

ІНСТИТУТ МАГНЕТИЗМУ НАЦІОНАЛЬНОЇ АКАДЕМІЇ НАУК УКРАЇНИ
ТА МІНІСТЕРСТВА ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

БОРИНСЬКИЙ Владислав Юрійович

УДК 537.6+538.9

ДИСЕРТАЦІЯ

**МАГНІТНІ ТА РЕЗОНАНСНІ ВЛАСТИВОСТІ БАГАТОШАРОВИХ
НАНОСТРУКТУР З АНТИФЕРОМАГНІТНИМИ КОМПОНЕНТАМИ**

105 – Прикладна фізика та наноматеріали

Природничі науки

Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії у галузі
природничих наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей,
результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело.

_____ В.Ю. Боринський

Науковий керівник:

Товстолиткін Олександр Іванович
доктор фізико-математичних наук,
професор

КИЇВ – 2023

АНОТАЦІЯ

Боринський В.Ю. Магнітні та резонансні властивості багат шарових наноструктур з антиферромагнітними компонентами. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 105 «Прикладна фізика та наноматеріали». – Інститут магнетизму Національної академії наук України та Міністерства освіти і науки України, Київ, 2023.

Дисертаційна робота присвячується дослідженню магнітостатичних та резонансних властивостей багат шарових структур з синтетичними та природними антиферромагнітними компонентами за умов, коли їх характерні лінійні розміри переходять до наномасштабу – критичної вимоги, що висувається до сучасних перспективних напрямків спінової електроніки. З використанням сучасних експериментальних методик (магнітометрія, спектроскопія ферромагнітного резонансу і т.п.), а також підходу мікромагнітних моделювань, проводиться систематичний аналіз закономірностей зміни ключових магнітних властивостей плівкових гетероструктур $\text{Fe}/[\text{Cr}/\text{FeCr}/\text{Cr}]_n/\text{Fe}$, $\text{Py}/\text{FeMn}/[\text{Cu}/\text{Py}]$ та нанорозмірних тришарових елементів $\text{Py}/\text{NiCu}/\text{Py}$ в залежності від температури, їх інтегральних компонент та геометричних параметрів. Виявлені нові фізичні ефекти можуть бути використані для налаштування та оптимізації функціональних характеристик кінцевих електронних пристроїв, дизайн яких передбачає залучення таких антиферромагнітних компонент.

У *Вступі (першому розділі)* проводиться обґрунтування актуальності вибраної теми дисертаційного дослідження та надається загальна характеристика роботи. Формулюються головна мета та завдання, визначаються об'єкт та предмет дослідження. Представляються основні наукові положення, що засвідчують новизну отриманих результатів. Зазначається особистий внесок

здобувача у роботи, винесені на захист дисертації. Надається інформація щодо апробації результатів досліджень на наукових конференціях та зв'язку роботи з науково-дослідними темами.

Другий розділ роботи покликаний ознайомити читача з загальною проблематикою обраної теми дисертаційного дослідження, існуючими науковими здобутками в сфері синтетичних антиферромагнетиків (САФ) та подальших перспективах їх застосування у якості компонент магнетонних метаматеріалів, нейроморфних контактів та інших сучасних розробок наноелектроніки. Спочатку пропонується короткий історичний огляд досліджень, що привели до відкриття непрямой обмінної взаємодії Рудермана-Кіттеля-Касуї-Іосіди у багат шарових структурах та надгратках – основоположного явища, яке зробило можливим створення САФ. Наводиться порівняння таких матеріалів з природніми антиферромагнітними (АФМ) кристалами, акцентуючи увагу на визначних характеристиках обох систем та їх індивідуальній важливій ролі у спінтроніці. Представляється загальноприйнятий формалізм для аналітичного опису непрямой міжшарової взаємодії у багат шарових структурах. Далі обговорюються низка прикладних застосувань структур з антиферромагнітними компонентами, від широко відомих комірок магнітної пам'яті, в яких поєднуються переваги як САФ, так і природніх АФМ, до передових самозміщених наноманітів, розробка яких важлива для створення механізмів регулювання дисперсії спінових хвиль.

У третьому розділі представляються фізичні засади основних методів, що використовувались для виготовлення зразків, вимірювання їх магнітних параметрів та аналізу результатів: метод магнетронного напорошення багат шарових структур, спектроскопія феромагнітного резонансу (ФМР) та підхід мікромагнітних моделювань часової еволюції просторового розподілу магнітних моментів. Також надаються технічні специфікації усіх досліджених у даній роботі зразків.

У четвертому розділі досліджуються зміни магнітостатичних властивостей та характеру температурно-регульованого перемикання стану

«феромагнетик-антиферомагнетик» САФ матеріалів у контексті переходу від двовимірних тонкоплівкових структур до латерально обмежених наноелементів. Проводиться якісна та кількісна оцінка ключових магнітних параметрів: намагніченості, коерцитивної сили, ефективного поля міжшарової взаємодії, як в залежності від будови та геометрії наноструктур, так і від температури. У першій частині розділу обговорення зосереджується на плівкових багат шарових структурах САФ $\text{Fe}/[\text{Cr}/\text{FeCr}/\text{Cr}]_n/\text{Fe}$, для яких класична ідея втілення температурного керування ґрунтується на залученні легованого слабко-феромагнітного сплаву FeCr з термомагнітним фазовим переходом «феромагнетик-парамагнетик». Завдяки цьому у системі виникає чутливий до температури механізм перемикавання типу обмінної взаємодії між феромагнітними (ФМ) шарами Fe . Шляхом відтворення експериментальних кривих перемагнічування за феноменологічною моделлю досліджується конкуренція між прямою та непрямою обмінною взаємодією, а також між непрямою взаємодією АФМ та ФМ типів, які реалізуються у САФ з різною будовою спейсера. Показано, що використання композитного спейсера $[\text{Cr}/\text{FeCr}/\text{Cr}]_2$ звужує температурний інтервал перемикавання стану САФ від ≥ 100 К, типового для класичних структур з однорідним спейсером FeCr , до 15 К. Покращення ефективності перемикавання також проявляється на анізотропних властивостях САФ – температурна залежність коерцитивної сили набуває більш монотонного характеру. У другій частині розділу розглядаються масиви круглих планарних нанодисків САФ $\text{Py}/\text{NiCu}/\text{Py}$, у яких демонструється реалізація подібного механізму температурно-керованого перемагнічування САФ, однак без залучення непрямої обмінної взаємодії. Таким латерально обмеженим наноелементом притаманна магнітостатична дипольна взаємодія, яка діє між шарами Py та сприяє антипаралельному розташуванню їх магнітних моментів, тобто АФМ стану САФ. Перемикавання ж стану відбувається внаслідок появи прямого обміну через спейсер NiCu , коли він набуває феромагнітного впорядкування за низьких температур. За допомогою магнітометричних вимірювань виявлено характерні для наноелементів САФ особливості

температурних змін намагніченості та гістерезису масивів. Аналіз та інтерпретація експериментально спостережуваних ефектів здійснювалися в рамках запропонованого виразу енергетичного балансу. Продемонстровано, що куполовидна форма нанoeлементів призводить до появи суттєвого залишкового моменту та додаткової петлі перемагнічування поблизу нуля зовнішнього магнітного поля, коли САФ перебуває у АФМ стані. У області температур нижче точки фазового переходу спейсера, що відповідає ФМ стану елементів, виявлено різке зростання коерцитивної сили, зумовлене посиленням магнітного порядку та магнітокристалічної анізотропії легованого спейсера NiCu.

Дослідження, представлені у *n'ятому розділі* роботи, зосереджуються на вивченні особливостей магнітного стану двошарової плівкової системи Ru/FeMn коли товщина АФМ шару FeMn стає меншою від типових значень обмінної довжини сплаву Ru ~ 5 нм. При цьому ефективна температура Нееля, тобто точка фазового переходу шару FeMn «антиферомагнетик-парамагнетик», є значно нижчою від такої для об'ємного кристалу, і АФМ шар перебуває на межі свого магнітного впорядкування у великому діапазоні температур. За таких умов природньо очікувати появу нетривіальних ефектів, що й демонструється у даному розділі. Для характеристики магнітного стану бішарів у першій частині розділу досліджуються температурно- та товщинно-залежні процеси дисипації струму спінової накачки у структурах Ru/FeMn(3–7 нм)/Cu/Ru, подібних за своєю будовою до спінових клапанів. Окрім традиційного внеску поглинання антиферомагнетиком поперечної компоненти спінового струму, виявлено додатковий неоднорідний внесок, який найяскравіше проявляється для випадку тонкого FeMn та за низьких температур. Феноменологічні розрахунки, виконані в рамках стандартного формалізму ФМР, дозволили пов'язати додатковий канал дисипації з формуванням обмінної пружини в області інтерфейсу Ru/FeMn, яка виникає за рахунок конкуренції ефекту близькості феромагнетика та антиферомагнітного обміну у FeMn. Встановлено, що анізотропна поведінка цього внеску визначається відхиленням вектора Нееля у АФМ шарі, що додатково збільшує ступінь неоднорідності розподілу спінів на інтерфейсі. У

другій частині розділу представляється окреме дослідження резонансної динаміки намагніченості двошарових плівкових структур $\text{Pb}/\text{FeMn}(3-7 \text{ нм})$. Продемонстровано можливість майже десятикратного ізотропного збільшення частоти ФМР за кімнатної температури шляхом залучення тонкого АФМ шару $\text{FeMn}(3 \text{ нм})$ у прямому контакті з ФМ шаром. На відміну від зразків з більшою товщиною FeMn , для яких чітко спостерігається явище обмінного закріплення та пов'язаної з ним однонаправленої анізотропії, у випадку тонкого АФМ шару за прискорення динаміки відповідає обертова анізотропія, що домінує на всьому температурному інтервалі вимірювань. Проводиться оцінка ефективного поля обертової анізотропії, яка при кімнатній температурі дає значення у 60 мТл. Розрахунок температурних залежностей частоти ФМР, виконаний для граничних випадків тонкого і товстого FeMn за допомогою модифікованого рівняння Кіттеля, дозволяє порівняти альтернативні механізми прискорення резонансної динаміки сусіднього ФМ шару Pb .

Шостий розділ дисертації присвячується систематичному вивченню специфіки спін-хвильової динаміки просторово обмежених нанорозмірних елементів САФ, у яких не лише товщина шарів, але й латеральні розміри наближаються до порядку обмінної довжини. Розглядаються як поодинокі тришарові наноеlementи САФ круглої та еліпсоподібної форми, так і їх впорядковані періодичні масиви з різними геометричними параметрами. У першій частині на прикладі поодинокого перпендикулярно намагніченого САФ демонструються потужності підходу мікромагнітних моделювань як зручного інструменту для спектрального аналізу багатомодового спін-хвильового резонансу таких систем. У рамках мікромагнітної моделі відтворено умови, за яких одночасно встановлюються коливання однорідної моди та двох вибраних мод вищих порядків, польові дисперсії яких добре узгоджуються з експериментальними даними для реального спінтронного осцилятора, збудженого ефектом передачі моменту сили спін-поляризованим струмом. Також показано як порушення симетрії статичного розподілу намагніченості у еліптичному наноеlementі САФ призводить до суттєвої якісної трансформації

просторової структури стоячих спінових хвиль. У другій частині досліджується резонансна поведінка масивів планарно намагнічених нанодисків САФ Pu/NiCu/Pu з номінальним діаметром 150 нм. Експериментальні спектри ФМР виявляють розщеплення граничної спін-хвильової моди на коливання акустичного та оптичного типів за кімнатної температури, що також успішно відтворюється на мікромагнітних моделюваннях. З'ясовано причину появи додаткової високочастотної граничної моди, яка полягає у асиметрії внутрішньої дипольної взаємодії куполовидних нанoeлементів, де два ФМ шари САФ мають суттєво відмінні діаметри ($\sim 15\%$). Продемонстровано можливість безпосереднього температурного контролю над спін-хвильовою динамікою нанoeлементів САФ – за температур нижче точки фазового переходу спейсера NiCu $T < 220$ К вони перетворюються у квазі-одношарові ФМ диски, при цьому дві граничні моди зливаються в один широкий пік. Третя частина розділу розглядає масиви нанoeлементів САФ аналогічної будови, однак еліпсоподібної форми та вдвічі меншого розміру, довжина великої осі яких становить 75 нм. На відміну від попереднього випадку, у таких нанoeлементах спостерігається збудження єдиної виродженої моди з суттєво гібридизованим розподілом коливань. Мікромагнітні розрахунки відтворюють анізотропну поведінку цієї моди та вказують на те, що її профілі є результатом суперпозиції коливань центральної та граничної стоячих спінових хвиль. Обговорюються фізичні механізми, відповідальні за таку гібридизацію просторової структури виродженої моди.

Ключові слова: багат шарові структури, синтетичні антиферромагнетики, РККІ взаємодія, магнітний гістерезис, магнітний фазовий перехід, термомагнітні ефекти, динаміка намагніченості, ферромагнітний резонанс, стоячі спінові хвилі, спітронні наноосцилятори, спітроніка, магноніка.

ABSTRACT

Borynskyi V.Yu. Magnetic and resonant properties of multilayered nanostructures with antiferromagnetic components. – Qualifying scientific work on the manuscript rights.

Dissertation for the Doctor of Philosophy scientific degree in the Specialty 105 "Applied physics and nanomaterials". – Institute of Magnetism of the National Academy of Sciences of Ukraine and the Ministry of Education and Science of Ukraine, Kyiv, 2023.

The dissertation is devoted to the study of magnetostatic and resonant properties of multilayered structures with synthetic and natural antiferromagnetic components when their characteristic linear sizes reach nanoscale – the critical requirement for promising modern avenues of spin electronics. A systematic analysis of temperature- and geometry-dependent changes in key magnetic parameters is carried out for the continuous-film heterostructures $\text{Fe}/[\text{Cr}/\text{FeCr}/\text{Cr}]_n/\text{Fe}$, $\text{Py}/\text{FeMn}/[\text{Cu}/\text{Py}]$, as well as the three-layer nanoelements $\text{Py}/\text{NiCu}/\text{Py}$, using experimental magnetometric methods, ferromagnetic resonance spectroscopy and micromagnetic simulation technique. New reported physical effects can be utilized to adjust and optimize the final functional characteristics of electronic devices, the design of which implies the involvement of such antiferromagnetic components.

In the Introduction (the First chapter), the relevance of the chosen topic of the doctoral research is substantiated and a general description of this work is provided. The primary goal and tasks are formulated, the object and subject of the study are described. The main scientific provisions are presented, proving the novelty of the obtained results. Personal PhD candidate's contribution to the works, submitted for the defense of the dissertation, is noted. Information on public approval of research findings at scientific conferences, as well as on the association of this work with R&D topics is provided.

The Second chapter of the work is designed to acquaint the reader with general problems of the doctoral research topic, existing scientific achievements in the field of synthetic antiferromagnets (SAF) and further prospects for their use as integral components for magnon metamaterials, neuromorphic junctions and other modern nanoelectronic devices. The discussion begins with a brief historical overview of the studies that led to the discovery of Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida indirect exchange interaction acting in multilayered structures and superlattices – a fundamental phenomenon underlying SAF. A comparison of such materials with natural antiferromagnetic (AFM) crystals is presented, emphasizing both their common remarkable features and individual roles in spintronics. The conventional formalism for analytical treatment of indirect interlayer interaction in multilayered structures is introduced. Next, a number of antiferromagnetic components applications are mentioned, from the well-known magnetic memory cells, which combine the advantages of both SAF and natural AFM, to advanced self-biased nanomagnets, the development of which should enrich the available mechanisms for spin-wave dispersion control.

The Third chapter presents physical principles of the main methods used for the samples fabrication, magnetic parameters measurements and analysis of the results, namely magnetron sputtering of multilayered structures, ferromagnetic resonance spectroscopy (FMR), and micromagnetic approach for simulating time evolution of spatial magnetization distribution in complex magnetic systems. Technical specifications of all the samples studied in this work are also provided.

The Fourth chapter provides the results of the studies of the changes in magnetostatic properties and the nature of the temperature-controlled switching between ferromagnetic and antiferromagnetic states of SAF materials in the context of the transition from two-dimensional thin-film structures to laterally confined nanoelements. The qualitative and quantitative estimation is carried out in accordance with the composition, geometry and temperature of the samples, for the following key magnetic parameters: magnetization, coercive force and effective field of interlayer interaction. In the first part of the chapter, the discussion focuses on the continuous

multilayered films $\text{Fe}/[\text{Cr}/\text{FeCr}/\text{Cr}]_n/\text{Fe}$, the classical idea of temperature control for which is based on the use of a diluted weakly ferromagnetic FeCr alloy, possessing thermomagnetic phase transition "ferromagnet-paramagnet". As such, it introduces temperature-sensitive mechanism for the switching of the type of exchange interaction, acting between the ferromagnetic (FM) Fe layers in the system. Reproducing the experimental magnetization reversal curves according to the proposed phenomenological model, the competition between direct and indirect exchange interaction, as well as between the indirect interaction of AFM and FM types, which act in the SAFs with different spacer designs, are investigated. It is shown that the use of the composite spacer $[\text{Cr}/\text{FeCr}/\text{Cr}]_2$ narrows the temperature range of the SAF state switching from ≥ 100 K, inherent to classical structures with a homogeneous FeCr spacer, to 15 K. The enhancement of the switching performance also manifests itself in the anisotropic properties of the SAF – the temperature dependence of the coercive force acquires notably monotonous character. The second part of the chapter considers the arrays of round planar SAF nanodisks $\text{Py}/\text{NiCu}/\text{Py}$, in which the implementation of a similar mechanism of temperature-controlled SAF magnetization reversal is demonstrated, without, however, the involvement of indirect exchange interaction. Such laterally confined nanoelements have inherent magnetostatic dipole interaction, occurring between the Py layers via stray fields and favoring the antiparallel alignment of their respective magnetic moments, i.e. the AFM state of the SAF. Whereas the switching to FM state occurs due to transmission of direct exchange through the NiCu spacer, when it acquires magnetic ordering at low temperatures. Using magnetometric measurements, the features of the temperature-induced changes in magnetization and hysteresis of the SAF nanodisk arrays were determined. The analysis and interpretation of the experimentally observed effects were treated within the framework of the proposed energy balance expression. It was demonstrated that the dome-like shape of the nanoelements leads to a significant remnant magnetic moment and the appearance of an additional hysteresis loop near the zero-field region at room temperature, when the SAF is in the AFM state. In the temperature range below the phase transition point, which corresponds to the FM state of the elements, they revealed a sharp increase in

the coercive force, caused by the enhancement of the magnetic ordering, as well as magnetocrystalline anisotropy, of the doped NiCu spacer.

The study presented in the *Fifth chapter* of the dissertation focuses on investigating the peculiar magnetic state of the bilayer film system Py/FeMn when the thickness of the AFM FeMn layer becomes smaller than the value of the characteristic exchange length of Py alloy ~ 5 nm. At the same time, the effective Néel temperature, i.e., the actual point of the FeMn layer phase transition "antiferromagnet-paramagnet", also reduces well below such of a bulk crystal, so the AFM layer retains weak antiferromagnetic ordering in a wide temperature range. Under such conditions, it is natural to expect the emergence of non-trivial effects, which are demonstrated in this chapter. In order to characterize the magnetic state of the bilayers, the first part of the chapter examines the temperature- and thickness-dependent dissipation processes of spin-pumping current in Py/FeMn(3–7 nm)/Cu/Py structures, akin to spin valves. Apart from the traditional contribution of the transverse spin current component absorption, taking place in the volume of the antiferromagnetic layer, a second inhomogeneous contribution was revealed, which is most clearly manifested in the case of thin FeMn and at low temperatures. Phenomenological calculations performed within the framework of the standard FMR formalism made it possible to associate this additional dissipation channel with the formation of an exchange spring in the Py/FeMn interface region, which arises due to the competition between ferromagnetic proximity effect and antiferromagnetic exchange in FeMn. It was shown that the anisotropic behavior of this contribution is determined by the deviation of the Néel vector in the AFM layer, what additionally increases the degree of inhomogeneity of the spatial spin distribution at the interface. In the second part of the chapter, a separate study of the resonant magnetization dynamics of the bilayer Py/FeMn (3–7 nm) film structures is presented. The possibility of an almost tenfold isotropic increase in the FMR frequency at room temperature has been demonstrated by the use of a thin AFM layer FeMn(3 nm) in direct contact with the FM layer. In contrast to the samples with larger FeMn thickness values, which clearly exhibit the exchange pinning and related unidirectional anisotropy, in the case of the thin AFM layer, the acceleration of the

dynamics is due to the appearance of rotatable anisotropy, which dominates in the entire temperature measurements range. The value of the effective field of the rotatable anisotropy is estimated, and yields about 60 mT at room temperature. Calculations of the FMR frequency temperature dependences, performed for the limiting cases of thin and thick FeMn using the modified Kittel equation, quantitatively compare these two alternative mechanisms for the acceleration of the adjacent FM Py layer resonant dynamics.

The Sixth chapter of the dissertation is devoted to the systematic study of the features of spin-wave dynamics in spatially confined nanoscale SAF elements, where not only the thickness of the layers, but also the lateral sizes approach the order of the characteristic exchange length. Both single three-layer SAF nanoelements of round and elliptical shape, as well as their periodic arrays with different geometric parameters, are considered. In the first part, using the example of a single perpendicularly magnetized SAF, the capabilities of micromagnetic modeling approach are demonstrated as a convenient tool for the spectral analysis of the multimode spin-wave resonance of such systems. Within the framework of the micromagnetic model, the conditions under which the oscillations of a homogeneous mode and two selected higher order modes are simultaneously established. The field-resolved dispersions of these modes are in good agreement with the experimental data of a real spintronic oscillator excited by the spin-transfer-torque effect. It is also shown how a violation of the symmetry of the static magnetization distribution in elliptical SAF nanoelements leads to a significant qualitative transformation of the spatial structure of standing spin waves. The second part of the chapter investigates the resonant behavior of in-plane magnetized arrays of the Py/NiCu/Py SAF nanodisk with the nominal diameter of 150 nm. Experimental FMR spectra reveal the splitting of the edge spin-wave mode into oscillations of acoustic and optical types at room temperature, which is also successfully reproduced by micromagnetic simulations. The reason behind the arrival of an additional high-frequency edge mode is the asymmetry of the intrinsic dipole interaction inherent to the dome-shaped nanoelements, which creates the notable difference in the FM layers diameters (~15%). The possibility for direct temperature

control over the SAF spin-wave dynamics has been demonstrated – at temperatures below the phase transition point of the NiCu spacer ($T < 220$ K), the nanoelements transform into quasi-single-layer FM disks, and the two edge modes merge into a single broad peak. The third part of the chapter considers arrays of SAF nanoelements with analogous multilayered structure, but elliptical shape and twice the smaller size, the length of the major axis of which is 75 nm. In contrast to the previous case, such nanoelements exhibit the excitation of a single degenerate mode with a strongly hybridized oscillations distribution. Micromagnetic calculations reproduce the anisotropic behavior of this mode and indicate that its spatial profiles result from the superposition of a central and an edge standing spin waves. The physical mechanisms, responsible for such hybridization of the degenerate mode spatial structure, are also discussed.

Keywords: multilayers, synthetic antiferromagnets, RKKY interaction, magnetic hysteresis, magnetic phase transition, thermomagnetic effects, magnetization dynamics, ferromagnetic resonance, standing spin waves, spintronic nanooscillators, spintronics, magnonics.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА

Праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації:

– монографії:

1) Магнітна та термоіндукована динаміка у нанoeлементax синтетичних антиферромагнетиків / Р.В. Верба, Ю.І. Джежеря, **В.Ю. Боринський**, Д.М. Поліщук, А.Ф. Кравець. – Харків: «Діса плюс», 2023. – 164 с. ISBN 978-617-8122-54-6

– публікації у фахових наукових журналах:

2) **Borynskyi V.Yu.**, Polishchuk D.M., Savina Yu.O., Pashchenko V.O., Kravets A.F., Tovstolytkin A.I., Korenivski V. / Thermomagnetic transition in nanoscale synthetic antiferromagnets Py/NiCu/Py // *Low Temperature Physics*. – 2023. – V. 49. – P. 863-869. DOI 10.1063/10.0019699 (Q3, Scopus)

3) **Borynskyi V.Yu.**, Polishchuk D.M., Sharai I.V., Melnyk A.K., Kravets A.F., Tovstolytkin A.I., Korenivski V. / Spin-wave Resonance in Arrays of Nanoscale Synthetic-antiferromagnets // *Proceedings of the 2022 IEEE 12th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties*. – 2022. – P. NMM0701. DOI 10.1109/NAP55339.2022.9934337 (без квартиллю, Scopus)

4) **Borynskyi V.Yu.**, Polishchuk D.M., Melnyk A.K., Kravets A.F., Tovstolytkin A.I., Korenivski V. / Higher-order ferromagnetic resonances in periodic arrays of synthetic-antiferromagnet nanodisks // *Applied Physics Letters*. – 2021. – V. 119. – P. 192402. DOI 10.1063/5.0068111 (Q1, Scopus)

5) Polishchuk D.M., Polek T.I., **Borynskyi V.Yu.**, Kravets A.F., Tovstolytkin A.I., Korenivski V. / Isotropic FMR frequency enhancement in thin Py/FeMn bilayers under strong magnetic proximity effect // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2021. – V. 54. – P. 305003. DOI 10.1088/1361-6463/abfe39 (Q1, Scopus)

6) Polishchuk D.M., Polek T.I., **Borynskyi V.Yu.**, Kravets A.F., Tovstolytkin A.I., Pogorily A.M., Korenivski V. / Spin-current dissipation in a thin-

film bilayer ferromagnet/antiferromagnet // Low Temperature Physics. – 2020. – V. 46. – P. 813-819. DOI 10.1063/10.0001547 (Q3, Scopus)

7) Polishchuk D.M., Tykhonenko-Polishchuk Yu.O., **Borynskyi V.Yu.**, Kravets A.F., Tovstolytkin A.I., Korenivski V. / Magnetic Hysteresis in Nanostructures with Thermally Controlled RKKY Coupling // Nanoscale Research Letters. – 2018. – V. 13. – P. 1-7. DOI 10.1186/s11671-018-2669-0 (Q1, Scopus)

Праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

1) **Боринський В.Ю.**, Верба Р.В., Поліщук Д.М., Кравець А.Ф., Товстолиткін О.І. / Особливості вищих спін-хвильових мод наноелемента синтетичного антиферромагнетика еліптичної форми // Тези доповідей конференції «ІХ українська наукова конференція з фізики напівпровідників» (УНКФН-9, Ужгород). – Травень 22-26, 2023. – С. 143.

2) **Borynskyi V.Yu.**, Verba R.V., Polishchuk D.M., Kravets A.F., Tovstolytkin A.I. / Shape-induced modification of spin waves in elliptical synthetic antiferromagnet with perpendicular anisotropy // Proceedings of the XXIII International Young Scientists Conference on Applied Physics (ICAP-23, Kyiv). – May 16-20, 2023. – P. 38.

3) **Borynskyi V.Yu.**, Polishchuk D.M., Sharai I.V., Melnyk A.K., Kravets A.F., Tovstolytkin A.I., V. Korenivski V. / Spin-wave resonance in arrays of nanoscale synthetic-antiferromagnets // Abstracts of the 2022 IEEE 12th International Conference "Nanomaterials: Applications & Properties" (NAP-2022, Krakow). – September 11-16, 2022. – P. 07nmm-19.

4) **Borynskyi V.Yu.**, Polishchuk D.M., Melnyk A.K., Kravets A.F., Tovstolytkin A.I., Korenivski V. / Enhanced magnetic anisotropy in small-sized elliptical synthetic-antiferromagnets // Abstract Book of the International research and practice conference "Nanotechnology and Nanomaterials" (NANO-2022, Lviv). – August 25-27, 2022. – P. 51.

5) Tovstolytkin A.I., Kravets A.F., Polishchuk D.M., **Borynskyi V.Yu.**, Korenivski V. / Exchange coupling/decoupling effects in composite magnetic

nanostructures // Abstracts of the 2021 IEEE 11th International Conference "Nanomaterials: Applications & Properties" (NAP-2021, Odesa). – September 5-11, 2021. – P. NMM-A-09.

6) Polishchuk D.M., Polek T.I., **Borynskyi V.Yu.**, Kravets A.F., Tovstolytkin A.I., Korenivski V. / Isotropic FMR frequency enhancement in Py/FeMn bilayers under strong magnetic proximity effect // Abstracts of the 2021 IEEE 11th International Conference "Nanomaterials: Applications & Properties" (NAP-2021, Odesa). – September 5-11, 2021. – P. NMM-A-06.

7) Поліщук Д.М., Наконечна О.І., Литвиненко Я.М., **Боринський В.Ю.**, Савіна Ю.О., Пащенко В.О., Кравець А.Ф., Товстолиткін О.І. / Особливості міжшарового зв'язку в багатошарових наноструктурах з антиферромагнітним компонентом // Тези доповідей конференції «Сучасні проблеми фізики металів і металічних систем» (СПФММС-2021, Київ). – Травень 25-27, 2021. – С. 70.

8) Tovstolytkin A.I., Kravets A.F., Polishchuk D.M., Lytvynenko Ya.M., **Borynskyi V.Yu.**, Korenivski V. / Advanced spin-valve type nanostructures with weakly ferromagnetic and antiferromagnetic spacers // Conference abstracts "Electronic Processes in Organic and Inorganic Materials" (ICEPOM-12, Kamianets-Podilskyi). – June 1-5, 2020. – P. 64.

9) Polishchuk D.M., Polek T.I., **Borynskyi V.Yu.**, Kravets A.F., Tovstolytkin A.I., Korenivski V. / Coupled FMR modes and frequency enhancement in Py/FeMn bilayers under magnetic proximity effect // Abstracts of the 2019 IEEE 9th International Conference "Nanomaterials: Applications & Properties" (NAP-2019, Odesa). – September 15-20, 2019. – P. 02M35-1.

10) Polishchuk D.M., **Borynskyi V.Yu.**, Polek T.I., Tovstolytkin A.I. / Temperature-induced changes in static and dynamic magnetic properties of Py/FeMn bilayers // Proceedings of the XIX International Young Scientists Conference on Applied Physics (ICAP-19, Kyiv). – May 21-25, 2019. – P. 26.

ЗМІСТ

1. ВСТУП.....	20
2. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ	28
2.1. Перші концепції та класифікація САФ матеріалів.....	29
2.2. Явище непрямой обмінної взаємодії.....	35
2.3. Прикладні застосування структур САФ	37
3. МЕТОДИ ВИГОТОВЛЕННЯ ТА ДОСЛІДЖЕННЯ ЗРАЗКІВ.....	45
3.1. Магнетронне напорошення плівкових гетероструктур	45
3.2. Феромагнітний резонанс як інструмент досліджень	47
3.3. Метод мікромагнітних моделювань	51
3.4. Виготовлення зразків та деталі експерименту.....	53
4. МАГНІТОСТАТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ САФ: ПЕРЕХІД ДО НАНОМАСШТАБУ	58
4.1. Магнітний гістерезис тонкоплівкових гетероструктур САФ	58
4.1.1. Будова температурно керованих САФ – перемикачів Кюрі.....	61
4.1.2. Апроксимація експериментальних петель гістерезису.....	63
4.1.3. Коерцитивна поведінка намагніченості	65
4.1.4. Температурний контроль над типом обмінного зв'язку у САФ.....	69
4.2. Перемагнічування латерально обмежених САФ.....	74
4.2.1. Магнітометричні виміри масивів нанодисків САФ	75
4.2.2. Вираз енергетичного балансу нано-САФ	82
4.3. Висновки до розділу.....	87
5. ЯВИЩА У ДВОШАРОВИХ СИСТЕМАХ ФМ-АФМ	90
5.1. Дослідження особливостей магнітного стану на інтерфейсі ФМ-АФМ за допомогою явища спінової накачки	90
5.1.1. Трансформація кутових профілів ширини лінії ФМР	94
5.1.2. Температурно-регульовані зміни магнітного стану у бішарі ФМ-АФМ	97
5.1.3. Два внески у розсіяння струму спінової накачки.....	99
5.2. Ізотропне прискорення магнітної динаміки з використанням тонкого АФМ.....	102
5.3. Висновки до розділу.....	106

6. ОСОБЛИВОСТІ СПІН-ХВИЛЬОВОЇ ДИНАМІКИ НАНО-САФ	109
6.1. Відтворення динаміки САФ за допомогою мікромагнітного моделювання	111
<i>6.1.1. Мікромагнітна модель САФ з РККІ зв'язком.....</i>	<i>111</i>
<i>6.1.2. Спін-хвильові моди САФ у АФМ стані</i>	<i>115</i>
<i>6.1.3. Вплив форми нано-САФ на просторову структуру перпендикулярних мод спінових хвиль.....</i>	<i>119</i>
6.2. Поведінка спін-хвильових мод у масивах нанoeлементів САФ	122
<i>6.2.1. Порівняння ФМР та мікромагнітних моделювань масивів нано-САФ</i>	<i>124</i>
<i>6.2.2. Температурний перехід нано-САФ у квазі-одношаровий стан</i>	<i>131</i>
<i>6.2.3. Розщеплення граничної моди на коливання акустичного та оптичного типів</i>	<i>133</i>
6.3. Спін-хвильова динаміка у нано-САФ з розмірами, близькими до обмінної довжини	136
<i>6.3.1. Одномодовий гібридизований резонанс</i>	<i>138</i>
<i>6.3.2. Підсилення анізотропної поведінки гібридизованої моди</i>	<i>140</i>
6.4. Висновки до розділу	143
7. ВИСНОВКИ.....	146

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

ФМ	– феромагнетик/феромагнітний
АФМ	– антиферомагнетик/антиферомагнітний
САФ	– синтетичний антиферомагнетик
ФМР	– феромагнітний резонанс
МТК	– магнітний тунельний контакт
СТНО	– спітронний наноосцилятор
СЕМ	– скануюча електронна мікроскопія
MRAM	– magnetoresistive random-access memory
VSM	– vibrating-sample magnetometer
МОКЕ	– magneto-optic Kerr effect
SQUID	– superconductive quantum interference device
ZFC	– zero-field-cooled measurements regime

1. ВСТУП

Розробка різноманітних концепцій запам'ятовуючих пристроїв, транзисторів, сенсорів на базі магнітних багатошарових структур та, загалом, стрімкий розвиток спінової електроніки як галузі ¹, розпочалася ще наприкінці минулого століття і значною мірою завдячує унікальним властивостям антиферромагнітних (АФМ) матеріалів ²⁻⁴. Ключовими з таких концепцій постають великі поля обмінної взаємодії між двома (або декількома) магнітними піддратками антиферромагнетика (до ~100 Тл), що на порядки перевищують такі у ферромагнітних (ФМ) матеріалах. У першу чергу, такий підхід дозволяє наводити анізотропію у сусідніх магнітних шарах і закріплювати їх магнітні моменти, керуючи магнітостатичним станом та поляризацією спінового струму у структурі – базовими характеристиками будь-якого спінтронного пристрою. З іншого ж боку, великі внутрішні поля переносять спінову динаміку у діапазон від кількох десятків ГГц до ТГц, що є привабливим для високошвидкісної спінтроніки. Розвиток швидких та зручних засобів виготовлення багатошарових гетероструктур, зокрема, методу магнетронного напорошення, зробила необхідний поштовх для створення синтетичних антиферромагнетиків (САФ) та перших перспективних застосувань: спінових клапанів, а пізніше й магнітних тунельних контактів (МТК) ⁵. Структури САФ, хоча й характеризуються слабшими обмінними полями, мають додатковий ступінь свободи завдяки можливості налаштування типу міжшарової взаємодії та реалізації контрольованого перемикання між ферромагнітним (намагніченим) станом та антиферромагнітним станом (з нульовим залишковим моментом).

Однак, конвенційні комірки магнітної пам'яті, побудовані на базі згаданих спінових клапанів та МТК, зіткнулися з низкою проблем, найважливішою з яких є потреба прикладання керуючих струмів/полів. Тому, наразі активно розвиваються й інші напрямки, які зосереджуються на пошуку альтернативних підходів для енергоефективної обробки та передачі інформації, наприклад, за допомогою спінових хвиль у магніоніці ⁶, або переходом до принципово нової

парадигми обчислень у нейроморфній спітроніці ⁷. Такі перспективні рішення потребують масштабування властивостей АФМ та САФ до нанорозмірів, тоді як компонентний склад, геометрія та впорядкування наноструктур у кінцевих пристроях ускладнюється з кожним роком. Важливо, що лише зменшення товщин магнітних шарів чи обмеження латеральних розмірів елементів здатні змінити характер взаємодій у системі. Усе це разом зумовлює необхідність систематичного вивчення їх магнітної та резонансної поведінки за умов мініатюризації до наномасштабу.

Актуальність теми даної роботи обґрунтовується значною зацікавленістю наукової спільноти до використання специфічних властивостей АФМ та гнучкого контролю параметрів САФ у сучасних наномагнітних застосуваннях. Особливо важливою в цьому контексті є необхідність встановлення впливу процесів та явищ, притаманних таким матеріалам, на оточуючі компоненти багат шарових наноструктур. Окрім цього, нещодавні дослідження відносно простих одношарових феромагнітних нанoeлементів показали, що варіювання форми, поява дефектів чи неоднорідних розподілів фізичних параметрів здатні суттєво модифікувати їхню спін-хвильову поведінку, однак такого систематичного дослідження для АФМ та САФ і досі не було проведено. Лише в останні роки почав формуватися науковий доробок зі спінової динаміки нанoeлементів на основі цих матеріалів.

Мета дослідження. Мета дисертаційної роботи полягає у з'ясуванні особливостей та встановленні закономірностей зміни статичних та динамічних властивостей природніх АФМ, САФ та багат шарових наноструктур, що містять такі компоненти, в залежності від їх будови, магнітних параметрів та магнітного оточення окремих шарів, і геометрії всієї системи, а також у знаходженні механізмів керування їх резонансною та спін-хвильовою поведінкою для надання нових функціональних можливостей пристроям, розробленим на основі таких гетероструктур.

Об'єктом дослідження виступають багат шарові наноструктури з антиферомагнітними компонентами, які для випадку природніх АФМ

складаються з щонайменше двох функціонально важливих шарів «феромагнетик/антиферомагнетик», а при використанні САФ – з трьох шарів «феромагнетик/парамагнетик/феромагнетик».

Предметом дослідження є фізичні явища та процеси, що зумовлюють магнітну взаємодію між окремими шарами наноструктур та визначають магнітостатичний стан і динамічну поведінку системи як цілого.

Для досягнення сформульованої мети були поставлені наступні задачі:

1) Кількісно охарактеризувати температурні зміни і роль міжшарової взаємодії та магнітних властивостей індивідуальних шарів у процесах перемагнічування тонкоплівкових САФ з композитними спейсерами.

