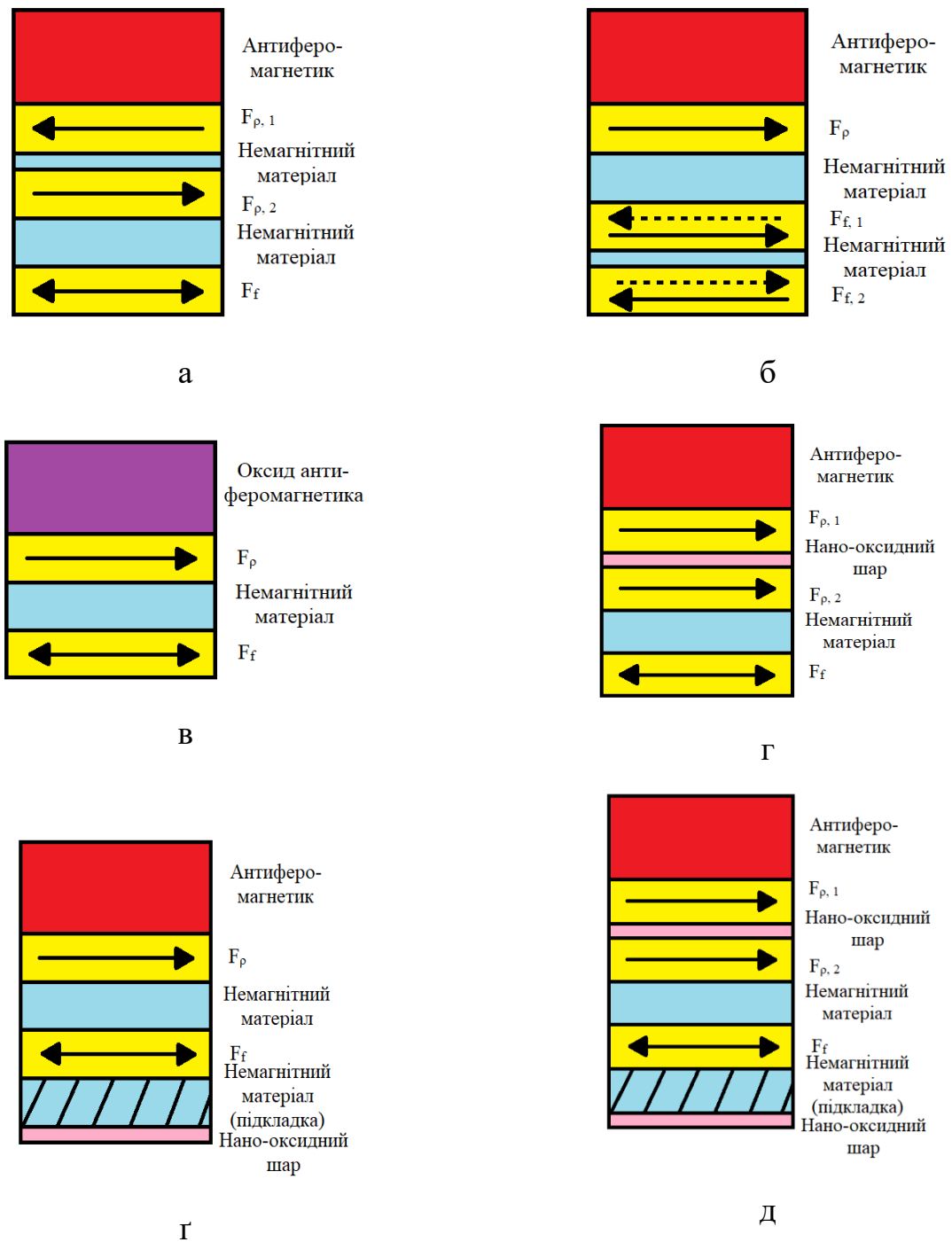


Рисунок 1.2 – Класифікаційна схема спін-клапана: а – з синтетичним шаром, б – з вільним синтетичним шаром; в – з оксидним антиферомагнетиком; г – з нано-оксидним шаром; г – з вільним нано-оксидним шаром; д – з нано-оксидним шаром у вільному феромагнітному шарі. F_p – феромагнітний закріплений шар; F_f – феромагнітний вільний шар. Адаптовано із роботи [2]

Автори [2] використовували спін-клапани з феромагнітними синтетичними шарами, щоб отримати спін залежну довжину вільного пробігу в шарах Pu і Co в структурах типу $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}/\text{Pu}/\text{Cu}/\text{Pu}/\text{Pu}$, де частина вільного шару виконує роль шару спін-фільтра. Даний метод був теж використаний для дослідження немагнітних шарів. Присутність шарів Co на межі розділу покращує термічну стабільність. Автори [4] показали, що вигідним є використовувати $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ замість Co . Автори роз'яснюють, що це є набагато меншим впливом магнітострикції $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$, і доказують, що важливо, те, щоб частина вільного шару Pu викликала міцну $[111]$ текстуру в шарі $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$. Високі значення MO в межах даного класу були досліджені Дені і співавторами в 2000-х роках, а саме 12,0% і 14,7% для PtMn вмісних спін-клапанів. З модельного дослідження Дені та ін. пояснюють високе значення MO у наслідку часткового дзеркального відбиття (замість дифузного розсіяння) на межі поділу фаз $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{PtMn}$.

Застосування синтетичних шарів може собою представляти інтерес для розширення поля обмінного зміщення, наприклад, в системах $(\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10})_{80}\text{B}_{20}/\text{Pu}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ або $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Co}_{60}\text{Fe}_{40}/(\text{IrMn})$ [5].

Спін-клапани з магнітними та немагнітним вільними шарами (рис. 1.2 б) були запропоновані Герні та ін. у 1993 р. [6]. Якщо замінити частину вільного шару на немагнітний, то це не призводить до зменшення MO , за умови, що ймовірність розсіювання неосновних спінів електронів на кордоні поділу між шарами буде 100% (через сильне або через об'ємне розсіювання, коли товщина шару більше, ніж середня довжина вільного пробігу). Феромагнітний шар діє для електронів, як ідеальний спін-фільтр. Це навело на думку науковців зробити альтернативні спін-клапани, що запобігають негативному впливу шунтування.

Густина струму у спін-клапані з синтетичним антиферомагнітним шаром через закріплений шар, як правило, не визначається магнітними властивостями шарів, а визначається міцною антиферомагнітною взаємодією між двома

магнітними шарами, які розділені дуже тонким прошарком (зазвичай шаром Ru).

Дослідження МО спін-клапанів, що базуються на оксидних антиферомагнетиках (рис. 1.2 в), таких як NiO або Fe₂O₃, призвели до розуміння того, що розсіювання на зовнішніх межах не буде обов'язково дифузійним, але може бути (частково) дзеркальним. До збільшення МО призводить зниження дифузійних меж розсіювання, і до зміщення найліпшої товщини феромагнітного шару до малих значень. Перші спостереження зміщення найкращої товщини шару феромагнетика до сильно низьких значень, в поєднанні з порівняно високими МО, були отримані з досліджень Егелгофа та ін. [7] в одно- та подвійних спін-клапанах з застосуванням NiO. Дослідники були першими, хто допустив, що дзеркальне відображення може відігравати певну функцію. Вони виявили, що при вивченні оптимальних товщин шару феромагнетика для спін клапанів на основі NiO/Co/Cu/Co, найліпше співвідношення МО отримане для трохи тоншого нижнього шару Co. Такий ефект передбачається у випадку коли розсіювання на NiO є більш-менш дзеркальним. Ця гіпотеза була надана модельними та експериментальними дослідженнями Swagten і ін. (1996, 1998). Вони вивчали спін-клапан типу NiO/Co/Cu/Co/Cu/NiO і порівняли з "стандартним" суцільнометалевим спін-клапаном на основі Fe₅₀Mn₅₀. Шар Cu має функцію магнітного відокремлення верхнього шару NiO від вільного шару Co. Шар NiO наносився на поверхню підкладки при 473 К, щоб забезпечити текстуру [111] структури. За кімнатної температури була отримана інша частина багатошарової структури, щоб обійти взаємної дифузії між окремими шарами.

За кімнатної температури найбільші величини МО (18%) були отримані Сугитоюта ін. для спін-клапанів типу Fe₂O₃/Co/Cu/Co/Cu. На плоскій полірованій монокристалічній підкладці α -Al₂O₃, був епітаксійно вирощений шар антиферомагнетика α -Fe₂O₃ (50 нм).

На основі NiO дослідження спін-клапанів було в основному вмотивоване очікуванням вищої термічної стабільності обмінного поля зміщення в

порівнянні з $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$. Гарна корозійна стійкість є однією з переваг. Спін-клапани, що розроблені на основі NiO є оптимізованим поєднанням високого магнітоопору (14%), високої чутливості 11%/(кА/м) і невеликої коерцитивності ($H_c \approx 0,1$ кА/м).

Дуже вдалою була розроблена концепція групою Каманачі (рис. 1.2 г - д). Тонкий відображений дзеркально нано-оксидний шар у складі спін-клапана дає отримати високі значення МО (до 18%). В запіннінгованому шарі, за допомогою нано-оксидних шарів сильний обмінний зв'язок повинен бути збережений, для того, щоб зберегти немалу ефективність зміщення обмінного поля. Нано-оксидні шари біля вільного шару повинні бути немагнітними, або мають бути відокремлені від вільного шару шляхом застосування немагнітного нижнього шару. Немагнітні нано-оксидні шари біля вільного шару можуть бути отримані з немагнітних оксидів Cu , Ta або Al .

Було здійснено дослідження впливу нано-оксидних шарів на значення МО для спін-клапанів зі структурою $(\text{IrMn})/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/(\text{CoFeO}_2)/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}/\text{TaO}_x$ [7].

Спін-клапани на основі нано-оскидних шарів можуть забезпечити комбіновані переваги: дзеркальну межу розсіювання на межі з оксидом, високу термічну стабільність металевих антиферромагнетиків, таких як PtMn або $\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}$, з підвищеною тепловою і магнітною стійкістю та дуже малою ефективною товщиною вільного магнітного шару. Крім того вони здатні покращити термічну стабільність.

1.2 Галузі застосування спін-вентильних структур

Плівкові матеріали зі спін-залежним розсіюванням електронів знайшли широке прикладне застосування в електронному мікро-приладобудуванні. Спін клапани використовуються в різноманітних датчиках, які зараз детально розглянемо.

На рисунку 1.3 представлено фотографію датчика Холла вмонтованого на плату розробленого авторами роботи [8]. Чутливим елементом даного датчику виступає тонко плівкова тришарова структура спін-вентильного типу $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(10)/\text{Pt}(d)/\text{Ir}_{22}\text{Mn}_{78}(8)/\text{Pt}(3)/\text{Si}(100)/\text{SiO}_2(500)$. Товщина проміжного шару Pt змінювалася в межах від 0 до 1 нм з кроком 1\AA . Автори дослідили як впливає конфігурація чутливого елементу на робочі характеристики сенсора. Були запропоновані чотири варіанти представлені на рисунку 1.3 б. Даний сенсор характеризується високою відтворюваністю робочих характеристик у часі та повторюваністю при прямому та зворотньому циклах вимірювання. Датчик Холла на основі тришарової структури $\text{NiFe}/\text{Pt}/\text{IrMn}$ може бути використаний для детектування слабких магнітних полів.

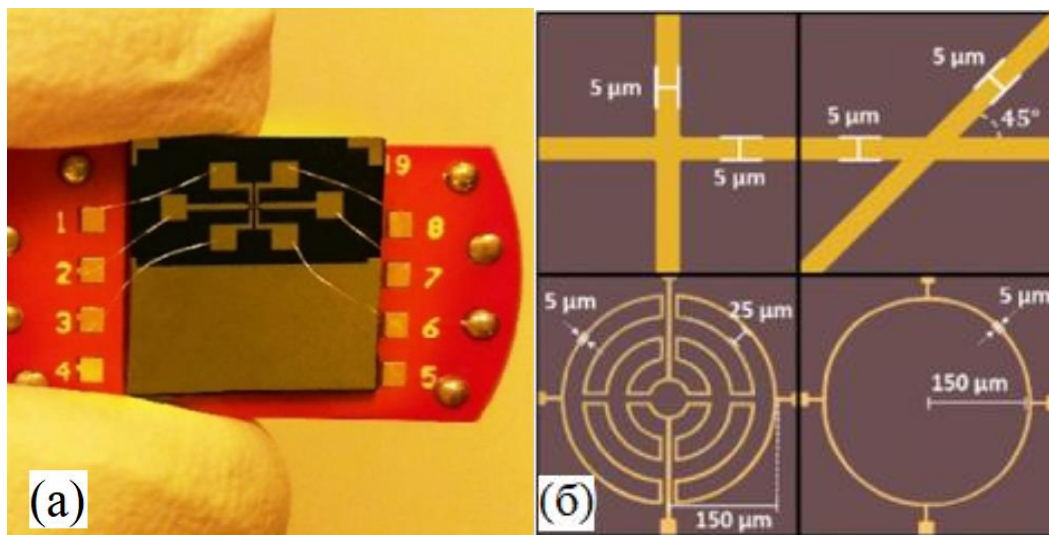


Рисунок 1.3 – Фотографія датчика Холла вмонтованого на плату (а), та структура чутливого елементу датчика Холла який має конфігурацію хреста, нахиленого під кутом 45° хреста, у формі одного та п'яти кілець (б). Адаптовано із роботи [8]

Типова класична спін-вентильна структура $\text{Ta}(5)/\text{NiFe}(16)/\text{Cu}(1.2)/\text{NiFe}(2)/\text{IrMn}(15)/\text{Ta}(5)$ nm була використана авторами роботи [9] як чутливий елемент датчика Холла. Даний датчик характеризується високою чутливістю $S = 7.2 \cdot 10^{-2}$ В/Тл у діапазоні магнітних полів $\pm 7 \cdot 10^{-4}$ Тл. Завдяки високій чутливості він може бути використаний для детектування

окремої мікро-частинки «намистинки». На рисунку 1.4 представлена схема проведення експерименту по детектуванню. Це може бути використано при детектуванні біологічно активних речовин низької концентрації у середовищі на ранніх стадіях.

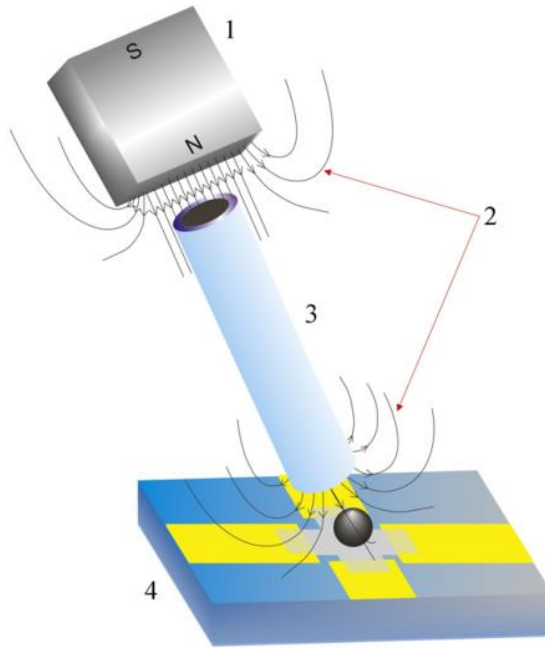


Рисунок 1.4 – Схематичне зображення процесу детектування окремої мікрочастинки за допомогою датчика Холла на основі спін-вентильної структури: постійний магніт (1), магнітний потік (2), мікропровід з м'яким магнітним покриттям діаметром 22,6 м (3), датчик Холла (4). Адаптовано із роботи [9]

На рисунку 1.5 показана блок-схема підключення та роботи гібридного ГМО датчика для керування магнітним екраном на основі спін-вентильної структури. Загальновідомий принцип роботи датчики феррозонду (магнітного екрану) заснований на зсуві петлі магнітного гістерезису чутливого елемента інтегрованого датчика потоку. Чутливий елемент [10] сформований в данному випадку на основі класичної спін-вентильної структури $[\text{Si}/\text{SiO}_2]/\text{Ta}(30)/\text{NiFe}(30)/\text{Co}(10)/\text{Cu}(25)/\text{CoFe}(20)/\text{IrMn}(70)/\text{Ta}(100)$ періодично насичується у двох напрямках за рахунок пропускання струму збудження, який проходить через котушку збудження. Струм збудження генерується за

допомогою генератора або зовнішнього джерела коливань. У даній роботі запропоновано структуру гібридного ГМО сенсору, що поєднує в собі ГМО спін-клапан і датчики феррозонду (магнітного екрану).