2) Дослідити особливості магнітного стану на інтерфейсі «феромагнетик-антиферомагнетик» в залежності від товщини АФМ шару, температури та напрямку поляризації спінового струму у системі.

3) Вивчити зміни у магнітостатичних та резонансних властивостях латерально обмежених САФ при варіюванні їх геометричних параметрів. Дослідити специфічні фізичні ефекти, зумовлені трансформацією магнітних взаємодій у САФ при переході від плівкових до нанорозмірних систем.

Методи дослідження. Кількісна та якісна характеристика магнітних параметрів, а також виготовлення досліджуваних об'єктів здійснювалась за допомогою сучасного обладнання та загальноприйнятих експериментальних підходів, а саме: реактивного магнетронного напорошення плівок; електронно-променевої літографії; скануючої електронної мікроскопії (СЕМ), магнітометрії на базі магнітооптичного ефекту Керра (англ. «МОКЕ»); вимірювань намагніченості вібраційним методом (англ. «VSM»); магнітометрії з використанням надпровідного квантового інтерферометра (англ. «SQUID»); спектроскопії електронного спінового резонансу феромагнетиків у Х-діапазоні (феромагнітний резонанс; ФМР). У рамках дисертаційної роботи також виконувались аналітичні розрахунки та моделювання, які слугували допоміжним інструментом для обґрунтованого теоретичного трактування виявлених закономірностей. Аналітичні розрахунки здійснювались шляхом мінімізації

феноменологічного виразу для густини вільної магнітної енергії (потенціалу Гіббса) системи та стандартного формалізму ФМР методом Сміта-Бальєрса та Сула^{8,9}. Числові моделювання здійснювались за допомогою мікромагнітного підходу¹⁰ та дозволяли сформулювати уявлення про особливості рівноважного статичного стану та часової еволюції розподілу магнітних моментів у наномасштабі.

Наукова новизна отриманих результатів. У даній дисертаційній роботі вперше кількісно охарактеризовано вплив магнітних ефектів та взаємодій, що виникають у багатошарових структурах внаслідок зменшення геометричних розмірів антиферомагнітних компонент до порядків обмінної довжини, на процеси перемагнічування та резонансну динаміку таких систем. Серед нових наукових результатів найбільш визначними слід виділити наступні:

– вперше показано як використання композитного спейсера з серією повторень тонких прошарків Cr між легованими слабо-феромагнітними FeCr ефективно пригнічує канал прямої обмінної взаємодії та ефект близькості на інтерфейсах, оптимізуючи температурне перемикавання стану САФ до відносно вузького температурного інтервалу (15 K) у порівнянні з випадком однорідного спейсера (≥ 100 K).

– виявлено існування додаткового каналу розсіяння спінового струму на інтерфейсі ФМ-АФМ, спричиненого відхиленням спінів від однорідного антиферомагнітного порядку внаслідок конкуренції між ефектом близькості феромагнетика та антиферомагнітним обміном всередині АФМ.

– вперше продемонстровано можливість багатократного ізотропного підсилення частоти резонансу ФМ шару внаслідок формування «обертової анізотропії» у сусідньому тонкому АФМ шарі (<5 нм).

– встановлено, що порушення симетрії відносно магнітостатичної дипольної взаємодії у нано-САФ куполовидної форми призводить до розщеплення граничної спін-хвильової моди на коливання акустичного та оптичного типів, гібридизовані між двома шарами наноелементів САФ.

– продемонстровано можливість безпосереднього контролю над розщепленням граничної моди за допомогою термомагнітного фазового переходу спейсера NiCu, перетворюючи нано-САФ у квазі-одношарові елементи.

– зроблено висновок, що специфічний просторовий профіль коливань виродженого гібридизованого резонансу, притаманного нанoeлементам САФ зменшеного розміру (<100 нм), спричинює підсилення анізотропної поведінки відповідної моди на спектрах.

Особистий внесок здобувача. Представлені у цьому дисертаційному дослідженні наукові результати одержані здобувачем у співавторстві з науковим керівником проф. О. І. Товстолиткіним та співробітниками Інституту магнетизму НАН України та МОН України: д.ф.-м.н. А. Ф. Кравцем, к.ф.-м.н. Д. М. Поліщуком, д.ф.-м.н. Р. В. Вербою, к.ф.-м.н. Т. І. Полеком та к.ф.-м.н. Ю. О. Тихоненко-Поліщук; а також співробітником департаменту фізики наноструктур Королівського інституту технологій у Стокгольмі (Nanostructure Physics, KTH Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden) проф. В. Коренівським. Наукові роботи [3, 4] частково виконувались у співпраці зі співробітником Інституту сорбції та проблем ендоекології НАН України (Київ) к.ф.-м.н. А. К. Мельником. Результати, висвітлені у публікації [2], також частково отримувались спільно зі співробітниками Фізико-технічного інституту низьких температур імені Б. І. Веркіна НАН України (Харків): к.ф.-м.н. Ю. О. Савіною та к.ф.-м.н. В. О. Пашенком.

Наукові результати роботи [7] отримані у співавторстві з д.ф.-м.н. А. Ф. Кравцем і частина з них входить до дисертації на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук «Магнітні властивості багатошарових наноструктур з температурно залежною міжшаровою обмінною взаємодією», захищеної д.ф.-м.н. А. Ф. Кравцем у 2021 році, де глибоко аналізується вплив атомарного складу, товщини шарів та інших фізичних чинників на міжшарову обмінну взаємодію у багатошарових наноструктурах. Додатково до ідей і положень, які були включені в дисертаційну роботу

д.ф.-м.н. А. Ф. Кравця, автором даної дисертаційної роботи був виконаний феноменологічний опис та аналітичні розрахунки процесів перемагнічування у структурах такого типу. Висновки, наведені у даній дисертаційній роботі, не перетинаються з висновками, отриманими у дисертаційній роботі д.ф.-м.н. А. Ф. Кравця.

Автор дисертаційного дослідження брав безпосередню участь у проведенні експериментальних вимірювань в рамках робіт [5, 6] та частково у роботах [1, 3, 4, 7]. Феноменологічний опис та аналітичні розрахунки у роботах [1-4, 6] були виконані особисто здобувачем, а в роботах [5, 7] проводились спільно зі співавтором к.ф.-м.н. Д. М. Поліщуком. Здобувачем самостійно виконано мікромагнітні моделювання, а також математичну обробку, аналіз та систематизацію емпіричних даних і даних моделювань. Автор брав активну участь в обговоренні одержаних результатів, формулюванні наукових інтерпретацій та узагальненні виявлених фізичних ефектів, а також у підготовці текстів публікацій, у тісній співпраці разом із к.ф.-м.н. Д. М. Поліщуком та проф. О. І. Товстолиткіним. У роботі [2] експериментальні магнітометричні вимірювання були виконані співавторкою к.ф.-м.н. Ю. О. Савіною, а ґрунтовний аналіз одержаних результатів головним чином проводився за участі співавтора к.ф.-м.н. В. О. Пащенко.

Апробація матеріалів дисертації. Використовуючи матеріали дисертаційної роботи, автором підготовлено 10 тез конференцій. Наукові результати дослідження висвітлено на таких конференціях: *XI українська наукова конференція з фізики напівпровідників* (Травень 2023, Ужгород); *XXIII International Young Scientists Conference on Applied Physics* (Травень 2023, Київ); *IEEE 12th International Conference "Nanomaterials: Applications & Properties"* (Вересень 2022, Краків); *International research and practice conference "Nanotechnology and Nanomaterials"* (Серпень 2022, Львів); *IEEE 11th International Conference "Nanomaterials: Applications & Properties"* (Вересень 2021, Одеса); *Сучасні проблеми фізики металів і металічних систем* (Травень 2021, Київ); *International conference "Electronic Processes in Organic and Inorganic*

Materials" (Червень 2020, Кам'янець-Подільський); *IEEE 9th International Conference "Nanomaterials: Applications & Properties"* (Вересень 2019, Одеса); *XIX International Young Scientists Conference on Applied Physics* (Травень 2019, Київ).

Публікації. За результатами, що були одержані в рамках дисертаційного дослідження, було опубліковано загалом 17 наукових праць: 1 монографія; 6 статей у фахових виданнях, 3 з яких відповідають квартилю Q1 за даними наукометричної бази Scopus (SJR); 10 тез конференцій.

Структура та обсяг дисертації. Дисертаційна робота складається з анотації, шести розділів, включно зі вступом, висновків та списку використаних джерел. Загальний обсяг дисертації складає 167 сторінок. Дисертація містить 37 рисунків та 1 додаток, що займає 3 сторінки. Список використаних джерел налічує 267 посилань і займає 16 сторінок.

Практичне значення отриманих результатів. Практичне значення одержаних результатів полягає у можливості використання виявлених фізичних ефектів для прогнозування поведінки складних гетероструктур з антиферромагнітними компонентами при зменшенні їх характерних лінійних розмірів до наномасштабу та під впливом зовнішніх чинників: температури, квазістатичного та високочастотного полів, чи спінового струму. Результати мають практичну цінність для розробки магнітних наноматеріалів з керованими і відтворюваними магнітними параметрами, перспективних з точки зору їх застосування у різних сферах техніки, електроніки чи медицини. Виявлені закономірності можуть бути використані для надання рекомендацій щодо інтеграції досліджених антиферромагнітних наноструктур у якості важливих функціональних компонент для налаштування і оптимізації динамічних процесів кінцевих пристроїв.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Наукові роботи, результати яких увійшли до матеріалу дисертаційного дослідження, були виконані в рамках відомчих тем Відділу фізики плівок Інституту магнетизму НАН України та МОН України «Міжчастинкові взаємодії та

дисипативні процеси в системах нанорозмірних магнетиків і композитах на їх основі» (2019-2021 рр., номер держ. реєстр. 0119U100469), «Наноструктуровані магнітні композити для систем термоелектронного керування та термостабілізації» (2020-2021 рр., номер держ. реєстр. 0120U100457), «Магнітоплазмонні наноструктури для застосування в галузях біосенсорики і нанофотоніки» (2021-2023 рр., номер держ. реєстр. 0121U109049), «Магнітна динаміка композитних наноструктур з антиферомагнітним зв'язком» (2022-2026 рр., номер держ. реєстр. 0122U001885), а також в рамках НДР молодих вчених Національної академії наук України «Спінові збудження у магнітних нанoeлементax при зниженні симетрії магнітного стану» (2021-2022 рр., номер держ. реєстр. 0121U111807).

2. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

Історично перші концепції штучних антиферромагнітних матеріалів, або просто, синтетичних антиферромагнетиків (САФ), були запропоновані наприкінці ХХ-го століття, і супроводжувалися експериментальним підтвердженням існування антиферромагнітної непрямой обмінної взаємодії у гетерогенних наноструктурах, яка часто згадується у літературі також як взаємодія Рудермана-Кіттеля-Касуї-Іосіди (РККІ) на честь видатних науковців, які вперше висловили гіпотезу про існування подібного типу зв'язку у легованих магнітних системах та надали йому теоретичну основу. Однак, вичерпне пояснення непрямой обмінної взаємодії у багатошарових магнітних структурах, якими є синтетичні антиферромагнетики, потребувало деякого часу та додаткових експериментальних даних, які не були тоді доступні. Значний прогрес технологій виготовлення складних матеріалів, зокрема, розвиток зручної методики магнетронного напорошення багатошарових плівок, що зробив можливим швидке створення гетероструктур з товщинами шарів до порядків моношару, сприяв передовим розробкам у сфері наноелектроніки. Це забезпечило й надійне підґрунтя для розвитку нового напрямку – спінової електроніки (або спітроніки) ^{1,11,12}, у якій принцип керування роботою пристроїв розгортається навколо ідеї використання спіну електронів і, як наслідок, спін-поляризованого струму. Тому, представляючи клас штучних антиферромагнітних матеріалів ми також розглянемо й різноманітні спітронні прикладні застосування, в яких вони постають невід'ємною функціональною компонентою.

У цьому розділі буде запропоновано класифікацію синтетичних антиферромагнетиків, як за фізичним принципом встановлення основного магнітного стану, так і за визначними особливостями будови самих структур. Далі буде детально розглянуто феноменологію непрямой обмінної взаємодії – центрального явища, яке забезпечує реалізацію антиферромагнітного стану найбільш поширених серед сучасних пристроїв спітроніки САФ компонент. Наприкінці розділу буде приведено кілька сучасних напрямків, для яких

окремою актуальною задачею постає вивчення магнітних характеристик і, насамперед, спін-хвильової динаміки САФ.

2.1. Перші концепції та класифікація САФ матеріалів

Фундаментальні роботи Петера Грюнберга та Альберта Ферта^{13,14} запропонували принципово нові, ефективні рішення для спін-хвильових і магнітотранспортних задач магнетизму і, фактично, лягли в основу вихідної елементної бази спінової електроніки, якою ми її бачимо сьогодні. На той час наукові зусилля значною мірою опікувалися технологією магнітостатичних хвиль¹⁵, яка вже була достатньо добре вивченою і зберігала свою актуальність у контексті покращення прикладних застосувань НВЧ техніки та мікрохвильових інтегральних схем. Водночас, активно адресувалося і питання багат шарових магнітних наноструктур, в яких два або більше феромагнітних шарів відокремлювалися немагнітними спейсерами товщиною від кількох моношарів до порядку 10 нм. Це могло забезпечити більшу ступінь свободи у проектуванні специфічних магнітотранспортних та спін-хвильових властивостей пристроїв. Зокрема, для добре відомих поверхневих мод магнітостатичних хвиль (або мод Деймона-Ешбаха)¹⁶⁻¹⁸, які, на противагу зворотнім об'ємним магнітостатичним хвилям, представляли особливий практичний інтерес для високошвидкісних мікрохвильових застосувань, гетерогенні структури дозволяли досягти колективних ефектів – зняття виродження та збагачення спектру за рахунок дипольної взаємодії між коливаннями окремих шарів¹⁹. Тривалий науковий дискурс підтримувався також навколо можливості встановлення антипаралельного порядку магнітних моментів ФМ шарів у багат шарових плівках. У кількох ранніх роботах^{20,21} було продемонстровано, що така конфігурація гетерогенних структур здатна суттєво модифікувати дисперсію спінових хвиль: реалізувати необоротні відносно напрямку розповсюдження хвилі, забезпечити збудження додаткових високочастотних мод, тощо. Однак, шляхи реалізації такої конфігурації моментів у багат шарових структурах були технологічно складними і супроводжувалися рядом обмежень.

Один з підходів полягав у підборі матеріалів з відмінними коерцитивними силами для окремих шарів – концепція, що згодом одержала назву псевдо-спінового клапана^{22–27}. Після попередньої ініціалізації вихідного стану насичення такої структури (тобто переорієнтації обох магнітних моментів у певному одному напрямку), можна перемагнічувати м'який шар у полях достатньо малих, щоб момент іншого, висококоерцитивного жорсткого шару, залишався незмінним. Очевидно, дана система втрачає свою стійкість, коли зовнішні магнітні поля досягають порядку критичного поля перемагнічування жорсткого шару, чим обмежувалося різноманіття потенційних застосувань в силу неможливості прецизійного регулювання керуючих магнітних полів, особливо у наномасштабі. Інша ідея полягала у внесенні додаткового антиферомагнітного шару у прямому контакті з одним із ФМ шарів гетероструктури. Цей підхід відповідає класичному ефекту спінового клапана^{28–32}. Поле зміщення, зумовлене притаманною АФМ матеріалам анізотропією, і наведене за рахунок прямої обмінної взаємодії з ФМ шаром^{33–39}, ефективно закріплює його магнітний момент у певному виділеному напрямку, роблячи його стійким до полів перемикавання вільного. Однак, ускладнювався процес виготовлення таких багатошарових структур, адже додавання АФМ шару потребувало врахування його впливу на кристалічну структуру сусіднього ФМ шару та інтерфейсних явищ в цілому^{3,40–42}. Відкритим при цьому залишалось питання феромагнітної непрямой обмінної взаємодії через немагнітний шар, про існування якої опосередковано свідчила низка наукових результатів, але консенсусу щодо її теоретичного пояснення не було^{20,43}.

Так, групою П. Грюнберга у 1986 році було поставлено визначний експеримент¹³, де за допомогою Бріллюєнівського розсіювання світла порівнювалася поведінка так званих «обмінних» мод (перпендикулярних стоячих спінових хвиль)^{18,44,45} у двох монокристалічних тришарових структурах з різними спейсерами, що відокремлювали зовнішні шари Fe: Cr та Au. Обмінні моди, завдяки своїй чутливості до обмінного міжшарового зв'язку, поставали в якості зручного інструменту для його якісної та кількісної характеристики в

залежності від, наприклад, товщини відокремлюючого шару. У структурах Fe/Cr/Fe частота обмінної моди, на відміну від типового монотонного зростання для випадку зразків з Au, виявила нелінійну залежність від товщини спейсера Cr – періодичне збільшення та зменшення частоти на діапазоні товщин 8 – 0 Å. Аналогічна картина повторилася і при варіюванні зовнішнього магнітного поля, та супроводжувалась зсувом частоти моди Деймона-Ешбаха, що не могло бути можливим за умови підтримання незмінної паралельної конфігурації моментів. Усі спостережувані ефекти стали впевненим свідченням не лише наявності антиферромагнітного зв'язку у багат шарових структурах, але й осцилюючого характеру непрямого обміну, коли зв'язок ФМ типу змінюється на такий АФМ типу, і навпаки.

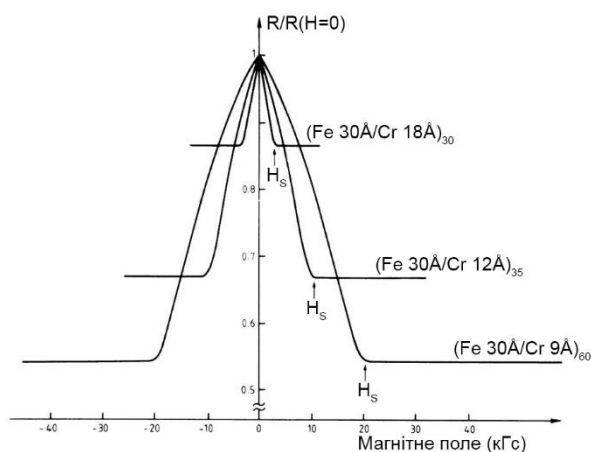


Рис. 2.1. Криві магнітоопору в залежності від магнітного поля за температури 4,2 К для трьох окремих надграток Fe/Cr. Як магнітне поле, так і струм, направлені вздовж єдиного напрямку [110] в площині шарів. Запозичено з роботи ¹⁴.

Друге дослідження, яке остаточно відповіло на питання існування непрямої обмінної взаємодії, та ознаменувало стрімкий розвиток технологій магнітотранспорту, було проведено в 1988 році М. Бейбіхом у групі А. Ферта ¹⁴. За аналогією до попередньої роботи, авторами розглядалися епітаксійно вирощені монокристалічні гетероструктури Fe/Cr, але тут вони були підготовлені у вигляді серії надграток з великою кількістю почергових повторень шарів Fe та Cr. Співставивши структури з різною товщиною проміжних шарів Cr можна було побачити яскраві зміни у польовій залежності магнітоопору, Рис. 2.1. При зменшенні товщини Cr природньо очікувати й підсилення міжшарового

зв'язку між ФМ шарами, що на кривих магнітоопору виражалось у зростанні поля насичення, необхідного для втілення паралельної конфігурації моментів і пропорційного протидіючому ефективному полю антиферромагнітної взаємодії. Наочним свідченням АФМ конфігурації надграток також постали не бачені раніше великі значення магнітоопору ($\Delta R \cdot R^{-1} \sim 80\%$ у порівнянні з кількома відсотками створюваними ефектом анізотропного магнітоопору) у таких структурах, що пояснювалось процесами спін-залежного розсіювання електронів на інтерфейсах ферромагнітних шарів ⁴⁶. У 2007 році П. Грюнберг та А. Ферт одержали Нобелівську премію за відкриття ефекту гігантського магнітоопору. Ці безпрецедентні результати сприяли бурхливому обговоренню природи непрямой обмінної взаємодії, виключенню з розгляду альтернативних інтерпретацій міжшарового зв'язку у гетерогенних структурах, та проклали шлях для розробки синтетичних антиферромагнітних матеріалів.

Подальші зусилля наукової спільноти зосереджувалися на випробуваннях альтернативних матеріалів для конструювання САФ та пошуку найбільш продуктивних з них, де виявлені ефекти проявлялися найяскравіше. Так, систематично досліджувались різноманітні комбінації бiшарів ферромагнетик/немагнітний метал, зокрема Co/(Ru, Cr) ^{47,48}, NiCo/Ru ⁴⁹, Fe/(Cu, Pd, Ag, Au) ^{50,51}, Co/(Cu, Mo, Ta, W) ^{52,53}, NiFe/Ru ⁵⁴, завдяки чому було встановлено граничну відстань непрямой взаємодії (не більше 5 нм, що за порядком величини відповідає довжині вільного пробігу електронів провідності), а також варіативність періоду осциляцій по товщині спейсера в залежності від його матеріалу. Окремо слід виділити й низку важливих результатів, одержаних лабораторією Паркіна. По-перше, було показано не менший за силою обмінний зв'язок у полікристалічних структурах ⁵⁵, виготовлення яких не вимагало такого кропіткого й тривалого процесу як для монокристалів, конвенційно одержуваних методами молекулярно-променевої епітаксії, що значно полегшувало інтеграцію САФ у тодішні тонкоплівкові й твердотільні технології ⁵. По-друге, автори провели аналіз порівнюючи силу міжшарового обміну АФМ типу у тришарових структурах (так званих

«сендвічах») та надгратках. Хоча й природно очікувати опосередкованого підсилення зв'язку, і пов'язаного з ним покращення стійкості САФ, зумовлених каскадом обмінно зв'язаних ФМ шарів, що дійсно спостерігалось на експерименті, але ефект був незначним і досить швидко виходив на плато зі збільшенням кількості повторень у гетероструктурі, Рис. 2.2. Серед іншого, також було виявлено помітну температурну залежність непрямої взаємодії⁵³, що вперше надихнуло на ідею термічного регулювання магнітного стану САФ і, разом із цим, його резистивних характеристик.

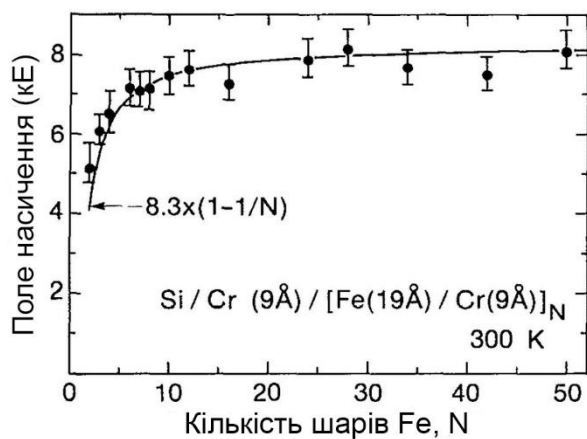


Рис. 2.2. Залежність поля насичення для серії полікристалічних структур Cr/[Fe/Cr]_N від кількості повторень бішарів N. Апроксимуюча крива отримана за феноменологічною моделлю⁵⁶. Стрілкою вказано співвідношення мінімального поля насичення, одержаного для тришарового «сендвіча» при $N = 1$, та максимального при $N \rightarrow \infty$. Рисунок запозичено з роботи⁵⁵.

На цьому етапі ми, фактично, вже мали змогу представити два відмінних за своєю будовою типи САФ, а саме: (I) тришарові плівки F/N/F, що являють собою базову прототипну концепцію САФ, де в залежності від товщини спейсера можлива АФМ та ФМ непряма обмінна взаємодія між зовнішніми шарами F; (II) надгратки бішарів F/N, які характеризуються дещо покращеною стійкістю антипаралельного стану за рахунок ряду обмінних зв'язків (АФМ типу) через повторювані немагнітні спейсери, але за фізичним принципом не відрізняються від звичайних САФ. Обидва типи структур являють собою, по-суті, макроскопічні аналоги природних антиферромагнетиків, у тому сенсі, що як і

антиферромагнетики САФ характеризуються двома магнітними моментами та суттєвими полями взаємодії між ними.

Наразі, синтетичні антиферромагнетики нарощують свою популярність у галузі спінтроники, а внаслідок переходу все більшої кількості різноманітних нових розробок до наномасштабу^{57–62}, все чіткіше проявляється ще один з типів САФ, який варто виділити в окрему категорію – (III) нанорозмірні САФ (або, просто, нано-САФ). Такі магнітні елементи цікаві рядом принципів якісних змін як у влаштуванні статичного розподілу намагніченості, так і у фізиці їх спінової динаміки. За рахунок зменшення латеральних розмірів розподіл розмагнічуючих полів всередині ферромагнітних шарів стає суттєво неоднорідним, а поля розсіяння, створювані магнітними моментами, можуть збільшуватися на порядки у порівнянні з тонкоплівковими двовимірними системами. Обидва аспекти впливають на резонансні частоти та спін-хвильову поведінку елементів в цілому, незалежно від того чи вони являють собою одношарові наномагніти, чи багатшарові наноструктури як нано-САФ. Внаслідок ефектів скінчених розмірів в них можуть збуджуватися різноманітні стоячі спін-хвильові моди^{63,64}, характеристики яких сильно залежатимуть також від форми та морфології елементів^{65–67}. Поява ж немалих полів розсіяння призводить до виникнення диполь-дипольної магнітостатичної взаємодії як між елементами у щільно упакованих масивах, так і між магнітними моментами окремих шарів всередині багатшарової структури^{60,68,69}. Це робить можливим альтернативний спосіб втілення антипаралельної конфігурації магнітних моментів САФ, оскільки, при достатньо малих розмірах ферромагнітних частинок, індуковані поля розсіяння стають співрозмірними з відповідними полями непрямої обмінної взаємодії (порядку 0,1 – 1 Тл), і достатніми для підтримання антиферромагнітного стану САФ. Окрім цього, дипольна взаємодія може виступати рушієм для колективної динаміки та розщеплення коливних мод, подібно до того як це відбувається з перпендикулярними стоячими хвилями у плівкових структурах^{20,21}. Окреслений ряд унікальних властивостей нанорозмірних САФ представляє значний інтерес для вирішення актуальних

задач спінтроніки та суміжних галузей. Тому, на вивченні магнітних і резонансних властивостей саме систем САФ з обмеженими розмірами й будуть зосереджені дослідження у даній роботі.

2.2. Явище непрямой обмінної взаємодії

Як вже зазначалося вище, в основі визначних властивостей штучних антиферомагнітних матеріалів лежить непряма обмінна взаємодія між двома ФМ шарами, розділеними немагнітним спейсером: $F_1/N/F_2$. У цьому підрозділі ми не будемо вдаватися вглиб теорії РККІ взаємодії, однак розглянемо базовий формалізм, релевантний для, наприклад, мікромагнітних моделювань, та обговоримо сучасне розуміння фізичного механізму осцилюючого непрямого обміну. З феноменологічної точки зору енергію такої взаємодії у двошаровій магнітній структурі можна сформулювати наступним чином ⁴³:

$$E = -J_{12}S(\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2). \quad (2.1)$$

Ця найбільш поширена форма міжшарової взаємодії носить назву білінійної, оскільки енергія змінюється лінійно в напрямках обох магнітних моментів (вектори \mathbf{m}_1 та \mathbf{m}_2) ФМ шарів. Символом S позначено площу інтерфейсу між шарами. J_{12} – це константа взаємодії, в якій закладена певна періодична залежність $F(r_{12})$ від відстані r_{12} між протилежними інтерфейсами ФМ шарів, так що J_{12} осцилює за знаком і спадає по величині при збільшенні товщини спейсера, Рис. 2.3. В результаті, коли константа J_{12} додатня, енергія міжшарового обміну сприяє паралельній конфігурації моментів (феромагнітний стан), і навпаки, коли вона припадає в область від’ємних значень, рівноважною стає реалізація антипаралельної орієнтації (антиферомагнітний стан).

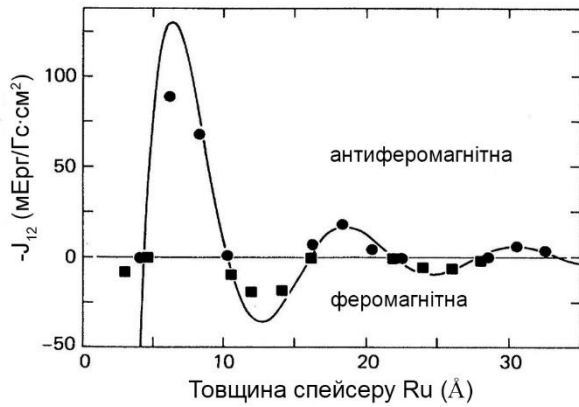


Рис. 2.3. Емпірично одержані значення сталої АФМ та ФМ непрямої взаємодії між шарами $\text{Ni}_{80}\text{Co}_{20}$ в залежності від товщини спейсеру Ru у тришаровій структурі САФ. На графіку також приведена апроксимуюча крива осцилюючої функції. Запозичено з роботи ⁴⁹.

За своєю природою міжшаровий обмін подібний до відомого явища РККІ взаємодії ⁷⁰⁻⁷² у легованих матеріалах, яке тісно пов'язане з Фріделівськими осциляціями густини заряду ⁷³ – навколо однієї магнітної домішки створюється неоднорідний періодичний розподіл спінової поляризації електронів провідності, розсіяння яких з іншими домішками опосередковує магнітну взаємодію в системі (тобто передачу конкретної спінової поляризації між атомами). Аналогічну ситуацію можна уявити і для гетерогенних структур. Електрони провідності в одному ФМ шарі (наприклад, F_1) набувають спінової поляризації і переносять її через спейсер до іншого F_2 , де вони, в решті-решт, розсіюються і таким чином втілюють обмінний зв'язок. Для класичної РККІ взаємодії, при виконанні наближення вільних електронів, осцилююча функція отримується у вигляді ⁷⁴:

$$F(x) = \frac{x \cos x - \sin x}{x^4}, \quad x = 2k_F r_{12}. \quad (2.2)$$

Однак, період коливань при цьому становить $\lambda_F/2$, що значно менше емпірично встановлених значень і не пояснює багатоперіодичного характеру осциляцій, спостережуваних вже на той час у різноманітних структурах САФ.

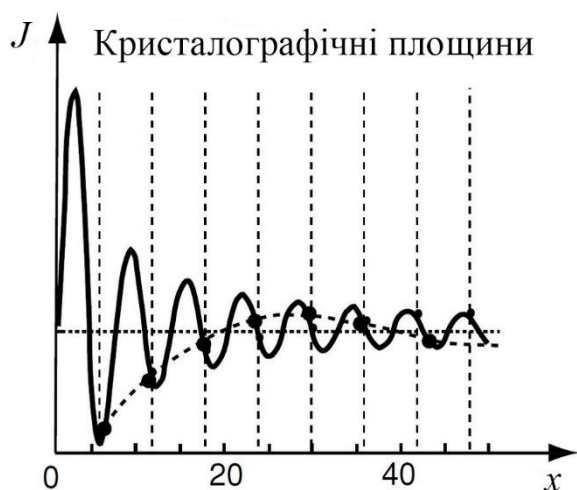


Рис. 2.4. Схематична ілюстрація явища згладжування за рахунок природної дискретності атомарних площин довільного спейсера. Запозичено з роботи ⁷⁵.

Причина цих, на перший погляд суперечливих, результатів криється в особливостях топології поверхні Фермі обраного матеріалу спейсера та дискретності його товщини. Як було показано, насправді періодичність осциляцій міжшарової взаємодії визначатиметься хвильовими векторами, що перетинають «кишені» в межах першої зони Бріллюена, та з'єднують протилежні області поверхні Фермі ^{52,76}. А поява великих періодів у реальних багат шарових структурах виявляється наслідком ефекту згладжування (англ. «aliasing») – будь-який кристал складається з низки атомарних моношарів, що робить товщину спейсеру дискретною величиною, яка при підстановці у періодичну функцію дає іншу функцію з відмінним періодом (цей ефект схематично проілюстровано на Рис. 2.4).

2.3. Прикладні застосування структур САФ

Перед тим як перейти до сучасних прикладних розробок, в яких використовуються структури САФ, спершу варто провести порівняння таких штучних антиферомагнетиків з природними антиферомагнітними матеріалами, що вже частково згадувались у попередніх підрозділах. Це дасть нам змогу виділити спільні риси та відмінності між двома системами, і у повній мірі усвідомити те унікальне місце, що займають САФ у спіновій електроніці.

На відміну від звичайних антиферомагнетиків, в яких обмінна взаємодія встановлюється на атомарному рівні, а відповідні ефективні поля обмінного

зв'язку між двома магнітними підґратками можуть сягати 100 Тл ⁷⁵, міжшарова взаємодія у САФ протікає на більшому масштабі та опосередковується перенесенням спінової поляризації електронами провідності, і тому є на порядки слабшою (в залежності від композиції САФ відповідні поля можуть сягати 0,1 – 1 Тл). Тим не менш, такі немалі обмінні поля є достатніми для того, щоб в обох системах магнітна динаміка зсувалася у область вищих частот у порівнянні з феромагнетиками, наближаючись до ТГц діапазону, що робить їх цікавими для високошвидкісних застосувань ^{77,78}. В той же час, за рахунок існування негативного обміну резонансним модам у САФ властивий розпад на коливання акустичного та оптичного типів, природньо збуджуваних у звичайних АФМ ^{79–84}. Окрім цього, як вже зазначалося, сила міжшарової взаємодії також суттєво залежить від температури. Усе це надає ступені свободи для регулювання статичного стану і динамічних режимів САФ не лише через їх матеріальні чи конструкційні параметри, але й за допомогою зовнішніх чинників: електромагнітних полів, спінового струму чи температури. Гарним прикладом виступають перемикачі Кюрі ^{85–88} – гетероструктури на базі САФ, в яких за рахунок температурно-індукованого фазового переходу спейсера реалізується ефективний контроль над типом взаємодії між шарами або повне її виключення із системи. Варто також зазначити, що САФ структури можуть зазнавати так званого «спін-флоп» переходу ^{89–92}, коли, при прикладанні вздовж виділеної осі деякого достатнього по величині зовнішнього поля, обидва магнітні моменти розташовуються у перпендикулярне один до одного положення, подібно до того як це відбувається у звичайних АФМ. Оскільки у САФ відповідні критичні поля значно менші ніж у АФМ, а така конфігурація додатково полегшує процес перемагнічування всієї структури, це явище знайшло ряд ефективних застосувань у комітках магнітної пам'яті ^{93,94}. Головними відмінностями між АФМ матеріалами та їх штучними аналогами можна виділити наступні. По-перше, компоненти САФ, інтегровані у якості функціональних частин більш розвинених багатшарових гетероструктур, не створюють у них явища обмінного зсуву і пов'язаної з ним однонаправленої анізотропії. По-друге, вони

природньо позбавлені ряду інтерфейсних явищ, таких як, наприклад, формування обмінної пружини (англ. «exchange spring») ^{34,41,42,95,96}. Виключенням, звісно, є ефекти близькості ^{97–100}, які притаманні обом системам, а також вплив недосконалостей кристалічної структури на інтерфейсі (шорсткість, механічні напруги, дефекти, тощо). Останні можуть бути причиною появи, наприклад, нетипового біквдратичного обміну ⁴³. Отже, хоча САФ та природні АФМ у багатьох аспектах подібні між собою, обидві категорії матеріалів мають свої індивідуальні особливості і не виключають одне одного у прикладних застосуваннях – поєднання обох типів матеріалів дозволяє відповісти практичним викликам у різноманітних задачах, деякі з яких будуть розглянуті далі.

Завдяки своїм універсальним характеристикам і можливості гнучкого підбору матеріалів САФ структури зайняли місце серед ключових функціональних компонент у польових сенсорах на базі спінових клапанів з ефектом гігантського магнітоопору ^{101–103}, а пізніше й магнітних тунельних контактів (МТК) ^{104–106}, які відрізнялися від перших заміною спейсера на діелектрик, створюючи тунельний бар'єр в структурі ¹⁰⁷, і покращуючи, тим самим, магніторезистивні характеристики та енергоефективність пристроїв в цілому ¹⁰⁸. Широкого використання САФ структури також здобули серед пристроїв магнітної пам'яті з довільним доступом (MRAM) ^{5,93,94}. Визначною характеристикою САФ у цих прикладних застосуваннях стала майже повна відсутність полів розсіяння у основному (антипаралельному) стані – так званий ефект замикання магнітного потоку ⁵. На Рис. 2.5 зображено еволюцію від первинної будови елементарної комірки до придатних з практичної точки зору реалізацій. Найпростіша концепція псевдо-спінового клапана або МТК (Рис. 2.5(а)) мала невеликий термін працездатності, оскільки багаторазові цикли перемагнічування можуть призводити до зародження і руху доменних стінок у висококоерцитивному, референсному шарі, що з часом безповоротно змінить основний магнітний стан системи і зробить її функціонально непридатною. Тому, у безпосередньому контакті з референсним ФМ шаром додається АФМ

шар, який ефективно закріплює його магнітний момент за рахунок явища обмінного зміщення. Тим самим ми одержуємо класичну будову МТК на Рис. 2.5(б). При розробці масивів запам'ятовуючих комірок неминучо є поява й перехресних перешкод від полів розсіяння, індукованих сусідніми елементами або шарами всередині одного елемента. Це обмежує величини латеральних керуючих полів (які наводяться в площині елементів струмом через керуючі електричні лінії) у певному діапазоні дозволених значень – кривою у формі астроїда⁹⁴, в межах якої забезпечується надійне перемикання стану клапана, без випадкових помилок. У реальних пристроях ця крива може сильно залежати від недосконалості форми елементів. Неможливість точної локалізації керуючих магнітних полів також погіршує ситуацію. Але найбільшою проблемою постає зсув астроїда, який виникає за рахунок існування некомпенсованого магнітного потоку у класичному спіновому клапані. Позбутися такої асиметрії магнітного стану клапана можна шляхом заміни референсного шару структурою САФ¹⁰⁹, як це зображено на Рис. 2.5(в). Окрім досягнення симетричного перемикання (тобто, між станами $+M \leftrightarrow -M$, на протиположності $0 \leftrightarrow 2M$) така будова клапанів характеризується більшою стійкістю і меншим впливом на сусідні комірки в силу відсутності полів розсіяння від САФ. Використанням звичайних АФМ матеріалів було неможливо вирішити дану проблему. Остання модифікація МТК на Рис. 2.5(г) демонструє кінцевий пристрій з покращеним процесом перемикання за рахунок заміни записуючого ФМ шару на САФ зі «спін-флоп» переходом^{93,94}. Не дивлячись на значну популярність та фактичне запровадження таких комірок MRAM у виробництво, головною проблемою у них поставала необхідність використання електричного струму для здійснення операцій зчитування та запису бітів, що обмежувало допустиму щільність елементів на одиницю площі. Як буде показано далі, у наступні роки це питання неодноразово адресувалось для нових розробок.