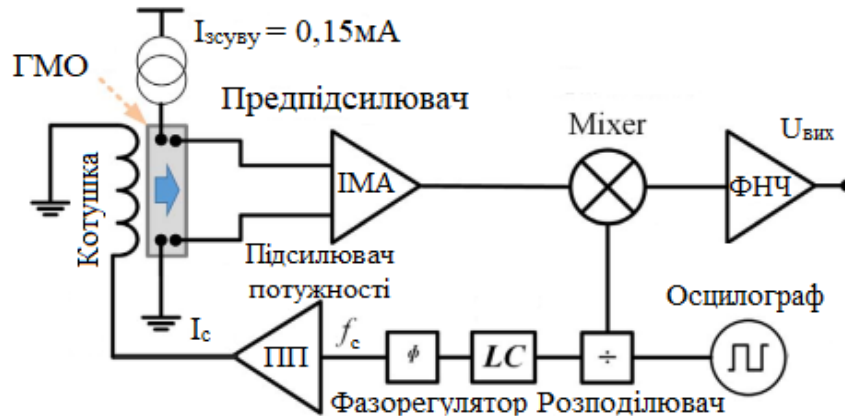


Рисунок 1.5 – Блок-схема підключення та роботи гібридного ГМО датчика для керування магнітним екраном на основі спін-вентильної структури $[\text{Si}/\text{SiO}_2]/\text{Ta}(30)/\text{NiFe}(30)/\text{Co}(10)/\text{Cu}(25)/\text{CoFe}(20)/\text{IrMn}(70)/\text{Ta}(100)$ (товщина в дужках вказана в Å), де ФНЧ-фільтр низьких частот, ІМА-інтегрована мережева архітектура. Адаптовано із роботи [10]

Датчики магнітного поля на основі спін-клапанних структур застосовуються в різних галузях, таких як наприклад автомобільна промисловість або біомедицина [11, 12]. Вони є альтернативою датчикам на основі ефекту Холла. Перевагою даного типу датчиків магнітного поля є більш висока чутливість та стабільність робочих характеристик під дією зовнішніх факторів. Одним із можливих варіантів датчиків магнітного поля на основі спін-клапанних структур є вимірювання кута повороту. На рисунку 1.6 а представлено схематичне зображення структури спін-клапану [13] сформованого на основі тришарової системи $\text{NiFe}(75)/\text{графен}/\text{NiFe}(55)/\text{П}$ (товщина в дужках вказана у нм). Спін-клапан сформовано таким чином, що за рахунок різної товщини верхнього і нижнього шарів NiFe відбувається їх почергове перемагнічування. Схема для вимірювання робочих характеристик датчика та приклад експериментальної вольт-амперної характеристики

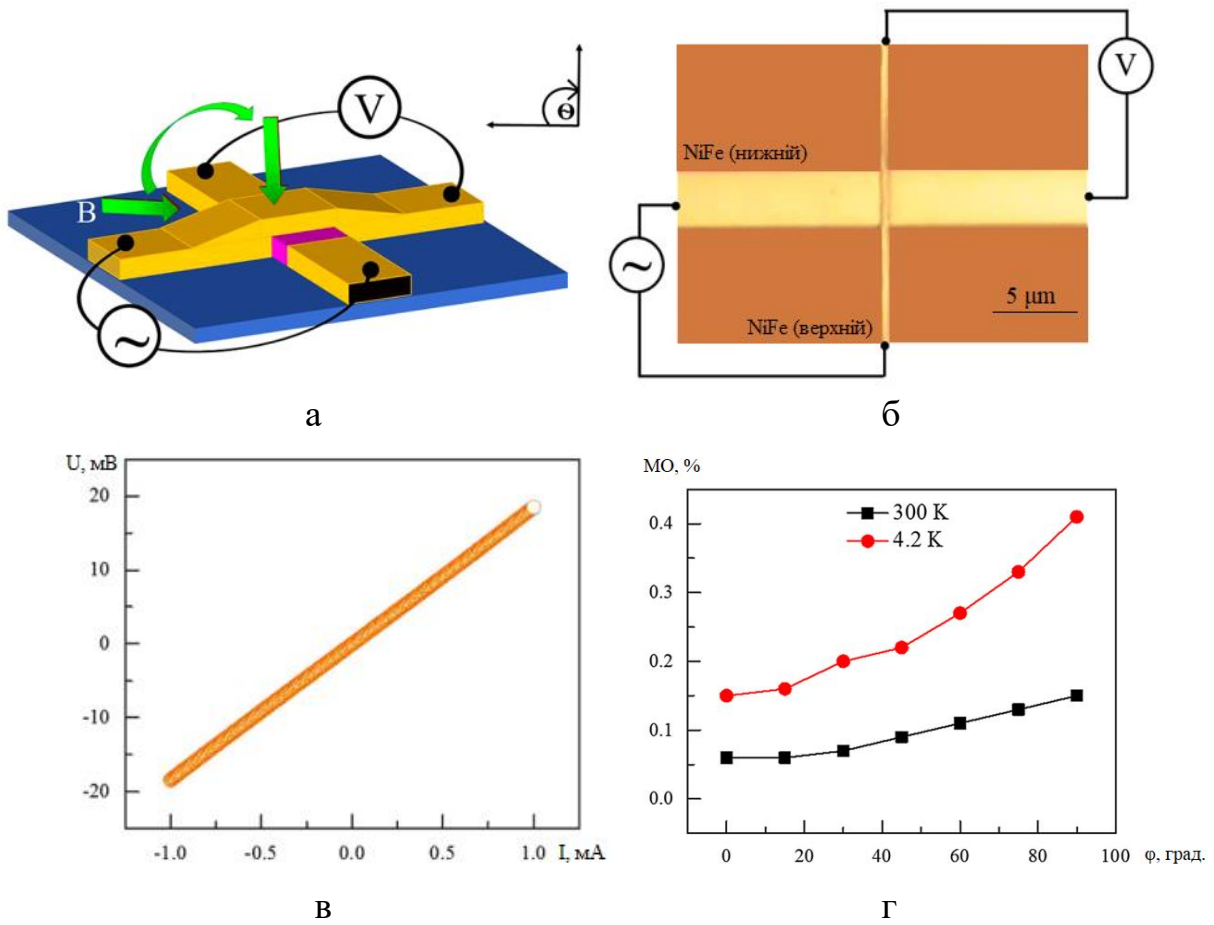


Рисунок 1.6 – Схематичне зображення структури спін-клапану сформованого на основі тришарової системи NiFe/графен/NiFe (а), схема для вимірювання робочих характеристик датчика (б), експериментальна вольт-амперна характеристика (в) та залежність величини магнітоопору від кута повороту (г). Адаптовано із роботи [13]

наведено на рисунках 1.6 б, в. Сенсор характеризується фактично лінійною залежністю величини магнітоопору від кута повороту як за кімнатної температури вимірювання, так і при вимірюванні за низьких температур. Дана залежність представлена на рисунку 1.6 г.

У роботі був запропонований чутливий елемент датчику струму на основі спін-клапану [14] NiFe(300)/Cu(100)/NiFe(300). Даний датчик широко використовується для вимірювання струму і характеризується високою стабільністю робочих характеристик при безконтактному вимірюванні. Намагніченість шару чутливого елемента зафіксована шляхом прикладання зовнішнього поля величиною $8 \cdot 10^{-3}$ Тл, у процесі осадження. На рисунку 1.7 зображена схема розміщення та принцип роботи датчика струму на основі тришарової плівкової системи NiFe/Cu/NiFe, розміщеного між двома контактними майданчиками.

Чутливість датчику визначалася за кутом лінійної ділянки робочої характеристики. Згідно співвідношення $S = \Delta R / (\Delta H)$ величина чутливості становить 7,6 Ом/Тл.

Також відмічається технологічний прорив у виготовленні модулів пам'яті. В 2005 році компанія Motorola почала масове виготовлення

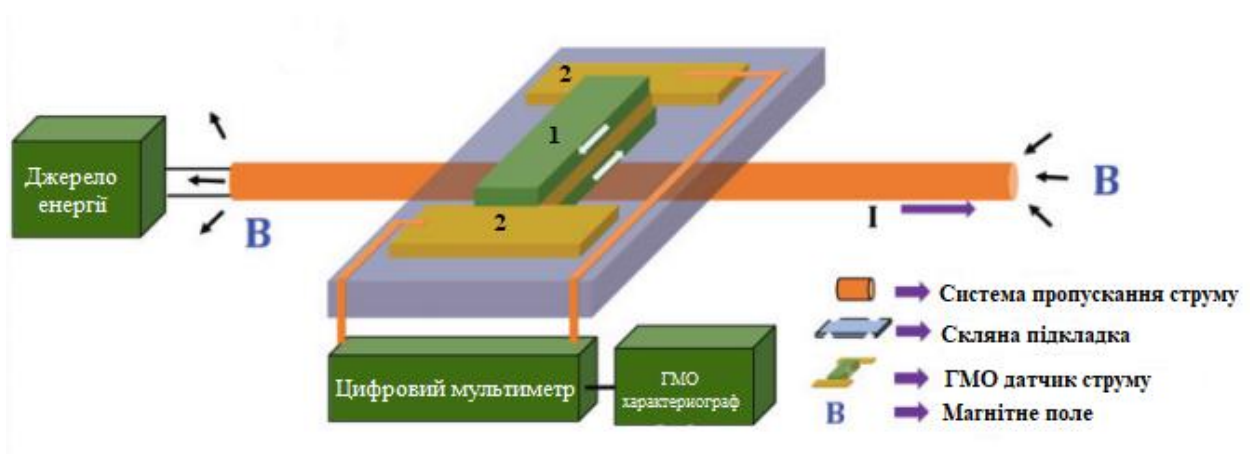


Рисунок 1.7 – Схема розміщення та принцип роботи датчика струму на основі тришарової плівкової системи NiFe/Cu/NiFe (1), розміщеного між двома контактними майданчиками (2). Стрілками вказано напрямок прикладання зовнішнього магнітного поля. Адаптовано із роботи [14]

спінтронних модулів пам'яті MRAM (Magnetoresistance Random Access Memory - магніторезистивна пам'ять з довільною вибіркою) [15]. Комірки такої пам'яті представляють собою спін-вентильні плівкові структури, що потребують мінімальних енергозатрат для запису та зберігання інформації.

Таким чином, пам'ять довільного доступу на основі створюваної технології MRAM будучи незалежною, перевершує за багатьма параметрами використовуються в даний момент типи пам'яті.

На рисунку 1.8 приведений принцип роботи магніторезистивної пам'яті на основі спін-клапану в режимі запису та зчитування інформації. Для зберігання інформації MRAM [16] використовує явище гістерезису, а для зчитування - ГМО. Вона функціонує подібно напівпровідникової статичної пам'яті (SRAM), однак її важливою особливістю є здатність зберігати дані при виключенні живлення. Якщо таку пам'ять використовувати в персональних комп'ютерах, то вони не будуть вимагати виконання досить тривалої процедури завантаження при включенні.

Під час операції запису по шинам пропускається електричний струм, що створює магнітне [16] поле, яке змінює напрям намагніченості у вільному ферромагнетика. При операції зчитування

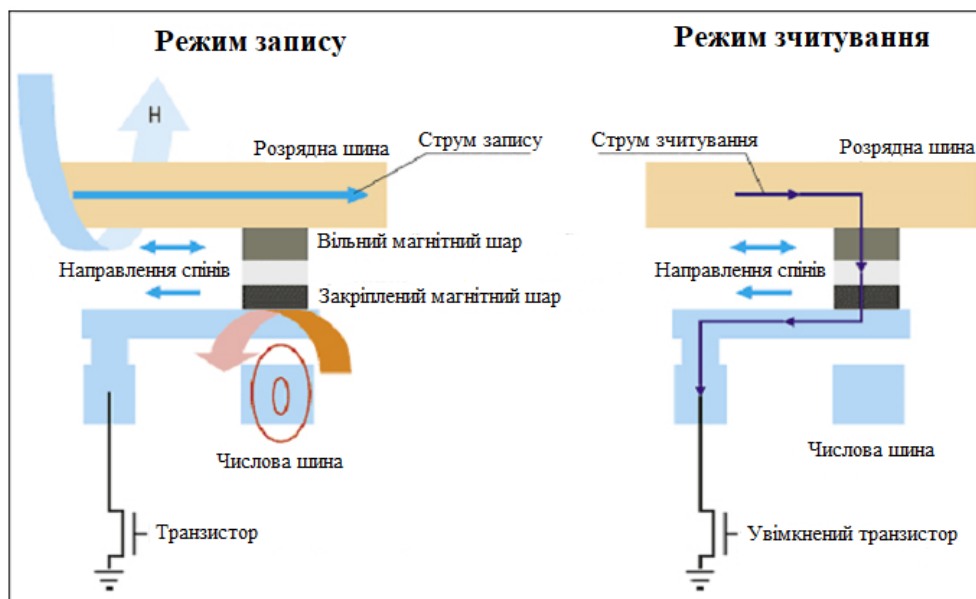


Рисунок 1.8 – Принцип роботи магніторезистивної пам'яті на основі спін-клапану в режимі запису та зчитування інформації. Адаптовано із роботи [16]

відкривається транзистор і струм проходить через структуру магнітного тунельного переходу. Зміна опору осередку може бути інтерпретовано як 0 або 1. Така пам'ять працює в 1000 разів швидше традиційної EEPROM і не має обмеження за кількістю циклів перезапису.

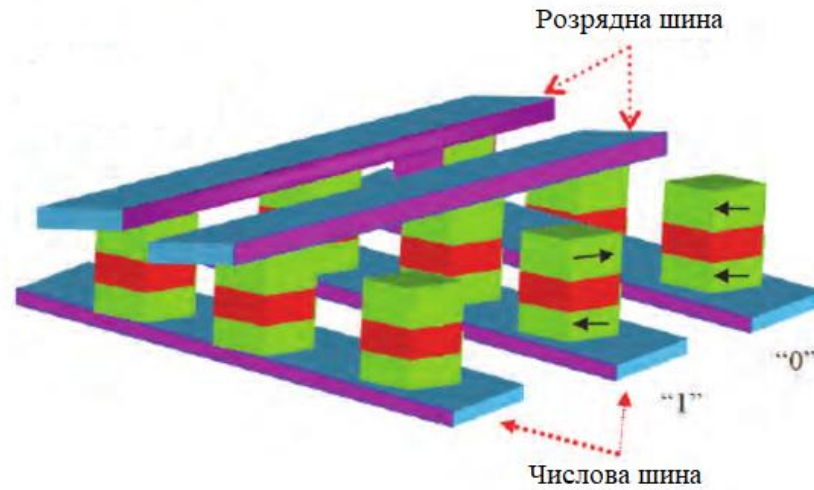


Рисунок 1.9 – Принципова схема архітектури MRAM. Адаптовано із роботи [17]

На рисунку 1.9 зображені комірки пам'яті MRAM, де магніторезистивна пам'ять – це вид оперативної пам'яті, особливістю якої є те, що інформація зберігається за допомогою магнітних моментів. Стан "0" та "1" в комірках відповідають паралельному і антипаралельному з'єднаннях магнітних моментів електроду. Спінтроніка без магнетизму є привабливим шляхом для проектування напівпровідникових спінтронних пристроїв, оскільки спіновий орбітальний зв'язок дозволяє генерувати і маніпулювати спіном [17] тільки за допомогою електричного поля. При застосуванні електричного поля електрони рухаються в решітці, створюючи магнітне поле, яке діє вгору на спін. Спін орбітальна взаємодія на рухомих електронах була теоретично доведена багато десятиліть тому. Однак практичне освоєння цієї концепції все ще знаходиться на ранній стадії.

РОЗДІЛ 2. ТЕОРЕТИЧНІ МОДЕЛІ ГІГАНТСЬКОГО МАГНІТООПОРУ

2.1. Теоретичний аналіз ефекту гігантського магнітоопору в структурах спін-вентильного типу

Спроба теоретично обґрунтувати ефект гігантського магнітоопору в структурах спін-вентильного типу та надрешітках була започаткована в працях [18,19]. Автори цих робіт розраховували величину ГМО у рамках узагальненої на випадок багатошарових структур теорії класичних розмірних ефектів Фукса–Зондгаймера [20] з урахуванням спін-залежного розсіювання електронів провідності в об'ємі мультишару та на межі поділу шарів. Були 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 [21].

Аналіз цих робіт говорить про те, що для теоретичного опису явища ГМО в магнітних багатошарових і гранульованих системах застосовують два підходи: квазікласичний, який базується на розв'язуванні кінетичного рівняння, і квантовий, що ґрунтується 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 врахувати процеси квантової інтерференції й квантування моменту імпульсу, обумовлених кінцевою товщиною структури. У праці [22] отримали загальні вирази для питомих провідностей σ_{AP} і σ_P відповідно:

$$\sigma_{AP} = \sum_{s=\pm} \sum_{j \neq n=1}^2 \sigma_{APj}^{(n-j)s} = \frac{1}{d} \sum_{s=\pm} \sum_{j \neq n}^2 d_j \sigma_{0j}^{(n-j)s} \Phi_{APj}^{(n-j)s}, \quad (2.1)$$

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

$$\begin{aligned} \Phi_{APj}^s &= \frac{\sigma_{gj}^s}{\sigma_{0j}^s} - \frac{3}{\pi k_j^s} \int_0^{\pi/2} d\varphi \cos^2 \varphi \int_0^1 dx \frac{(x-x^3)(1-E_j^s)}{H_j^{s2}} G_j^s, \quad (2.2) \\ G_j^s &= 2 - \frac{1}{\Delta^{(n-j)s}} \left\{ (1-E_j^s) \left[(q_j^s + P_{jn}^s + 2q_j^s P_{jn}^s E_j^s) (1 - q_n^{-s} P_{nj}^{-s} E_n^{-s2}) + \right. \right. \\ &+ q_n^{-s} Q_{jn}^s Q_{nj}^{-s} E_n^{-s2} (1 + 2q_j^s E_j^s) \left. \right] + Q_{nj}^{-s} \frac{\tau_{0n}^{-s} H_j^s}{\tau_{0j}^s H_n^{-s}} (1 - E_n^{-s}) (1 + q_j^s E_j^s) \\ &\left. (1 + q_n^{-s} E_n^{-s}) \right\}, \\ \Delta^s &= (1 - q_j^s P_{jn}^s E_j^{s2}) (1 - q_n^{-s} P_{nj}^{-s} E_n^{-s2}) - q_j^s q_n^{-s} Q_{jn}^s Q_{nj}^{-s} E_j^{s2} E_n^{-s2}, \\ E_j^s &= \exp \left\{ -\frac{k_j^s H_j^s}{x} \right\}, \quad H_j^s = 1 + \frac{\alpha_j^s}{\cos \varphi \sqrt{1-x^2}}, \quad k_j^s = \frac{d_j}{l_j^s}. \end{aligned}$$