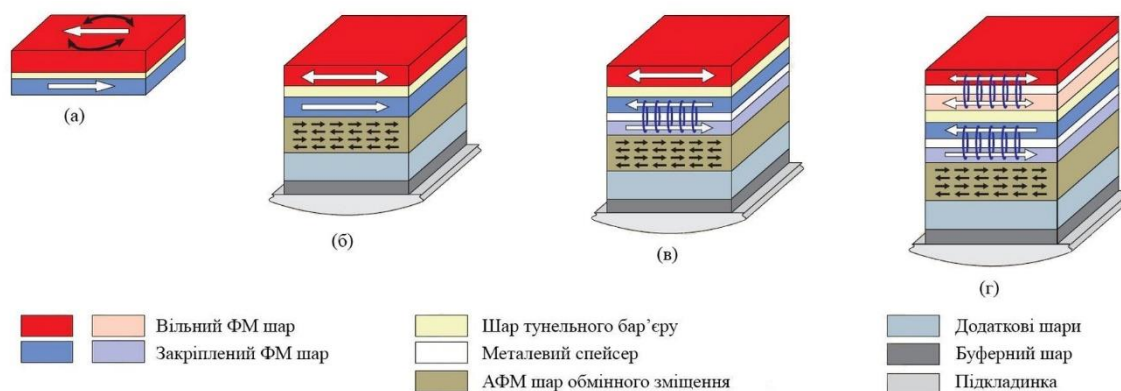


Рис. 2.5. Схематичне зображення по-етапної еволюції магнітних тунельних контактів (МТК) за рахунок заміни феромагнітних шарів на САФ структури. Запозичено з роботи ⁵.

Ще одна прикладна задача, в якій САФ структури можуть розкрити свій потенціал, зосереджується на проектуванні та створенні періодичних масивів чи впорядкованих послідовностей самозміщених реконфігураційних наномагнітів ¹¹⁰, важливих для новітнього напрямку магنونіки ^{6,111–113}. Нещодавні розробки магنونних кристалів (аналогів фотонних кристалів у оптиці) ^{114–117} запропонували ряд можливостей для налаштування дисперсії спінових хвиль за допомогою просторової модуляції намагніченості та інших параметрів магнітних середовищ. Такі метаматеріали представляють значний інтерес, оскільки частоти спінових хвиль зазвичай сягають від кількох ГГц до ТГц, що відповідає діапазону, використовуваному у сучасних телекомунікаційних технологіях ¹¹⁸. При цьому типові довжини спінових хвиль визначаються масштабами магнітних елементів у яких вони розповсюджуються, і тому можуть становити порядку 10 нм і менше. До того ж, передача інформації за допомогою магنونів є більш енергетично вигідною ніж, наприклад, з використанням спін-поляризованого струму, адже елементарні спінові збудження не супроводжуються перенесенням електронів і пов'язаними з ним тепловими втратами ¹¹⁹. Усе це робить магنونні кристали надзвичайно перспективними для впровадження аналогових технологій у наномасштабі і створення високошвидкісних інтегральних схем обробки сигналів. Однак для

втілення цієї мети у життя необхідні компоненти, які не лише забезпечать вимогу енергоефективності, але й стануть з'єднуючою ланкою між мікрохвильовою електронікою та магنونікою. На вирішення цих проблем і покликані самозміщені реконфігураційні наномагніти, концепцію яких подано на Рис. 2.6. За рахунок підбору форми та розташування елементів у них налаштовуються анізотропні властивості та дипольна взаємодія таким чином, що внутрішні магнітні поля стають достатніми для збудження спінових хвиль без сторонніх зовнішніх полів, чому вони й називаються самозміщеними. Окрім цього, в залежності від напрямку ініціалізуючого імпульсу змінюються й спектральні характеристики елементів, Рис. 2.6(в,г). Перехід від одношарових наномагнітів до гетероструктур як САФ дозволяє збільшити частотні зсуви спін-хвильових мод, що полегшує детектування відмінності стану при зміні конфігурації мережі^{120–122}.

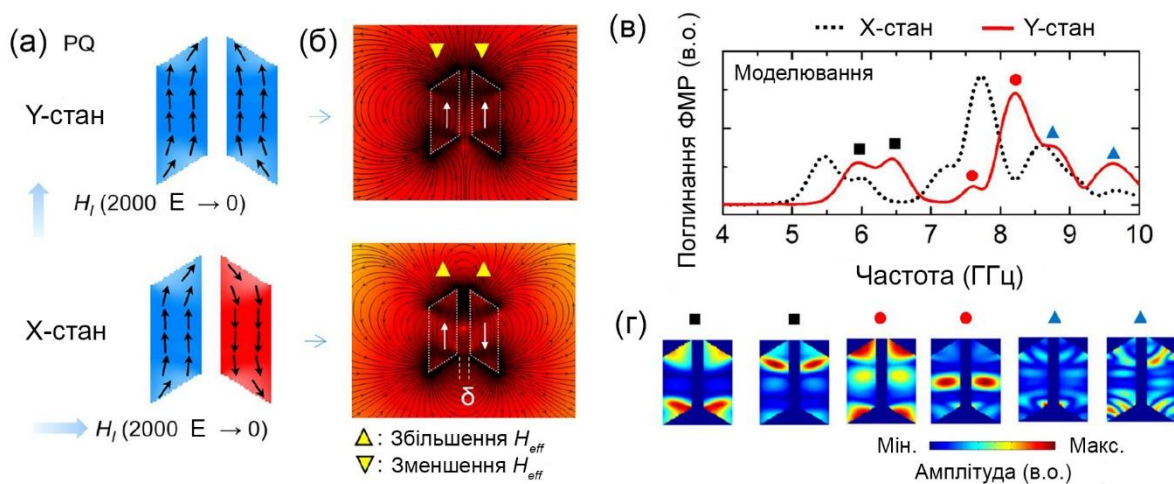


Рис. 2.6. Ілюстрація самозміщених наномагнітів та їх магнітних характеристик у різних станах. (а) Розрахований розподіл намагніченості у наномагнітах в залежності від напрямку ініціалізації. (б) Відповідні мапи розмагнічуючих полів та полів розсіяння. (в) Розраховані спектри ФМР наномагнітів у різних станах. (г) Профілі спінових осциляцій в наномагнітах для різних резонансних мод. Запозичено з роботи¹¹⁰.

До подібних систем можна також віднести наноструктури штучного спінового льоду ¹²³. Їх розробка концентрується на вирішенні дещо інших прикладних задач, але їх рівноважний антиферромагнітний порядок також досліджувався у контексті регулювання спін-хвильових процесів ¹²⁴. За своєю будовою вони принципово не відрізняються від систем наномагнітної логіки, розглянутих вище, і по-суті, являють собою латерально організовані САФ – антиферромагнітна орієнтація моментів реалізується не між шарами одного елемента, а між елементами в площині масиву.

Як вже наголошувалось вище, потреба прикладання немалих струмів для здійснення керування пристроями магнітної пам'яті завжди залишалася великим інженерним викликом. Це стимулювало подальший пошук енергоефективних рішень у галузі. Зокрема, згадані у попередніх параграфах МТК також лягли в основу сучасних спінтронних нано-осциляторів, широко відомих завдяки спонтанній синхронізації коливань та сильно нелінійним коливним процесам у них ^{125–127}. І хоча спінтронні осцилятори також поклалися у своїй роботі на керуючі спін-поляризовані струми, сама їх динамічна природа, разом із рядом досягнень у покращенні ефективності перемикання магнітних моментів – за допомогою спінової передачі моменту обертання ^{128–131}, теплових ефектів ^{132,133}, мікрохвильової накачки ¹³⁴, та інших явищ ^{135–137}, зробила їх одним з центральних пристроїв спінтроніки на даний час.

Велика увага приділяється й різноманітним топологічним спіновим текстурам ^{138–145}, які можуть виступити у якості альтернативних засобів магнітної обробки інформації. Так, наприклад, було показано, що САФ та звичайні АФМ матеріали гарно підходять у якості нанопровідників для скірміонів ¹⁴⁶: паразитний вплив сили Магнуса, що змушує їх зсуватися в бік від напрямку руху, до границь магнітного середовища, де вони розпадаються, повністю компенсується за рахунок антиферромагнітної міжшарової взаємодії та утворення анти-скірміону у протилежній спіновій підгратці. Наступним прикладом слід виділити й досягнення трекових технологій ^{147–150}, що ґрунтуються на маніпуляції доменною структурою одновимірних наномагнітів. Окрім того, що

непряма обмінна взаємодія виступає позитивним фактором у стабілізації доменних стінок Неелівського типу, вона також підсилює вплив ефекту передачі спин-орбітального моменту на їхній рух, де з використанням САФ нещодавно було продемонстровано безпрецедентні швидкості у $750 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$ ¹⁵¹.

Такі перспективні можливості МТК і САФ структур торкнулися й новітньої галузі нейроморфної логіки ⁷. Велика популярність технологій штучного інтелекту, яка наразі спостерігається у сферах ІТ та робототехніки ¹⁵², диктує потребу у високошвидкісних та енергоефективних розрахунках, на концепцію яких надихає будова мозку людини. Ідея нейроморфної обробки інформації полягає у використанні нейронів, які здатні приймати імпульси та збуджувати їх у відповідь, та синапсів, що з'єднують між собою два або більше нейронів і характеризуються змінною силою (або вагою) зв'язків. Такий підхід представляє функцію навчання (послаблення чи підсилення зв'язків) у якості базової операції для обробки інформації, на відміну від збереження станів елементарних комірок у класичній бінарній логіці. Наразі більшість нейронних мереж у задачах штучного інтелекту імітуються конвенційною транзисторною електронікою, яка по своїй суті не відповідає парадигмі нейроморфних розрахунків і тому не може повністю розкрити очікуваного виграшу у продуктивності. Нещодавні дослідження представляють МТК гарними кандидатами для використання у якості нейронів та синапсів нейронних мереж, завдячуючи, в першу чергу, нелінійній природі коливань у МТК, вже представленому вище різноманіттю ефектів у них, а також готовим методам для їх інтеграції в існуючу елементну базу електроніки ^{153–155}. Так, наприклад, уже було продемонстровано чіп здатний розпізнавати та рахувати автомобілі що реєструються відеорядом з камери спостереження на шосе, в якому синапсом для всієї мережі виступав єдиний МТК з характерною стохастичною динамікою ¹⁵⁶.

3. МЕТОДИ ВИГОТОВЛЕННЯ ТА ДОСЛІДЖЕННЯ ЗРАЗКІВ

У цьому розділі будуть описані загальні етапи процесу виготовлення багатошарових структур, досліджених в рамках дисертаційної роботи, та надані їх технічні параметри. Оскільки переважна більшість емпіричних даних одержувалась за допомогою методики ФМР, а характеристика магнітостатичних і динамічних властивостей виготовлених гетероструктур здійснювалась шляхом порівняння експериментальних результатів з відповідними мікромагнітними моделюваннями, також буде наведено короткий огляд цих методик.

3.1. Магнетронне напорошення плівкових гетероструктур

Технологія магнетронного напорошення^{157,158} представляє собою один з найпоширеніших сучасних методів розпорошення матеріалів для виготовлення різноманітних одно- та багатокомпонентних покриттів чи гетерогенних тонкоплівкових структур. Базовий принцип дії цього методу полягає у створенні у вакуумній камері потоку атомів, розпорошених з однієї або кількох мішеней за допомогою прискорених іонів інертного газу. Газоподібна плазма, високоенергетичні іони якої бомбардують мішень та вибивають з неї атоми, формується у вакуумній камері шляхом прикладання великих напруг, від 0,3 до 3 кВ, між катодом (у ролі якого виступає об'ємна мішень вихідного матеріалу) та анодом (пластинка, зазвичай SiO₂, яка у кінцевій гетероструктурі слугує підкладкою, а також стінки вакуумної камери). Забезпечення у камері вакууму зменшує парціальний тиск сторонніх газів і, як наслідок, ступінь забрудненості результуючих плівок.

Формування плазми відбувається у кілька етапів. Спершу, з катоду (мішені) за рахунок вторинної електронної емісії вивільняються електрони, після чого, рухаючись під дією прискорюючої напруги, вони розсіюються та іонізують атоми робочого інертного газу (вибір якого припадає на Ag в силу його розповсюдженості та дешевизни). Наприкінці свого шляху електрони поглинаються анодними частинами системи, віддаючи свою кінетичну енергію

на їх нагрівання. Регулюванням тиску робочого газу та прикладеної до катоду негативної напруги забезпечується випаровування матеріалу мішені і створення контрольованого потоку вивільнених атомів, які мають досить велику кінетичну енергію та, розповсюджуючись у об'ємі вакуумної камери, поступово напорошуються на підкладку. Описаний процес відповідає випадку стандартного катодного розпорошення.

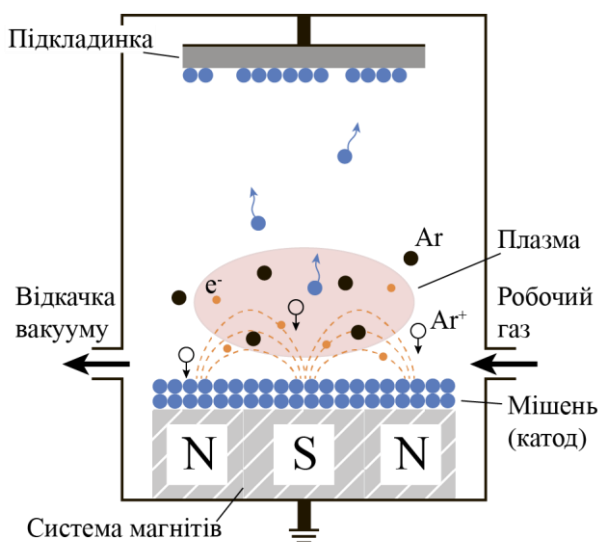


Рис. 3.1. Схематична ілюстрація процесу виготовлення гетероструктур за допомогою методу магнетронного напорошення.

Характерна особливість магнетронного розпорошення полягає у покращенні ефективності іонізації шляхом залучення системи магнітів, Рис. 3.1. На електрон, що рухається в магнітному полі, починає діяти сила Лоренца, направлена перпендикулярно до вектора швидкості. Результуюче сумарне прискорення, зумовлене дією одразу електричного та магнітного полів, призведе до руху заряду по складній замкненій траєкторії, як це відбувається у магнетроні. Оскільки траєкторія замкнена, електрон не поглинатиметься анодом одразу і продовжуватиме свій рух до того моменту, поки не відбудеться певна кількість розсіянь з атомами робочого газу. Після кількох актів іонізації електрон уповільниться та, врешті-решт, потрапить до аноду за рахунок дифузії. Хмара газоподібної плазми при цьому буде локалізуватися біля катоду, а середній

пройдений шлях електронів і пов'язана з ним імовірність іонізації зростатимуть, покращуючи ефективність процесу розпорошення в цілому.

Використання магнетронного методу надає кілька важливих переваг у порівнянні зі звичайним катодним розпорошенням. По-перше, для утворення газоподібної плазми достатньо значно меншого тиску робочого газу, а отже результуючі плівки, одержані за допомогою цього методу, будуть більш хімічно чистими. По-друге, так як плазма не розподіляється по всьому об'єму вакуумної камери, а локалізується у безпосередній близькості до поверхні мішені, інтенсивність бомбардування мішені іонами робочого газу зростає, збільшуючи тим самим швидкість випаровування матеріалу мішені та, як наслідок, швидкість напорошення плівок. Третя важлива перевага магнетронного методу полягає у тому, що наявність магнітного поля не дозволяє прискореним електронам долетіти до підкладинки одразу, без зіткнень з атомами робочого газу. Таким чином, нагрів підкладинки опосередковується переважно конденсацією вивільнених атомів матеріалу мішені, а не гальмуванням швидких електронів. Це робить можливим підтримання стабільних температур підкладинки сторонніми засобами та підвищує контрольованість процесу напорошення в цілому.

3.2. Феромагнітний резонанс як інструмент досліджень

Явище феромагнітного резонансу (ФМР) представляє потужний інструмент для визначення фундаментальних магнітних властивостей багат шарових тонкоплівкових структур з феромагнітними компонентами ^{9,159}. Дослідження ФМР дозволяє встановити величини намагніченості окремих шарів, отримати інформацію про внутрішні ефективні поля різноманітної природи (наприклад, поля магнітокристалічної анізотропії чи обмінної взаємодії між шарами структури), а також інші важливі магнітні параметри, такі як стала затухання Гільберта, фактор Ланде, просторові дисперсії осей анізотропії, тощо. Суть цього методу полягає у реєстрації резонансних спектрів та аналізі ліній резонансного поглинання мікрохвильового (НВЧ) електромагнітного випромінювання зразком в залежності від орієнтації та величини зовнішнього

магнітного поля за сталої частоти випромінювання. Можливі також і зворотні конфігурації, коли зовнішнє поле підтримується незмінним, а спектри знімаються при варіюванні частоти, як це часто реалізується, наприклад, на мікросмушковому ФМР¹¹⁴. Теоретична крива резонансного поглинання безпосередньо пов'язана з уявною частиною комплексної магнітної сприйнятливості $\chi(\omega)$ досліджуваного матеріалу, похідна якої реєструється під час експерименту як функція поля за рахунок фізичного диференціювання (здійснюється апаратно за допомогою додаткових модулюючих катушок). Результуючі криві майже ідеально відповідають функції розподілу Лоренца^{9,160}, апроксимація одержаних спектрів якою дозволяє з високою точністю визначити резонансне поле (положення) H_r та ширину ΔH досліджуваної лінії. У даній роботі, окрім стандартного функціонального вигляду розподілу Лоренца, також використовувався модифікований асиметричний Лоренціан¹⁶¹, завдяки чому на апроксимованих кривих відтворювались деталізовані тонкощі форми спектральних ліній, Рис. 3.2:

$$P = \frac{2A}{\mu_0\pi} \cdot \frac{\Delta H + \xi(H - H_r)}{4(H - H_r)^2 + \Delta H^2}, \quad (3.1)$$

де A – площа під розподілом Лоренца, ξ – параметр асиметрії.

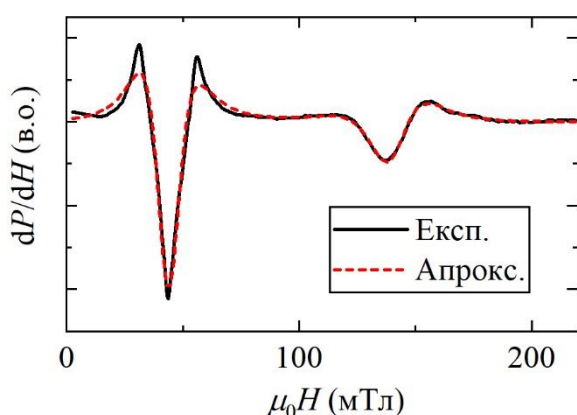


Рис.3.2. Приклад експериментального спектру ФМР та апроксимації подвійним асиметричним розподілом Лоренца.

Явище ФМР за фізичним принципом нічим не відрізняється від більш загального поняття електронного спінового резонансу (ЕСР) – процесу резонансного поглинання електромагнітного випромінювання електронами під

дією прикладеного магнітного поля. Методика ФМР отримала таку назву, тому що зосереджується на дослідженні саме феромагнітних матеріалів, для чого, в тому числі, підбирається відповідний діапазон частот (зазвичай X-полоса, 8–12 ГГц). Слід також зазначити, що на відміну від аналогічного явища ядерного магнітного резонансу, де у поглинанні випромінювання беруть участь спіни атомних ядер досліджуваної речовини, для випадків ЕСР та ФМР магнітні моменти атомів зумовлюються електронними спінами. Таким чином, явище ЕСР може відбуватися лише для атомів, у яких зовнішня електронна оболонка незаповнена, оскільки магнітний момент заповненої оболонки повністю компенсується і дорівнює нулю.

В основі явища ЕСР лежить ефект Зеемана, який можна пояснити наступним чином^{75,162}: при потраплянні атома з незаповненою електронною оболонкою та загальним моментом імпульсу J під дію магнітного поля напруженістю H , з електронних станів атома знімається виродження за спіновим магнітним моментом, в результаті чого виникають $2J+1$ дозволених енергетичних рівнів, розташування яких визначається величиною прикладеного магнітного поля H . Це робить можливими дипольні переходи електронів між рівнями за рахунок поглинання атомом квантів електромагнітного випромінювання $\hbar\omega$. При рівності дистанцій між рівнями, тобто енергії, необхідної для здійснення електронами переходів, з енергією кванту електромагнітної хвилі, буде спостерігатися резонансне поглинання мікрохвильового випромінювання. Умову електронного спінового резонансу, у відповідності до описаного вище ефекту Зеемана, можна записати наступним чином:

$$\hbar\omega_L = g\mu_B H, \quad (3.2)$$

де \hbar – зведена стала Планка, ω_L – резонансна частота, або Ларморівська частота прецесії намагніченості (яка також відповідає частоті збуджуючого мікрохвильового випромінювання), μ_B – магнетон Бора. У класичному представленні, при поглинанні енергії електромагнітної хвилі відбуватиметься збудження прецесії намагніченості зразка на характерній частоті, яка має назву Ларморівської ω_L . Електромагнітне поле при цьому повинно бути прикладене

перпендикулярно до сталого зовнішнього поля. Оскільки спіновий магнітний момент електронів зовнішньої оболонки взаємодіє з оточуючим середовищем, то фактичні резонансні частоти будуть відрізнятися від точного значення Рівн. (3.1) ¹⁵⁹. На експерименті це проявлятиметься у вигляді уширення або розщеплення резонансних ліній, аналізуючи які можна отримувати інформацію про наявність та магнітні характеристики окремих феромагнітних фаз у досліджуваному зразку.

Головними перевагами методики ФМР можна виділити, по-перше, високу роздільну здатність, яка може сягати 0,1 мТл, дозволяючи тим самим реєструвати найменші зміни у параметрах резонансних ліній та результуючому магнітному стані системи, по-друге, гарну чутливість, яка досягається завдяки використанню резонатора з розмірами внутрішньої порожнини у кілька сантиметрів. Збуджуюче мікрохвильове випромінювання генерується в установці за допомогою клістрона чи, у сучасних системах, діода Ганна, та доставляється до резонатора системою хвилеводів (зазвичай, модами типу TM_{10}). Тонкоплівковий зразок з розмірами до 3×3 мм поміщається на тримачі в камеру резонатора, яка розташована між електромагнітами сталого поля. Для типового ФМР експерименту частота випромінювання підтримується сталою на рівні ~ 10 ГГц. Це відповідає довжині хвилі 3 см, чого цілком достатньо для забезпечення рівномірного розподілу амплітуди та фази змінного мікрохвильового поля по площі зразка. Запис кривої поглинання (спектру) в залежності від діапазону розгортки сталого магнітного поля триває від 1 до 3 хвилин. Орієнтація зразка у сталому магнітному полі контролюється за допомогою гоніометра, до якого безпосередньо прикріплений тримач. Таким чином, методика ФМР дозволяє у зручний і швидкий спосіб проводити спектральний аналіз різноманітних плівкових гетероструктур, без потреби попереднього напорошення контактів чи інших підготовчих маніпуляцій зі зразком. Єдиним недоліком конвенційного резонаторного підходу постає неможливість збудження всього спектру високоенергетичних спінових осциляцій (зокрема, однорідне електромагнітне поле пригнічуватиме біжучі

спінові хвилі та стоячі моди з асиметричними профілями, а реєструватися будуть сигнали тільки від низькоенергетичних однорідних коливань та симетричних стоячих мод).

3.3. Метод мікромагнітних моделювань

Перші пропозиції застосування мікромагнітної моделі для кількісної оцінки та якісної характеристики магнітостатичних станів та спінової динаміки у різноманітних магнітних середовищах почали з'являтися одночасно з розповсюдженням комп'ютерної техніки та зростанням її обчислювальних потужностей^{163,164}. Мікромагнітна модель представляє середовище магнетика у вигляді дискретної дво- або тривимірної сітки з комірками скінченних розмірів, кожна з яких характеризується своїм одиничним магнітним моментом (розташованим у центрі комірки) та відповідними матеріальними параметрами: намагніченістю, гіромагнітним співвідношенням, сталою затухання, обмінною жорсткістю, тощо. Очевидно, що миттєвий стан магнітної системи є повністю відомим, якщо точно відомі вектори магнітних моментів усіх елементарних комірок у заданий момент часу, тобто просторовий розподіл магнітних моментів $\mathbf{m}_{ijk}(\mathbf{r}_{ijk})$, де \mathbf{r}_{ijk} – радіус-вектор до центру комірки з індексами i, j, k на тривимірній сітці. Слідуючи за тією ж логікою, поведінку всієї системи та протікаючі в ній процеси можна повністю описати у вигляді залежності від часу $\mathbf{m}_{ijk}(t)$ для усіх магнітних моментів ансамблю. Таким чином, визначення часової еволюції розподілу $\mathbf{m}_{ijk}(\mathbf{r}_{ijk}, t)$ постає центральною задачею мікромагнітних моделювань. Головним припущенням, яке дозволяє застосовувати мікромагнітні розрахунки для моделювання магнітно впорядкованих середовищ, виступає відоме континуальне наближення, в рамках якого розміри комірок повинні підтримуватись достатньо великими, щоб розподіл намагніченості в межах кожної комірки вважався однорідним:

$$\mathbf{m}_{ijk}(\mathbf{r}_{ijk}) - \mathbf{m}_{ijk}\left(\mathbf{r}_{ijk} + \frac{\mathbf{d}}{2}\right) = 0, \quad (3.3)$$

де \mathbf{d} – вектор кроку між комірками $\{d_x\mathbf{e}_x, d_y\mathbf{e}_y, d_z\mathbf{e}_z\}$, компоненти якого задають відповідні лінійні розміри індивідуальної комірки. Це наближення справедливе для більшості магнетиків, оскільки взаємодії в них достатньо сильні щоб підтримувати орієнтацію спінів паралельною на відстанях більших від сталої кристалічної ґратки. Зменшення розмірів потребує врахування електронної структури та квантово-механічних ефектів, чим не опікується формалізм мікромагнітного підходу. Якщо ж задати занадто великі розміри, важливі деталі розподілу магнітних моментів будуть обрізатися, а результати моделювань наближатимуться до виродженого випадку поведінки усередненої по об'єму намагніченості. Більше того, верхня границя розсудливо обмежується параметром обмінної довжини досліджуваних феромагнітних матеріалів, тобто відстані, на якій стан спіну зберігається незмінним. Таким чином, лінійні розміри індивідуальної комірки зазвичай задаються у діапазоні 1–5 нм.

Безпосередній розрахунок $\mathbf{m}_{ijk}(\mathbf{r}_{ijk}, t)$ здійснюється в представленнях класичної фізики, шляхом чисельного розв'язання рівняння динаміки Ландау-Ліфшиця-Гільберта¹⁰ для кожного елементарного магнітного моменту. Момент сили, що діє на магнітний момент, розташований у певній комірці, виражається через ефективне поле у цій комірці, яке складається з внесків зумовлених окремими взаємодіями у магнетику: зовнішнім полем, розмагнічуванням, анізотропією, обмінною взаємодією, тощо. Чисельний розрахунок проводиться різнцевими схемами чи методом скінченних елементів, та враховує у результуючому ефективному полі внески від сусідніх моментів (програмний інструмент MuMax3, за допомогою якого проводилися моделювання у даній роботі, враховує обмінну взаємодію з 6-ма найближчими сусідами¹⁶⁵). Стаціонарний розподіл магнітних моментів, корисний, наприклад, для аналізу задач гістерезису, одержується шляхом мінімізації енергії моментів, вираженої через те ж саме ефективне поле у кожній комірці, від деякого початкового стану (наприклад, рівномірного випадкового розподілу) до стану рівноваги. Отже, хоча мікромагнітне моделювання й не враховує окремі спінові взаємодії, хвильові функції електронів, їхню інтерференцію чи інші квантово-механічні явища, воно

дозволяє визначати їх усереднені в межах нанорозмірних елементарних об'ємів значення (у вигляді елементарних магнітних моментів), надаючи, тим самим, інформацію про специфічні топологічні текстури, просторову структуру коливань, розподіли внутрішніх полів, тощо.

Швидкодія та можливості проведення паралельних розрахунків, якими володіють процесори сучасних комп'ютерів, роблять мікромагнітне моделювання зручним, швидким та дешевим методом для розв'язання поточних прикладних задач¹⁰, особливо у якості контрольного інструменту, де співставлення з експериментальними даними дає можливість аналізу та обґрунтованої оцінки явищ, спостережуваних у реальних магнітних системах на суб-мікро та наномасштабі. Більш детальне обговорення застосовності мікромагнітного підходу до вивчення динамічних процесів у нанорозмірних елементах САФ буде запропоновано у розділі 6.1, супроводжуючись демонстрацією змодельованих частотно-польових дисперсій спін-хвильових мод, а також порівнянням їх з експериментальними даними та незалежною аналітичною моделлю.

3.4. Виготовлення зразків та деталі експерименту

Для виконання поставлених в даній дисертаційній роботі задач було досліджено 5 основних серій зразків, підготовлених у науковій групі проф. В. Коренівського (Nanostructure Physics, KTH Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden):

1) Багатошарові тонкоплівкові структури САФ Fe(2)/S1($x = 30-40\%$)/Fe(2) з композитним спейсером між зовнішніми шарами заліза $S1 = N/f/N/f/N$, де $N = \text{Cr}(1,5)$, $f = \text{Fe}(0,25)/\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}(3)/\text{Fe}(0,25)$ (числами у дужках позначено товщину шарів у нанометрах). Атомарний склад заліза у сплаві $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$ приймав значень $x = 30, 35, 40\%$. Сумарна товщина спейсера, з урахуванням усіх шарів, становила $d_{1\Sigma} = 11,5$ нм. Плівки напорошувались на попередньо протравлену нелеговану підкладку Si [100].

2) Подібні до попередніх гетероструктури Fe(2)/S2($x = 10\text{--}20\%$)/Fe(2), однак з іншою конструкцією композитного спейсера $S2 = N/f/N$, де $N = Cr(d_{Cr})$, $f = Fe_xCr_{100-x}(d)$. В межах цієї серії співвідношення товщини прошарків FeCr та Cr було різним $d/d_{Cr} = 3/6, 7/4, 9/3, 11/2, 15/0 \text{ \AA}$, але загальна товщина спейсера підтримувалась однаковою $d_{2\Sigma} = 2d_{Cr} + d = 15 \text{ \AA}$.

3) Багатошарові тонкі плівки Ta(5)/Py(5)/Fe₅₀Mn₅₀(t)/Cu(6)/Py(8) з полікристалічним АФМ шаром Fe₅₀Mn₅₀(t), товщина якого приймала значень $t = 3, 5$ та 7 нм. Позначення Py відповідає сплаву пермалою Ni₈₀Fe₂₀. Нижній Ta(5) слугував в якості буферного шару для кращого узгодження параметрів ґраток термічно окисленої підкладки Si/SiO₂ та Py, зменшуючи рівень напружень та збільшуючи стійкість напорошених матеріалів.

4) Виготовлені за ідентичних умов що й зразки 3-ої серії двошарові плівкові структури (або просто бішари; англ. «bilayers») Ta(5)/Py(5)/Fe₅₀Mn₅₀(t). Шар Ta(5) так само слугував виключно у ролі буферного шару.

5) Масиви багатошарових наноелементів круглої (з номінальним діаметром $d = 150$ нм) та еліпсоподібної форми (з номінальною довжиною великої осі $d_x = 75$ нм) Ti(5)/Py(7)/Ni₆₀Cu₄₀(t_{NiCu})/Py(7)/Ti(5)/TaN(60)/Al(20), в яких функціонально важливою частиною виступали три шари Py/NiCu/Pu, що складали САФ. Товщина слабо-ферромагнітного шару Ni₆₀Cu₄₀ становила $t_{NiCu} = 10$ та 20 нм. Відстань між центрами елементів (період масиву) була 250 нм. Шар Ti(5) знизу виступав у якості буферного, а зверху – захисного шару. Товсті TaN(60)/Al(20) використовувались у літографічному процесі травлення масивів (див. опис нижче). Плівкові структури, на базі яких створювались масиви, первинно напорошувались на термічно окислену підкладку Si/SiO₂.

Також для усіх основних серій було підготовлено ряд контрольних зразків, за допомогою яких відстежувались параметри окремих шарів у складі досліджуваних багатошарових структур (зокрема, тонкі плівки Fe(2)/Cr(10), Cr(10)/Fe(2), Ta(5)/Py(5), Py(7)/Cu(10) та Cu(20)/Py(7)). Важливі згадки встановлених характеристик контрольних зразків, а також ілюстрації будови структур основних серій, будуть надані у відповідних розділах.

Виготовлення багат шарових тонкоплівкових структур (основні серії зразків 1–4) здійснювалось шляхом сталого магнетронного напорошення (Orion, AJA Inc.) у плазмі Ar при кімнатній температурі. Товщина індивідуальних шарів налаштовувалась підбором часу при заданій швидкості напорошення (тиск робочого газу Ar становив 3 мТорр), та контролювалась за допомогою поверхневої профілометрії. Шари бінарних сплавів (FeCr, FeMn, NiFe, NiCu) формувались одночасним розпорошенням двох мішеней відповідних матеріалів. Для забезпечення рівномірного розподілу орієнтації кристалічних гранул платформа з підкладкою оберталася в ході напорошення структур. Зразки серій 3 та 4 вирощувались під впливом сталого магнітного поля $<0,1$ Тл, прикладеного в площині плівок для наведення у них обмінного закріплення.

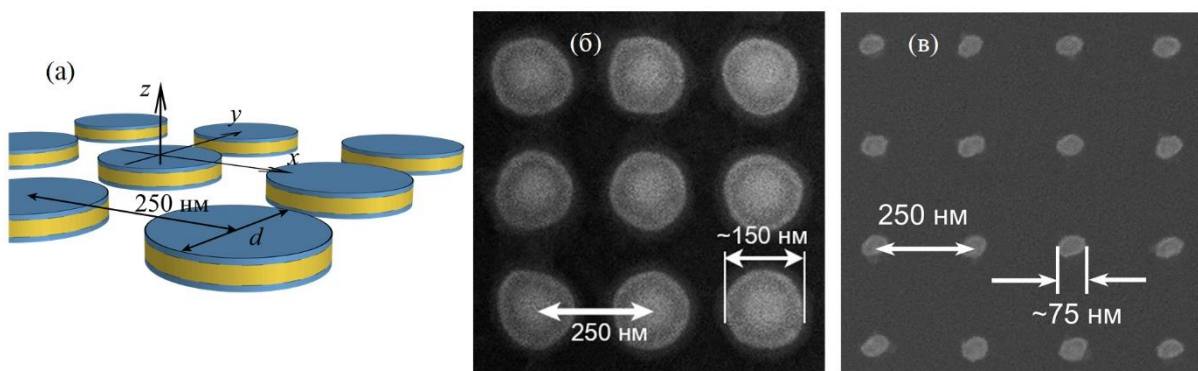


Рис. 3.3. (а) Схематична ілюстрація елементів масиву. (б, в) Зображення СЕМ фрагменту виготовлених масивів круглих та еліпсоподібних нано-САФ, відповідно.

Виготовлення впорядкованих масивів нанoeлементів потребувало дещо складнішого процесу і проводилося за допомогою установки електронно-променевої літографії (Voyager, Raith Inc.). Спершу, методом магнетронного розпорошення на попередньо термічно окисленій пластинці Si/SiO₂ за кімнатної температури були вирощені суцільні плівкові гетероструктури (конструкція приведена у пункті 5 переліку основних серій зразків). Використовуючи ці заготовки, методом електронно-променевої літографії^{166,167} з верхніх шарів TaN/Al були виготовлені жорсткі маски з необхідним візерунком, через які

згодом плазмою Ag витравлювались періодичні масиви планарних круглих частинок з діаметром $d \approx 150\text{--}160$ нм. Тонкий Al зверху використовувався як відривний шар з метою формування маски для селективного реактивного травлення товстого TaN за допомогою SF6. В результаті були отримані періодичні масиви нанодисків САФ Ti/Pu/NiCu/Pu/Ti з можливими незначними залишками на верхівках елементів шару TaN, який в подальшому слугував в якості додаткового захисного покриття. Схематична ілюстрація масивів наноелементів САФ подана на Рис. 3.3(а). Панелі (б) та (в) – це зображення СЕМ вибраних фрагментів масивів, сформованих з елементами круглої та еліптичної форми, відповідно. На основі таких зображень, отриманих для різних частин масиву згори, а також під кутом, проводилася оцінка морфології та розкиду форми елементів.

Вимірювання ФМР досліджуваних структур здійснювалось за допомогою спектрометра електронного парамагнітного резонансу X-діапазону ELEXSYS E500 (Bruker), оснащеного температурною приставкою (діапазон 70–320 К) та автоматичним гоніометром для контролю орієнтації зразків у прикладеному магнітному полі. Зняття спектрів проводилося за сталої частоти мікрохвильового випромінювання 9,3–9,5 ГГц, яка підтримувалася незмінною в окремих циклах вимірювань. Для зразків 3-ої та 4-ої серій спектри реєструвались після охолодження до 120 К у магнітному полі 0,5 Тл, прикладеному вздовж заздалегідь визначеної осі обмінного закріплення, забезпечуючи відтворювані магнітні умови та вихідний стан для усіх структур. Розгортка за полем була зворотною для цих структур (від 0,5 до 0 Тл) щоб позбутися можливих неоднорідних сигналів ФМР від доменного стану плівок (який зазвичай спостерігається у малих полях ~ 10 мТл). Вимірювання залежностей намагніченості від зовнішнього поля та температури проводилися рядом незалежних засобів: VSM з високотемпературною пічкою (Lakeshore Inc.) на інтервалі 295–400 К, магнітометром МОКЕ, оснащеним оптичним кріостатом (Oxford Instr.), на температурному інтервалі 77–450 К, а для масивів наноелементів САФ також за допомогою SQUID магнітометра MPMS-XL5

(Quantum Design, Inc.). Інтервал температурних вимірювань SQUID складав 10–300 К, а розгортка поля <40 мТл встановлювалась вздовж осі x в площині масивів (Рис. 3.3).