Функція $\sigma_{gj}^s / \sigma_{0j}^s$ у формулі (2.2) визначає провідність масивного полікристалічного металу і в рамках моделей Мотта і Майядаса-Шатцкеса [20] дорівнює:

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{gj}^s}{\sigma_{0j}^s} &= 1 - \frac{3}{2} \alpha_j^s + 3\alpha_j^{s2} - 3\alpha_j^{s3} \ln \left(1 + \frac{1}{\alpha_j^s} \right) \cong \\ &\cong \begin{cases} 1 - \frac{3}{2} \alpha_j^s + 3\alpha_j^{s2}, & \alpha_j^s \ll 1, \\ \frac{3}{4\alpha_j^s} - \frac{3}{5\alpha_j^{s2}}, & \alpha_j^s \gg 1. \end{cases} \quad (2.3) \end{aligned}$$

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

$$\sigma_P = \sum_{s=\pm} \sum_{j=1}^2 \sigma_{Pj}^s = \frac{1}{d} \sum_{s=\pm} \sum_{j=1}^2 d_j \sigma_{0j}^s \Phi_{Pj}^s, \quad (2.4)$$

з якого розмірні функції $\Phi_{p_j}^s$ одержують за допомогою співвідношення (2.2), в якому необхідно провести заміну $-s \rightarrow s$.

Таким чином, одержані загальні вирази для питомих провідностей σ_{AP} (2.1) і σ_P (2.4), що дозволяють записати в безумовному вигляді величину δ , яка є кількісною характеристикою ефекту гігантського магнітоопору:

$$\delta = \frac{\Delta\sigma}{\sigma_{AP}} \equiv \frac{\sigma_P}{\sigma_{AP}} - 1. \quad (2.5)$$

Подальший аналіз ефекту ГМО проводять лише на основі числового аналізу. Проте перш ніж перейти безпосередньо до числового розрахунку, одержують для оцінювання амплітуди ефекту прості аналітичні вирази [21].

Якщо міжшарові й зовнішні межі сендвіча дзеркальним чином розсіюють носії заряду, то сендвіч формально можна розглядати як масивний зразок. Використовуючи резисторну модель [1], для величини δ_{AP} можна одержати наступний вираз:

$$\begin{aligned} \delta_{AP} &= \frac{(\alpha_{g1} - 1)(\alpha_{g2} - 1)}{\alpha_{g1}(1 + \beta_g) + \alpha_{g2}(1 + \beta_g^{-1})} = \\ &= \begin{cases} \frac{(1 - \alpha_g)^2}{4\alpha_g}, & \alpha_{gj} = \alpha_{gn} = \alpha_g, \beta_g = 1, \\ 0, & \alpha_{gj} = 1, \end{cases} \end{aligned} \quad (2.6)$$

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 [21].

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 (2.6) зміниться на добре відомий вираз:

$$\delta_{AP} = \frac{(\alpha_{b1} - 1)(\alpha_{b2} - 1)}{\alpha_{b1}(1 + \beta_b) + \alpha_{b2}(1 + \beta_b^{-1})} = \begin{cases} \frac{(1 - \alpha_b)^2}{4\alpha_b}, & \alpha_{b1} = \alpha_{b2} = \alpha_b, \beta_b = 1, \\ 0, & \alpha_{bj} = 1, \end{cases} \quad (2.7)$$

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 [21].

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

$$\delta_{AP} = \frac{(\alpha_{R1} - 1)(\alpha_{R2} - 1)}{\alpha_{R1}(1 + \beta_R) + \alpha_{R2}(1 + \beta_R^{-1})} = \begin{cases} \frac{(1 - \alpha_R)^2}{4\alpha_R}, & \alpha_{R1} = \alpha_{R2} = \alpha_R, \beta_R = 1, \\ 0, & \alpha_{Rj} = 1, \end{cases} \quad (2.8)$$

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 міжкристалічних межах [21].

З аналізу формул (2.6)–(2.8) 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, формально можна розглядати як мультишар, так як зовнішні межі дзеркальним чином розсіюють електрони, то формули (2.6)–(2.8) можуть бути використані для оцінювання величини ефекту в магнітній багатошаровій плівці [21].

Якщо знехтувати відносно слабким ефектом магнітної анізотропії, $((\sigma_{01}^-)_{AP} = (\sigma_{01}^-)_P)$, то для проведення числового розрахунку ефекту ГМО в магнітному сендвічі формулу (2.5) зручно записати в такому вигляді:

$$\delta = \left\{ \frac{\sum_{j \neq n=1}^2 (d_{j,n} \sigma_{0j,n}^-)^{j-1} \{ \Phi_{Pj}^- + \alpha_{bj} \Phi_{Pj}^+ \}}{\sum_{j \neq n=1}^2 (d_{j,n} \sigma_{0j,n}^-)^{j-1} \{ \Phi_{APj}^- + \alpha_{bj} \Phi_{APj}^+ \}} - 1 \right\} \cdot 100\% , \quad (2.9)$$

в якій незалежними параметрами є параметри дзеркальності, α_{bj} , α_{gj}^+ , k_1^- , $\sigma_{0j,n}^- = \sigma_{0j}^- / \sigma_{0n}^- \sim l_j^- / l_n^- \equiv l_{j,n}^-$, 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 (2.9) показують, що в області малих та великих значень $d_{2,1}$ ефект ГМО практично відсутній внаслідок ефекту шунтування струму базовим шаром товщиною d_1 (якщо $d_{2,1} \ll 1$) або верхнім шаром товщиною d_2 (якщо $d_{2,1} \gg 1$). Наявність максимуму на розмірній залежності $\delta_{AP}(d_{2,1})$ обумовлена конкуренцією об'ємного і поверхневого розсіювань [1], а сам ефект обумовлений асиметрією спін-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 теж 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 свої «пам'яті» про спіл [21].

2.2. Визначення параметрів спін-залежного розсіювання у тришарових структурах спін-вентильного типу

Оскільки в магнітовпорядкованій у тришарових плівкових системах псевдоспін-вентильного типу ефективними є мажоритарні носії заряду, то можна вважати, що питомий опір мажоритарних електронів збігається з питомим опором немагнітного прошарку, виконується рівність $\rho_{m1}^+ \cong \rho_n$, що є досить гарним наближенням для досліджуваної системи [21]. З урахуванням

ззначеного можна записати: $1 + \rho_{n,m1}^- d_{n,m1} \cong 1 + \frac{1}{\alpha_m} d_{n,m1}$, $1 + \rho_{n,m1}^+ d_{n,m1} \cong 1 + d_{n,m1}$.

Враховуючи, що амплітудне значення магніторезистивного відношення (МРВ) спостерігається за умови $d_{m1} = d_{m2} = d_m$, для розрахунку параметра об'ємної асиметрії α_m в розсіянні спін-поляризованих носіїв заряду, отримаємо формулу

$$\alpha_m = 1 + 2(1 + d_{n,m}) \left(\delta(d_{n,m}) + \sqrt{\delta(d_{n,m})(1 + \delta(d_{n,m}))} \right), \quad (2.10)$$

де $d_{n,m} = \frac{d_n}{d_{m1}}$ – відношення товщини спейсера (немагнітного шару) до товщини магнітного шару металу [21].

Формула для розрахунку питомого опору мінітарних електронів:

$$\rho_m^- = \alpha_m \rho_m^+. \quad (2.11)$$

Досить часто відмінність питомих опорів двох спінових каналів характеризують шляхом введення феноменологічного параметра

$$\rho_m^\pm = \frac{2\rho_m}{1 \pm \beta}, \quad (2.12)$$

де β – коефіцієнт спінової асиметрії.

Розв'язуючи спільно систему рівнянь (2.12), записаних для ρ_m^+ та ρ_m^- , знайдемо зв'язок між параметром спінової асиметрії β та параметром об'ємної асиметрії в СЗР електронів:

$$\beta = \frac{\alpha_m - 1}{\alpha_m + 1}, \quad (2.13)$$

з урахуванням формули (2.10) для розрахунку параметра β отримаємо формулу

$$\beta = \frac{(1 + d_{n,m}) \left(\delta(d_{n,m}) + \sqrt{\delta(d_{n,m})(1 + \delta(d_{n,m}))} \right)}{1 + (1 + d_{n,m}) \left(\delta(d_{n,m}) + \sqrt{\delta(d_{n,m})(1 + \delta(d_{n,m}))} \right)}. \quad (2.14)$$

РОЗДІЛ 3. РЕЗУЛЬТАТИ РОЗРАХУНКІВ

3.1. Вихідні дані

Вихідною системою для визначення параметрів спін-залежного розсіювання у тришарових структурах спін-вентильного типу була обрана система Co/Ag/Pu/П, де Pu – феромагнітний сплав $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$. Були використані результати дослідження магніторезистивних властивостей для зразків двох серій: I – системи Co(5)/Ag(d_{Ag})/Pu(30)/П (П – ситалова підкладка, $d_{\text{Ag}} = 3\text{--}15\text{ нм}$ – товщина немагнітного шару); II – системи Co(30)/Ag(d_{Ag})/Pu(5)/П ($d_{\text{Ag}} = 3\text{--}15\text{ нм}$ – товщина срібла). Схематично структура досліджуваних зразків представлена на рисунку 3.1. Системи підбиралися таким чином, щоб можна було врахувати впливу товщини проміжного шару Ag та відношення товщин феромагнітних шарів Co і Pu.

На рисунку 3.2 представлені польові залежності магнітоопору для псевдо спін-вентильних систем відповідно I та II серії на прикладі зразків Co(5)/Ag(15)/Pu(30)/П та Co(30)/Ag(3)/Pu(5)/П для перпендикулярної,

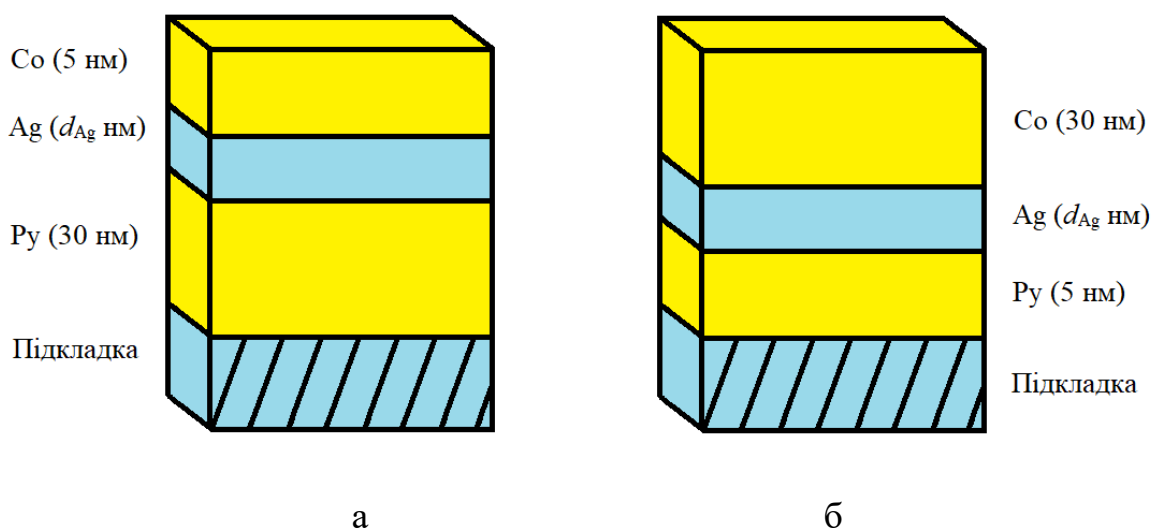


Рисунок 3.1 – Структура псевдо спін-вентилів, які досліджувалися у даній роботі: а – Co(5)/Ag(d_{Ag})/Pu(30)/П; б – Co(30)/Ag(d_{Ag})/Pu(5)/П

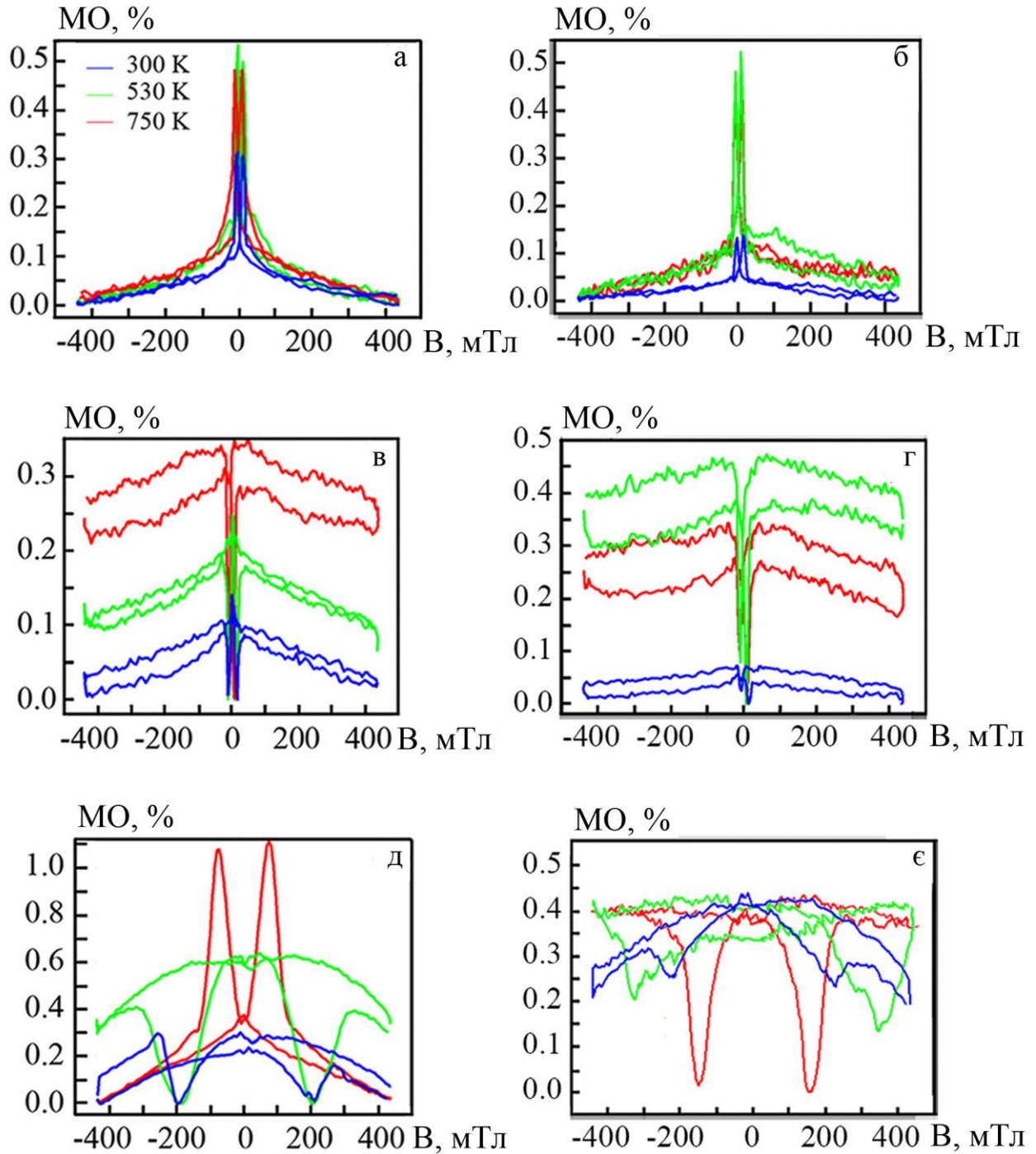


Рисунок 3.2 – Залежність магнітоопору від індукції магнітного поля для плівкових систем Co(5)/Ag(15)/Ru(30)/П (а, в, д) та Co(30)/Ag(3)/Ru(5)/П (б, г, е) при повздовжній (а, б) поперечній (в, г) та перпендикулярній (д, е) орієнтаціях магнітного поля та $T_B = 300$ (1), 530 (2) і 750 К (3). Адаптовано із роботи [22]

поперечної та повздовжньої орієнтації магнітного поля після конденсації та термовідпалювання до температури заліковування дефектів, яка становить приблизно 530 К, та 750 К.

Величина МО розраховувалася за співвідношенням:

$$MO = [(R(B) - R(B_s)) / R(B_s)] \cdot 100\%, \quad (3.1)$$

де $R(B_s)$ – електричний опір у магнітному полі насичення або у максимально можливому магнітному полі; $R(B)$ – поточне значення опору плівки в магнітному полі.

Результати вимірювання магнітоопору для всіх досліджуваних зразків, орієнтацій магнітного поля та температур зведені у таблиці 3.1.

Таблиця 3.1 – Магнітоопір тонкопліткових систем Co/Ag/Pu. Адаптовано із роботи [22]

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

3.2 Розрахунок параметрів спінозалежного розсіювання

Експериментальні результати для магнітоопору спінозалежних систем двох типів, які представлені у таблиці 3.1 були побудовані у вигляді залежності магніторезистивного відношення δ від товщини покриваючого магнітного

шару d_{m2} нормованого на товщину d_{m1} базового магнітного шару для двох серій зразків (рисунок 3.3).