Мікромагнітні моделювання масивів САФ виконувались у програмному пакеті MuMax3^{165,168}. Будова та геометрія елементів підтримувались якомога близькими до виготовлених наноструктур (круглі диски з діаметром 150 нм та еліпсоподібні плоскі циліндри з великою віссю 75 нм). Сітка моделювань, лінійні розміри комірок та магнітні параметри шарів в залежності від задачі могли бути різними (конкретні параметри зазначаються з представленням результатів розрахунків у відповідних розділах роботи). Пустий простір між ФМ шарами елементів САФ слугував в якості немагнітного спейсера. Стале зовнішнє магнітне поле встановлювалось однорідним по всьому простору моделювань та лежало в площині xy масивів. Збудження динаміки магнітних моментів здійснювалось шляхом прикладання вздовж осі z (перпендикулярно до площини масивів) гармонічного сигналу змінного магнітного поля на заданій частоті, з однорідним розподілом по всьому простору моделювань, відтворюючи, таким чином, умови типового експерименту ФМР. Для окремих задач застосовувались й інші типи збуджень (наприклад, неоднорідний Гаусівський імпульс у певних частинах структури). Змодельовані спектри одержувались на базі даних часової еволюції розподілу магнітних моментів $\mathbf{m}_{ijk}(\mathbf{r}_{ijk}, t)$ відомим методом розрахунку середнього динамічного моменту та його перетворення Фур'є⁶³. Для отримання просторових мап коливань проводились ті ж дії, однак індивідуально в кожній комірці.

4. МАГНІТОСТАТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ САФ: ПЕРЕХІД ДО НАНОМАСШТАБУ

4.1. Магнітний гістерезис тонкоплівкових гетероструктур САФ

Перш ніж розпочати обговорення нанорозмірних елементів САФ, варто спочатку розглянути магнітостатичну поведінку вже доволі поширених і відомих двовимірних аналогів, тобто САФ у вигляді плівкових гетероструктур. У цьому контексті гарним об'єктом для дослідження перемикання магнітного стану САФ, та пов'язаних з ним фізичних механізмів, представляються перемикачі Кюрі⁸⁷, які, з одного боку, являють собою самостійні пристрої, без залучення додаткових антиферомагнітних компонент (за винятком самого САФ), а з іншого, є перспективними для прикладних застосувань в якості температурних чи польових сенсорів.

Як вже зазначалося у оглядовому розділі роботи, непряма обмінна взаємодія – ключовий фізичний механізм, відповідальний за встановлення антипаралельного стану магнітних моментів в суцільних тонкоплівкових САФ, також може виявляти залежність від температури. І хоча, в силу електронної природи даної взаємодії, ефект виявився незначним^{53,169}, це спонукало подальший пошук способів підсилення теплового впливу для здійснення температурного керування силою й знаком міжшарового зв'язку i , як наслідок, перемикання САФ між паралельним та антипаралельним станами. Так, одні з перших робіт зосереджувались на температурному регулюванні властивостей м'яких феромагнітних шарів у САФ, а саме: тонкого Co чи Gd у структурах Co/Pt¹⁷⁰ та Tb/Y/Gd¹⁷¹. Це дозволило модифікувати характеристики спін-залежного відбиття електронів на відповідних феромагнітних інтерфейсах, підвищуючи тим самим температурну чутливість РККІ взаємодії. Однак, в обох системах міжшаровий зв'язок залишався відносно слабким, а температурне перемикання від ФМ (паралельна конфігурація моментів) до АФМ стану (антипаралельна) відбувалося на доволі широкому діапазоні температур, порядку 100 К.

Інша концепція полягає в заміні немагнітного (парамагнітного) спейсера Cr у класичній структурі САФ Fe/Cr/Fe легованим слабо-ферромагнітним сплавом $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$ з досить високою температурою Кюрі (T_C)^{87,88}, додаючи тим самим до системи додатковий ступінь свободи у формі термомагнітного фазового переходу. Тому такі структури також отримали назву перемикачів Кюрі. За температури $T > T_C$, спейсер знаходиться у парамагнітному стані та опосередковує непрямую РККІ взаємодію АФМ типу, чим забезпечується антипаралельна конфігурація магнітних моментів шарів Fe. Паралельна ж конфігурація зумовлюється виникненням прямого обміну на інтерфейсах Fe/FeCr коли спейсер зазнає термомагнітного фазового переходу та набуває ферромагнітного впорядкування при $T < T_C$. Так, з варіюванням температури ці тришарові структури демонструють чітко виражене перемикання намагніченості від паралельного до антипаралельного стану, проте, подібно до систем, згаданих у попередньому абзаці, такий ФМ-АФМ перехід виявився досить широким (~100 К). У даному випадку причиною такого повільного переходу постає наявність паразитного ефекту близькості⁸⁷, який створює неоднорідний розподіл намагніченості всередині спейсера, внаслідок чого в ньому формуються фази з різними значеннями температури Кюрі T_C .

Нещодавно були запропоновані структури САФ з розвиненим дизайном^{172,173}, покращена конструкція яких адресувала, зокрема, й вище згаданий негативний вплив ефекту близькості. Замість однорідного легovanого сплаву в них використовується композитний спейсер, що складається з серії почергово змінюваних тонких шарів немагнітного матеріалу N та розбавленого слабого ферромагнетика f, Рис. 4.1. У дисертаційній роботі саме на цих зразках виконуються додаткові дослідження та поглиблений аналіз процесів намагнічування (перемагнічування).

Використання композитного спейсера, по-перше, дозволило звузити інтервал термомагнітного переходу від 100 К до 15 К, покращуючи тим самим ефективність температурного контролю САФ. По-друге, в залежності від будови виготовленого композитного спейсера, як антипаралельна, так і паралельна

конфігурація моментів може бути досягнута в якості основного (низькотемпературного) магнітного стану такого САФ. В той же час, як і для структур з однорідним спейсером, вибором концентрації заліза x у сплаві $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$ можна налаштувати температуру фазового переходу T_C на бажаному значенні. Вузкий термомагнітний перехід та можливість обирати основний стан, а також інтервал робочих температур, роблять такі перемикачі Кюрі привабливими для практичних застосувань.

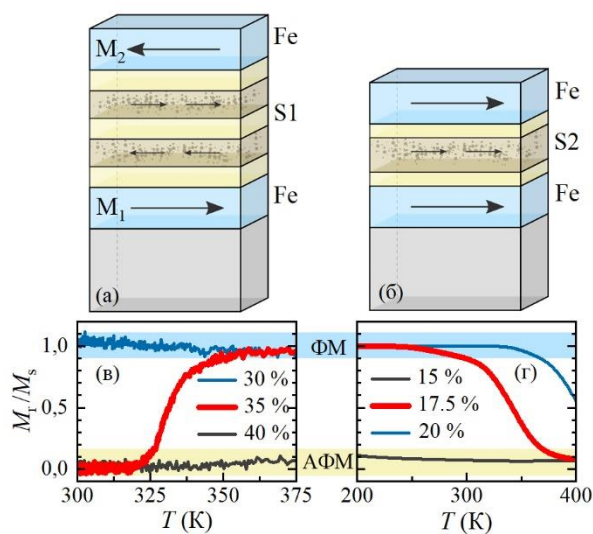


Рис. 4.1. (а, б) Конструкція перемикачів Кюрі з композитними спейсерами. Стрілками показано орієнтацію магнітних моментів в основному стані. (в, г) Відповідні температурні залежності залишкової намагніченості для різних концентрацій заліза у слабоферромагнітних шарах $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$ спейсерів S1 та S2.

Незважаючи на те, що непрямая РККІ взаємодія у своїй первинній формі наразі не використовується як ексклюзивний механізм для температурного керування САФ внаслідок описаних вище обмежень та нестачі енергоефективних важелів впливу на перемагнічування у подібних гетероструктурах, вона відіграє допоміжну роль у реалізації стаціонарних станів низки пристроїв, таких як вже згадані раніше МТК, спінтронні осцилятори, тощо. Тому, у цій частині дисертаційної роботи ми ставимо за мету дослідити цей первинний механізм перемикання: провести аналіз, на прикладі продемонстрованих вище перемикачів Кюрі, параметрів та процесів які призводять до термомагнітного включення й виключення РККІ взаємодії, та, як наслідок, визначають ефективність ФМ-АФМ переходу в САФ¹⁷⁴. Окрім цього

буде запропоновано зручний метод оцінки ефективного поля непрямой обмінної взаємодії та інших магнітних характеристик САФ за допомогою феноменологічної моделі та емпіричних даних. У другій частині цього розділу ми перейдемо до розгляду магнітостатики безпосередньо нанoeлементів САФ, в яких антипаралельний стан можливо досягти й без залучення міжшарової РККІ взаємодії¹⁷⁵. Велика увага при цьому буде приділятися специфічним фізичним факторам, які проявляються у латерально обмежених наноструктурах і впливають на їх температурно-кероване перемикування. Усе це дозволить нам співставити характеристики плівкових та нанорозмірних САФ, а також окреслити актуальні підходи для подальшої оптимізації функціональних компонент САФ.

4.1.1. Будова температурно керованих САФ – перемикачів Кюрі

У першій частині розділу ми аналізуємо дві серії зразків: Fe(2)/S1($x = 30\text{--}40\%$)/Fe(2), де $S1 = N/f/N/f/N$, $N = \text{Cr}(1,5)$, $f = \text{Fe}(0,25)/\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}(3)/\text{Fe}(0,25)$, сумарна товщина спейсера сягає $d_{1\Sigma} = 11,5$ нм, Рис. 4.1(а); та Fe(2)/S2($x = 10\text{--}20\%$)/Fe(2), де $S2 = N/f/N$, $N = \text{Cr}(d_{\text{Cr}})$, $f = \text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}(d)$, $d_{2\Sigma} = 1,5$ нм, Рис. 4.1(б) (числами у дужках позначені товщини відповідних шарів у нанометрах). Для структури Fe/S1/Fe, будова якої зображена на Рис. 4.1(а), стійкий антипаралельний стан при $T < T_C$ підтримується за рахунок каскаду обмінних зв'язків, зумовлених непрямую антиферомагнітною взаємодією між шарами Fe та слабо-феромагнітними f через ряд немагнітних прошарків N . Тонкі шари Fe(0,25) вбудовані у композитний шар f спейсера S1 для покращення спінової поляризації на інтерфейсах та підсилення РККІ зв'язку¹⁷⁶. При нагріванні вище T_C шари FeCr втрачають магнітний порядок і перестають відігравати роль зв'язуючих ланок для міжшарової РККІ взаємодії, роблячи магнітні моменти шарів Fe вільними, оскільки товщина тепер вже повністю немагнітного спейсера S1 переважає критичну довжину РККІ взаємодії, $d_{1\Sigma} > 5$ нм. При цьому малого зовнішнього поля стає достатньо для перемагнічування структури до паралельної орієнтації, Рис. 4.1(в). Аналогічний термомагнітний перехід спостерігається і для структур зі спейсером S2, Рис. 4.1(г). Проте, для цих

структур в основному стані (при $T < T_C$) підтримується паралельна орієнтація магнітних моментів шарів Fe, а температурний інтервал переходу виявився ширшим (~ 70 K). І хоча ефективність перемикання є кращою ніж для САФ з однорідним легованим шаром, це свідчить, що ефект близькості все ж наводить деякий некомпенсований магнітний момент через тонкі прошарки Cr(0,5) композитного спейсера S2, ймовірно внаслідок шорсткості та дефектів на інтерфейсах, які призводять до часткового прямого контакту між ФМ та легованим шарами. Оптимальний склад заліза у бінарному сплаві Fe_xCr_{100-x} , при якому ФМ-АФМ перехід САФ має місце за температур трохи вищих від кімнатної (близько 330 K; Рис. 4.1(в-г)), становить 35 ат. % для спейсеру S1 та 17,5 ат. % для S2.

Присутність антиферромагнітної непрямой взаємодії у даних багат шарових САФ чітко проявляється спостереженням нульової залишкової намагніченості на залежностях $M(H)$ за високих температур – магнітостатичного стану, що можливий лише при антипаралельному розташуванні магнітних моментів шарів Fe (див. напр. Рис. 4.5(a)). Дві симетричні, зсунуті відносно нуля, петлі відслідковують обертання магнітних моментів окремих ФМ шарів Fe. Окрім цього, криві $M(H)$ мають сходинкоподібний характер руху до стану насичення та гістерезис при зворотній розгортці поля. В рамках моделі білінійної міжшарової взаємодії залежність $M(H)$ одержується у вигляді монотонної кривої, що досягає стану насичення при деякому критичному полі, пропорційному ефективному полю непрямой обмінної взаємодії H_J . Гістерезис та сходинкоподібні зміни намагніченості можуть спричинятися існуванням магнітної анізотропії в площині шарів Fe. Для випадку одноосної анізотропії це призводить до появи однієї сходинки¹⁷⁷. Якщо ж анізотропія двовісна, або у САФ присутній біквдратичний обмін, то можливим стає виникнення двох послідовних сходинок¹⁷⁸. У нашому випадку ми спостерігаємо гарно виражену єдину сходинку, однак допоміжні кутові магнітометричні та магніторезонансні вимірювання не виявили макроскопічної магнітної анізотропії у досліджуваних САФ. Встановлення природи анізотропних властивостей та механізмів,

відповідальних за перемагнічування цих структур потребує більш повного аналізу експериментальних результатів у супроводі з модельними розрахунками, представленими нижче.

4.1.2. Апроксимація експериментальних петель гістерезису

Феноменологічна магнітостатична модель, що використовується тут для моделювань кривих намагніченості, ґрунтується на декількох важливих припущеннях. По-перше, слабо-ферромагнітний сплав FeCr за концентрацій заліза $x < 40$ ат. % характеризується досить невеликою намагніченістю у порівнянні з Fe, порядку $200 \text{ кА}\cdot\text{м}^{-1}$ і менше, тому досліджувані САФ можна спростити до розгляду тришарових структур F1/N/F2, де F1 та F2 – це зовнішні ФМ шари розділені однорідним немагнітним спейсером N. По-друге, ми вважатимемо, що зовнішнє магнітне поле та магнітні моменти ФМ шарів лежать виключно в площині плівок, адже це цілком відповідає поставленому експерименту та суттєво спрощує розрахунки. Останній важливий факт полягає в тому, що окремі зерна у полікристалічних плівках Fe можуть характеризуватися одноосною анізотропією з рівномірним розподілом легких осей по всім кутам в площині САФ, оскільки напилення даних плівок відбувалось при обертанні на платформі. Ці припущення обґрунтовані для досліджуваної системи та, як буде показано далі, забезпечують найкраще співставлення розрахованих та експериментально одержаних кривих $M(H)$ для різних температур.

Густина вільної енергії для системи F1/N/F2 може бути записана як:

$$\begin{aligned}
 U &= U_H + U_a + U_J = \\
 &= -MH[\cos(\varphi_1 - \varphi_H) + \cos(\varphi_2 - \varphi_H)] - \frac{1}{2}(MH_{a1} \cos^2 \varphi_1 + MH_{a2} \cos^2 \varphi_2) + \\
 &\quad + \frac{1}{2}MH_J \cos(\varphi_1 - \varphi_2),
 \end{aligned} \quad (4.1)$$

де U_H , U_a та U_J – це, відповідно, енергія Зеємана ФМ шарів у полі $\mathbf{H} = (H, \varphi_H)$, енергія одноосної анізотропії, та обмінна енергія між ФМ шарами білінійного РККІ типу^{43,179}. Магнітні моменти ФМ шарів $\mathbf{M}_1 = (M, \varphi_1)$ та $\mathbf{M}_2 = (M, \varphi_2)$ однакові по величині¹⁷⁴. $H_{a1,2}$ та H_J являють собою ефективні поля одноосної анізотропії та білінійної РККІ взаємодії між шарами системи, відповідно.

Виходячи з експериментальних даних контрольних зразків, поданих у роботі ¹⁷⁴, для всіх ітерацій розрахунків підтримувалось співвідношення $H_{a1}/H_{a2} = 0,7$. Перехід до кутових змінних $\varphi_m = (\varphi_1 + \varphi_2)/2$ та $\varphi_d = (\varphi_1 - \varphi_2)$ знімає проблему невизначеності відносно перестановки φ_1 та φ_2 , і спрощує вираз для густини вільної енергії САФ до наступного вигляду:

$$U = -2MH \cos(\varphi_m - \varphi_H) \cos\left(\frac{\varphi_d}{2}\right) - \frac{1}{2}M \left[H_{a1} \cos^2\left(\varphi_m + \frac{\delta}{2}\right) + H_{a2} \cos^2\left(\varphi_m - \frac{\delta}{2}\right) \right] + \frac{1}{2}MH_J \cos(\varphi_d). \quad (4.2)$$

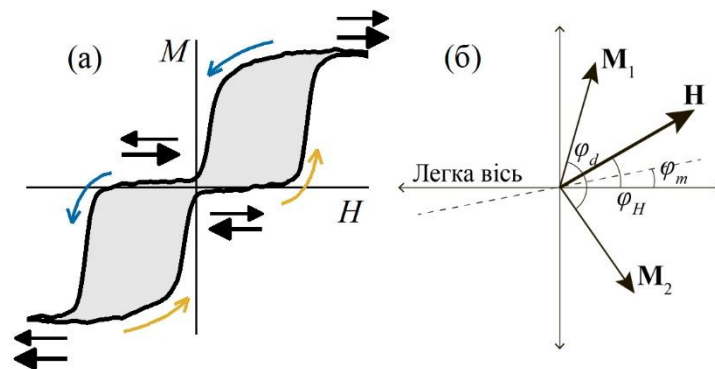


Рис. 4.2. (а) Вибрана петля перемагнічування зразка Fe(2)/S2/Fe(2), одержана за допомогою МОКЕ магнітометрії. Кольоровими стрілками вказано напрямки руху петлі, а чорними – стани САФ. (б) Векторна діаграма до феноменологічної моделі Рівн. (4.2).

Під час розрахунків за заданою моделлю, криві намагнічування $M(H)$ одержуються шляхом мінімізації густини вільної енергії U у Рівн. (4.2) та визначенням кутів φ_m та φ_d при заданих параметрах φ_H , H_{a1} , H_{a2} , та H_J . Після чого нормована намагніченість САФ може бути визначена за допомогою наступної формули:

$$\frac{M}{M_s} = \frac{[\cos(\varphi_1 - \varphi_H) + \cos(\varphi_2 - \varphi_H)]}{2} = \cos(\varphi_m - \varphi_H) \cos\left(\frac{\varphi_d}{2}\right). \quad (4.3)$$

4.1.3. Коерцитивна поведінка намагніченості

Вимірні криві $M(H)$ для структур з непрямою обмінною взаємодією АФМ типу демонструють сходинкоподібну форму, з явно вираженою коерцитивною силою при зворотній розгортці магнітного поля, Рис. 4.3(а). Представлена вище феноменологічна модель дозволяє провести аналіз не лише термомагнітного фазового переходу у композитних спейсерах, що впливає на обмін між шарами САФ, але й магнітних властивостей феромагнітних шарів Fe(2).

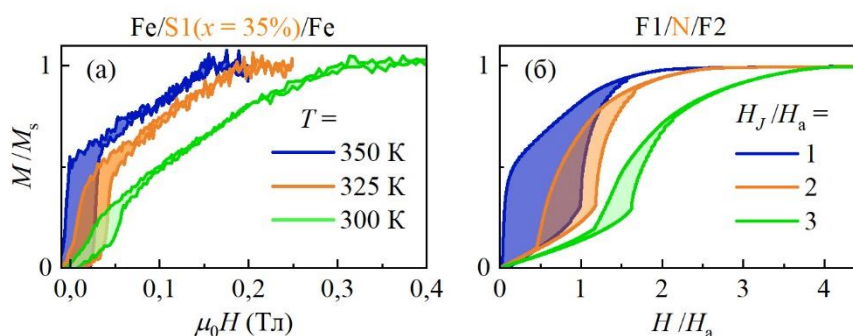


Рис. 4.3. (а) Експериментальні криві намагнічування $M(H)$ для зразка Fe/S1($x=35\%$)/Fe, одержані за різних температур. (б) Відповідні розраховані криві модельної системи F1/N/F2 для різних величин ефективного поля непрямої обмінної взаємодії H_J .

Епітаксійні плівки, утворені на основі заліза [100] Fe, та вирощені на монокристалічних підкладках, зазвичай характеризуються двовісною магнітною анізотропією у площині результуючих структур¹⁷⁸. Підкладки інших кристалографічних текстур, наприклад [211], можуть призводити до одноосної анізотропії¹⁷⁷. Головна різниця між цими обома випадками полягає у наявності двох характерних сходинок на залежності $M(H)$ для двовісної анізотропії та лише однієї сходинки у випадку одноосної анізотропії. Допоміжні вимірювання VM та ФМР для контрольних зразків Fe(2 нм) не виявили суттєвої кутової залежності петель гістерезису чи резонансних спектрів у площині цих плівок. Оскільки за допомогою таких методик реєструються інтегральні характеристики зразків, ми можемо стверджувати, що жодної макроскопічної

магнітної анізотропії у площині плівок немає. З іншого боку, чисельний аналіз за запропонованою моделлю говорить про те, що єдина сходинка та помітна коерцитивність експериментальних залежностей $M(H)$ для зв'язаних РККІ взаємодією САФ має бути зумовлена одноосною магнітною анізотропією на рівні індивідуальних нанорозмірних кристалітів, формуючих полікристалічні плівки¹⁸⁰. Рівномірний кутовий розподіл локальних легких осей анізотропії у площині плівок позбавляє їх від макроскопічних, інтегральних кутових змін і, для нашого випадку, виникає за рахунок наплення шарів на підкладку, яка обертається під час технологічного процесу виготовлення структур САФ.

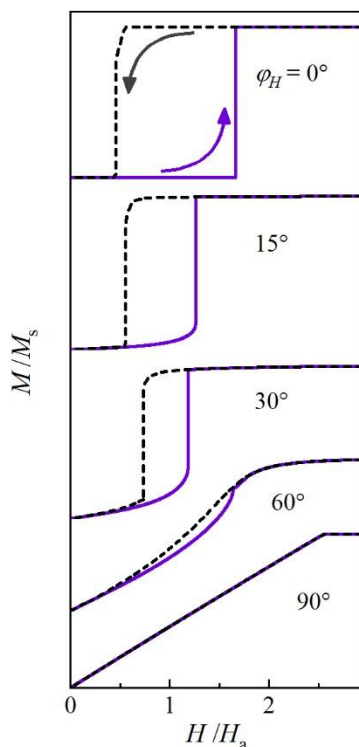


Рис. 4.4. Модельні криві намагнічування, розраховані за вибраних кутів зовнішнього поля φ_H для випадку $H_J/H_a = 2$, де $H_a = (H_{a1} + H_{a2})/2$. Далі проводилося усереднення таких петель для одержання результуючих кривих на Рис. 4.3(б).

Зосередимося спершу на зразку зі спейсером S1, основний стан якого відповідає паралельній конфігурації САФ. Криві $M(H)$, що відповідають модельній системі, та розраховані для різних величин ефективного поля міжшарового АФМ зв'язку H_J , представлені на Рис. 4.3(б), і відтворюють усі ключові особливості експериментальних петель, Рис. 4.3(а). Так, наприклад, для зразка Fe/S1(35 ат. %)/Fe залежність $M(H)$ зазнає суттєвих змін зі збільшенням температури, що вказує на послаблення міжшарової взаємодії і може бути

безпосередньо співставлено з модельними кривими перемагнічування на Рис. 4.3(б). Усі зміни, що відстежуються на експериментальних даних, в тому числі й збільшення коерцитивної сили по мірі послаблення міжшарового зв'язку, добре корелюють з поведінкою розрахованих петель, підтверджуючи тим самим застосовність запропонованої феноменологічної моделі. Однак, тут варто окремо зазначити, що під час модельних розрахунків вплив температури не враховувався безпосередньо, а лише через пропорційний спад ефективного поля H_J . На практиці ж можуть виникати й додаткові температурні ефекти, зокрема, послаблення магнітної анізотропії окремих шарів, що, ймовірно, і є причиною дещо менших величин коерцитивної сили, спостережуваних на експериментальних петлях.

Представлені на Рис. 4.3(б) модельні залежності $M(H)$ були отримані шляхом усереднення кривих, розрахованих для різних кутів φ_H між зовнішнім полем \mathbf{H} та легкою віссю одноосної магнітної анізотропії. Рис. 4.4 демонструє такі криві для кількох вибраних кутів φ_H при $H_J/H_a = 2$, де $H_a = (H_{a1} + H_{a2})/2$. Як можна побачити, сходинкоподібна форма петлі разом із суттєвим гістерезисом починають чітко відтворюватися для кутів $\varphi_H < 60^\circ$, що є очікуваним і характерним в рамках моделей, розвинених на базі теорії Стонера-Вольфарта⁷⁵, не виключенням з яких є й використана тут модель. У подібних підходах коерцитивна поведінка феромагнетика повністю визначається і залежить від одноосної магнітної анізотропії, але природа її виникнення може бути різною. Зокрема, у досліджуваних структурах САФ наявність сходинки (тобто стрімкого спаду намагніченості у область поблизу нуля за відсутності зовнішнього поля) та гістерезису, що також відслідковуються на усереднених петлях, Рис. 4.3(а, б), зумовлюється анізотропними властивостями ФМ шарів, а зсув петлі відносно нуля поля, разом із повною відсутністю залишкової намагніченості, є результатом антипаралельного розташування магнітних моментів \mathbf{M}_1 та \mathbf{M}_2 , спричиненого АФМ міжшаровим зв'язком. Окрім цього, форма експериментальних кривих $M(H)$ виявляється ближчою до модельних петель, які були отримані шляхом усереднення, аніж до будь-яких з тих, що розраховані при

певному заданому куті φ_H . Врахувавши полікристалічну природу виготовлених у даній роботі тонкоплівкових САФ, на чому наголошувалося вище, ми можемо стверджувати, що нанорозмірні гранули всередині шарів Fe(2 нм) дійсно мають рівномірний у площині структур розподіл локальних осей магнітокристалічної анізотропії.

Цікаво також зазначити, що розташування петель на Рис. 4.3(a) (а також Рис. 4.5(a)) можна охарактеризувати у термінах зсуву єдиної квадратної петлі, типової для феромагнітних матеріалів, відносно нуля поля, подібно до явища обмінного зміщення (англ. «exchange bias»), як це відбувається у двошарових структурах феромагнетик/антиферомагнетик^{39,181}. Але, на відміну від несиметричного перемагнічування, спричиненого однонаправленою обмінною анізотропією у таких системах, дані структури демонструють повторну петлю, з симетричним перемиканням моменту у від'ємному магнітному полі. Окрім цього, сумарний магнітний момент САФ не змінює свого знаку під час перемикання по ходу кожної окремої петлі, що додатково говорить про принципово іншу фізику взаємодії у САФ – обидва магнітні моменти перебувають у індивідуальному протилежно направленому ефективному полі H_J , яке тримає їх зафіксованими у антипаралельній конфігурації (у даному випадку це поле міжшарової взаємодії, однак загалом його природа може бути різною; див. напр. Рис. 4.11 у підрозділі 4.2). Коли зовнішнє магнітне поле, що протидіє цьому ефективному полю, набуває співрозмірних з ним величин, стає можливою переорієнтація магнітного моменту одного з ФМ шарів.

4.1.4. Температурний контроль над типом обмінного зв'язку у САФ

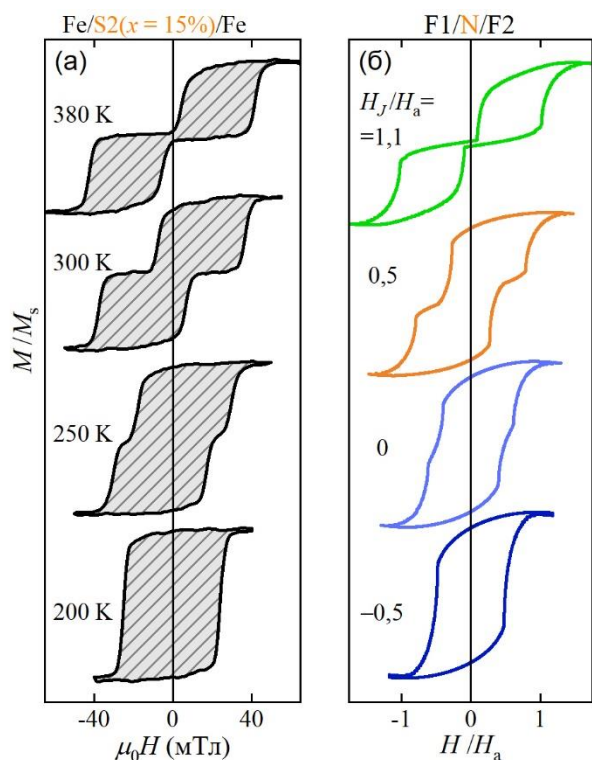


Рис. 4.5.(а) Залежності намагніченості від прикладеного поля $M(H)$, одержані при різних температурах для зразка другої серії Fe/S2($x=15\%$)/Fe за допомогою магнітометрії МОКЕ. (б) Відповідні розраховані залежності намагніченості від зовнішнього поля, отримані в рамках моделі для вибраних значень ефективного поля непрямої обмінної взаємодії H_J .

Багатошарові структури першого типу Fe/S1/Fe, як вже було продемонстровано вище, зазнають термічно керованого переходу від низькотемпературного АФМ міжшарового зв'язку до високотемпературного вільного стану, коли взаємодія між ФМ шарами практично відсутня. Тепер ми хочемо зосередитися на іншому типі зразків, в яких основним станом є, навпаки, паралельна конфігурація моментів, а при достатньо високих температурах структура перебуває у ФМ зв'язаному стані. Температурний перехід ФМ-АФМ у таких структурах надає суттєву перевагу в контексті прикладних застосувань, оскільки знімається необхідність використання зовнішніх магнітних полів для керування їх магнітним станом, а саме перемикання намагніченості стає цілком оборотним процесом.

Успішна перевірка застосовності запропонованої феноменологічної моделі, проведена у попередньому параграфі, дає нам усі підстави дослідити з її допомогою конкуренцію між прямою та непрямою міжшаровою обмінною взаємодією у структурах другого типу Fe/S2/Fe, які були підготовлені з двома

альтернативними будовами спейсеру: однорідні $S2^* = Fe_xCr_{100-x}(1,5 \text{ нм})$ та композитні $S2 = Cr(d_{Cr})/Fe_xCr_{100-x}(d)/Cr(d_{Cr})$, де $d + 2d_{Cr} = 1,5 \text{ нм}$. На Рис. 4.5 подано порівняння експериментальних петель $M(H)$ для структури $S2 = Cr(0,4)/Fe_{15}Cr_{85}(0,7)/Cr(0,4)$ (панель (а)) з відповідними змодельованими кривими (панель (б)). Параметр H_J при моделюванні підбирався так, щоб найбільш точно відтворити експериментальні залежності. Співвідношення полів анізотропії, як і в моделюваннях попереднього підрозділу, становило $H_{a1}/H_{a2} = 0,7$. В першу чергу слід зазначити, що структура чітко демонструє вже згаданий температурно індукований перехід від міжшарової взаємодії ФМ типу (поодинокі петлі гістерезису при 200 К на Рис. 4.5(а)) до АФМ зв'язаного стану (дві виразні петлі та нульова залишкова намагніченість за температури 380 К). По-друге, значна подібність між розрахованими та вимірними даними свідчить про те, що магнітна поведінка експериментальних петель добре описується в рамках запропонованої моделі. Це стосується і термомагнітного переходу – трансформація форми гістерезису вдало відтворюється для приведених значень поля ефективного зв'язку H_J (Рис. 4.5(б)), що додатково підтверджує коректність моделі. За низької температури (200 К) АФМ зв'язок між шарами неможливий для обох структур (як з однорідним спейсером $S2^*$, так і композитним $S2$), оскільки шар $FeCr$, що виступає посередником РККІ взаємодії, знаходиться у магнітно впорядкованому стані, і зв'язує зовнішні шари Fe у паралельній конфігурації за рахунок обмінної взаємодії ФМ типу (відповідно, прямої чи непрямої, оскільки товщина шарів Cr у композитному спейсері підбиралася так, щоб РККІ зв'язок був ФМ типу). В результаті, уся структура САФ поводить себе як суцільна феромагнітна плівка, з однією майже квадратною петлею гістерезису. Зі збільшенням температури відбувається термомагнітний перехід $FeCr$ у парамагнітний стан, що супроводжується появою АФМ зв'язку у системі та розбиттям єдиної петлі на дві окремі симетричні петлі, кожна з яких відповідає окремій стадії перемагнічування одного з магнітних моментів зовнішніх шарів Fe . При цьому на залежності $M(H)$ виникає стрибок у характерний антипаралельний стан (області, де $M = 0$) за деякого критичного значення

зовнішнього поля, пропорційного співвідношенню H_J/H_a . Загалом, подібна поведінка гістерезису, за відсутності міжшарової взаємодії, може бути спричинена різними фізичними факторами – різницею коерцитивних сил шарів F1 та F2, або ж обмінною анізотропією (обмінним зсувом), як у структурах з антиферомагнітними компонентами. Проте, у нашому випадку, використаний теоретичний формалізм дозволяє впевнено стверджувати, що спостережувані процеси перемагнічування зумовлюються встановленням АФМ зв'язку у САФ структурах.

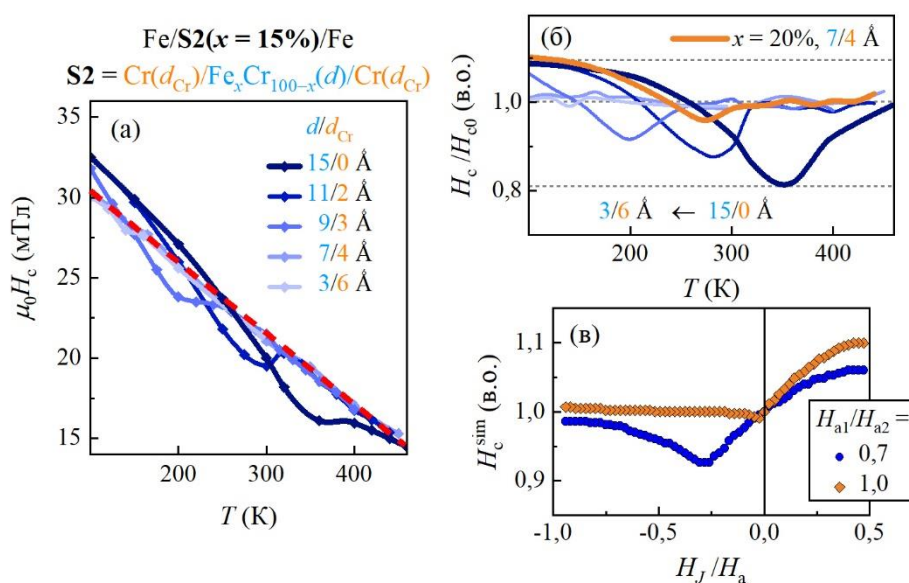


Рис. 4.6. (а) Температурні залежності коерцитивної сили петель гістерезису для структур Fe/S2($x=15\%$)/Fe з різною товщиною шарів Fe_xCr_{100-x} та Cr (d та d_{Cr} , відповідно) у композитному спейсері S1. (б) Температурні залежності коерцитивної сили з панелі (а), нормовані загальним лінійним фоном, та співставлені з коерцитивністю зразка Fe/S2($x=20\%$)/Fe при $d/d_{Cr} = 7/4$ Å. (в) Розрахункові нормовані залежності коерцитивної сили, одержані в рамках моделі Рівн. (4.2) для двох значень співвідношення H_{a1}/H_{a2} .

Серія з концентрацією Fe $x = 15\%$ складалася зі зразків з різною товщиною шарів спейсера: $d/d_{Cr} = 3/6, 7/4, 9/3, 11/2, 15/0$ Å. Останній зразок ($d_{Cr} = 0$ Å) – це тришарова структура з однорідним спейсером $Fe_{15}Cr_{85}$ товщиною 1,5 нм.

Коерцитивне поле петель гістерезису, H_c , має явно виражені температурні залежності у всіх зразків, з майже лінійним зростанням при зменшенні температури. На Рис. 4.6(a) представлено ці залежності, визначені як різниця між полями двох піків на похідній намагніченості dM/dH від H . Зразкам з товщиною $d \leq 7 \text{ \AA}$ ($d_{Cr} \geq 4 \text{ \AA}$) притаманне монотонне зростання H_c зі зменшенням температури. Однак, коерцитивне поле $H_c(T)$ інших зразків, в яких товщина прошарків Cr є меншою ($d_{Cr} < 4 \text{ \AA}$), починає відхилятися від цього сталого нахилу нижче температури переходу. При цьому, на високотемпературному інтервалі зберігається загальна лінійна залежність коерцитивного поля $H_{c0}(T)$ (виділена червоною штрихованою лінією на Рис. 4.6(a)), що пов'язана, переважно, зі змінами у власних анізотропних властивостях зовнішніх шарів Fe.

У попередній роботі по структурам Fe/S2/Fe¹⁷³ було встановлено, що найбільш швидко терромагнітне перемикання їх конфігурації досягається для випадку товщин $d \leq 7 \text{ \AA}$ ($d_{Cr} \geq 4 \text{ \AA}$), а звуження переходу зумовлюється пригніченням каналу прямого обміну та паразитного ефекту близькості завдяки наявності немагнітних прошарків Cr. В той же час, залежність на Рис. 4.6(б), одержана шляхом нормування $H_c(T)$ відносно загальної лінійної залежності $H_{c0}(T)$ (власне коерцитивне поле шарів Fe), демонструє помітний спад лише для структур з тонкими шарами Cr ($d_{Cr} < 4 \text{ \AA}$), та його повну відсутність коли $d_{Cr} \geq 4 \text{ \AA}$. Це додатково підкріплює надану інтерпретацію, і є ще одним яскравим наслідком пригнічення каналу прямого міжшарового обміну. Для порівняння на Рис. 4.6(б) також приведено залежність при $x = 20\%$, $d_{Cr} = 4 \text{ \AA}$, оскільки фазовий перехід аналогічного зразка з концентрацією Fe $x = 15\%$ ($T_C \approx 140 \text{ K}$) відбувається поблизу найнижчої температури вимірювань.

Щоб відокремити та проаналізувати область $H_c(T)$, поведінка якої диктується змінами у величині та знаку міжшарового зв'язку H_J , на Рис. 4.6(в) подано коерцитивне поле розрахованих петель $M(H)$ відносно параметру H_J . Важливим тут є те, що температурна залежність $H_c^{\text{sim}}(T)$ визначається не лише параметром H_J , який відображає вплив температури в рамках моделі, на чому наголошувалося раніше, але й співвідношенням полів анізотропії шарів F1 та F2,

H_{a1}/H_{a2} . Чим більше H_{a1}/H_{a2} відхиляється від одиниці, тим глибшим стає мінімум, і тим сильніше він зсувається від положення нуля у бік ФМ області діаграми (діапазону $H_J < 0$). Коли ж поля анізотропії рівні між собою ($H_{a1}/H_{a2} = 1$), мінімум взагалі зникає. Така поведінка корелює з відмінностями, спостережуваними між експериментальними залежностями $H_c(T)/H_{c0}(T)$ для структур з однорідним, $d_{Cr} = 0$, і композитними спейсерами, для яких товщина Cr не є малою, $d_{Cr} \geq 4 \text{ \AA}$ (синя та помаранчева криві на Рис. 4.6(б), відповідно). Це є яскравим свідченням того, що два типи спейсерів забезпечують обмінний зв'язок між зовнішніми шарами Fe по-різному. Для структури з однорідним спейсером має місце конкуренція між прямим ФМ обміном та непрямою АФМ взаємодією РККІ типу, так, що при досягненні певної температури остання повністю компенсується, $H_J = 0$. Цей випадок добре описується в рамках запропонованій моделі, де шари F1 та F2 мають різні поля анізотропії (синя крива на Рис. 4.6(в)). Однак, у структурі з композитним спейсером за низьких температур шари Fe зв'язані феромагнітно через послідовні інтерфейси Fe/Cr/FeCr та FeCr/Cr/Fe, за умови що шар FeCr перебуває у ФМ стані (тобто нижче своєї температури переходу). Фактично, шар FeCr виступає в якості додаткової ланки між двома каналами непрямої ФМ взаємодії – підтримуючи обмін у структурі, він усереднює коерцитивну силу зовнішніх шарів Fe, акумулюючи її по всьому САФ (помаранчева крива на Рис. 4.6(в)). Коли ж шар FeCr перебуває у парамагнітному стані, система поводить себе аналогічно до структури з однорідним спейсером, про що свідчать розглянуті вище високотемпературна область $H_c(T)/H_{c0}(T)$ на Рис. 4.6(б) та АФМ діапазон залежності $H_c^{\text{sim}}(T)$ на Рис. 5(в), де $H_J > 0$.

4.2. Перемагнічування латерально обмежених САФ

Суцільні тонкоплівкові САФ структури, подібні до таких що розглядалися у попередньому підрозділі, можливі лише за наявності непрямой обмінної взаємодії АФМ типу, яка підтримується між ФМ шарами через немагнітний спейсер та забезпечує антипаралельну конфігурацію їх магнітних моментів. Проте, при переході до розмірів наномасштабу, виникає альтернативний механізм реалізації АФМ порядку САФ і за відсутності РККІ взаємодії^{69,110,123,182}. Якщо гетероструктура сформована у вигляді планарних наночастинок з латеральними розмірами ~100 нм та співрозмірною товщиною (~10 нм), то в межах індивідуальної такої САФ частинки ФМ шари зв'язуються антипаралельно за рахунок магнітостатичної диполь-дипольної взаємодії. Такі нанорозмірні САФ частинки (або просто нано-САФ) знайшли застосування в якості комірок пам'яті в MRAM^{57,58,69} чи елементів магнітоніки¹¹⁰, оскільки поєднують у собі переваги плівкових САФ та антиферромагнітних матеріалів. Подібно до антиферромагнетиків, нано-САФ в антипаралельному стані мають нехтовно малі магнітні поля розсіяння, що значно зменшує проблему перехресних перешкод у масивах магнітної пам'яті⁵. У той же час ненульові магнітні моменти індивідуальних ФМ шарів відносно легко піддаються маніпуляції як за допомогою зовнішніх (локалізованих) магнітних полів, так і шляхом пропускання спінового струму, що у природніх антиферромагнітних кристалах потребує великих енергетичних витрат і є недоцільним з практичної точки зору. Це робить САФ привабливими вторинними компонентами для керування поведінкою більш складних систем магнітної логіки.

Підбір конструкції, атомарного складу, магнітних характеристик ФМ шарів і спейсера, як це було продемонстровано у попередньому підрозділі, пропонують зручні способи налаштування температурно індукованого перемикавання міжшарової взаємодії та результуючого перемагнічування САФ. У випадку нанoeлементів САФ відкривається ще одна ступінь свободи – геометричні параметри структур. Такі багаті функціональні можливості розповсюджують нано-САФ і в галузь термомагнітних ефектів^{183–185}, важливих

для біомедичних застосувань. Зокрема, нещодавно було показано, що використання САФ з легованим слабо-феромагнітним спейсером FeCr дозволяє досягти гігантського магнітокалоричного ефекту¹⁸⁶. Центральною задачею таких напрямків виступає локалізована теплова регуляція середовищ, яка зазвичай опосередковується збудженням ансамблів магнітних наночастинок під дією низькочастотних чи високочастотних полів. Це створює необхідність системного вивчення температурних закономірностей і ефектів при перемагнічуванні нанорозмірних САФ. Додатковим викликом постають нетривіальні рівноважні стани на кшталт спін-флопу^{91,94} чи топологічних спінових вихорів^{140,141,187}, характерна поведінка яких також може бути використана для оптимізації процесів перемагнічування¹⁸⁸.

У цій частині розділу 4 ми, з використанням магнітометричного методу SQUID, демонструємо та досліджуємо особливості термомагнітного переходу ФМ-АФМ у впорядкованих масивах нанорозмірних САФ частинок Ru/NiCu/Ru за відсутності в них РККІ взаємодії, коли зовнішні ФМ шари Ru віднесені один від одного на достатньо велику відстань спейсером NiCu з низькою T_C . Отримані результати свідчать про нетривіальну колективну поведінку наноструктур, яка аналізується у термінах енергетичного балансу системи.

4.2.1. Магнітометричні виміри масивів нанодисків САФ

Досліджувані нанoelementи САФ круглої форми, впорядковані у періодичних планарних масивах, складаються з трьох функціонально важливих шарів Ru(7 нм)/Ni₆₀Cu₄₀(20 нм)/Ru(7 нм), де феромагнітні шари Ru = Ni₈₀Fe₂₀ розділені слабо-феромагнітним спейсером зі сплаву Ni₆₀Cu₄₀, Рис. 4.7 (повна будова наноструктур, разом із допоміжними шарами та деталями технологічного процесу виготовлення масивів, подана у розділі 3). Відстань між центрами елементів (період масиву) становить 250 нм. Діаметр нанодисків $d \approx 160$ нм. Товщина слабо-феромагнітного спейсера f = Ni₆₀Cu₄₀ забезпечувалася достатньо великою (>5 нм), щоб між ФМ шарами не встановлювалася обмінна РККІ взаємодія⁵⁴, а його атомарний склад був підібраний таким чином, що за кімнатної температури сплав Ni₆₀Cu₄₀ перебуває у парамагнітному стані. При

цьому магнітні моменти M_1 та M_2 нижнього та верхнього шарів пермалою F1 та F2 зв'язуються між собою лише магнітостатичною диполь-дипольною взаємодією. Коли ж зі зниженням температури сильно легований феромагнетик f ^{87,189} здійснює фазовий перехід у магнітно впорядкований стан, на інтерфейсах із зовнішніми магнітними шарами виникає пряма обмінна взаємодія, яка ефективно зв'язує два магнітні моменти САФ частинки в паралельну магнітну конфігурацію.

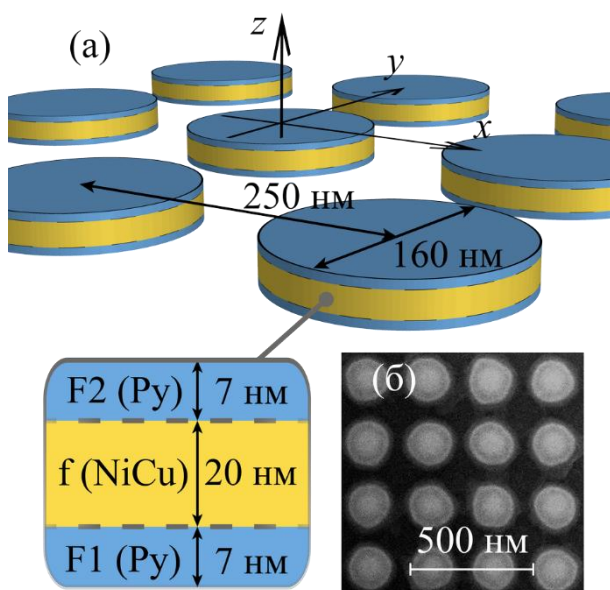


Рис. 4.7 (а) Схематична ілюстрація планарного періодичного масиву тришарових нанодисків $Pu/NiCu/Pu$ діаметром $d \approx 160$ нм і періодом повторення 250 нм. На вставці показано внутрішню будову наночастинки і вказані товщини феромагнітних шарів пермалою Pu та слабкомагнітного спейсера $NiCu$. (б) Фотозображення зразка (вид згори), отримане за допомогою скануючого електронного мікроскопу.

Для того щоб впевнитися в однорідності сформованих нижнього і верхнього ФМ шарів САФ частинок, та з'ясувати їх магнітні характеристики, також було підготовлено і досліджено серію допоміжних (контрольних) зразків – тонкоплівкових двошарових структур, в яких пермалою з ідентичною товщиною 7 нм вирощувався під шаром міді $Pu(7 \text{ нм})/Cu(10 \text{ нм})$, та зверху над ним $Cu(20 \text{ нм})/Pu(7 \text{ нм})$. Це дозволило відстежити існування розбіжності між величинами намагніченості верхнього та нижнього ФМ шарів САФ частинок, спричиненої різними умовами росту пермалою під і над шаром міді, що буде обговорено у наступних параграфах. Варто також зауважити, що, як і у

попередньому підрозділі, полікристалічні феромагнітні шари Ру виготовлених у зразків характеризувалися рівномірним розподілом орієнтації кристалічних гранул у площині, оскільки технологічний процес вирощування проводився за відсутності регулюючого зовнішнього магнітного поля¹⁹⁰.

Характерні петлі перемагнічування, або польова залежність проекції сумарної намагніченості двох шарів $\mathbf{M}_\Sigma(H) = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$ на вісь x , для масивів нано-САФ (F1/f/F2), зображені на Рис. 4.8. Отримані петлі гістерезису відображають трансформацію основного стану індивідуальної нанорозмірної САФ частинки зі зміною температури. Вище температури Кюрі $T_c^f = 150$ К спейсера ($T > T_c^f = 150$ К; Рис. 4.8(a)), коли f знаходиться у парамагнітному стані, зовнішні ФМ шари F1 і F2 зв'язані лише магнітостатичною диполь-дипольною взаємодією, яка за відсутності зовнішнього магнітного поля (або у відносно слабких полях) впорядковує феромагнітні шари F1 та F2 САФ антипаралельно.

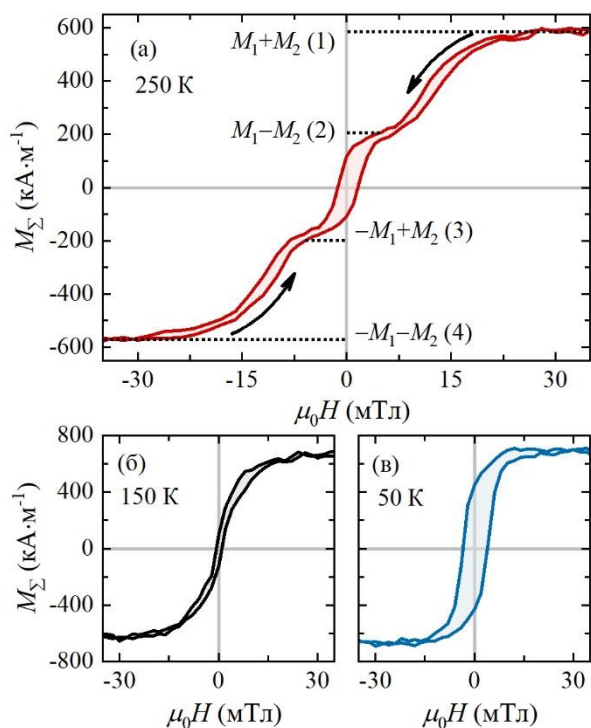


Рис. 4.8. (а) Петля перемагнічування масиву нанодисків F1/f/F2, виміряна при $T = 250$ К ($T > T_c^f \approx 150$ К).

Стрілкою показано прямий хід петлі (напрямок розгортки по полю). Пунктирними лініями відмічено чотири характерні стани САФ (1–4), які визначаються проекціями моментів \mathbf{M}_1 і \mathbf{M}_2 (нижнього та верхнього шару). Зовнішнє магнітне поле \mathbf{H} прикладалось вздовж осі x в площині масиву. (б-в) Петлі перемагнічування зразка при 150 К ($T \approx T_c^f$) і 50 К ($T < T_c^f$).

Одразу слід зауважити, що криві перемагнічування на всьому температурному інтервалі вимірювань не відтворюють специфічні риси, притаманні зародженню екзотичних спінових текстур, таких як вихорі чи скірміони^{188,191}. Складна багатосходинкова форма петлі $\mathbf{M}_\Sigma(H)$ на Рис. 4.8(a) може бути зумовлена як неоднаковістю в амплітуді магнітних моментів M_1 та M_2 шарів F1 та F2 (за умови, що колінеарність векторів зберігається в різних станах), так і помітною різницею величини проекцій цих моментів на вісь x (при майже однакових амплітудах можлива значна неколінеарність векторів \mathbf{M}_1 та \mathbf{M}_2 основного магнітного стану поблизу $H = 0$) і може бути спрощено пояснена наступним чином. Рухаючись вздовж прямого ходу кривої $M(H)$ (напрямок показано чорною стрілкою на Рис. 4.8(a)), спостерігаємо наступну картину. У відносно сильних додатних магнітних полях ($\mu_0 H \geq 25$ мТл, в області насичення магнітної системи), моменти \mathbf{M}_1 та \mathbf{M}_2 шарів пермалою F1 і F2 орієнтовані паралельно (стан 1). Зі зменшенням поля, магнітна структура переходить в АФМ стан: за рахунок відмінності в амплітуді M_1 та M_2 , (або проекцій на виділену вісь) намагніченість системи має ненульовий залишковий магнітний момент ($\mathbf{M}_r = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$, стан 2). При переході через нуль поля, відбувається перемагнічування шару з більшим магнітним моментом (F_1), який «тягне» за собою шар F_2 , і таким чином антипаралельна конфігурація зберігається ($-\mathbf{M}_r = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$, стан 3). При збільшенні модуля від'ємного магнітного поля, магнітна структура знову переходить в насичений стан з паралельним напрямком моментів вздовж поля (стан 4). Зворотній хід з від'ємного стану насичення повторює всі описані кроки. Варто зауважити, що на Рис. 4.8(a) чітко спостерігається наявність кількох процесів перемагнічування: основна (перша) петля гістерезису формується в слабких полях між станами 2 і 3 та пов'язана з переверотом двох антиферомагнітно зв'язаних моментів як цілого; додаткова (вторинна) петля гістерезису розташована між станами 1 і 2 (або 3 і 4) та пов'язана з переверотом одного із моментів в сумарному полі (зовнішнє та дипольне поле іншого моменту), в той час як другий момент майже фіксований вздовж напрямку зовнішнього магнітного поля.

На перший погляд, різницю в величині моментів M_1 та M_2 , яку з петлі гістерезису на Рис. 4.8(a) можна визначити як залишковий момент $M_r \approx 200 \text{ кА} \cdot \text{м}^{-1}$, слід приписати різному значенню намагніченості шарів F_1 та F_2 , оскільки товщина шарів при напорошенні була вибрана однаковою і рівною 7 нм. Проте, магнітні вимірювання намагніченості контрольних зразків $\text{Pu}(7 \text{ нм})/\text{Cu}(10 \text{ нм})$ та $\text{Cu}(20 \text{ нм})/\text{Pu}(7 \text{ нм})$, що відповідають нижньому та верхньому шарам у досліджуваних САФ $F1/f/F2$ (подано на Рис. 4.10(б)), вказують на малу відмінність намагніченостей на всьому інтервалі температур (не більше 5 %). Така незначна різниця між M_1 та M_2 виникає за рахунок дещо різних умов росту верхнього і нижнього ФМ шарів Pu, властивості якого залежать від матеріалу і товщини розташованих нижче шарів, що добре відомо⁹. Однак, експериментальні результати вимірювання гістерезису масиву САФ частинок (Рис. 4.8(a)) свідчать про значно більше розходження $M_r / (M_1 + M_2) \approx 33 \%$. Така ненульова різниця моментів САФ частинки є цілком очікуваною, якщо врахувати відхилення в об'ємі між верхнім і нижнім шарами, яке виникає в процесі травлення масиву – наночастинка набуває форми куполу. Більш детально ця особливість виготовлених нано-САФ буде обговорена у розділі 6, однак зараз слід зауважити, що нахил бокових стінок САФ частинок може сягати досить великих значень, ($\sim 20\text{--}30^\circ$). Це призводить до пропорційного зменшення об'єму верхнього шару V_2 відносно нижнього V_1 (основи наночастинки), яке для випадку досліджуваних масивів виявляється близьким до 33 %, і відповідає за суттєву залишкову намагніченість M_r .

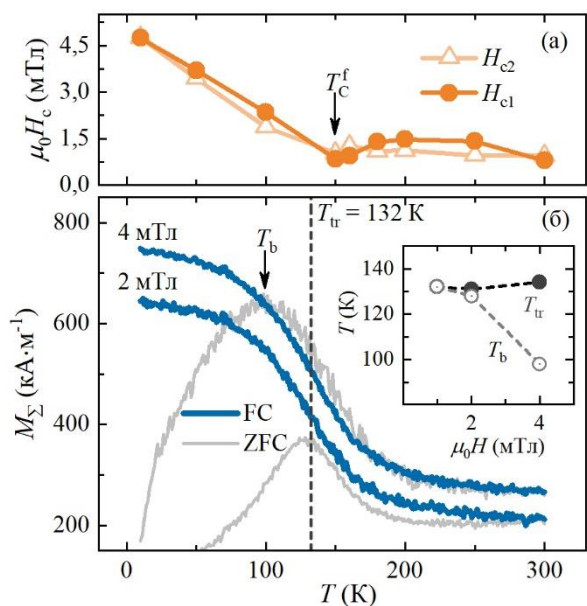


Рис. 4.9. (а) Температурні залежності коерцитивної сили обох шарів нанодисків САФ, які були отримані з головної та вторинної петель перемагнічування. (б) Температурні залежності сумарної намагніченості масиву САФ, отримані для двох значеннях прикладеного поля (2 і 4 мТл) у FC та ZFC режимах вимірювання. На вставці показана польова залежність температури термомагнітного переходу T_{tr} ФМ↔АФМ, а також температури блокування T_b .

Зі зниженням температури польова залежність сумарної намагніченості $M_\Sigma(H)$ (петля гістерезису) двох магнітних шарів F1 і F2 системи F1/f/F2 із багатосходинової поступово перетворюється в односходинкову при наближенні до температури термомагнітного переходу $T_{tr} \lesssim T_C^f$, так що за низької температури ($T < T_C^f$) спостерігається лише одна петля (див. Рис. 4.8(б, в)). Така єдина петля говорить про появу і домінуючий вплив феромагнітної міжшарової взаємодії, яка протидіє дипольному магнітостатичному зв'язку моментів \mathbf{M}_1 та \mathbf{M}_2 . Для двох феромагнітних шарів F1 і F2, зв'язаних тепер прямою обмінною взаємодією через магнітно впорядкований спейсер f, більш енергетично вигідному, стійкому стану, відповідає паралельна конфігурація моментів. Ще одна цікава особливість, яка проявляється на кривих перемагнічування для усіх температур, Рис. 4.8(а-в), полягає у значному відхиленні петель від ідеалізованої прямокутної форми. Ми пояснюємо цей ефект рівномірним розподілом орієнтації окремих кристалічних гранул і, як наслідок, осей магнітокристалічної

анізотропії в площині полікристалічних шарів пермалою Ру окремих наночастинок¹⁸⁰.

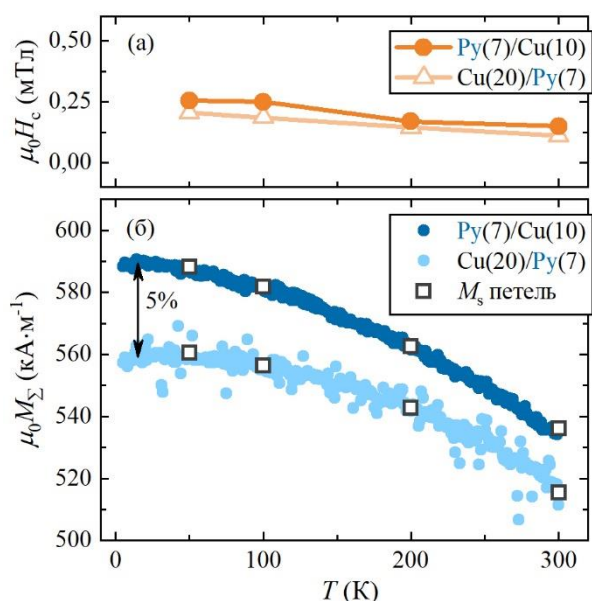


Рис. 4.10. (а) Температурна залежність коерцитивної сили $H_c(T)$ та (б) намагніченості для контрольних зразків Ру(7 нм)/Cu(10 нм) та Cu(20 нм)/Ру(7 нм). Виділені точки показують намагніченість насичення M_s відповідних зразків, визначену напряму з петель гістерезису при заданих температурах.

Термомагнітний перехід також добре спостерігається на температурних залежностях коерцитивної сили для двох шарів (H_{c1} та H_{c2}), Рис. 4.9(а), а саме, як характерний мінімум в околі $T_C^f \approx 150$ К, що зокрема добре видно на залежності $H_{c1}(T)$ для нижнього шару (визначення H_{c1} та H_{c2} показано на Рис. 4.11 у наступному параграфі). Такі особливості відсутні на температурних залежностях коерцитивної сили для контрольних (суцільних) плівок Ру(7 нм)/Cu(10 нм) та Cu(20 нм)/Ру(7 нм), Рис. 4.10(а). Також слід зазначити, що значення коерцитивної сили в САФ наноструктурах суттєво вищі (1–1,5 мТл і вище), ніж у відповідних суцільних плівках ($< 0,5$ мТл). Збільшення коерцитивної сили для САФ пояснюється наявністю слабо магнітного спейсера $f = \text{NiCu}$, вплив якого домінує при низьких температурах, а також формою та недосконаlostями самих нано-САФ, що є основним фактором для збільшення коерцитивності за високих температур. Спостережуваний мінімум H_{c1} в області T_C^f буде обговорений у наступному параграфі на основі виразу для енергетичного балансу системи нано-САФ.

Температурні залежності сумарної намагніченості $M_{\Sigma}(T)$ у FC режимі (англ. «field-cooled»); прикладене під час охолодження магнітне поле, 2 і 4 мТл, було значно менше поля перемикавання САФ у насичений ФМ стан при $T \gg T_c^f$, чітко відображають описаний вище термомагнітний перехід, див. Рис. 4.9(б). Температура термомагнітного переходу АФМ \leftrightarrow ФМ, визначена як максимум першої похідної dM/dT , для обох полів вимірювання близька і складає $T_{tr} \approx 132$ К. Слід зазначити, що $T_{tr} \lesssim T_c^f$, оскільки формування магнітно впорядкованої фази у товстому легovanому спейсері NiCu не відбувається миттєво і потребує деякого часу, що залежить як від фізичних параметрів самого спейсера (в першу чергу, від однорідності сплаву¹⁸⁹), так і від феромагнітного оточення зовнішніми шарами Ру, з якими встановлюється пряма обмінна взаємодія¹⁷³.

Виміряні криві ZFC (англ. «zero-field-cooled»; охолодження проводилося без магнітного поля), окрім описаного термомагнітного переходу, також свідчать про температурний перехід іншого типу – з характерною точкою переходу $T_b < T_{tr}$, яка визначається як максимум на кривій ZFC і залежить від амплітуди прикладеного зовнішнього поля, Рис. 4.9(б). Така поведінка притаманна переходу між низькотемпературним блокованим магнітним станом наночастинки, коли її магнітний момент зафіксований вздовж осі магнітної анізотропії, і термічно-активованим станом, коли температурні флуктуації ефективно знижують енергетичний бар'єр магнітної анізотропії. Температура такого переходу називається температурою блокування T_b . Слід зазначити, що нанорозмірні САФ, які досліджуються в даній роботі, принципово відрізняються від суперпарамагнітних частинок, зазвичай кулеподібної форми, і для яких така поведінка є типовою, оскільки дані нанoelementи є, фактично, багат шаровими планарними гетероструктурами, з досить великим співвідношенням діаметру до товщини шарів. Усі спостережувані властивості можна пояснити на основі виразу енергетичного балансу, що пропонується далі.

4.2.2. Вираз енергетичного балансу нано-САФ

Пояснення отриманих експериментальних результатів можливе в рамках виразу енергетичного балансу, який можна одержати через густину вільної

магнітної енергії F , записану в термінах ефективних магнітних взаємодій в системі з двома моментами \mathbf{M}_1 і \mathbf{M}_2 , тобто в індивідуальному САФ ¹⁹²:

$$\begin{aligned}
 F &= F_Z + F_K + F_{\text{dp}} + F_{\text{ex}}, \\
 F_Z &= -H \left[M_1 \cos(\varphi_1) + M_2 \cos(\varphi_2) \right], \\
 F_K &= -\frac{K}{2} \left[M_1^2 \cos^2(\varphi_1) + M_2^2 \cos^2(\varphi_2) \right], \\
 F_{\text{dp}} &= +J_{\text{dp}} M_1 M_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2), \\
 F_{\text{ex}} &= -J_{\text{ex}} M_1 M_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (\text{при } T < T_C^f),
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

де F_Z та F_K – енергетичні внески взаємодії Зеемана у зовнішньому магнітному полі H та густина енергії ефективної одноосної анізотропії; F_{dp} та F_{ex} – відповідні внески диполь-дипольної та обмінної взаємодій для двох моментів \mathbf{M}_1 і \mathbf{M}_2 ; φ_1 і φ_2 – азимутальні кути між напрямком магнітного моменту та віссю x . Для спрощення, Рівн. (4.4) записано в припущенні, що зовнішнє поле H прикладено в площині плівки вздовж осі одноосної анізотропії (вісь x); загалом, вільна енергія F може додатково включати в себе інші магнітні взаємодії, які не залежать від азимутального кута φ_i ($i = 1, 2$) чи взаємної орієнтації ($\varphi_1 - \varphi_2$) моментів \mathbf{M}_1 та \mathbf{M}_2 в площині плівки (наприклад, розмагнічуючий фактор тонкої плівки), однак на встановлення умов енергетичного балансу у даній задачі вони не впливають. Ми також нехтуємо магнітним моментом, що виникає у слабоферромагнітному спейсері $f = \text{NiCu}$, коли він набуває спонтанного магнітного впорядкування, а присутність цього спейсера у Рівн. (4.4) відображається тільки через доданок енергії міжшарової обмінної взаємодії F_{ex} , який покладається рівним нулю для температур вище $T_C^f \approx 150$ К. Далі нам зручніше вести обговорення в термінах ефективних полів від кожного з енергетичних внесків, що записуються відносно моменту \mathbf{M}_1 чи \mathbf{M}_2 , і які можна легко отримати з Рівн. (4.4) використовуючи похідну $H_i^{\text{eff}} = \partial F / \partial M_i$ ($i = 1, 2$). Слід зазначити, що ефективні поля магнітостатичної (диполь-дипольної) міжшарової взаємодії $H_{\text{dp}1} \neq H_{\text{dp}2}$, оскільки різниця величин магнітних моментів M_1 та M_2 є ненульовою.

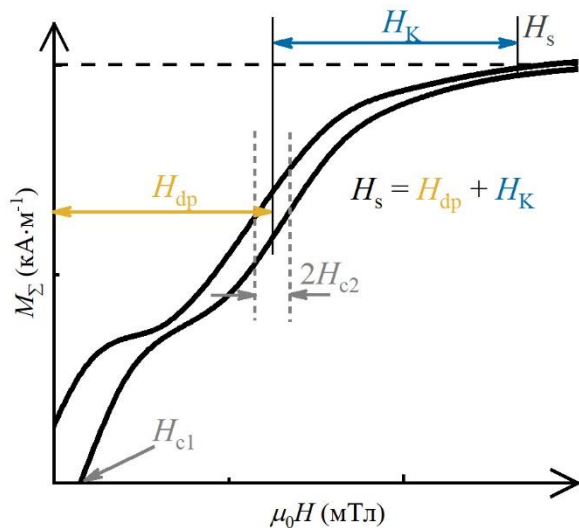


Рис. 4.11. Схематична ілюстрація принципу оцінки різних внесків ефективних полів з кривих гістерезису.

З використанням виразу вільної магнітної енергії Рівн. (4.4) можна пояснити мінімум, що спостерігається на температурній залежності $H_c(T)$, наприклад, для нижнього шару F1 з більшою намагніченістю M_1 (див. Рис. 4.9(a)). При $T > T_C^f$, пряма обмінна міжшарова взаємодія дорівнює нулю, $H_{ex} = 0$, тому в основному стані нано-САФ перебуває в АФМ стані, що відповідає мінімуму енергії, який визначається дипольним внеском в ефективне поле. Коерцитивна сила H_{c1} в даному випадку визначається сумою ефективних полів ($H_{K1} + H_{dp1}$), що протидіє протилежно прикладеному магнітному полю H і таким чином перемикає частинку (наприклад, зі стану 2 у стан 3 на Рис. 4.8(a)). Отже, коерцитивна сила має бути дещо вищою, ніж для випадку ізольованого ФМ шару (що визначається лише полем H_{K1} , оскільки $H_{dp1} = 0$). Проте, при $T \lesssim T_C^f$, коли $H_{ex} \neq 0$ і зростає зі зменшенням температури, в деякий момент досягається рівність ефективних полів $H_{dp1} = H_{ex1}$, тобто дві взаємодії компенсують одна одну. В такому разі, коерцитивна сила H_{c1} ефективно визначається лише власним H_{K1} , що і пояснює мінімум на $H_{c1}(T)$ поблизу $T \approx T_C^f$. При подальшому зменшенні температури H_{c1} зростає за рахунок підсилення магнітного порядку в шарі $f = \text{NiCu}$, що ефективно збільшує H_{Ki} обох зовнішніх ФМ шарів.

На експериментальних кривих в ZFC режимі вимірювань спостерігається перехід в термічно блокований/активований стан при $T \lesssim T_{tr}$, який також можна

пояснити на основі Рівн. (4.4). Подібна форма кривих спостерігається для систем суперпарамагнітних наночастинок, які мають об'єми значно менші, ніж САФ нанодиски, що досліджуються в даній роботі. Дійсно, енергетичний бар'єр для ізолюваного ФМ шару, який визначається H_{K1} , значно вищий за термічну енергію $k_B T$ при заданих температурах. Однак, термічно активована поведінка можлива в САФ нанодисках у припущенні, що антипаралельна конфігурація заморожується при охолодженні в нульовому полі. Таке заморожування можливе, оскільки порядки ефективних полів обміну H_{ex} та анізотропії H_K близькі та мають подібну сильну температурну залежність при $T \lesssim T_c$, яка для обох величин визначається зародженням і посиленням магнітного порядку в спейсері NiCu¹⁹³. Слід також зазначити, що $H_{dp1,2} \sim M_{2,1}$ і тому не має значного зростання з температурою.

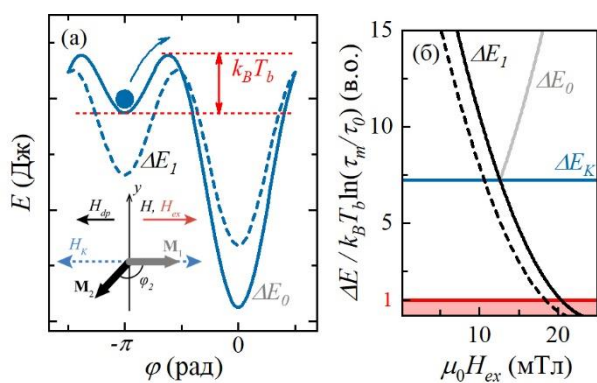


Рис. 4.12. (а) Схематичне зображення кутового профілю енергії для моменту M_2 поодинокій ізолюваній наночастинки САФ з різними ефективними полями обміну. На вставці показані напрямки кожного із діючих ефективних полів системи. (б) Розрахована залежність глибини мінімумів ΔE_1 та ΔE_0 (АФМ та ФМ станів) від ефективного поля прямої обмінної взаємодії. Суцільна крива ΔE_1 розрахована при $\mu_0 H = 0$, штрихована при 2 мТл. Рівень енергії ефективної анізотропії та термічного бар'єру показані синім і червоним кольорами, відповідно.

Отже, поступове зростання намагніченості при відігріванні масивів до температури T_b (Рис. 4.9(б)) зумовлюється, в першу чергу, перебуванням нано-САФ у замороженому антиферромагнітному стані, та водночас, стохастичним розподілом орієнтації сформованих антипаралельних доменів між елементами масиву, так що окремі фракції елементів нано-САФ зазнають фактичного переходу у блокований стан за різних температур. Це представлення підкріплюється і відмінностями форми залежностей на інтервалі $T < T_b$ для різних значень прикладеного поля, і різницею початкових величин намагніченості у найнижчій температурі вимірювань. Рис. 4.12 ілюструє запропоноване нами пояснення і надає порядки задіяних енергетичних внесків. Для спрощення, розглянемо ситуацію, коли вектор \mathbf{M}_1 , що характеризується більшим магнітним моментом M_1 (показаний сірим кольором на вставці до Рис. 4.12(а)), майже зафіксований вздовж напрямку анізотропії та прикладеного зовнішнього поля H ($\varphi_1 \approx 0$), а перемикається (змінює свою орієнтацію у площині нанодиску) лише момент \mathbf{M}_2 (показаний чорним кольором на вставці). Тоді вираз для сумарного ефективного поля відносно цього моменту записується як:

$$\begin{aligned} H_2^{\text{eff}} &= -KM_2 \cos^2(\varphi_2) + (J_{\text{dp}} - J_{\text{ex}})M_1 \cos(\varphi_2) - H \cos(\varphi_2) = \\ &= -H_K \cos^2(\varphi_2) + (H_{\text{dp}} - H_{\text{ex}} - H) \cos(\varphi_2). \end{aligned} \quad (4.5)$$

Відповідні кутові профілі енергії для моменту \mathbf{M}_2 зображені на Рис. 4.12(а) для двох різних значень константи обмінної взаємодії H_{ex} . Коли кут $\varphi_2 \approx -\pi$, ефективне поле, що діє на момент \mathbf{M}_2 , дорівнює $H_2^{\text{eff}} = -H_K - H_{\text{dp}} + H_{\text{ex}} + H$. Оскільки H_{dp} майже не залежить від температури і стає порівняно малим за низьких температур, основна конкуренція відбувається між H_K та H_{ex} . Оскільки H_K та H_{ex} співрозмірні по величині навіть за низьких температур, H_{ex} практично компенсуватиме анізотропний бар'єр, створений H_K , ефективно підвищуючи локальний енергетичний мінімум, так що незначного зовнішнього поля 2 – 4 мТл буде достатньо для температурно активованого перемикання у паралельну конфігурацію.

Рис. 4.12(б) дає порядки енергетичних внесків, задіяних у даному процесі в залежності від величини обміну $\mu_0 H_{ex}$, що діє в системі при фіксованих $\mu_0 H_K \approx 12,4$ мТл та $\mu_0 H_{dp} \approx 12,6$ мТл, визначених з експериментальних даних, Рис. 4.11. Крива $\Delta E_1(\mu_0 H_{ex})$ розрахована на основі Рівн. (4.5) як $\Delta E(\mu_0 H_{ex}) = \Delta F(\mu_0 H_{ex}) \cdot V_2$ у локальному мінімумі $\varphi_2 = -\pi$ (антипаралельна конфігурація моментів; див. Рис. 4.12(а)) для випадку $\mu_0 H = 0$. Перехід у термічно активований стан відбувається, коли виконується наступна умова енергетичного балансу^{194,195}:

$$\Delta E(\mu_0 H_{ex}) = k_B T_b \ln(\tau_m / \tau_0), \quad (4.6)$$

де T_b – температура блокування; час вимірювання τ_m і константа τ_0 , пов'язана з гіромагнітною прецесією. У нашому випадку квазістатичних вимірювань, τ_m та τ_0 становлять 100 с та 10^{-9} с, відповідно.

У випадку коли енергетичний бар'єр зумовлений лише одноосною анізотропією, рівень енергії термічної активації значно нижче ΔE_K , і необхідно прикласти сильне зовнішнє поле, щоб подолати цей бар'єр. Проте, як демонструє крива ΔE_1 (штрихована крива на Рис. 4.12(б)), за рахунок внеску $\mu_0 H_{ex}$ глибина локального мінімуму антипаралельного стану значно зменшується, і дає оцінку для ефективного поля прямої обмінної взаємодії $\mu_0 H_{ex} \approx 18,4$ мТл при $T_b = 128$ К, одержаній із магнітометричних даних в ZFC режимі у полі $\mu_0 H = 2$ мТл.

4.3. Висновки до розділу

На базі одержаних результатів проведено систематичний порівняльний аналіз двох процесів температурно індукованого перемикавання намагніченості у багат шарових плівкових САФ з відмінними конструкцією спейсеру та характером забезпеченого ним міжшарового обміну. Розглянуті процеси перемикавання відображають конкуренцію, в одному випадку, для структури Fe/FeCr/Fe, між прямою та непрямою обмінною взаємодією через однорідний спейсер, а в інших структурах, між феромагнітним (позитивним) та антиферомагнітним (негативним) типами виключно непрямого обміну, що підтримується серією зв'язків всередині композитних спейсерів S1 чи S2.

Головною складовою таких спейсерів постає шар зі слабо-магнітного легованого сплаву, фазовий перехід «феромагнетик-парамагнетик» якого безпосередньо транслюється у перемикання магнітних моментів між паралельним та антипаралельним (ФМ та АФМ) станами для усієї гетероструктури. Експериментальні дані, у супроводі з проведеними феноменологічними розрахунками магнітного гістерезису САФ, свідчать про наявність нанорозмірних кристалічних зерен з одноосною магнітною анізотропією, легка вісь якої рівномірно розподілена у площині зовнішніх феромагнітних шарів. Температурна залежність коерцитивної сили в області магнітного фазового переходу набуває різної форми в залежності від дизайну спейсера. Особлива поведінка структури з композитним спейсером Cr/FeCr/Cr є результатом пригнічення каналу прямого обміну, так що відповідальним за ФМ-АФМ перемикання механізмом стає конкуренція між непрямою ФМ взаємодією та непрямою АФМ взаємодією.

В рамках поставленого експерименту також яскраво продемонстровано кореляцію між стрімким термомагнітним ФМ-АФМ переходом САФ та відсутністю каналу прямої обмінної взаємодії всередині спейсера. Показано, як залежна від температури конкуренція виключно непрямої обмінної взаємодії ФМ та АФМ типів у композитному спейсері призводить до покращеної продуктивності перемикання. Отримані результати пропонують необхідне теоретичне підґрунтя для налаштування та оптимізації залежного від температури перемагнічування САФ, що робить подібні РККІ гетероструктури перспективними для подальшого використання у термодерованих спітронних пристроях^{85,196}.