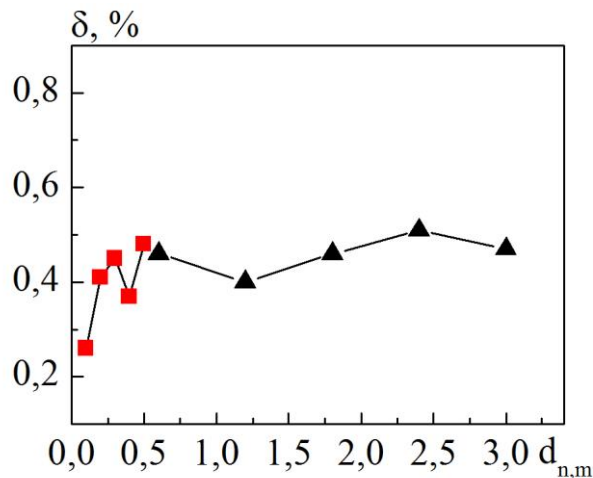


Рисунок 3.3 – Експериментальна залежність магніторезистивного відношення δ від товщини покриваючого магнітного шару d_{m2} нормованого на товщину d_{m1} базового магнітного шару для двох серій зразків: I – $d_{m1} = 5$ нм, $d_n = 3-15$ нм) (\blacksquare), II – $d_{m1} = 30$ нм, $d_n = 3-15$ нм) (\blacktriangle)

Аналізуючи залежність, представлену на рисунку 3.3, слід зазначити, що при зростанні товщини немагнітного шару d_n від 3 до 15 нм відбувається майже лінійне зростання амплітуди магніторезистивного відношення для обох серій зразків. Ці дані й були використані при розрахунках параметрів спін-залежного розсіювання: параметра об'ємної асиметрії α_m , питомого опору мажоритарних та мінитарних носіїв заряду, параметра спінової асиметрії β .

Розрахунок параметра об'ємної асиметрії α_m проводився за наступним співвідношенням:

$$\alpha_m = 1 + 2(1 + d_{n,m}) \left(\delta(d_{n,m}) + \sqrt{\delta(d_{n,m})(1 + \delta(d_{n,m}))} \right), \quad (3.2)$$

де величина магніторезистивного ефекту δ та величина $d_{n,m}$ – експериментальні дані з рисунка 3.3.

Результати розрахунків зведені у таблиці 3.2.

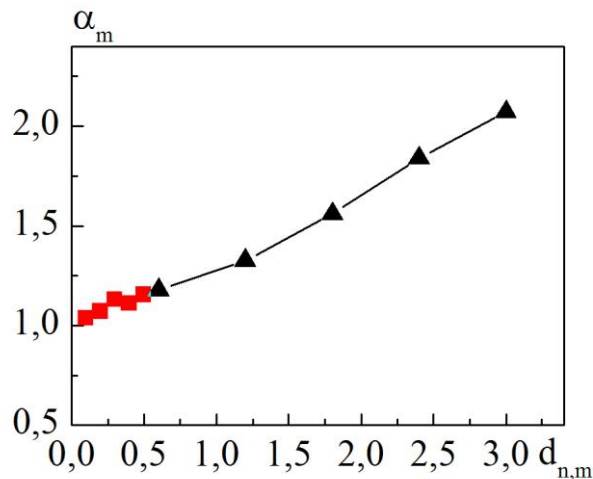


Рисунок 3.4 – Розрахункова залежність параметра об’ємної асиметрії α_m від товщини покриваючого магнітного шару d_{m2} нормованого на товщину d_{m1} базового магнітного шару для двох серій зразків: I – $d_{m1} = 5$ нм, $d_n = 3-15$ нм) (■), II – $d_{m1} = 30$ нм, $d_n = 3-15$ нм) (▲)

Аналізуючи дані для параметра об’ємної асиметрії α_m слід зазначити, що його величина змінюється у межах від 1,03 до 1,15 для систем Co(5)/Ag(d_{Ag})/Py(30)/П та від 1,17 до 2,06 для систем Co(30)/Ag(d_{Ag})/Py(5)/П.

Знаючи величину параметра об’ємної асиметрії α_m та враховуючи той факт, що згідно припущення даної теоретичної моделі питомий опір проміжного немагнітного шару ρ_n дорівнює питомого опору мажоритарних носіїв заряду ρ_m^+ (експериментальні дані розмірної залежності питомого опору проміжного шару срібла наведені на рисунку 3.4), можна розрахувати величину питомого опору мінітарних носіїв заряду ρ_m^- , а також параметр спінової асиметрії β за формулами:

$$\rho_m^- = \alpha_m \rho_m^+, \quad (3.3)$$

$$\beta = \frac{(1 + d_{n,m}) (\delta(d_{n,m}) + \sqrt{\delta(d_{n,m}) (1 + \delta(d_{n,m}))})}{1 + (1 + d_{n,m}) (\delta(d_{n,m}) + \sqrt{\delta(d_{n,m}) (1 + \delta(d_{n,m}))})}. \quad (3.4)$$

Таблиця 3.2 – Результати розрахунків

№	Система	$\delta, \%$	α_m	$\rho_m^- \cdot 10^7,$ Ом·м	$\rho_m^+ \cdot 10^7,$ Ом·м	β
1.	Co(5)/Ag(3)/Py(30)/П	0,26	1,03	0,91	0,88	0,01
2.	Co(5)/Ag(6)/Py(30)/П	0,41	1,07	0,89	0,825	0,03
3.	Co(5)/Ag(9)/Py(30)/П	0,45	1,09	0,88	0,78	0,06
4.	Co(5)/Ag(12)/Py(30)/П	0,37	1,11	0,82	0,735	0,05
5.	Co(5)/Ag(15)/Py(30)/П	0,48	1,15	0,81	0,705	0,07
6.	Co(30)/Ag(3)/Py(5)/П	0,46	1,17	1,03	0,88	0,08
7.	Co(30)/Ag(6)/Py(5)/П	0,40	1,32	1,09	0,825	0,14
8.	Co(30)/Ag(9)/Py(5)/П	0,46	1,55	1,21	0,78	0,21
9.	Co(30)/Ag(12)/Py(5)/П	0,51	1,84	1,35	0,735	0,29
10.	Co(30)/Ag(15)/Py(5)/П	0,47	2,06	1,45	0,705	0,34

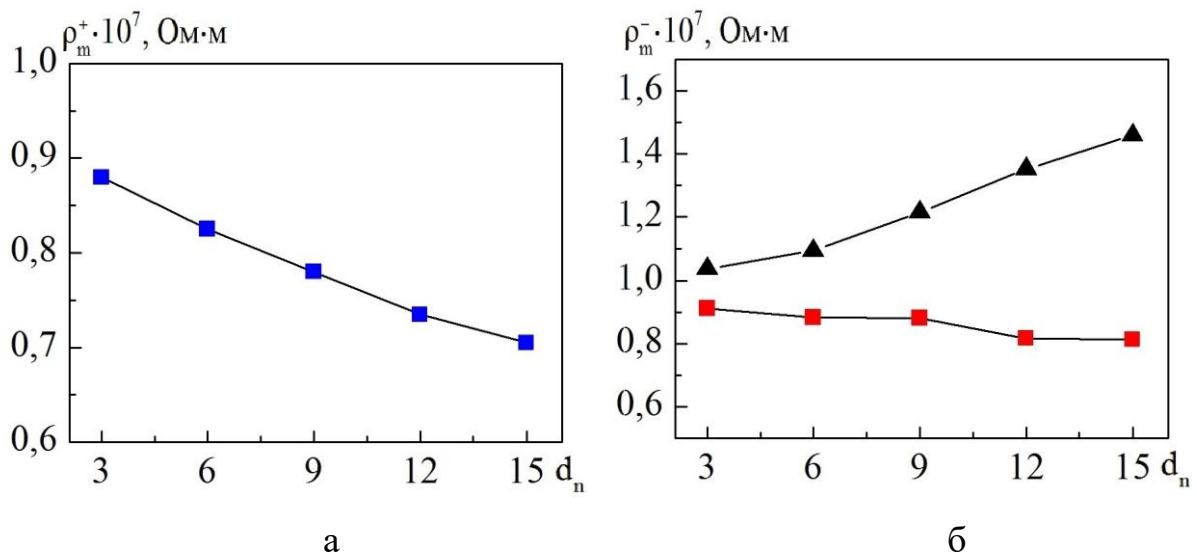


Рисунок 3.5 – Залежність питомого опору мажоритарних (а) та мінітарних (б) носіїв заряду від товщини немагнітного шару для двох серій зразків: I – (■), II – (▲)

Результати розрахунків також зведені у таблиці 3.2. Залежність питомого опору мажоритарних та мінитарних носіїв заряду від товщини немагнітного шару для двох серій зразків $\text{Co}(5)/\text{Ag}(d_{\text{Ag}})/\text{Py}(30)/\text{П}$ та $\text{Co}(30)/\text{Ag}(d_{\text{Ag}})/\text{Py}(5)/\text{П}$ представлені на рисунку 3.5. Розрахункова залежність параметра спінової асиметрії β від товщини покриваючого магнітного шару d_{m2} нормованого на товщину d_{m1} базового магнітного шару для двох серій зразків представлена на рисунку 3.6.