За допомогою SQUID магнітометрії також досліджено умови енергетичного балансу нанорозмірних дисків САФ Pu/NiCu/Pu під час температурно регульованого орієнтаційного переходу ФМ-АФМ, який виникає за рахунок фазового магнітного переходу «парамагнетик-феромагнетик» у слабо-феромагнітному легованому спейсері $f=\text{Ni}_{60}\text{Cu}_{40}$ з температурою магнітного впорядкування $T_C^f \approx 150$ К. Нижче температури фазового переходу,

поява і посилення прямої обмінної взаємодії між зовнішніми ФМ шарами F1 та F2 САФ, H_{ex} , викликає ряд цікавих і важливих проявів у магнітних характеристиках таких наноструктур. Наприклад, спостережуваний мінімум коерцитивної сили в околі температури переходу пов'язаний з компенсацією прямою ФМ обмінною взаємодією H_{ex} магнітостатичного АФМ дипольного зв'язку H_{dp} . У той же час, нижче термомагнітного орієнтаційного переходу $T_{tr} \approx 132$ К, конкуренція між прямою обмінною взаємодією у САФ та анізотропією, зумовленою переважно зародженням магнітного порядку в сильно легovanому спейсері NiCu, відіграє ключову роль у появі переходів нанoeлементів САФ між блокованим і температурно активованим станами, які зазвичай притаманні ансамблям суперпарамагнітних наночастинок. Одержані результати мають важливе практичне значення для подальшої розробки температурно керованих нанорозмірних САФ, які можуть бути використані як в елементах магнітної електроніки, так і в спеціалізованих біо-медичних застосуваннях, зокрема, в галузях магнітної гіпертермії чи магнітного охолодження.

5. ЯВИЩА У ДВОШАРОВИХ СИСТЕМАХ ФМ-АФМ

5.1. Дослідження особливостей магнітного стану на інтерфейсі ФМ-АФМ за допомогою явища спінової накачки

Природні антиферомагнітні матеріали (АФМ) добре відомі своєю характерним зсувом полоси резонансних частот, які можуть сягати на кілька порядків вищих значень від типового резонансу у феромагнетиках, від десятків ГГц до ТГц діапазону. Це зумовлюється суттєвою різницею у внутрішніх магнітних полях, під дією яких знаходяться спіни у феромагнетик (≈1 Тл) чи антиферомагнітних підґратках (≈100 Тл), що, очевидно, робить АФМ матеріали привабливими кандидатами для високошвидкісних застосувань^{77,78}. Проте, можливість прискорення динаміки сусіднього ФМ шару на практиці зустрічається з обмеженнями. По-перше, обмінний зв'язок на інтерфейсі ФМ-АФМ є доволі слабким у порівнянні з таким між спіновими підґратками всередині АФМ. По-друге, обмінна анізотропія АФМ закріплює намагніченість ФМ шару у деякому виділеному напрямку (явище обмінного зсуву, яке згадувалось у розділі 2, і є ключовим для функціонування сучасних спінових клапанів та МТК), що робить збільшення частоти залежним від її орієнтації, а тому й магнітостатичної конфігурації кінцевого пристрою. Тим не менш, характер обмінного зміщення потенційно може зазнавати змін, якщо товщина АФМ шару буде достатньо малою щоб вплив ефекту близькості від сусіднього ФМ ставав помітним, чому, серед іншого, й присвячується цей розділ роботи. Більше того, поєднання АФМ та САФ матеріалів у сучасних нанорозмірних елементах може надати нові механізми для модифікації їх результуючої спінової динаміки.

В той же час, великі обмінні поля в АФМ матеріалах роблять дослідження їх магнітних властивостей конвенційними методами практично неможливим, адже магнітні моменти окремих підґраток міцно підтримуються у антипаралельному стані з нульовою сумарною намагніченістю. Останні досягнення в області генерації, контролю і детектування спінових струмів у

багатошарових наноструктурах ¹⁹⁷ представляють інтерес не лише з точки зору практичних застосувань ^{198–200}, але й також в якості унікального інструментарію для вивчення взаємодії спінових струмів з компонентами складних магнітних систем ^{201,202}. Зокрема, явище спінової накачки, зумовленої збудженням ФМР ^{197,201}, широко використовується для кількісної характеристики спінової провідності тонкопліткових матеріалів та інтерфейсів, що вбудовані в структури типу спінового клапана, тобто структури «магнетик/ немагнітний провідний спейсер/ вільний феромагнетик» (M/N/F_{free}), де в якості шару M можуть виступати провідний/діелектричний феро-, фері- чи антиферомагнетик ^{203–205}. Під час збудження ФМР, резонуючий F_{free} шар виступає одночасно в якості джерела і аналізатора струму спінової накачки, який протікає в N спейсер та прилеглий до нього шар M. Розсіяння струму спінової накачки проявляється як збільшення ефективного параметра затухання Гільберта α_{eff} резонуючого шару F_{free} шару внаслідок відтоку спінового моменту ²⁰⁶, що по суті є зворотним до спінової накачки процесом і забезпечується явищем спінової передачі моменту імпульсу ²⁰¹. Внесок від розсіяння струму спінової накачки α_{sp} в загальний параметр затухання α_{eff} пропорційний сумарному спіновому струму **I**, що протікає через інтерфейс N/F_{free}. В свою чергу, **I** визначається різницею між струмом спінової накачки **I**₁ та зворотним спіновим відтоком **I**₂ (Рис. 5.1). Оскільки вибір матеріалу та товщини спейсера N зазвичай забезпечує нехтовно мале спінове розсіяння у ньому, параметр α_{sp} виявляється пропорційним до параметру спінової дисипації в шарі M. На ФМР експерименті, внесок від дисипації струму спінової накачки α_{sp} вимірюється як зміна ширини резонансної лінії резонуючого F_{free} шару ^{206,207}.

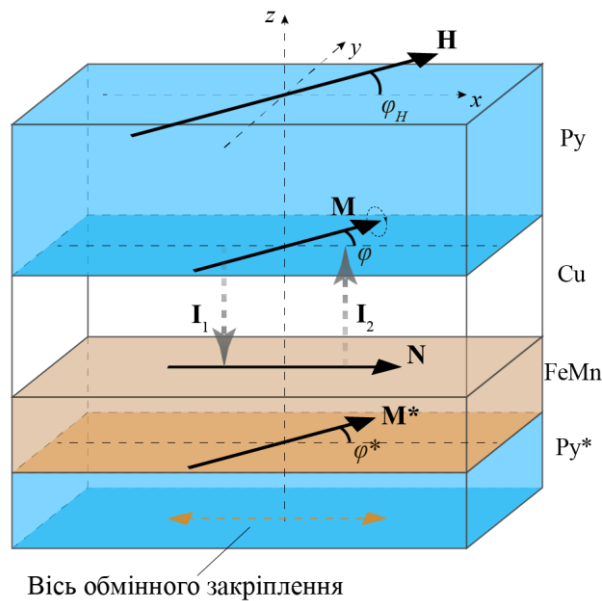


Рис. 5.1. Ілюстрація геометрії експерименту зі спінової накачки ФМР в досліджуваній структурі $\text{Py}^*/\text{FeMn}/\text{Cu}/\text{Py}$. На рисунку також показано магнітні моменти резонуючого вільного Py , $\mathbf{M} = (M, \varphi)$, закріпленого шару Py^* , $\mathbf{M}^* = (M^*, \varphi^*)$, та напрямок магнітного поля $\mathbf{H} = (H, \varphi_H)$, прикладеного в площині структури xy . Рівноважний напрямок вектора Нееля \mathbf{N} лежить вздовж осі обмінного закріплення. \mathbf{I}_1 та \mathbf{I}_2 – прямий і зворотний струми спінової накачки, спінова поляризація яких паралельна \mathbf{M} .

Дослідження спінової накачки, викликані збудженням ФМР в одному з шарів складних магнітних систем, виступає важливою методикою для визначення глибини проникнення спінового струму та механізмів спінової релаксації в тонких плівках антиферомагнетиків^{204,205,208} – ключових характеристик для антиферомагнітної спінтроники^{2,3}. За рахунок відсутності макроскопічного магнітного моменту в АФМ, ці характеристики важко визначити за допомогою інших методик, що часто використовуються для зазначених цілей, наприклад, вимірюванням магнітоопору. Механізм спінової накачки зіграв ключову роль для системного та контрольованого вивчення кутової залежності спінової дисипації в АФМ шарах однієї з найбільш часто використовуваних обмінно зміщених систем – $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ (Py^*/FeMn ; для зручності, надалі Py^* позначатиме обмінно закріплений, а Py – вільний феромагнітні шари)²⁰⁹. В одній з нещодавніх робіт була продемонстрована залежність дисипації струму спінової накачки від напрямку поляризації

спінового струму відносно вектора Нееля у FeMn, де автори наголошували на помітному внеску від розсіяння повздовжньої компоненти спінової провідності²¹⁰, якою часто нехтують. Чітке спостереження взаємодії між струмом спінової накачки та вектором Нееля FeMn забезпечувалось шляхом вибору шару FeMn з товщиною 7 нм, яка є більшою від характерної глибини проникнення спінового струму в FeMn ($\lesssim 6$ нм)²⁰⁴. Якщо ж зменшити товщину FeMn, то можна очікувати появу додаткових джерел спінового розсіяння у структурі, зокрема, за рахунок того, що спіновий струм буде ефективно досягати інтерфейсу з закріпленим ФМ шаром Ru*/FeMn.

В даному розділі буде продемонстрована зміна характеру спінової дисипації в обмінно закріпленому бішарі Ru*/FeMn в залежності від товщини антиферромагнетика FeMn, температури та орієнтації зовнішнього магнітного поля. Зокрема, ми покажемо наявність додаткового товщинно- і температурно- залежного анізотропного внеску у дисипацію спінового струму (і пов'язане з нею затухання динаміки вільного ФМ шару), який зумовлюється розсіянням спінів в області інтерфейсу Ru*/FeMn²¹¹. Для обґрунтування інтерпретацій одержаних результатів проводиться систематичне дослідження трансформації спектрів ФМР у наноструктурах Ru*/FeMn/Cu/Ru, подібних за своєю будовою до спінових клапанів. Експериментальні дані будуть пояснені і проаналізовані з використанням феноменологічних моделей, застосованих для опису та оцінки магнітостатичних і динамічних властивостей таких структур. Після розгляду товщинних та температурних закономірностей дисипативних процесів у бішарі, ми зосередимось на окремому цікавому випадку, коли тонкий шар FeMn(3 нм), який характеризується пониженою ефективною температурою Нееля, перебуває на межі магнітного впорядкування і суттєво модифікує динаміку сусіднього закріпленого ФМ шару²¹². Так як товщина FeMn у цьому випадку є досить малою, інтерфейсні явища у ньому проявляються найяскравіше, що дозволяє нам пов'язати різке збільшення частоти ФМР з формуванням сильно неоднорідного спінового стану, як на інтерфейсі Ru*/FeMn, так і в об'ємі тонкого FeMn. За допомогою додаткових модельних розрахунків ми зможемо підтвердити

висловлені гіпотези і надати кількісну оцінку спостережуваному прискоренню резонансної динаміки.

5.1.1. Трансформація кутових профілів ширини лінії ФМР

Кутові залежності резонансного поля і ширини лінії ФМР були отримані для всіх досліджуваних структур $\text{Pu}^*/\text{FeMn}(t)/\text{Cu}/\text{Pu}$, $t = 3, 5$ та 7 нм, за різних температур в діапазоні $120 - 300$ К. Приклад одержаних залежностей $H_r(\varphi_H)$ для одного зі зразків зображено на Рис. 5.2(а). Типовий спектр ФМР приведено на вставці до Рис. 5.2(а). Спектр складається з двох резонансних ліній: першої, високоінтенсивної лінії, параметри якої практично не залежать від орієнтації прикладеного магнітного поля φ_H , та другої, менш інтенсивної лінії, положення якої сильно змінюється при варіюванні φ_H . Перша лінія – це сигнал від вільного шару Pu , про що свідчить положення лінії ($\mu_0 H_r \sim 110$ мТл за сталої частоти збудження $9,5$ ГГц) та майже непомітна кутова залежність. Друга лінія – це сигнал від обмінно закріпленого шару Pu^* , що підтверджується вираженою однонаправленою кутовою залежністю $H_r(\varphi_H)$, Рис. 5.2(а). Для розуміння специфіки процесів, які обговорюються у цій частині розділу, спочатку слід зосередитися на структурі $\text{Pu}^*/\text{FeMn}/\text{Cu}/\text{Pu}$ з товщиною FeMn $t = 5$ нм, та проаналізувати характеристики резонансної лінії її вільного шару Pu .

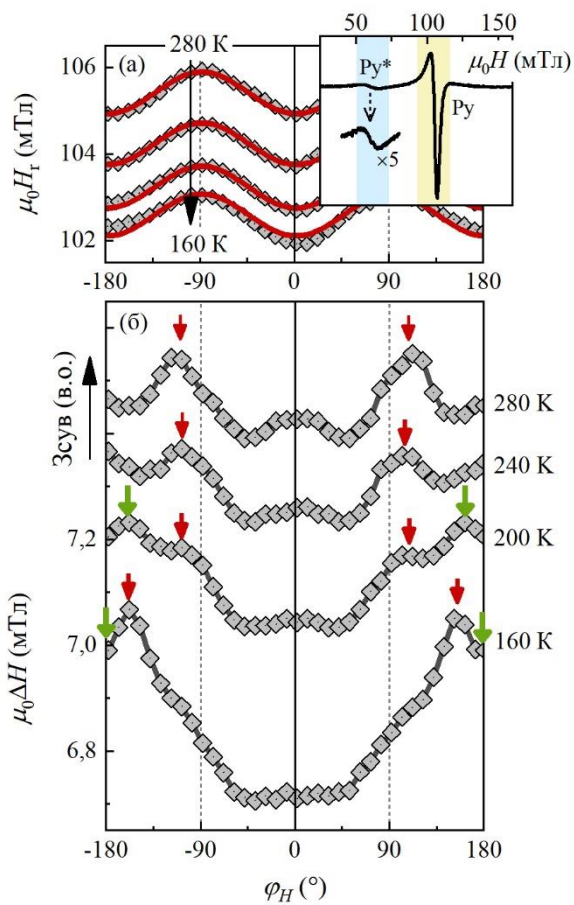


Рис. 5.2. Температурна еволюція кутових залежностей (а) резонансного поля H_{res} та (б) ширини лінії ΔH вільного шару Py в структурі Py*/FeMn(5 нм)/Cu/Py. Суцільні лінії на панелі (а) – результат апроксимації за допомогою стандартної феноменології ФМР. На вставці до панелі (а) показано типовий спектр ФМР досліджуваних структур (при $\varphi_H = 0^\circ$). На панелі (б) стрілками показані положення двох піків, що відповідають окремим внескам в магнітне затухання від спінової накачки. Для зручності порівняння, кутові профілі на панелі (б) зсунуті відносно один одного.

Кутові залежності резонансного поля $H_r(\varphi_H)$, отримані для вільного Py в структурі Py*/FeMn(5 нм)/Cu/Py, демонструють 180-градусну симетрію на всьому температурному інтервалі вимірювань, Рис. 5.2(а). Форма залежностей $H_r(\varphi_H)$ вказує на наявність у шарі Py одноосної магнітної анізотропії, притаманної подібним полікристалічним плівкам, напорошення яких відбувалося у сталому зовнішньому магнітному полі²¹³. Спостережуваний зі зниженням температури зсув залежностей в область менших полів пов'язаний зі збільшенням намагніченості насичення Py. Такий вигляд та поведінка кутових профілів $H_r(\varphi_H)$ вказує на відсутність будь-якої статичної взаємодії між Py і віднесеним від нього АФМ шаром FeMn.

Кутові профілі ширини лінії ФМР $\Delta H(\varphi_H)$, на відміну від відповідних залежностей резонансного поля, суттєво трансформуються зі зміною

температури, Рис. 5.2(б). Характерною особливістю постає пік поблизу $|\varphi_H| \approx 90^\circ$, який збільшується і зсувається в область великих значень $|\varphi_H| (>90^\circ)$ зі зменшенням температури (відстежується червоною стрілкою на Рис. 5.2(б)). Як показано авторами в роботі ²⁰⁹, поява цього піка зумовлена анізотропією розсіяння струму спінової накачки на векторі Нееля **N** у антиферомагнетику, яке досягає максимуму при ортогональному розташуванні поляризації спінового струму **σ** (яка визначається поляризацією спінів у резонуючому шарі *i*, при інжекції їх у сусідній немагнітний спейсер, підтримується паралельною до **M**) та вектору **N**. Для зручності, відповідний пік будемо називати «ортогональним». Зсув цього піка зі зменшенням температури пояснюється відхиленням орієнтації **N** від рівноважного положення – осі обмінного закріплення. В цьому випадку ортогональна орієнтація між **σ** і **N** досягається при більших кутах φ_H . Однак, у роботі ²⁰⁹ не обговорюються інші особливості залежності $\Delta H(\varphi_H)$, які виразно проявляються зі зменшенням товщини FeMn.

На залежностях $\Delta H(\varphi_H)$, приведених на Рис. 5.2(б), окрім вже розглянутого «ортогонального» піка, можна виділити додатковий, другий внесок, що проявляється у вигляді наступних двох особливостей. По-перше, зі зниженням температури суттєво збільшується різниця у значеннях ΔH при кутах $\varphi_H = 0$ та $|\varphi_H| = 180^\circ$, що неможливо пояснити виключно зсувом «ортогонального» піка. По-друге, при низьких температурах стає більш виразним додатковий пік на залежності $\Delta H(\varphi_H)$. Його можна чітко побачити на кутовому профілі $\Delta H(\varphi_H)$ при 200 К (позначено зеленою стрілкою на Рис. 5.2(б)). Зі спадом температури цей локальний максимум зростає та зсувається в бік напрямку $|\varphi_H| = 180^\circ$.

Виявлений другий внесок стає більш вираженим також і при зменшенні товщини FeMn. Для наочної ілюстрації трансформації кутових профілів $\Delta H(\varphi_H)$ в залежності від товщини FeMn, на Рис. 5.3 порівнюються залежності $\Delta H(\varphi_H)$ для структур з товщинами FeMn $t = 3$ нм та 7 нм. Оскільки тонкий шар FeMn(3 нм) має низьку ефективну температуру Нееля (температура фактичного встановлення антиферомагнітного порядку у всьому шарі; $T_N \sim 200$ К), характерна кутова залежність $\Delta H(\varphi_H)$ з вираженим додатковим внеском

спостерігається для відповідної структури за нижчих температур. На Рис. 5.3(б) порівнюються залежності $\Delta H(\varphi_H)$ при 120 К. Так, для структури з FeMn(7 нм) домінує «ортогональний» пік, в той час як для випадку FeMn(3 нм) – внесок від другого піка. Отже, ми можемо висловити припущення, що структура з $t = 5$ нм представляє проміжний випадок, коли два дисипативні внески конкурують між собою, а відповідні максимуми можуть як розходитися, так і зливатися (залежності при 200 К та 160 К на Рис. 5.2(б), відповідно).

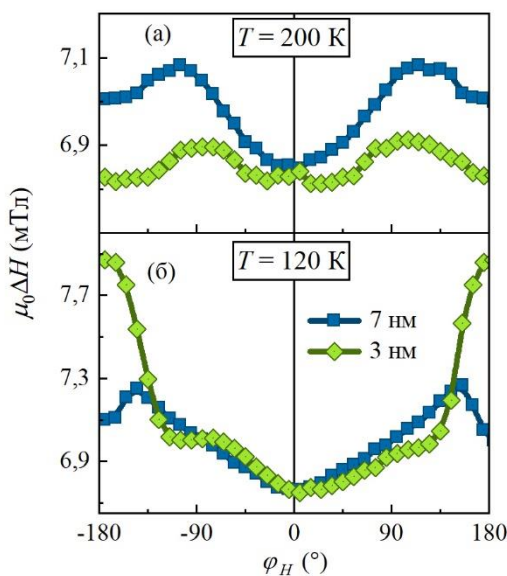


Рис. 5.3. Кутові залежності ширини лінії ФМР $\Delta H(\varphi_H)$, вільного шару Ru в Ru*/FeMn($t = 3, 7$ нм)/Cu/Ru, подані для температур 200 К та 120 К.

Продемонстровані особливості кутової поведінки ширини лінії ФМР для вільного Ru зі зменшенням товщини FeMn, очевидно, вказують на специфічний характер взаємодії струму спінової накачки з бішаром Ru*/FeMn. Для з'ясування процесів, які призводять до появи зазначених особливостей, необхідно детально дослідити температурні зміни магнітного стану Ru*/FeMn, на чому ми й зосередимось у наступному параграфі.

5.1.2. Температурно-регульовані зміни магнітного стану у бішарі ФМ-АФМ

Додаткові вимірювання ФМР проводилися на контрольних двошарових структурах Ru*/FeMn(t), $t = 3, 5$ та 7 нм, будова яких відповідала двошаровим компонентам зразків основної серії. Це дозволило детально охарактеризувати

температурну поведінку бішару відносно малоінтенсивної резонансної лінії закріпленого Ru^* та виключити її небажане перекриття лінією від вільного Ru , що має місце у основній серії зразків. Отримані кутові профілі резонансного поля для Ru^* $H_r^*(\varphi_H)$ повністю відповідають положенню лінії Ru^* на спектрах ФМР для зразків основної серії. На Рис. 5.4(б) зображені експериментальні залежності $H_r^*(\varphi_H)$, одержані для контрольного зразка $\text{Ru}^*/\text{FeMn}(5 \text{ нм})$ за вибраних температур. Кутові профілі демонструють добре виражену однонаправлену анізотропію Ru^* , спричинену обмінним закріпленням у бішарі. Зі зменшенням температури обмінне закріплення посилюється, що спостерігається як зростання величини ефективного поля обмінного закріплення H_{ex} , пропорційного різниці резонансних полів при $\varphi_H = 180^\circ$ та 0° (подано на вставці до Рис. 5.4(в)).

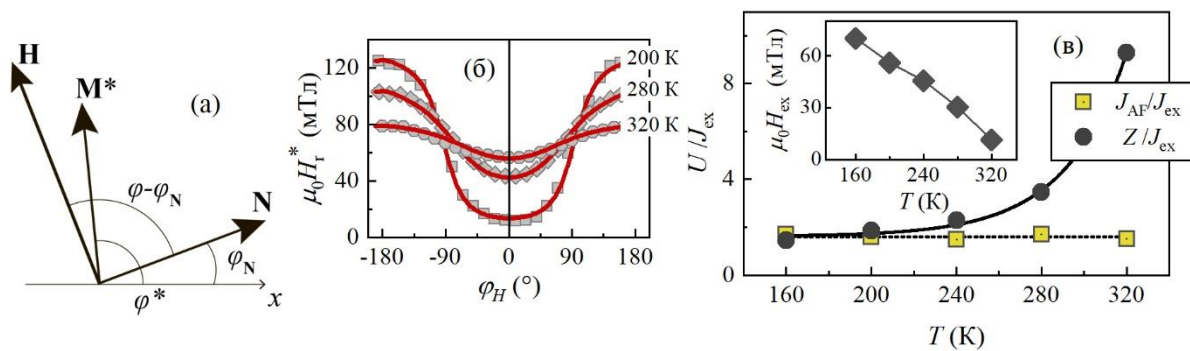


Рис. 5.4. (а) Векторна діаграма до моделі Рівн. (5.1). (б) Кутові залежності резонансного поля H_r^* обмінно закріпленого шару Ru^* , отримані для контрольного зразка $\text{Ru}^*/\text{FeMn}(5 \text{ нм})$. Апроксимація профілів подана суцільними лініями. (в) Температурні залежності розрахованих параметрів магнітної анізотропії FeMn J_{AF} та енергії Зеємана шару Ru^* Z , нормованих за параметром обмінної взаємодії J_{ex} . На вставці показано температурну залежність ефективного поля обмінного закріплення H_{ex} .

Одержані залежності $H_r^*(\varphi_H)$ добре апроксимуються в межах стандартного формалізму ФМР ^{8,9} (суцільні лінії на Рис. 5.4(б)). Розрахунки базуються на підході Сміта-Бальєрса та Сула, і мінімізації густини вільної магнітної енергії, яка в площині розглянутої структури має вигляд:

$$\begin{aligned}
U &= Z + U_F + U_{AF} + U_{ex} = \\
&= -M^* H \cos(\varphi^* - \varphi_H) - \frac{1}{2} J_F \cos^2(\varphi^*) - J_{AF} \cos^2(\varphi_N) - J_{ex} \cos(\varphi^* - \varphi_N), \quad (5.1)
\end{aligned}$$

де Z – енергія Зеємана; J_F та J_{AF} – параметри одноосної магнітної анізотропії закріпленого ФМ шару Ru^* та АФМ шару $FeMn$, відповідно; J_{ex} – параметр обмінної взаємодії на інтерфейсі ФМ/АФМ. Взаємна орієнтація зовнішнього поля \mathbf{H} , намагніченості \mathbf{M}^* та вектора \mathbf{N} , а також кути їх відхилення від легкої осі, а саме φ_H , φ^* та φ_N , зображені на Рис. 5.4(а).

Апроксимуючи значення константи анізотропії у $FeMn$ J_{AF} для найліпшого відтворення експериментальних кутових профілів, ми мали змогу визначити параметр міжшарового обміну J_{ex} і намагніченість M^* як функції температури. За результатами розрахунків цих параметрів, на Рис. 5.4(в) побудовані температурні залежності співвідношень J_{AF}/J_{ex} та Z/J_{ex} . Енергія Зеємана Z шару Ru^* була розрахована у полі, яке відповідало резонансному полю вільного шару Ru . Це дозволило охарактеризувати магнітостатичний стан бішару $Ru^*/FeMn$ під час резонансу вільного Ru . Співвідношення J_{AF}/J_{ex} майже не змінюється з варіюванням температури, що вказує на сильну кореляцію міжшарової обмінної взаємодії та магнітної анізотропії у $FeMn$. З іншого боку, виражена температурна залежність Z/J_{ex} визначається переважно збільшенням параметра J_{ex} (і пов'язаного з ним J_{AF}), оскільки доданок Z , пропорційний намагніченості M^* , змінюється відносно повільно з температурою.

Встановлені завдяки такому підходу магнітні параметри бішару дозволяють розрахувати значення кута відхилення вектора Нееля \mathbf{N} (кут φ_N) в залежності від орієнтації магнітного поля \mathbf{H} (кут φ_H) та температури, Рис. 5.5(в-д). Як буде показано далі, розраховані для різних температур залежності $|\varphi_N| = f(\varphi_H)$ дозволяють пов'язати магнітний стан бішару $Ru^*/FeMn$ з окремими дисипативними внесками, що спостерігаються на кутових профілях ΔH для вільного Ru .

5.1.3. Два внески у розсіяння струму спінової накачки

Виявлені особливості на кутових профілях ширини лінії ФМР ΔH вільного Ру добре корелюють із розрахованими залежностями кута відхилення вектора Нееля \mathbf{N} $|\varphi_N|$ від напрямку зовнішнього поля φ_H . На Рис. 5.5(а, б) наводиться порівняння цих кутових залежностей $|\varphi_N| = f(\varphi_H)$ для шару FeMn(5 нм) та орієнтації вектора Нееля \mathbf{N} відносно намагніченості \mathbf{M} вільного Ру ($\varphi - \varphi_N$). Останнє представлено у вигляді $\sin^2(\varphi - \varphi_N)$, оскільки така функціональна форма найбільш точно відповідає розсіянню струму спінової накачки за рахунок взаємодії з вектором \mathbf{N} ²⁰⁹. Із розрахунків добре видно, що пік на кутовій залежності $\sin^2(\varphi - \varphi_N)$ відповідає «ортогональному» піку на експериментальному профілі $\Delta H(\varphi_H)$, тобто випадку, коли \mathbf{M} та \mathbf{N} ортогональні між собою.

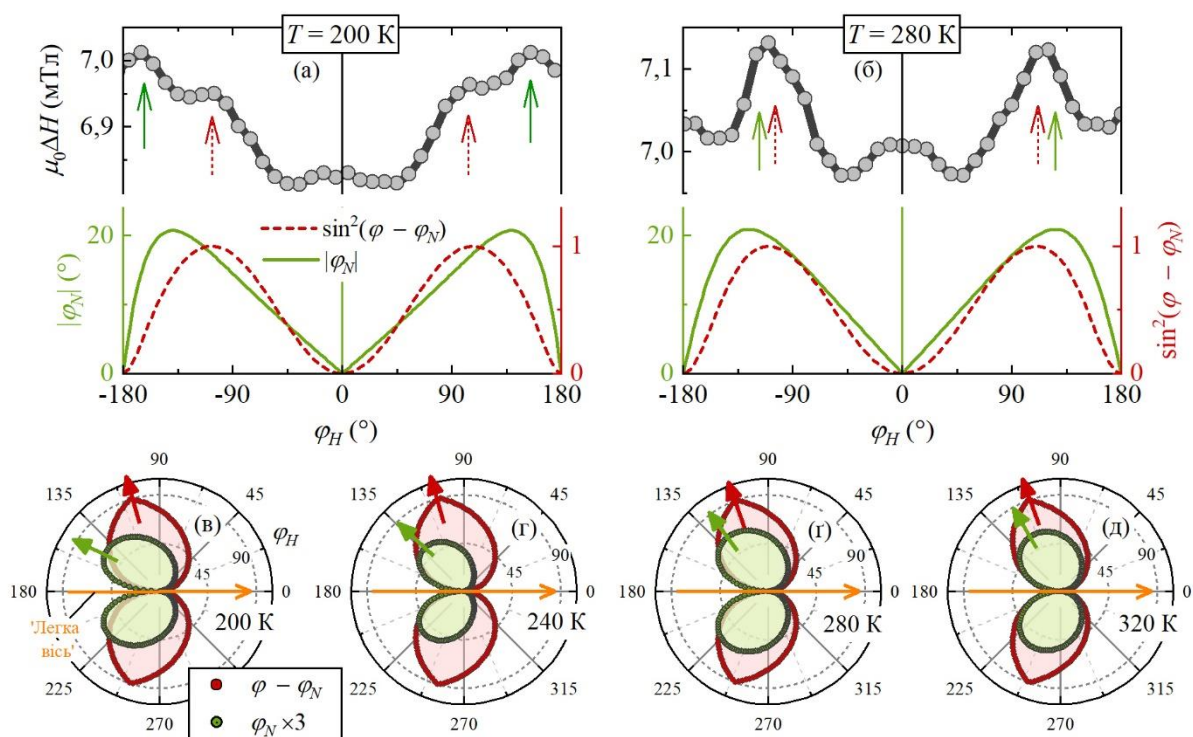


Рис. 5.5. Кутові профілі ширини лінії ΔH за температур (а) 280 К та (б) 200 К для структури Ру*/FeMn(5 нм)/Cu/Ру, показані разом із відповідними розрахунками кута відхилення вектора Нееля $|\varphi_N|$, та внеску $\sin^2(\varphi - \varphi_N)$. (в– д) Розраховані азимутальні профілі кута відхилення вектора Нееля \mathbf{N} φ_N , і кута між \mathbf{M} та \mathbf{N} ($\varphi - \varphi_N$) при заданих температурах.

В свою чергу, максимум відхилення вектора \mathbf{N} на залежності $|\varphi_N|(\varphi_H)$ співпадає з позицією виявленого другого піка. Це дуже гарно проявляється за температури 200 К, Рис. 5.5(б). Як показують побудовані азимутальні профілі описаних внесків, цей максимум на $|\varphi_N|(\varphi_H)$ значно зсувається зі зміною температури, Рис. 5.5(в-д). Звідси можна зробити висновок, що виявлений другий пік на $\Delta H(\varphi_H)$ зливається з «ортогональним» піком за більш високих температур (Рис. 5.5(а)), однак за низьких температур зміщується в бік напрямків $|\varphi_H| = 180^\circ$ і спричиняє виражену асиметрію залежності $\Delta H(\varphi_H)$ між 0° та 180° .

Обидва обговорені внески в загальну ширину ФМР лінії Ru слід пов'язати з дисипацією струму спінової накачки, яка входить у ефективний параметр затухання Гільберта α_{eff} : $\alpha_{\text{eff}} = \alpha + \alpha_{\text{sp}}$, де α – параметр Гільберта, унікальний для обраного матеріалу, α_{sp} – внесок від спінової накачки. Проведений нами аналіз демонструє, що α_{sp} , в свою чергу, розбивається на дві окремі складові, які можливо розрізнити в нашому експерименті: $\alpha_{\text{sp}} = \alpha_N + \alpha_{\text{int}}$, де α_N – параметр затухання, зумовлений анізотропним спіновим розсіянням на векторі Нееля \mathbf{N} , а другий внесок α_{int} варто віднести до спінового розсіяння поблизу інтерфейсу Ru^*/FeMn , оскільки експериментальні дані свідчать, що він найяскравіше проявляється для зразка з тонким FeMn $t = 3$ нм. Джерелом для α_{int} можуть виступати різноманітні магнітні неоднорідності у бiшарі, які природнім чином зосереджуються поблизу інтерфейсу ФМ/АФМ^{39,214}, зокрема, за рахунок ефекту близькості ФМ⁹⁷, вплив якого є найбільш виразним при малих товщинах антиферомагнетика, або обмінного закріплення³⁸, що посилюється зі зменшенням температури і встановленням магнітного впорядкування у антиферомагнетику. Кутова ж залежність α_{int} виникає внаслідок повороту вектора \mathbf{N} у зовнішньому полі, що у дійсності можна інтерпретувати як локальне відхилення спінів та зростання ступеню магнітної неоднорідності поблизу інтерфейсу Ru^*/FeMn , що супроводжується формуванням неколінеарного порядку, наприклад, так званої «обмінної пружини» (англ. «exchange spring»)^{96,214}. Інтерфейсна природа спостережуваних явищ підкріплюється

вираженими змінами якісної картини експериментальних залежностей $\Delta H(\varphi_H)$ при варіюванні товщини FeMn у структурах основної серії.

5.2. Ізотропне прискорення магнітної динаміки з використанням тонкого АФМ

Тепер, після того як ми мали змогу встановити фізичні чинники, відповідальні за появу додаткового каналу розсіяння спінів на інтерфейсі Ru^*/FeMn , варто повернутися до серії контрольних двошарових структур та зосередитися на особливому випадку тонкого FeMn $t = 3$ нм. У попередньому підрозділі вже зазначалося, що ефективна температура Нееля цього шару вважається найнижчою серед досліджуваних зразків ($T_N \approx 200$ К). Спад T_N антиферомагнітних шарів при зменшенні їх товщини зазвичай пов'язують з ефектами скінченних розмірів у плівкових структурах²¹⁵, що для бішарів у безпосередньому контакті може також посилюватись за рахунок ефекту близькості від феромагнітного оточення⁹⁷. Останнє також краще проявляється для тонких АФМ шарів, оскільки співвідношення приінтерфейсного регіону до об'єму всього шару зростає. Тому структура $\text{Ru}^*/\text{FeMn}(3 \text{ нм})$ виступає гарним об'єктом для дослідження впливу слабо-впорядкованого АФМ шару на динаміку сусіднього ФМ шару.

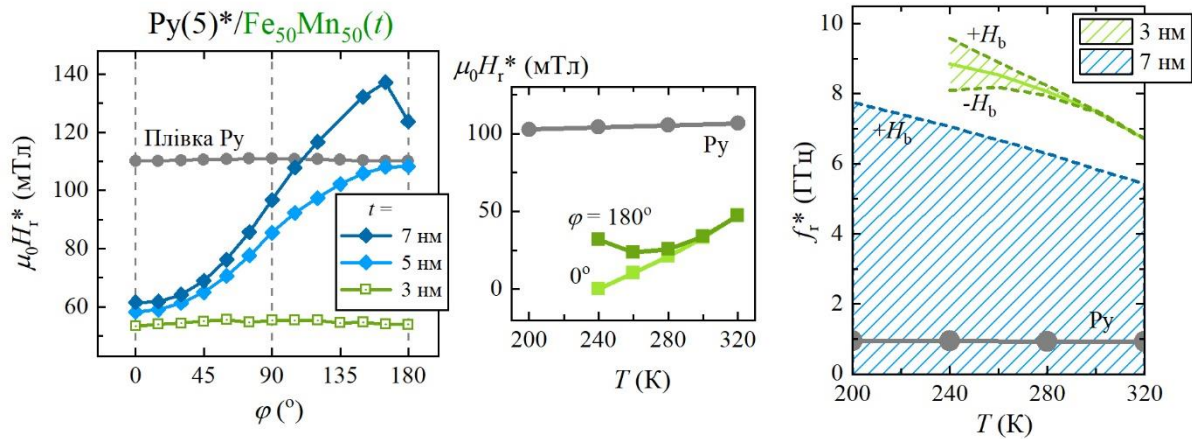


Рис. 5.6. (а) Кутові залежності резонансного поля закріпленого Ru^* , одержані за кімнатної температури для двошарових плівок $\text{Ru}^*/\text{FeMn}(t)$ з різною товщиною FeMn t . (б) Температурні зміни у резонансному полі закріпленого Ru^* для орієнтацій зовнішнього вздовж (0°) та проти (180°) напрямку обмінного закріплення. (в) Залежності частоти резонансу Ru^* від температури $f_r^*(T)$, розраховані за допомогою експериментальних даних та Рівн. (5.2) при відсутності зовнішнього поля $H = 0$. На всіх панелях сірим кольором наведені відповідні залежності для контрольної плівки $\text{Ru}(5 \text{ nm})$.