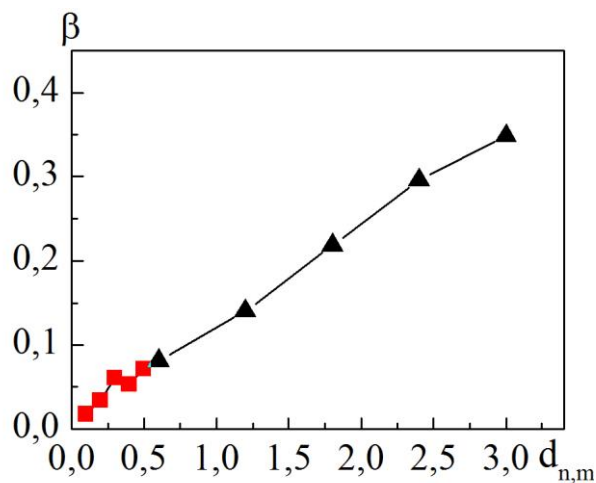


Рисунок 3.6 – Розрахункова залежність параметра спінової асиметрії β від товщини покриваючого магнітного шару d_{m2} нормованого на товщину d_{m1} базового магнітного шару для двох серій зразків: I – $d_{m1} = 5$ нм, $d_n = 3-15$ нм) (\blacksquare), II – $d_{m1} = 30$ нм, $d_n = 3-15$ нм) (\blacktriangle)

Аналізуючи розрахункові дані для мажоритарних носіїв заряду, відмітимо що для системи $\text{Co}(5)/\text{Ag}(d_{\text{Ag}})/\text{Py}(30)/\text{П}$, на відміну від системи $\text{Co}(30)/\text{Ag}(d_{\text{Ag}})/\text{Py}(5)/\text{П}$, відбувається зменшення величини ρ_m^- при зростанні товщини немагнітного прошарку.

Аналізуючи дані для спінової асиметрії β слід зазначити, що його величина змінюється у межах від 0,01 до 0,07 для систем $\text{Co}(5)/\text{Ag}(d_{\text{Ag}})/\text{Py}(30)/\text{П}$ та від 0,08 до 0,34 для систем $\text{Co}(30)/\text{Ag}(d_{\text{Ag}})/\text{Py}(5)/\text{П}$.

ВИСНОВКИ

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

2. Одним із пріоритетних напрямків досліджень вважається пошук матеріалів із високою температурною стійкістю магнітних та магніторезистивних властивостей, формування на їх основі функціональних елементів різного напрямку із підвищеною термостабільністю їх характеристик. Це гарантує результативність роботи, а саме як окремих елементів, так і приладів. Залежно від галузі застосування до магнітних характеристик подібних структур висувуються різноманітні вимоги, але їх термічна стійкість вважається пріоритетом з метою надання безперебійної роботи приладів на їх основі.

3. Проведені розрахунки параметрів спін-залежного розсіювання: параметра об'ємної асиметрії α_m , питомого опору мажоритарних ρ_m^+ та мінітарних ρ_m^- носіїв заряду, параметра спінової асиметрії β для двох серій спін-вентильних структур: I – системи $\text{Co}(5)/\text{Ag}(d_{\text{Ag}})/\text{Py}(30)/\text{П}$ ($d_{\text{Ag}} = 3\text{-}15$ нм); II – системи $\text{Co}(30)/\text{Ag}(d_{\text{Ag}})/\text{Py}(5)/\text{П}$ ($d_{\text{Ag}} = 3\text{-}15$ нм).

4. Розрахунки показали, що параметр об'ємної асиметрії α_m змінюється у межах від 1,03 до 1,15 для систем I типу та від 1,17 до 2,06 для систем II типу; параметр спінової асиметрії β змінюється у межах від 0,01 до 0,07 для систем I типу та від 0,08 до 0,34 для систем II типу. Величина питомого опору мажоритарних носіїв заряду дорівнює величині питомого опору немагнітного шару, в той час як питомий опір мінітарних носіїв заряду залежить від товщини базового магнітного шару.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Товстолиткін О.І., Боровий М.О., Курилюк В.В., Куницький Ю.А. Фізичні основи спінтроники. – Вінниця : ТОВ «Нілан-ЛТД», 2014. – 500 с.
2. Nvogues J., Schuller I.K., Exchange bias // J. Magn. Magn. Mater. – 1999. – V. 192. – P. 203.
3. Slonczewski J.C. Current-driven excitation of magnetic multilayers // J. Magn. Magnet. Mater. – 1996. – V. 159, No. 1–2. – P. L1–L7.
4. Kravets V.G. Correlation between the magnetoresistance, IR magnetorefectance, and spin-dependent characteristics of multilayer magnetic films // Phys. Res. Inter. – 2012. – P. 1 – 8.
5. Qiong W., Wei H., Hao-Liang L., Yi-fan L., Jian-Wang C., Chenga Z.-H. Magnetization reversal asymmetry in [Co/Pt]/CoFe/IrMn multilayers with enhanced perpendicular exchange bias // J. Appl. Phys. – 2013. - V. 113. – P. 033901.
6. Чешко І.В., Костенко М.В., Гребинаха В.І., Логвинов А.М., Проценко С.І. Формування приладових наноструктур спін-клапанного типу на основі Co і Cu // Ж. Нано Електрон. Фіз. – 2016. – Т.8, №3, С.03041.
7. Egelhoff W. F., Kadmon Y., Powell C. J., et al. Oxygen as a surfactant in the growth of giant magnetoresistance spin valves // J. Appl. Phys. – 1995. – V.78. – P. 273.
8. Piskin H., Akdogan N. Interface-induced enhancement of sensitivity in NiFe/Pt/IrMn-based planar hall sensors with nanoTesla resolution // Sensors and Actuators A: Physical. – 2019. – V. 292. – P. 24-29.
9. Tran Quang Hung, Sunjong Oh, Jong-Ryul Jeong, CheolGi Kim. Spin-valve planar Hall sensor for single bead detection // Sensors and Actuators A: Physical. – 2010. – V. 157. – P. 42-46.
10. Van Su Luong, Anh Tuan Nguyen, Anh Tue Nguyen. Exchange biased spin valve-based gating flux sensor // Measurement. – 2018. – V. 115. – P. 173-177.

11. Ферт А. Происхождение, развитие и перспективы спинтроники // Успехи физических наук. – 2008. – Т. 178, № 12. – С. 1336-1348.
12. Kirschvink J. L., Douglas S. Jones, Bruce J. MacFadden. Magnetite Biomineralization and Magnetoreception in Organisms: A New Biomagnetism – New York : Springer Science and Business Media, 2013. – V. 5. – 704 p.
13. Muhammad Zahir Iqbal, Ghulam Hussain, Salma Siddique, Muhammad Waqas Iqbal. Graphene spin valve: An angle sensor // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2017. – V. 432. – P. 135-139.
14. Vijay V. Kondalkar, Xiang Li, Sangsik Yang, Keekeun Lee. Current Sensor based on Nanocrystalline NiFe/Cu/NiFe Thin Film // ScienceDirect. – 2016. – V. 168. – P. 675-679.
15. Barthelemy A., Fert A., Contour J.-P., et al. Magnetoresistance and spin electronics // J. Magn. Magn. Mater. – 2002. – V. 242-245. – P. 68-76.
16. Спинтроника и магниторезистивная память. Электронный ресурс. Режим доступа: <http://itkaliningrad.ru/articles/7/0/27454//>. Дата доступа: 12.11.2019 19:56.
17. MRAM memory cells composed of a magnetic tunnel junction. Электронный ресурс. Режим доступа: https://www.researchgate.net/figure/MRAM-memory-cells-composed-of-a-magnetic-tunnel-junction-MTJ-States-0-and-1-in-the_fig4_221913844. Дата доступа: 13.11.2019 18:45.
18. Dieny B. Classical theory of giant magnetoresistance in spin-valve multilayers: influence of thicknesses, number of periods, bulk and interfacial spin-dependent scattering // J. Phys.: Condens. Matter. – 1992. – V. 4. – P. 8009-8020.
19. Barthelemy A., Fert A. Theory of the magnetoresistance effects in magnetic multilayers: analytical expressions from a semiclassical approach // Phys. Rev B. – 1991. – V. 43, No 16. – P. 13124–13129.
20. Пазуха І. М., Проценко І. Ю., Чешко І. В. Фізичні властивості плівкових матеріалів мікро- і наноелектроніки : навч. посіб.: у 2-х ч. – Суми : СумДУ, 2014. – Ч. 2. – 212с.

21. Шкурдода Ю. О. Електрофізичні і магніторезистивні властивості несиметричних та гранульованих систем в умовах протікання твердофазних реакцій : дис. ... д.ф.-м.н., доцент: 01.04.01 – фізика приладів, елементів і систем. Фізико-математичні науки. – Суми, 2018. – 329 с.
22. I. M. Pазukha, O. A. Koloskova, S. I. Protsenko. Peculiarities of Magnetoresistive Properties of Co/Ag/Py Pseudo Spin Valves Under Heat Treatment // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. – Springer Science. – 2019 (In press).