На Рис. 5.6(а) демонструється порівняння одержаних при кімнатній температурі кутових залежностей резонансного поля $H_r^*(\varphi_H)$ закріпленого Ru^* . Для бішарів з товщиною FeMn $t \geq 5 \text{ nm}$ одразу спостерігається суттєва однонаправлена анізотропія, яка проявляється різницею H_r^* між напрямками $\varphi_H = 0^\circ$ та 180° . Товсті шари FeMn вже за кімнатної температури характеризуються стійким антиферомагнітним порядком і ефективно закріплюють Ru^* , внаслідок чого в структурі встановлюється обмінне зміщення з величиною ефективного поля $\mu_0 H_b \approx 30\text{--}40 \text{ mT}$. Однак картина суттєво змінюється, якщо товщина шару FeMn стає меншою, $t = 3 \text{ nm}$. Для зразка $\text{Ru}^*/\text{FeMn}(3 \text{ nm})$ резонансне поле практично не залежить від орієнтації прикладеного поля φ_H , і в той же час, помітно зсувається відносно резонансної лінії контрольної плівки $\text{Ru}(5 \text{ nm})$, на $\sim 60 \text{ mT}$. Слід зауважити, що аналогічний зсув, хоч і менший по величині, відстежується також і для зразків $t \geq 5 \text{ nm}$. При подальшому зменшенні температури, резонансне поле продовжує спадати, тоді

як для типової плівки Pu температурні зміни є значно менш вираженими, Рис. 5.6(б). Окрім цього, на залежності $H_r^*(T)$, отриманій при орієнтації зовнішнього поля проти напрямку обмінного закріплення $\varphi_H = 180^\circ$, за певних температур виникає різкий підйом, який відображає зародження антиферомагнітного порядку у 3-нм $FeMn$, і пов'язані з ним появу та посилення наведеної обмінної анізотропії. Усе це говорить про складний характер процесів, що протікають в тонкому $FeMn(3\text{ нм})$. По-перше, висловлене припущення про суттєво понижену ефективну температуру Нееля цього шару дійсно є справедливим, адже обмінне зміщення (однонаправлена обмінна анізотропія) виникає виключно для зразків $t \geq 5\text{ нм}$. По-друге, зсув середнього положення $H_r^*(\varphi_H)$ та подальший спад H_r^* за температурою можна еквівалентно інтерпретувати як загальне збільшення частоти резонансних коливань у шарі Pu^* , що разом свідчить про нетиповий обмінний зв'язок у $Pu^*/FeMn(3\text{ нм})$. На всьому температурному діапазоні вимірювань, $240\text{--}320\text{ К} > T_N$, магнітний стан тонкого $FeMn$ визначається конкуренцією між феромагнітним ефектом близькості на інтерфейсі (який намагається спрямувати спіни паралельно один одному та індукувати, тим самим, малий некомпенсований магнітний момент на глибині, що зазвичай сягає $\sim 1\text{ нм}$ ²¹⁶) та антиферомагнітним обміном всередині $FeMn$, відповідальним за антипаралельне впорядкування спінів (що стає особливо помітно за низьких температур).

Нетривіальна резонансна поведінка двошарової структури $Pu^*/FeMn(3\text{ нм})$ добре пояснюється у термінах ефективних магнітних полів, що створюються та регулюються двома відмінними процесами описаними вище. Ізотропний спад резонансного поля, аналогічний до виявленого у наших зразках, вже спостерігався раніше^{217,218}, де автори пов'язували його з «обертвою» анізотропією (англ. «rotatable anisotropy»), яка виникає за рахунок термічної активації спінових станів у АФМ^{219,220}. Характерною рисою цього типу анізотропії є те, що її легка вісь розташовується вздовж рівноважної орієнтації намагніченості сусіднього ФМ шару M^* і може слідувати за нею у подальших циклах перемагнічування структури, подібно до того як змінюється вісь

обмінного закріплення при високотемпературному відпалі антиферомагнетика. Таким чином, кількісна оцінка спостережуваних явищ може бути проведена за допомогою стандартної феноменології ФМР^{8,9}, якщо у виразі для густини вільної енергії врахувати відповідні внески ефективного поля «обертової» анізотропії H_{ra} та обмінного зміщення H_b . Тоді модифіковане рівняння Кіттеля набуває наступного вигляду:

$$f_r^* = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{(H + H_{ra} \pm H_b) \cdot (H + H_{ra} \pm H_b + 4\pi M_s^*)}, \quad (5.2)$$

де f_r^* – резонансна частота (при орієнтації намагніченості вздовж і проти осі обмінного закріплення, $\varphi_H = 0^\circ$ та 180° , відповідно), M_s^* – намагніченість насичення шару Py^* . Температурні залежності частоти резонансу закріпленого Py^* для двошарових структур з товщиною $FeMn$ $t = 3$ нм та 7 нм подано на Рис. 5.6(в). Під час розрахунків використовувались емпірично встановлені величини H_b , а зовнішнє поле покладалося рівним нулю. Окрім граничних випадків, коли поле обмінного зміщення направлене вздовж і проти напрямку намагніченості (відповідні штриховані лінії позначені $\pm H_b$), для зразка з $FeMn(3$ нм) також демонструється залежність при $H_b = 0$, тобто випадку намагнічування перпендикулярно осі закріплення (суцільна лінія). Заповнені області вказують на усі можливі значення частоти при різних орієнтаціях φ_H . Як видно з Рис. 5.6(в) при залученні товстого АФМ, що є типовим для більшості існуючих зараз прикладних застосувань, очікуване прискорення динаміки Py^* зумовлюється переважно внеском поля обмінного зміщення H_b . Антиферомагнітний порядок домінує в об'ємі зразка та протидіє формуванню некомпенсованого магнітного моменту та неоднорідних спінових станів, тому внесок $\mu_0 H_{ra}$ (≈ 3 мТл при $T = 320$ К), хоч і не є нульовим, складає на порядок меншу величину. Для випадку $t = 3$ нм бачимо цілком зворотню ситуацію, де ефективно поле обертової анізотропії відіграє ключову роль ($\mu_0 H_{ra} \approx 60$ мТл при $T = 320$ К). При цьому, порівнюючи з резонансною частотою контрольної плівки Py , частота закріпленого шару Py^* збільшується в кілька разів, і сягає величин навіть більших ніж при конвенційному обмінному зміщенні. Слід також

підкреслити, що результуюче підсилення частоти виявляється майже повністю ізотропним за кімнатної температури, і лише при $T < 280$ К внесок обмінної анізотропії призводить до невеликого та залежного від орієнтації ϕ_H зсуву частот.

Основним фактором, відповідальним за суттєве прискорення резонансної динаміки бішару $\text{Ru}^*/\text{FeMn}(3 \text{ нм})$ постає обертова анізотропія $H_{\text{га}}$, яка може виникати за рахунок термічної активації спінів, що, в свою чергу, призводить до необоротного (стабільного) відхилення спінів у полікристалічному FeMn ^{219,220}. Збільшення $H_{\text{га}}$ на порядок величини при переході від випадку товстого ($t = 7$ нм) до випадку тонкого ($t = 3$ нм) FeMn підтверджує справедливості інтерпретації обертової анізотропії в рамках процесу термічної активації – ослаблений ефектом скінчених розмірів дальній антиферромагнітний порядок робить більшу фракцію спінів всередині АФМ чутливою до теплових збурень, і ще більшого відхилення за рахунок утвореного на інтерфейсі ферромагнітного порядку (нескомпенсованого магнітного моменту від близькості до ФМ). Це також означає, що внесок ефективного поля обертової анізотропії $H_{\text{га}}$ може повертатися при перемагнічуванні структури. Малі наведені магнітні моменти індивідуальних кристалічних гранул FeMn будуть слідувати за новим напрямком прикладеного поля разом із намагніченістю ФМ шару, що в результаті призведе до паралельного розташування вектора індукованого ефективного поля $\mathbf{H}_{\text{га}}$ та \mathbf{M}^* . Зростання частоти і внеску ефективного поля $H_{\text{га}}$ при зменшенні температури у цьому контексті пояснюється поступовою локалізацією неоднорідного стану поблизу інтерфейсу Ru^*/FeMn , коли антиферромагнітний обмін посилюється вглибині FeMn і все більша частина спінів набуває типового антипаралельного порядку. Обґрунтуванням такого представлення є виявлений і обговорений у попередньому параграфі другий внесок спінового розсіяння, який для структури $\text{Ru}^*/\text{FeMn}(3 \text{ нм})$ яскраво проявляється за температури 120 К, однак при 200 К залишається все ще відсутнім.

5.3. Висновки до розділу

В цій частині роботи вдалося виявити та відокремити одночасно два джерела дисипації струму спінової накачки у бішарі Ru^*/FeMn , чого не було продемонстровано для подібних систем раніше. Перше джерело – це спінова дисипація в об'ємі FeMn , яка, як вже було показано, має певну глибину проникнення в FeMn ²⁰⁴ і може проявляти кутову залежність²⁰⁹. Друге виявлене джерело – спінове розсіяння в області інтерфейсу Ru^*/FeMn , яке виникає за рахунок нерівноважного розподілу спінів, характерного для подібних ФМ/АФМ інтерфейсів²¹⁴. Очікувано, що останній внесок у загальне спінове розсіяння збільшується зі зменшенням товщини АФМ, коли все більша частка електронів спінової накачки дрейфує через тонкий шар АФМ і досягає області інтерфейсу ФМ/АФМ, де зазнає розсіяння на спінах закріпленого ФМ шару. Останнє й спостерігається у цьому розділі роботи для випадків товщини шарів FeMn $t \leq 5$ нм, що добре корелює з відомою глибиною проникнення спінового струму в FeMn , $\lesssim 6$ нм²⁰⁴.

Виявлена неоднорідна інтерфейсна складова спінової дисипації α_{int} змінюється в залежності від орієнтації прикладеного зовнішнього поля відносно осі обмінного закріплення у Ru^*/FeMn . Це можна пояснити тим, що спричинене зовнішнім полем відхилення намагніченості \mathbf{M}^* закріпленого шару Ru^* від рівноважного напрямку збільшує ступінь спінової неоднорідності поблизу інтерфейсу за рахунок формування «обмінної пружини» – поступового підвертання спінів внаслідок прямої обмінної взаємодії з сусіднім ФМ шаром⁹⁶. Як відомо з літератури²¹⁴, така обмінна пружина формується переважно в АФМ шарі, може сягати довжин порядку декількох нанометрів, та зумовлюється зміною енергетичного балансу між внесками магнітокристалічної анізотропії, феромагнітної та антиферомагнітної обмінних взаємодій між підгратками АФМ шару внаслідок ефекту близькості від ФМ шару. Відповідно, найбільше відхилення \mathbf{M}^* (180°) повинно максимально збільшувати цю неоднорідну складову спінової дисипації. Проте, спостереження відповідного піка на кутових профілях ширини ФМР лінії, та його кореляція з максимальним відхиленням

вектора Нееля \mathbf{N} у FeMn, свідчить, що відхилення вектора \mathbf{N} також збільшує ступінь магнітної неоднорідності.

Деталізований аналіз ФМР двошарових структур $\text{Ru}^*/\text{FeMn}(t)$ дозволив також дослідити вплив АФМ на динаміку сусіднього ФМ шару, за умов коли товщина АФМ шару стає меншою від типової обмінної довжини. Продемонстровано альтернативний спосіб прискорення динаміки ФМ за рахунок формування неоднорідного стану у об'ємі тонкого FeMn(3 нм), де за кімнатної температури, на противагу анізотропному збільшенню частоти при конвенційному обмінному зміщенні, виявлено майже повністю ізотропне багатократне підсилення резонансної частоти. Спостережуване підсилення пояснюється конкуренцією між антиферромагнітною обмінною взаємодією вглибині FeMn та ефектом близькості, який наводить ферромагнітний порядок і некомпенсований магнітний момент на інтерфейсі Ru^*/FeMn . Внаслідок такої зміни балансу взаємодій у тонкому FeMn стає можливим неоднорідний стан, який проявляється термічно активованим відхиленням спінів по всьому об'єму АФМ і супроводжується встановленням обертової анізотропії ($H_{\text{ra}} \approx 60$ мТл при $T = 320$ К), відповідальної за суттєвий зсув резонансу у бік вищих частот. Кількісна характеристика, проведена за допомогою рівняння Кіттеля, надала оцінку температурно- та товщинно-залежних змін у ефективному полі обертової анізотропії H_{ra} та результуючій частоті ФМР. Продемонстроване ізотропне збільшення частоти представляється зручним механізмом для модифікації коливної динаміки майбутніх спінтронних пристроїв.

6. ОСОБЛИВОСТІ СПІН-ХВИЛЬОВОЇ ДИНАМІКИ НАНО-САФ

На даний час існує невелика кількість методів ^{221–226} для безпосереднього емпіричного спостереження просторової організації спінової динаміки нанорозмірних магнітних систем. Незалежно від особливостей практичної реалізації, такі підходи загалом ґрунтуються на магнітооптичних явищах, в першу чергу, ефекті Керра та непружному розсіянні фотонів на елементарних збуреннях магнітної ґратки, магнонах. Традиційними прикладами протоколів вимірювань для яких стали скануюча Керрівська мікроскопія з розгорткою у часі ^{227,228} (англ. time-resolved scanning Kerr microscopy; TRSKM) та мікросфокусоване Бріллюенівське розсіяння світла ^{229,230} (англ. «micro-focused Brillouin light scattering»; MFBLs). Однак, зазначені методики вимагають тривалих вимірювань шляхом послідовного сканування досліджуваних об'єктів та кропіткої постобробки даних, а також зтикаються з рядом проблем. Латеральна роздільна здатність, яка в найкращих сучасних системах сягає кількох сотень нанометрів, а також довжина хвилі самого зондуючого випромінювання, обмежують поле їх застосувань субмікронними магнітними елементами. Дається в знаки й погіршення співвідношення сигнал-шум при наближенні до наномасштабів, що особливо ускладнює характеристику комплексних багат шарових структур, де виникає необхідність фокусування на динаміці окремих магнітних компонент пристрою. Варто зазначити, що останніми роками окреслені проблеми активно адресувалися, і була запропонована нова методика, що базується на рентгенівській мікроскопії з залученням ефекту магнітного циркулярного дихроїзму ^{231–233}, і покликана позбутися приведених вище обмежень наномасштабів. При латеральному скануванні була одержана безпрецедентна роздільна здатність 20 нм. І хоча такі досягнення пропонують надійну перспективу для візуалізації спінових хвиль у наноелементах, імплементація цього методу є складною та дороговартісною, зважаючи на потребу використання синхротрону у якості джерела високосфокусованого когерентного випромінювання.

Враховуючи усе сказане, мікромагнітне моделювання¹⁰, хоча, звісно, є суто чисельним методом, і не може замінити собою експериментальні підходи, наразі представляє універсальний і зручний інструмент для оцінки та прогнозування динамічних процесів у поточних задачах спінтроники^{1,7}. У першій частині цього розділу ми ставимо собі за мету показати основні переваги даного методу, перевірити доцільність його застосування у дослідженнях нанорозмірних синтетичних антиферромагнетиків (нано-САФ), а також виділити унікальні можливості ексклюзивного аналізу окремих ферромагнітних шарів, що пропонується мікромагнітною моделлю. Об'єктом досліджень виступатиме спінтронний наноосцилятор (СТНО) – пристрій, що представив революцію у розвитку спінтроники, і набув широкого використання у останні десятиліття^{125,126,234}. Це дасть нам змогу, з одного боку, оцінити вплив функціональної підсистеми САФ на магнітну динаміку кінцевого пристрою шляхом порівняння розрахунків з існуючими експериментальними результатами, а з іншого боку, з'ясувати межі застосування самої мікромагнітної методики для опису подібних складних систем²³⁵.

У наступних частинах розділу 6 ми розглянемо динаміку виготовлених масивів нанорозмірних елементів САФ, де особлива увага буде приділятися ролі геометричних параметрів елементів. Порівняння експериментальних спектрів з мікромагнітними розрахунками дасть нам змогу встановити як характерна внутрішня взаємодія нано-САФ впливає на поведінку спін-хвильового резонансу у ФМ насиченому стані. Також буде продемонстровано модифікацію просторової структури спінових хвиль за специфічного випадку, коли латеральні розміри наноелементів наближаються до граничного значення обмінної довжини ферромагнітного матеріалу.

6.1. Відтворення динаміки САФ за допомогою мікромагнітного моделювання

6.1.1. Мікромагнітна модель САФ з РККІ зв'язком

З використанням програмного забезпечення MuMax3^{165,168} було проведено серію мікромагнітних моделювань динаміки для наноструктури САФ еліпсоподібної форми, яка мала будову максимально наближену до таких, що використовуються у реальних СТНО: AF/F₁/N/F₂, де F_{1,2} – феромагнітні, AF – антиферомагнітний та N – немагнітний шари. Принциповим для даної задачі є виключення з розгляду вільного ФМ шару, який зазвичай суттєво віднесений від структури САФ через немагнітний товстий шар, що виключає будь-яку взаємодію між ними. У таких системах вільний шар слугує аналізатором магнітостатичного стану (як, наприклад, у класичних спінових клапанах^{101,236}), або ж динамічного режиму системи (в межах розробленої пізніше концепції СТНО – для генерації та детектування мікрохвильових сигналів чи коливань магнітоопору¹²⁹), але цікавою для нас постає незалежна динаміка самого САФ, яка буде впливати на інтегральні робочі характеристики кінцевого пристрою. З міркувань сучасних практичних реалізацій осциляторів^{237,238}, товщини шарів F_{1,2} задавалися рівними 2 нм, а латеральні розміри, тобто велика (вздовж *x*) і мала (вздовж *y*) осі еліпса, становили 80 та 60 нм, відповідно. Сітка моделювань встановлювалась 80×60×2 комірки. Магнітні параметри шарів F_{1,2} у моделюваннях обиралися близькими до значень для пермалою Ru: обмінна жорсткість $A_{ex} = 10,5$ пДж·м⁻¹, стала затухання Гільберта $\alpha = 0,01$. Однак намагніченості насичення $M_{1,2}$ покладалися дещо різними, $M_1 = 955$ кА·м⁻¹, $M_2 = 795$ кА·м⁻¹. Це пов'язано з тим, що шари під нижнім F₁ та верхнім F₂ (антиферомагнітний шар та спейсер, відповідно) у реальних системах матимуть різні параметри ґратки та особливості кристалічної структури, що призводитиме до відмінних напружень ґратки ФМ шарів, вирощених над ними, і відповідного невеликого відхилення намагніченості ФМ шарів⁹. Особливо це слід враховувати у випадку надтонких ФМ шарів, які мають місце у даній задачі, оскільки співвідношення інтерфейсу з об'ємною частиною феромагнетика не

можна вважати малим. Друга причина наявної відмінності намагніченостей диктується функціональними вимогами до самих САФ, де за класичною схемою один з шарів має бути більш жорстким і стійким до впливу керуючих магнітних полів чи інших зовнішніх сигналів. Міркування з яких нами обиралися приведені значення M_1 та M_2 були наступними. Очевидним є факт, що задана різниця намагніченості буде зсувати резонансні моди одного ФМ шару відносно іншого за рахунок змін у внутрішніх полях шарів. Однак, у запропонованій наноструктурі також присутній антиферромагнітний прошарок AF, який обмінно закріплює сусідній F_1 , що додатково забезпечує стійкість цього шару. Під час мікромагнітних моделювань цей ефект відтворюється шляхом врахування однорідного внеску обмінного поля в області шару F_1 , що, водночас, збільшуватиме його внутрішнє поле і зсуватиме коливні моди відносно другого шару F_2 . Щоб спектральна картина була зрозумілішою, а розрахунки відображали особливості геометрії системи й типу збуджень мод, ми задавали величину поля обмінного зміщення близькою до вищеписаної різниці розмагнічуючих полів $\mu_0\Delta M$, а саме $\mu_0 H_b = -0,2$ Тл. Таким чином, внутрішні поля у модельній системі підтримувалися близькими, спрощуючи трактування динамічної поведінки САФ.

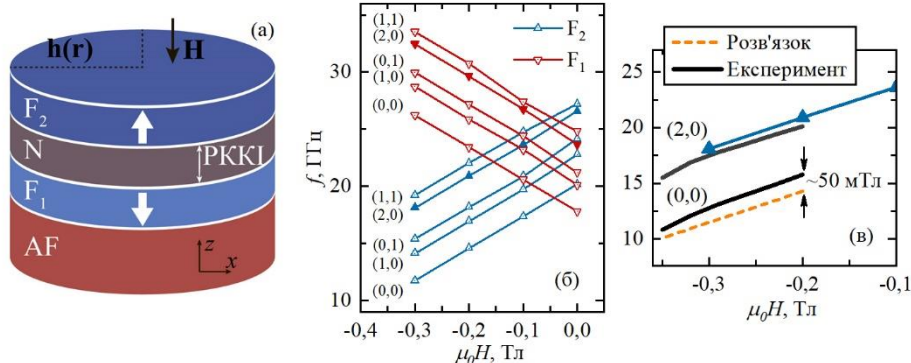


Рис. 6.1. (а) Схематична ілюстрація будови еліптичного САФ, досліджуваного в даній роботі. Стрілками показані напрямки магнітних моментів $\mathbf{M}_{1,2}$ ФМ шарів. На малюнку також приведено напрямок зовнішнього магнітного поля та область, в якій задавався збуджуючий імпульс $\mathbf{h}(\mathbf{r})$. (б) Залежності частоти виявлених коливних мод від величини прикладеного магнітного поля. Синім кольором виділені власні моди верхнього шару, а червоним – нижнього. Індexсами (i,j) позначені різні коливні моди. Специфічний випадок збудження моди $(2,0)$ показано точками з суцільним заповненням. (в) Порівняння аналітичного розв'язку Рівн. (6.3) з мікромагнітним моделюванням та експериментально виявленими у роботі²³⁹ модами.

Спираючись на дизайн виготовленого у роботі²³⁹ СТНО, магнітні властивості якого ми намагаємось відтворити у даній задачі, феромагнітні шари САФ також характеризувалися сильною перпендикулярною анізотропією²⁴⁰, яка ефективно протидіє полю розмагнічування тонкої плівки $\mu_0 M$, що у плоских 2D системах виступає головною причиною рівноважного положення намагніченості в площині шарів. Це робить енергетично вигідною конфігурацію магнітних моментів поза площиною, як це зображено на Рис. 6.1(а) і досяглося під час моделювань шляхом перерахунку поля перпендикулярної анізотропії $\mu_0 H_{pa} = 1,5$ Тл у відповідні константи одноосної анізотропії для кожного шару. Антипаралельна конфігурація моментів \mathbf{M}_1 та \mathbf{M}_2 у досліджуваній наноструктурі САФ реалізується завдяки внесенню тонкого металевого спейсера між ФМ шарами, як, наприклад, Ru у традиційних САФ РККІ-типу⁴⁹. За певних значень товщини спейсера (~ 1 нм), стала осцилюючої РККІ взаємодії набуває від'ємних

величин, що призводить до встановлення непрямого антиферромагнітного обміну через спейсер. Для відтворення такої непрямої обмінної взаємодії в рамках мікромагнітної моделі необхідно провести процедуру масштабування РККІ константи J , оскільки відповідний енергетичний внесок чисельно розраховується через об'ємний параметр обмінної жорсткості A_{ex} . Вважаючи намагніченість однорідною в межах кожного шару та спрямованою строго поза площиною нанoeлементу (що відповідає основному магнітному стану системи), вираз для обмінної енергії всередині ФМ шару може бути поданий у дискретній формі наступним чином ²⁴¹:

$$\varepsilon_{ex} = \int A_{ex} (\nabla \mathbf{m})^2 d^3 r = A_{ex} \sum_k \left(\frac{m_{z,k+1} - m_{z,k}}{\Delta z} \right) \cdot \Delta z \cdot S, \quad (6.1)$$

де \mathbf{m} – нормований магнітний момент, k вказує індекс комірок (номер шару), а Δz – розрахунковий крок між комірками розташованими вздовж нормалі до нанoeлементу. У нашому випадку сума спрощується до одного доданку, бо товщина кожного ФМ шару задавалась виключно однією розрахунковою коміркою. В той же час, добре відомий теоретичний формалізм непрямої РККІ взаємодії ^{43,74} дає вираз для енергії непрямого обміну у вигляді:

$$\varepsilon_{RKKY} = -J(\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2)S = JS. \quad (6.2)$$

Так, співвідношення між енергетичними внесками обміну всередині ферромагнетика Рівн. (6.1) та непрямої взаємодії РККІ типу Рівн. (6.2) являє собою коефіцієнт масштабування, за яким можна провести перерахунок сталої РККІ (для досліджуваного тут нанoeлементу обиралася близькою до Ru, $J = 0,39$ мДж·м⁻²) у співрозмірну обмінну жорсткість $A_J = -0,105$ пДж·м⁻¹. Спейсер при цьому вважається відсутнім і нехтується під час моделювань, оскільки на практиці він є немагнітним тонким прошарком, що виступає лише в ролі провідника струму. Перебування ФМ шарів у безпосередній близькості призведе до незначного викривлення їх внутрішнього поля за рахунок дипольних полів розсіяння – ефекту, який якісно не змінить спектральну картину, але потребує уваги при подальшій інтерпретації результатів.

Зовнішнє статичне магнітне поле прикладалося під час розрахунків проти нормалі до площини структури, Рис. 6.1(а). Збуджуюче змінне поле задавалося у вигляді неоднорідного Гаусівського імпульсу $\mathbf{h}(\mathbf{r})$, прикладеного в певному сегменті у площині наноеліпса САФ (у чверті або третинці для окремих циклів розрахунків; детальне пояснення пропонується у наступному параграфі). Компоненти імпульсу h_x та h_y були однаковими, $h_z = 0$. Амплітуда імпульсу сягала значення 5 мТл.

6.1.2. Спін-хвильові моди САФ у АФМ стані

Мікромагнітні моделювання динаміки САФ РККІ-типу, зображеного на Рис. 6.1(а), виявили 10 коливних мод у частотному діапазоні 10–35 ГГц. Залежності частоти кожної моди від поля $f_{i,j}(H)$ приведені на Рис. 6.1(б), де синім кольором виділено серію низькочастотних мод, а червоним – високочастотних, відповідно. Індксацію мод на Рис. 6.1(б) виконано за відомою загальноприйнятою схемою⁶⁴, а обґрунтування такого вибору індексів буде приведено пізніше. Спершу варто звернути увагу на те, що серія низькочастотних мод характеризується оберненою залежністю частоти від поля у порівнянні з високочастотними модами. Таку поведінку можна очікувати лише для випадку антипаралельної конфігурації намагніченостей \mathbf{M}_1 та \mathbf{M}_2 ФМ шарів, коли зовнішнє поле співпадає за напрямком з внутрішнім полем нижнього шару F_1 , сприяючи резонансній умові ларморівської прецесії моментів у F_1 . В той же час, внутрішнє поле верхнього шару F_2 компенсується прикладеним магнітним полем, зменшуючи тим самим частоту коливань у ньому. Запропоновану інтерпретацію підтверджує й групування мод з однаковою польовою поведінкою у кожній серії – так, при збільшенні модуля зовнішнього поля частотна міжмодова відстань помітно зростає, ефективно відокремлюючи моди у низькочастотні й високочастотні між серіями. Усе вище сказане свідчить про те, що для досліджуваної наноструктури САФ на інтервалі полів до $-0,4$ Тл рівноважним енергетично вигідним станом зберігається антиферомагнітний (АФМ) стан, а низькочастотна й високочастотна серії мод відображають власні моди коливань верхнього і нижнього шарів, відповідно. При цьому, власні моди

шарів, розташовані у відповідних полосах частот, характеризуються досить малою міжмодовою відстанню в межах своєї серії, враховуючи що ширина спектральних ліній, на базі яких було побудовано залежності $f_{i,j}(H)$, була доволі великою, ~ 500 МГц. Це може призводити до гібридизації між коливаннями різного типу на частоті власних мод протилежного шару, особливо у області малих полів (від $-0,2$ до 0 Тл), де спостерігається перетин залежностей $f_{i,j}(H)$ між серіями і злиття мод власних коливань верхнього і нижнього шару. Для досліджуваної наноструктури САФ, зовнішнє поле, за якого відбувається попарне злиття власних мод одного типу (тобто мод з однаковими індексами i, j), не дорівнює нулю, як це можна було б очікувати у випадку еквівалентних ФМ шарів, і становить $\mu_0 H_{\text{off}} = -42$ мТл. По-перше, з метою точного відтворення експериментальних залежностей, одержаних у роботі ²³⁹, до внутрішнього поля верхнього ФМ шару $\mu_0(H_{\text{ра,2}} - M_2)$, додавався ще один внесок $\mu_0 H_{\text{др}} = 100$ мТл, який, фактично, відображає вплив дипольного поля розсіяння, індукованого нижнім шаром F_1 . Це є доречним для даної задачі, оскільки намагніченість нижнього шару помітно вища у порівнянні з верхнім $M_1 > M_2$, а близький контакт між шарами, на чому акцентувалася увага у попередньому параграфі, призводитиме до відхилення ефективного внутрішнього поля у F_2 за рахунок розмагнічування нижнього шару F_1 , що ми й намагаємось відтворити на моделюванні. По-друге, невідповідність H_{off} та $H_{\text{др}}$ зумовлена неоднорідним розподілом розмагнічуючого поля по площині всередині самого шару F_1 , і, як наслідок, полів розсіювання створюваних ним у верхньому F_2 . Тому вплив розмагнічування буде дещо меншим, а відповідний зсув залежностей H_{off} не скомпенсується повністю, що відображається на результатах моделювань.

Також слід наголосити, що усі виявлені моди коливань встановлюються в САФ структурі одночасно, тобто в рамках одноразової дії збуджуючого імпульсу магнітного поля, та єдиного циклу розрахунків еволюції динаміки структури після збудження. Однак, під час оперування кінцевим СТНО неможливо точно передбачити тип сигналу збудження мод, тобто просторовий розподіл і симетрію збуджуючого імпульсу, адже в реальних системах, окрім протікання спінового

струму (який теж не буде повністю однорідним в силу, наприклад, неідеальності контакту на інтерфейсах), задіюються і мікрохвильові поля, й індуковане рухом зарядів неоднорідне магнітне поле. Тому, для врахування усіх можливих динамічних режимів структури, необхідно проводити моделювання за різних типів збуджуючого сигналу, так щоб усі моди вищих порядків, навіть асиметричні відносно фази (які пригнічуються при збудженні однорідним сигналом), проявлялися на змодельованих спектрах коливань. Точками без заповнення кольором помічені частотні залежності, які одержувалися за первинного циклу розрахунків, коли імпульсне поле прикладалося у чверті наелеліпса (верхній лівий сегмент якщо дивитися на САФ згори; Рис. 6.1(а)), а в усіх інших точках було відсутнім $\mathbf{h}(\mathbf{r}) = 0$. При цьому збуджувалися однорідна мода (0,0) та вищі моди (1,0), (0,1) та (1,1). Коли ж неоднорідний розподіл збуджуючого імпульсу мав іншу симетрію (збудження було задіяне у третинці САФ структури, якщо уявно розбити його на рівні фрагменти вздовж великої осі), на спектрах проявлялася додаткова мода (2,0) (на Рис. 6.1(б) позначена точками з суцільним заповненням), разом із однорідною та модою (1,0). Спектральні піки мод (0,1) та (1,1), симетрія яких не відповідала симетрії збуджуючого імпульсу, пригнічувались і ставали при цьому практично непомітними на спектрах.

Перевірку репрезентативності результатів, одержаних в рамках мікромагнітного підходу, можна виконати за допомогою класичного формалізму – рівняння Ландау-Ліфшиця для динаміки намагніченості¹⁶², однак притримуючись кількох важливих наближень. По-перше, ми не будемо розглядати збудження мод вищих порядків, оскільки це потребує не лише повноцінного врахування тензору розмагнічування феромагнітних шарів, але й попереднього з'ясування індивідуальних для кожної моди функціональних форм неоднорідного розподілу внутрішнього поля, і може суттєво ускладнити чи взагалі унеможливити пошук розв'язку. У даній задачі доцільно обмежитися випадком однорідних коливань, чого буде цілком достатньо для з'ясування загального положення спектру та залежності частоти мод від прикладеного поля.

По-друге, статичні намагніченості вважатимуться зафіксованими перпендикулярно площині САФ, $\mathbf{m}_{0,k} = \{0, 0, m_{z,k}\}$, де $m_{z,k} = \pm 1$, k – це номер відповідного ФМ шару, в той час як малі коливання динамічних компонент будуть відбуватися виключно у цій площині. Отже, система диференціальних рівнянь, записана для досліджуваної наноструктури САФ, матиме наступний вигляд:

$$\frac{d\mathbf{M}_k}{dt} = \gamma(\mu_0 \mathbf{H}_k \times \mathbf{M}_k),$$

$$\mathbf{H}_k = \mathbf{H} + \mathbf{H}_b - M_k m_{z,k} \mathbf{e}_z + H_{pa} m_{z,k} \mathbf{e}_z - \frac{J \mathbf{m}_{l \neq k}}{M_k \Delta z}, \quad (6.3)$$

$$\mathbf{M}_k = M_k \mathbf{m}_k = M_k (m_{x,k} \mathbf{e}_x + m_{y,k} \mathbf{e}_y + m_{z,k} \mathbf{e}_z),$$

де \mathbf{H}_k – це сумарне магнітне поле у k -му шарі, яке складається з доданків зовнішнього та поля обмінного зсуву, розмагнічуючого поля, поля перпендикулярної анізотропії й ефективного поля РККІ взаємодії, відповідно. Аналітичний розв’язок Рівн. (6.3) для верхнього шару САФ подано на Рис. 6.1(в) разом із двома модами, зареєстрованими експериментально у виготовленому в роботі²³⁹ зразку. Як можна побачити, низькопольова мода розташовується практично в одному діапазоні з аналітично одержаною кривою, і демонструє подібну залежність від поля. Це дозволяє нам пов’язати її з випадком однорідного резонансу. Незначне відхилення кривої (у перерахунку в ефективне магнітне поле сягає ~ 50 мТл) є близьким до зсуву H_{off} , на якому наголошувалось раніше, і зумовлюється відмінністю внутрішніх полів між розрахунками та експериментом, оскільки у даній аналітичній моделі, окрім того що розмагнічуючі поля задаються строго однорідними, також не враховується взаємний вплив полів розсіяння одного ФМ шару на інший. Цікаво звернути увагу й на положення другої, високопольової моди, яке практично співпадає з мікромагнітно змодельованою залежністю моди (2,0). Оскільки збудження динаміки САФ на експерименті опосередковувалось явищем спінової передачі моменту обертання, ми можемо висловити припущення, що розподіл густини спінового струму та результуючого змінного імпульсу був неоднорідним,

ймовірно внаслідок неідеальності контакту. Таким чином, мікромагнітне моделювання здатне не лише відтворити спостережувану на практиці спектральну картину, але й дозволяє відрізнити особливості конкретного типу збуджуючого сигналу.

6.1.3. Вплив форми нано-САФ на просторову структуру перпендикулярних мод спінових хвиль

У цьому параграфі нам хотілося б глибше зануритись у особливості спін-хвильової динаміки виявлених мод, а також зробити особливий акцент на ролі еліпсоподібної форми наноструктури САФ. На Рис. 6.2 демонструються мапи спінових коливань у обох ФМ шарах САФ, розраховані на частоті кожної власної моди у зовнішньому полі $-0,2$ Тл, достатньому щоб вони не перекривалися і не спотворювали результати, Рис. 6.1(б). Моди низькочастотної серії, тобто власні моди верхнього шару, згруповані у верхньому ряді зображень, а високочастотної, навпаки, знизу. Індексом (i, j) позначається кількість вузлових ліній вздовж x та y на мапах відповідних мод – областей, де спінові осциляції практично відсутні. Кожна серія профілів коливань впорядкована послідовно за зростанням частоти спін-хвильової моди, і для усіх власних мод на Рис. 6.2 також представлені профілі коливань у протилежному шарі. В першу чергу варто зауважити, що найбільш інтенсивною фундаментальною модою виступає однорідна власна мода $(0,0)$ верхнього шару F_2 . Незалежно від типу збуджуючого імпульсу, ця мода завжди буде присутня на спектрах коливань, в тому числі, й на традиційному експерименті ФМР, де збуджуючим сигналом є рівномірно розподілене по простору наноеліпса САФ мікрохвильове поле, а детектування відбувається інтегрально по всьому об'єму. Аналогічна, хоч і менш інтенсивна (на $\sim 30\%$), власна мода збуджується й у нижньому шарі, і в цілому є притаманною подібним перпендикулярно намагніченим наномагнітам круглої форми⁶³. Водночас, моди вищих порядків демонструють принципово іншу структуру спінових хвиль. На відміну від радіальних і азимутальних мод, для яких у круглих наноелементах формуються замкнені вузлові лінії у вигляді концентричних кіл, виявлені моди супроводжуються появою поперечних в

площині xy вузлових ліній. Така організація хвиль зазвичай спостерігається у стоячих модах планарно намагнічених наномагнітів^{63,64}, при чому, як і в зазначеному випадку, при переході до вищих за частотою мод зростає й кількість вузлових ліній на відповідному профілі коливань. Проте, як показав деталізований у часі мікромагнітний аналіз, фаза спінових осциляцій у досліджуваній тут системі демонструє поведінку не стоячих, а скоріше нерівномірно біжучих хвиль, з хвильовим вектором направленим під прямим кутом до радіусу еліпса в усіх точках ФМ шарів САФ. Вузлові лінії при цьому відокремлюють області синфазних коливань (наприклад, верхня й нижня половини еліпса для моди $(0,1)$, або діагональні сегменти для моди $(1,1)$ на Рис. 6.2), між якими по колу чергуються протилежні миттєві значення фази. Схожий рух фази притаманний азимутальним біжучим модам круглих нанодисків, але в них присутній циркулярно розподілений зсув миттєвого положення динамічної компоненти моментів (в чому можна переконатися звернувши увагу на гібридизовані азимутальні моди нижнього шару, які схожі за своєю поведінкою на типові азимутальні біжучі моди, та збуджуються у даній системі на частоті власних мод $(1,0)$ чи $(0,1)$ верхнього шару; Рис. 6.2). Нерівномірність руху біжучих хвиль власних мод проявляється ще й у тому, що обертання моментів затримується у синфазних областях профілю та прискорюється, долаючи сектори вздовж яких розташовані радіальні вузлові лінії. Про це свідчить проведений нами детальний аналіз часової еволюції мап коливань (дані не показані). Отже, порушення симетрії відносно планарних компонент магнітних моментів і результуюче викривлення внутрішніх полів, зумовлені еліптичністю досліджуваних наноелементів САФ²³⁷, спричиняють принципові якісні зміни у структурі спін-хвильових мод вищих порядків. Проте, як і для випадку азимутальних мод круглих наноелементів, продемонстровані моди вищих порядків не будуть проявлятися на експерименті, якщо просторовий розподіл збуджуючого сигналу буде достатньо однорідним в об'ємі нано-САФ. Гарним підтвердженням цього факту є специфічний випадок збудження моди $(2,0)$, на якому акцентувалася увага у попередньому параграфі. У первинному

циклі мікромагнітних моделювань збуджуючий імпульс прикладався у верхній лівій чверті наноеліпса і охоплював одразу дві області з протилежними фазами коливань моди (2,0), тим самим пригнічуючи її встановлення у системі.

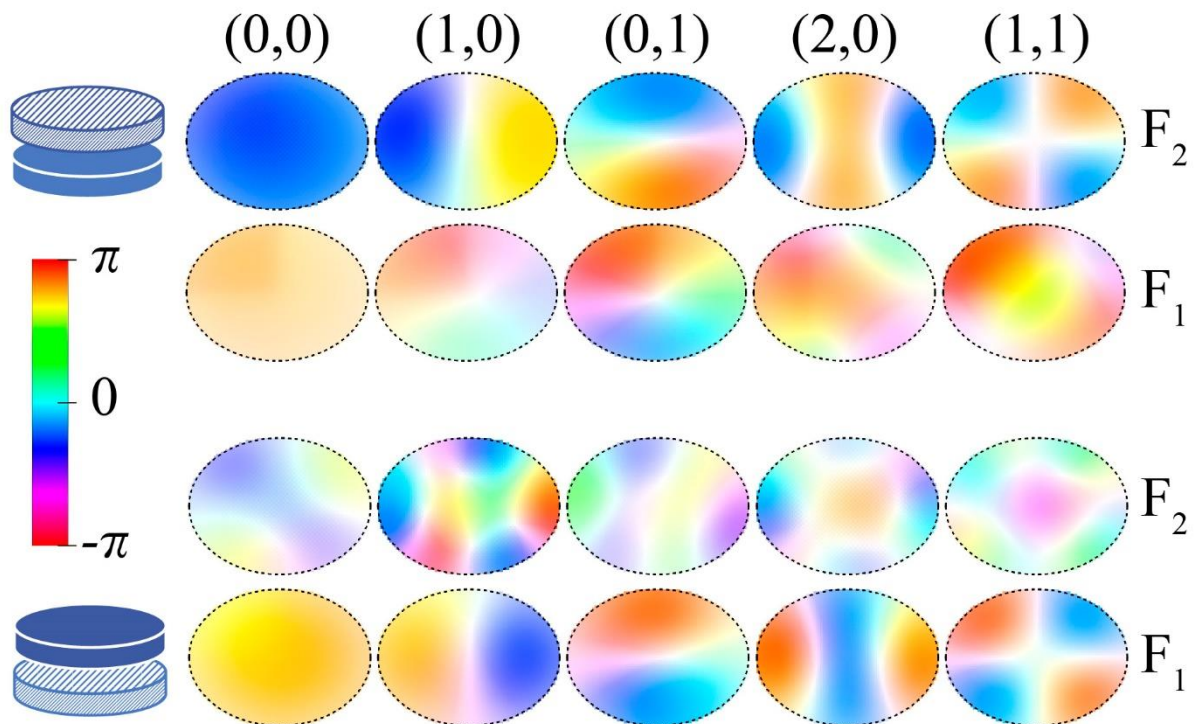


Рис. 6.2. Мапи спінових осциляцій, розраховані в обох ФМ шарах САФ для усіх виявлених на моделюванні мод. Кольором закодовано фазу коливань, а насиченість відображала нормовану інтенсивність у просторі шарів. У верхньому ряді зображень показано мапи на частоті власних мод верхнього шару, а у нижньому – нижнього, відповідно.

Ще одна цікава особливість полягає у виникненні гібридизованих вимушених коливань у кожному шарі САФ на власних частотах протилежних шарів. Відносна інтенсивність таких мод сягала 10–20% у шарі F_1 на власній частоті верхнього F_2 , та 30–70% у шарі F_2 на власній частоті нижнього F_1 (на Рис. 6.2 ці співвідношення не враховувались, оскільки це зробило б профілі практично непомітними). Відмінність розподілів фази між гібридними модами верхнього і нижнього шарів можна пояснити наступним чином. Власні моди нижнього шару розташовані значно вище по частоті відносно таких верхнього, тому гібридизація мод у ФМ шарах САФ відбуватиметься по-різному. Власні

коливання нижнього шару F_1 будуть накладатися з модами вищих порядків верхнього шару F_2 , які, що вже було обговорено у попередньому параграфі, мають складну структуру, з великою кількістю різноманітних синфазних областей. Мала міжмодова спектральна відстань в цілому також буде ускладнювати спостережувану картину коливань. В той же час, на низьких частотах власних мод верхнього шару F_2 , навпаки, гібридизуватимуться однорідні осциляції у F_1 . Як відомо²⁴², спінова динаміка у одному шарі багат шарової системи може призводити до руху магнітні моменти у іншому, а інтегральні для всієї наноструктури збуджуючі зовнішні сигнали, зокрема, явище передачі обертального моменту спін-поляризованим струмом у нашій задачі, тим більше не будуть виключенням. Тому, не зважаючи на те що спостережувані вимушені коливання доволі слабкі у порівнянні з власними, вони можуть створювати шуми та перешкоди під час генерації чи детектування мікрохвильових полів у СТНО, що безперечно потребує уваги при розробці кінцевого пристрою.

6.2. Поведінка спін-хвильових мод у масивах наноелементів САФ

Перехід розмірів індивідуального елемента у сучасних високошвидкісних магнітних пристроях чи метаматеріалах^{6,111,182,243} до величин порядку 100 нм, відкриває можливості для експлуатації їх різноманітної, багатомодової резонансної динаміки, яка проявляється насамперед виникненням мод вищих порядків, та зумовлюється складною комбінацією обмінної та магнітодипольної взаємодій всередині феромагнітних шарів. Як вже демонструвалось на прикладі модельної структури СТНО, розглянутої у попередньому підрозділі, такі моди, з точки зору класичних фізичних уявлень, являють собою різновиди стоячих спінових хвиль, коливання яких мають відмінну просторову структуру в межах магнітної ґратки ФМ елемента. Типова організація великої кількості одношарових чи багат шарових елементів у періодичні масиви представляє не лише зручний підхід до вивчення спін-хвильових процесів у них, але й надає механізм модифікації динамічних характеристик магнітних систем на їх основі,

як це, наприклад, реалізується у магнетонних кристалах^{112,243,244}. В той же час, підвищена складність аналізу взаємодій у кінцевих багатокомпонентних пристроях вимагає систематичних досліджень спіно-хвильових явищ та релевантних параметрів магнітних нанoeлементів^{187,244–246}.

Навіть у відносно простих періодичних масивах одношарових феромагнітних нанодисків спостерігаються анізотропні спіно-хвильові моди (зазвичай, з двовісною анізотропією у площині масиву), поведінка яких визначається магнітодипольною взаємодією між окремими елементами^{64,68,247}. Динамічні властивості набувають ще більш складного характеру для випадку масивів багатшарових елементів, таких як нано-САФ, що становлять значний інтерес у сучасних галузях антиферомагнітної спінтроники⁴ та магнетоники⁶. Їх колективна спінова динаміка диктується як міжелементною, так і внутрішньою дипольною взаємодією, геометрією, магнітними параметрами залучених матеріалів, а також інтегральним впливом цих факторів^{242,248,249}.

На відміну від одношарових систем, масиви багатшарових наномагнітів можуть проявляти спектри ще більш збагачені спіно-динамічними модами. Внутрішня дипольна взаємодія у одному елементі призводить до складного неоднорідного розподілу розмагнічуючого та внутрішнього полів, що, в свою чергу, змінює колективну спінову динаміку таких систем – виникають частотні зсуви²⁵⁰ або навіть розщеплення резонансних мод^{251,252}. Наприклад, систематичне мікромагнітне дослідження²⁴², проведене авторами для зчитувальної голівки на базі 40-нм магнітного тунельного контакту, пов'язує виникнення додаткових мод вищих порядків із суттєвою локалізацією спінових осциляцій на краях контакту, де коливання у одному з магнітних шарів контакту збуджує локалізовану динаміку у сусідньому, дипольно зв'язаному шарі. Таким чином, перехід від одношарових до багатшарових елементів можна також використовувати як ефективний інструмент для частотної селекції спіно-хвильових мод та, загалом, спектральної модифікації^{110,122}, аналогічно до того як це досягається за допомогою групування або упорядкування послідовностей у масивах одношарових наночастинок^{251,253}. Окрім цього, неминучі під час

виготовлення недоліки форми частинок, наприклад, стохастичні відхилення геометрії границь елементів ⁶⁷ або нахил бічної стінки ²⁵⁴, можуть суттєво впливати на спінову динаміку всієї системи. Сильно локалізовані осциляції граничної моди дуже чутливі до такого роду спотворень, що може призвести до зняття з них виродження як у випадку одношарових ²⁵⁵, так і для багатшарових систем ²⁵⁶. На відміну від масивів одношарових наночастинок, які вивчені досить ґрунтовно та комплексно ^{65,66,257}, систематичного дослідження, що стосувалося б масивів багатшарових наноелементів, досі не було проведено.

У цій частині розділу 6 ми зосереджуємось на дослідженні ФМР вищих порядків у періодичних масивах багатшарових нанодисків САФ, аналогічних за своєю будовою до нано-САФ, розглянутих у підрозділі 4.2 та розроблених з механізмом безпосереднього температурного контролю над внутрішньою міжшаровою взаємодією, завдяки якій стає можливою їх ефективна трансформація у квазі-одношаровий стан. Така температурна трансформація між станами «САФ–одношаровий феромагнетик» дозволяє визначити унікальні для САФ властивості з безпосереднього порівняння спектрів ФМР одержаних за температур вище та нижче точки Кюрі спейсера. Окремий інтерес до вивчення динаміки у нано-САФ спричинений необхідністю встановлення впливу полів розсіяння, створюваних одним ФМ шаром на поведінку спін-хвильових мод у іншому. Використовуючи переваги методики мікромагнітних моделювань, ми зможемо пояснити виникнення, розташування та анізотропію зареєстрованих спін-хвильових мод, а також роль сильної локалізації спінових збуджень, міжелементної та внутрішньої взаємодій, характерних для масивів наноструктур на базі САФ.

6.2.1. Порівняння ФМР та мікромагнітних моделювань масивів нано-САФ

Спочатку розглянемо масиви тришарових нанодисків САФ $\text{Ru}(7 \text{ нм})/\text{NiCu}(10 \text{ нм})/\text{Ru}(7 \text{ нм})$ з періодом 250 нм та номінальним діаметром $d = 150 \text{ нм}$. За кімнатної температури спейсер перебуває у парамагнітному стані, завдяки чому відсутній прями обмін між зовнішніми шарами Ru, а

антипаралельна конфігурація моментів забезпечується лише за рахунок магнітостатичної взаємодії. Більш детально терромагнітний фазовий перехід спейсера NiCu та пов'язаний з ним процес перемикання стану ФМ-АФМ таких нано-САФ обговорювався у підрозділі 4.2, тому ми не будемо зараз зупинятися на цьому. Однак, важливо підкреслити, що при розгляді спін-хвильових процесів ми обмежимося виключно «ферромагнітними» модами, тобто коливаннями, що збуджуються у полях більших від поля насичення САФ, коли обидва магнітні моменти розташовані у паралельній конфігурації. Така постановка задачі є доречною, оскільки, по-перше, це суттєво спрощує аналіз спектрів, адже залежність частоти від прикладеного поля для усіх мод підтримується прямопропорційною. По-друге, нас наразі цікавить характер спін-хвильової динаміки нано-САФ у присутності зовнішнього магнітного поля, оскільки такі компоненти часто виступають складовими частинами більш розвинених систем, де піддаються впливу різноманітних сторонніх чинників (керуючих магнітних полів чи струмів, полів, наведених іншими компонентами, тощо).

Зображення СЕМ на Рис. 6.3(а, б) демонструють достатньо рівномірний розподіл елементів за розміром (розкид становить близько 5%) та гарну морфологію границь нанодисків. На зображенні під кутом, Рис. 6.3(б), можна побачити наявність нахилу бічної стінки елемента у $20^\circ - 30^\circ$, який сформувався у процесі травлення плазмою, що зменшило ефективний діаметр верхнього шару Ru на $\sim 15\%$ у порівнянні з нижнім шаром. Куполовидна форма верхньої частини нано-САФ, яку можна відстежити у вигляді концентричних кіл відносно центрів елементів на зображенні згори, Рис. 6.3(а), або ж як контрастну верхівку при спостереженні під кутом на Рис. 6.3(б), відповідає залишку маски TaN, що захищає виготовлені частинки від окислення.

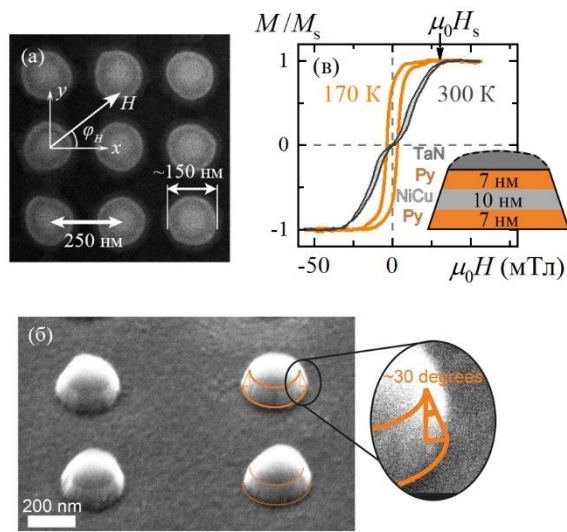


Рис. 6.3. (а) Зображення СЕМ згори для регіону масиву нанодисків САФ Py/NiCu/Py. На вставці показано період масиву та орієнтацію прикладеного магнітного поля у площині масиву. (б) Зображення СЕМ кількох нанодисків під кутом 45°. (в) Типові $M(H)$ петлі гістерезису одержані за допомогою МОКЕ при 300 К та 170 К. На вставці зображено поперечний переріз одного нанодиску САФ. TaN використовувався у технологічному процесі травлення нанодисків та слугує в якості захисного покриття.

На Рис. 6.3(в) показано дві характерні петлі магнітного гістерезису, одержані при розгортці поля у площині масиву ($\varphi_H = 0^\circ$). Нульова залишкова намагніченість при $H = 0$ та відносно велике поле насичення $\mu_0 H_s \approx 30$ мТл за кімнатної температури демонструє досить сильний міжшаровий зв'язок антиферромагнітного типу між верхнім та нижнім магнітними моментами в індивідуальному елементі САФ, що є очікуваним та відповідає поведінці масивів, досліджених у підрозділі 4.2. Порядок величини поля насичення, пропорційного ефективному полю дипольного зв'язку, корелює з величинами у системах з близькими геометричними параметрами, на кшталт комірок магнітної пам'яті з довільним доступом⁵. Стрімкі сходинкоподібні зміни намагніченості на петлі та невеликий гістерезис виникають внаслідок присутності у полікристалічних шарах Py магнітної анізотропії (див. розділ 4), а також можуть варіюватися за рахунок неідеальної круглої форми окремих нанодисків^{137,142}. Останнє, слід підкреслити, не притаманне досліджуваним тут масивам, оскільки

оціночна ступінь планарних морфологічних відхилень нанoeлементів сягала ~5%.

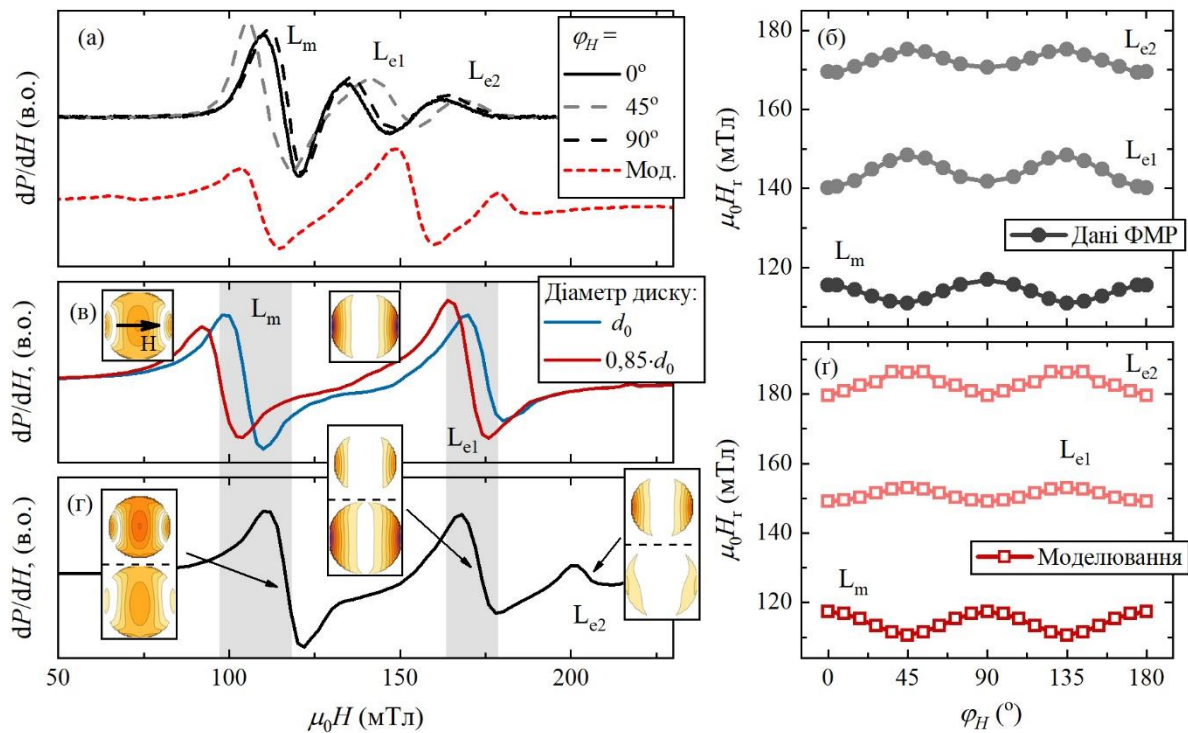


Рис. 6.4. (а) Експериментальні спектри ФМР одержані для масиву нанодисків САФ з діаметром 150 нм за різних орієнтацій у зовнішньому магнітному полі. L_m , L_{e1} та L_{e2} позначають резонансні лінії, що відповідають основній та двом граничним модам. Червоною штрихованою лінією показано змодельований спектр. (б) Залежності резонансних полів ліній від орієнтації прикладеного магнітного поля φ_H . (в) ФМР спектри змодельовані окремо для одношарового феромагнітного диску з діаметрами $d_0 = 150$ нм та $d \approx 0.85d_0$; розміри дисків відповідають нижньому та верхньому шару поодинокого САФ. (г) Змодельований спектр ФМР для одного елемента САФ з відповідними діаметрами шарів. На вставках зображено регіони збудження прецесії магнітних моментів у кожному шарі. (д) Кутові залежності резонансних мод, одержаних з моделювань для масивів нанодисків САФ; період масиву при даних розрахунках становив 200 нм.

На Рис. 6.4(а) продемонстровано спектри ФМР, одержані за кімнатної температури (чорний та сірий кольори) для масиву нанодисків САФ з діаметром 150 нм для різних орієнтацій зовнішнього магнітного поля у площині масиву, $\varphi_H = 0^\circ, 45^\circ$ та 90° . Кожна крива виявляє три яскраво виражені резонансні лінії, позначені тут як L_m , L_{e1} та L_{e2} . Ми пов'язуємо лінію L_m з квазі-однорідною (основною) спін-хвильовою модою, адже її положення співпадає з резонансною лінією суцільної плівки Ру. Відносно цього положення, лінії L_{e1} та L_{e2} спостерігаються при більших резонансних полях. Існування схожої високопольової (або низькочастотної) моди, разом із основною модою, відзначали раніше й для масивів одношарових нанодисків⁶⁴, де її пов'язали з локалізованими на границях ФМ шарів коливаннями. У випадку наших масивів нанодисків САФ, ми бачимо дві високопольові моди і асоціюємо їх обидві з резонансами вищих порядків, а саме, збудженням граничних мод, у наноструктурі САФ – ця інтерпретація ґрунтується на результатах мікромагнітного моделювання (штрихована червона крива) та детально аналізується нижче. Також варто зауважити, що будь-які моди ФМР, пов'язані з сигналами доменної структури чи вихорів, які можуть сформуватися у частинках САФ, мають бути виключені з розгляду, бо резонансні поля ліній L_m , L_{e1} та L_{e2} значно вищі ($\mu_0 H_r > 100$ мТл) від поля насичення елементів САФ ($\mu_0 H_s \approx 30$ мТл; Рис. 6.3(в)).

Резонансне поле H_r кожної резонансної лінії демонструє виражену кутову залежність, як це можна побачити на Рис. 6.4(б). Усі лінії мають характерну двовісну анізотропію, однак з протилежними важкою та легкою осями для випадків L_m та $L_{e1,e2}$. Легка вісь (мінімальне значення H_r) моди L_m лежить під кутом 45° відносно головних напрямків x та y масиву (Рис. 6.3(а)), тоді як для граничних мод L_{e1} та L_{e2} вона направлена вздовж x та y . Така анізотропна поведінка пов'язана з міжелементною дипольною взаємодією, яка призводить до неоднорідного розподілу ефективного магнітного поля всередині індивідуального нанодиску, навіть при досить високих зовнішніх полях^{68,258}.

Щоб пояснити природу та поведінку трьох виявлених мод ФМР, ми провели низку детальних мікромагнітних моделювань⁶³ у програмному пакеті MuMax3^{165,168}. Будова та геометрія усіх елементів задавались такими ж, що були одержані у виготовлених масивах, Рис. 6.3. Сітка моделювання складалася з $N \times N \times 7$ комірок з незмінними значеннями розмірів комірки $a_x, a_y = 3,125$ нм та $a_z = 3,5$ нм. Латеральний розмір сітки обирався різним ($N = 320\text{--}480$ комірок) з метою моделювання масивів різної періодичності. Вся сітка містила в собі групу з 5×5 тришарових елементів САФ, кожен з яких розташовувався в індивідуальному квадраті однакового розміру (64–96 комірок). Пустий простір товщиною у три комірки слугував в якості немагнітного спейсеру між ФМ шарами, таким чином лише магнітостатична дипольна взаємодія мала місце у елементах САФ. Під час розрахунків використовувались періодичні граничні умови, що забезпечило наближення нескінченного масиву. Матеріальні параметри ФМ шарів обиралися близькими до сплаву Ру: $M_s = 0,8 \text{ MA} \cdot \text{m}^{-1}$, $A_{\text{ex}} = 10 \text{ пДж} \cdot \text{м}^{-1}$ та $\alpha = 0,02$.

На Рис. 6.4(в) зображено спектри розраховані для двох окремих (ізольованих) одношарових дисків Ру, з товщиною 7 нм та діаметрами $d_0 = 150$ нм (синя крива) та $d = 0,85d_0$ (червона крива). Така різниця у розмірах відповідає визначеній за допомогою СЕМ різниці діаметрів нижнього та верхнього шарів наших нанодисків САФ, Рис. 6.3(б). На обох спектрах спостерігаються дві резонансні лінії, які відповідають основній та граничній резонансним модам, проілюстрованим на вставках до Рис. 6.4(в). Слід зазначити, що, хоча лінія L_m пов'язана з однорідною модою суцільної плівки Ру, відповідні збудження всередині нанодиску не є цілком рівномірними, саме тому ми називаємо її скоріш основною спін-хвильовою модою аніж однорідною модою ФМР. Важливо, що й жоден зі спектрів, які відповідають верхньому ти нижньому шарам нанодиску САФ, не виявляє ознак третьої резонансної лінії, одержаної на експерименті, а накладання цих спектрів один з одним не призводить до появи такого додаткового сигналу.

Розраховані спектри набувають значно іншого вигляду, коли два диски з діаметрами $d_0 = 150$ нм та $d = 0,85d_0$ поєднуються, формуючи окремий (поодинокий) елемент САФ, як це можна побачити на Рис. 6.4(г). Тут проявляються три резонансні лінії, положення та інтенсивності яких відтворюють експериментальні дані. Вставки до Рис. 6.4(г) підказують чому ми пов'язуємо високопольові лінії з коливаннями граничної моди. В той час як мода L_{e1} збуджується переважно в нижньому шарі, мода L_{e2} більш інтенсивна у верхньому шарі. Варто зазначити, коли верхній та нижній шари мають однакові діаметри, збуджуються тільки дві моди L_m та L_{e1} . Третя ж мода виникає лише за помітної різниці в діаметрах (близько 5%–10%).

Рис. 6.4(г) демонструє кутові залежності резонансних полів мод L_m , L_{e1} та L_{e2} , розраховані для масивів нанодисків САФ. Дані моделювання чудово узгоджуються з експериментальними залежностями на Рис. 6.4(б), що, власне, підтверджує нашу інтерпретацію виявлених мод та їх властивостей. Ми також окремо побудували розрахований спектр ФМР при $\varphi_H = 0^\circ$, щоб підкреслити гарне якісне відтворення експериментального спектру, де чітко проявляються три резонансні моди. Із порівняння панелі (г) з панелями (в) та (а) на Рис. 6.4 стає зрозумілим, що специфічний характер експериментальних спектрів є результатом розщеплення неоднорідних крайових коливань на дві моди всередині індивідуального елемента САФ. Магнітостатичні взаємодії між нанодисками у масиві несуть менший вплив, лише зсуваючи резонансні лінії по полю, та дещо змінюючи їх загальну форму.

Нами також було проведено мікромагнітне дослідження анізотропних властивостей мод, що представлено на Рис. 6.5. Ефективні поля двовісної анізотропії на Рис. 6.5(б) обраховувались із кутових залежностей (Рис. 6.5(а)) як $H_{ba} = H_r(45^\circ) - H_r(0^\circ)$. Кутова поведінка резонансів зазнає суттєвої трансформації при зміні періоду масиву. Так, при $p = 300$ нм, основна мода стає практично ізотропною. У цьому випадку, відстань між границями нанодисків САФ становить d_0 , тому дипольна взаємодія між елементами є значно слабшою (випадок дальнього поля) порівняно з густо наповненими масивами (випадок

ближнього поля) ⁶⁸, внаслідок чого елементи САФ можуть вважатися не зв'язаними дипольною взаємодією між собою. Водночас, обидві граничні моди не лише зберігають двовісну анізотропію, але й змінюють її характер на протилежний, зі зміною знаку. Це вказує на унікальну для САФ частинки, внутрішню природу анізотропії граничних мод. Варто підкреслити, що спектроскопічний аспект методик ФМР та мікромагнітного моделювання у цьому контексті є дуже доречним, адже вони дозволяють оцінювати анізотропію окремо для кожної моди (на чому також буде наголошуватись у наступному підрозділі), тоді як, наприклад, магнітометричні вимірювання усереднили б різні анізотропні внески інтегрально по всіх напрямках прикладеного магнітного поля.

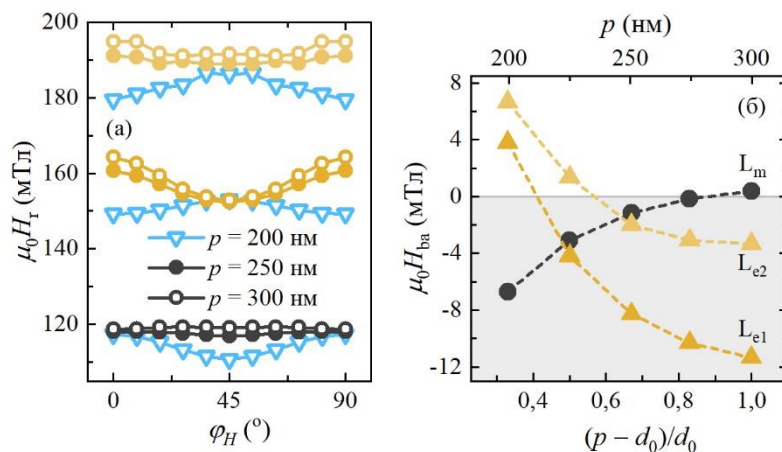


Рис. 6.5. (а) Кутові залежності резонансних полів мод, визначені з моделювань масивів різної періодичності (200–300 нм). (б) Ефективні поля двовісної анізотропії резонансних мод в залежності від періоду масиву та відповідної відстані між елементами.

6.2.2. Температурний перехід нано-САФ у квазі-одношаровий стан

Рис. 6.6(а) порівнює спектри ФМР масивів нано-САФ при зменшенні температури з кімнатної до значень нижче точки Кюрі спейсера NiCu. Запропонований дизайн САФ є досить унікальним, адже він дозволяє ефективно перетворювати нанoelementи з тришарової у квазі-одношарову систему при переході спейсера від парамагнітного до феромагнітного стану за температури

близько $T_C^{\text{NiCu}} = 220 \text{ K}$ ^{87,88,259,260}. Відповідна трансформація спектрів ФМР проявляється дуже яскраво – три резонансні піки зливаються до двох мод, що, як відомо, характерно саме для одношарових наномасивів. На Рис. 6.6(б) продемонстровано апроксимуючі криві для виявлених мод вищого порядку після віднімання основного піку: виражений подвійний резонанс за кімнатної температури з домінуючою граничною модою L_{e1} , та єдиний широкий пік при 170 К (подано синім кольором), коли інтенсивність моди L_{e1} сягає <1% свого попереднього значення. Перехід від двох піків вищого порядку до одного відбувається саме за температури Кюрі спейсера, яка була незалежно визначена із магнітометричних даних, приведених на Рис. 6.6(в).

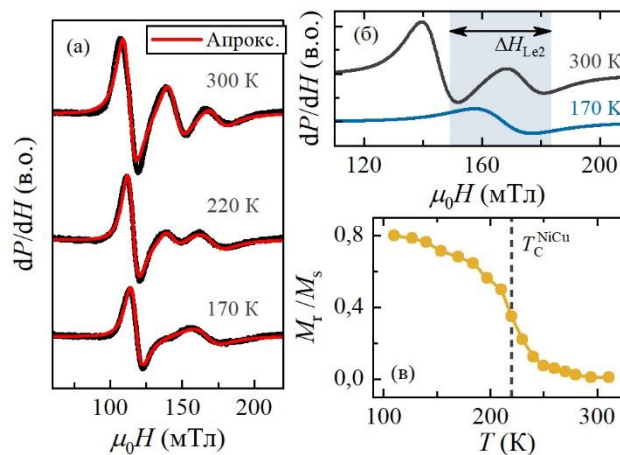


Рис. 6.6. (а) Експериментальні ФМР спектри одержані для масивів нанодисків САФ за різних значень температури (червоним показано повні апроксимовані криві). (б) Апроксимація гібридизованих граничних мод після віднімання піку основної моди, для температур вище та нижче T_C^{NiCu} спейсера. (в) Нормована залишкова намагніченість в залежності від температури.

Таким чином, шляхом безпосереднього експерименту, ми підтверджуємо, що природа подвійного спін-хвильового резонансу унікальна для наномасивів САФ. Цікаво також зазначити, що ширина розрахованої (19,8 мТл) та експериментальної (21 мТл при 300 К) ліній основної моди майже однакова (різниця становить ~6%), що можна пов'язати з рівнем морфологічних відхилень між нанодисками, виявленим у наших зразках, і який сягає такого ж порядку

величини (оцінка розкиду латеральних розмірів нанодисків, проведена за допомогою СЕМ, становить близько 5%).

6.2.3. Розщеплення граничної моди на коливання акустичного та оптичного типів

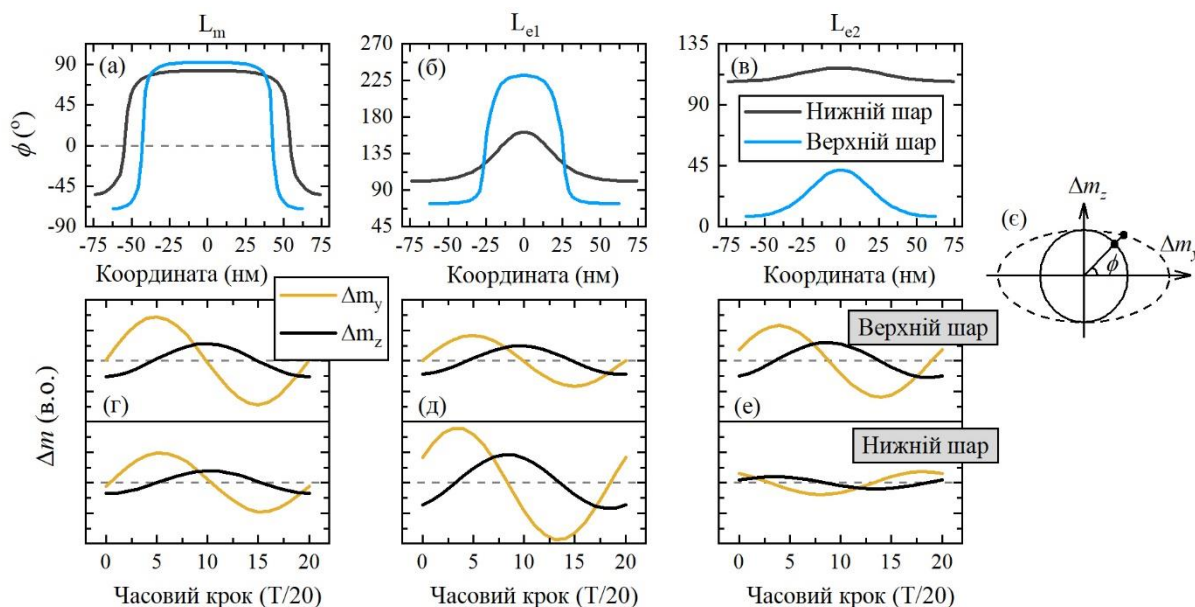


Рис. 6.7. (а–в) Фазові профілі основної та гібридизованих граничних мод, розраховані вздовж діаметрального перерізу в напрямку прикладеного магнітного поля. (г–е) Осциляції Δm_z та Δm_y динамічних компонент магнітних моментів в точках шарів нанодисків, де амплітуда коливань була найбільшою. (є) Схематичне зображення системи координат та відповідного перерахунку еліптичної прецесії магнітних моментів.

На Рис. 6.7(а–в) пропонуються фазові профілі для всіх резонансних мод, отримані у фіксований момент часу. Фаза прецесії обраховувалась у кожній комірці, розташованій на діаметральному перерізі верхнього та нижнього шарів САФ вздовж напрямку зовнішнього сталого магнітного поля ($\varphi_H = 0^\circ$):

$$\phi_i = \arctan \left(\frac{\Delta m_{z,i}}{\Delta m_{y,i}} \right), \quad (6.4)$$

де $\Delta m_{z,i}$ та $\Delta m_{y,i}$ – це відповідні компоненти нормованого динамічного магнітного моменту в i -ій комірці. Хоча фазові профілі двох шарів дещо не співпадають, їх

функціональна форма виявляється близькою, вказуючи на коливання акустичного типу для мод L_m та L_{e1} . Водночас, фазові профілі для моди L_{e2} демонструють великий фазовий зсув (приблизно 100°) на границях шарів, де амплітуда коливань є найбільшою. Це також спостерігається на панелях ($\Gamma-e$), де показано часову динаміку компонент вибраного магнітного моменту. Тому, ми можемо стверджувати, що подвійний неоднорідний резонанс вищих порядків є результатом гібридизації квазі-акустичних та квазі-оптичних коливань (майже у фазі та зі зсувом фаз, відповідно) у двох феромагнітних шарах, що складають САФ. Ці моди зливаються в єдину граничну моду при появі прямої обмінної взаємодії між зовнішніми шарами нижче температури T_C^{NiCu} спейсера, та, загалом, можуть бути налаштовані шляхом вибору геометрії САФ і властивостей спейсера, наприклад, через внесення магнітних домішок, або ж за рахунок температурного контролю. Тут слід підкреслити, що осцилюючі всередині елементу САФ області, що формують граничні моди, дуже відрізняються від таких для основної моди. Іншими словами, просторова структура цих спін-хвильових мод значно відрізняється між собою: у першому випадку ми спостерігаємо сильно локалізовані коливання поблизу границь елементів, а у другому – майже однорідні, розподілені по всій площі нанoeлементів, однак з двома вузловими лініями і найбільшою інтенсивністю у центрі (саме тому у літературі цю моду також називають «центральною»). Внаслідок чого, відношення, відоме для суцільних однорідних плівок (наближення макроспіну)⁷⁹, між оптичними/акустичними та звичайними однорідними коливаннями, не може бути застосоване до сильно просторово неоднорідних спін-хвильових резонансів, які мають місце у даній роботі. Більше того, дві виявлені граничні моди не можна назвати коливаннями акустичного та оптичного типів у загальноприйнятому розумінні, оскільки САФ під час збудження знаходився в насиченому стані, коли магнітні моменти паралельні один одному, на відміну від антипаралельної конфігурації підґраток у природніх антиферомагнітних кристалах.

Наведені результати демонструють, що магнітна динаміка періодичних масивів наномагнітів САФ суттєво відрізняється від відомої поведінки одношарових наномасивів. Наші температурні магнітометричні та ФМР дослідження, підкріплені морфологічною характеристикацією та мікромагнітними моделюваннями, дозволяють ідентифікувати причини виявлених, специфічних лише для САФ, властивостей. Три спін-хвильові моди та їх виражена анізотропія є двома такими відмінними властивостями, які, водночас, регулюються різними факторами. Проведені мікромагнітні моделювання виявили, що розщеплення граничної моди вищого порядку на дві відбувається внаслідок дипольної взаємодії всередині індивідуального, асиметричного елемента САФ. Тут, взаємодія між частинками в масиві виступає другорядним ефектом, який, однак, диктує анізотропні властивості масиву. Ми встановили, що спінові збудження граничної моди мають гібридизований характер, з акустичними (переважно у фазі для L_{e1}) та оптичними (переважно зі зсувом фаз для L_{e2}) коливаннями у двох ФМ шарах, які складають САФ.

Поява подібних граничних мод у одношарових системах зазвичай пояснюється неоднорідним розподілом розмагнічуючого магнітного поля, мінімуми якого (і пов'язані з ними максимуми внутрішнього поля ФМ шару) розташовані на границях, ортогональних статичній намагніченості дисків ²⁴². В результаті, коливання спінів локалізуються у цих енергетично вигідних областях. Слідуючи за тією ж логікою для наших асиметричних САФ, ми пов'язуємо дві граничні спін-хвильові моди з неоднорідними розподілами внутрішнього поля, які відрізняються для двох шарів завдяки відмінним профілям розмагнічуючого поля та поля розсіяння (наведеного одним шаром у іншому). Розмагнічування сильніше у верхньому шарі, який характеризується меншим діаметром, що призводить до більших зовнішніх полів необхідних для збудження граничної моди у цьому шарі. У випадку ж симетричного САФ, із симетричними розподілами полів, збуджується лише одна гранична мода, що підтверджується нашими контрольними моделюваннями.

Двовісна анізотропія трьох спін-хвильових мод є наслідком симетрії періодичного масиву, побудованого на базі квадратної ґратки. Для круглих нанодисків САФ, ця анізотропія, очевидно, спричинена міжелементною дипольною взаємодією у масиві. Виявлену кутову різницю у 45° між легкими осями основної та граничних мод можна пояснити відмінністю відстаней між відповідними областями спінових осциляцій у масивах одношарових нанодисків²⁵⁸. Ми змогли відтворити цей тип анізотропії у наших мікромагнітних моделюваннях, та показали його переважно динамічну природу, коли окремі резонансні моди мають індивідуальні анізотропні властивості (див. Рис. 6.4 та Рис. 6.5).

6.3. Спін-хвильова динаміка у нано-САФ з розмірами, близькими до обмінної довжини

Нещодавні дослідження продемонстрували, що у нанодисках САФ можливе збудження резонансних мод вищих порядків^{252,253}, властивості яких залежать від просторової конфігурації масиву, кількості та товщини шарів, а також геометричних параметрів окремих елементів. Зокрема, у попередньому підрозділі було показано як специфічна взаємодія всередині САФ дозволяє здійснювати безпосереднє температурне керування над спін-хвильовою динамікою наноелементів, тим самим надаючи нові способи налаштування високошвидкісних режимів роботи майбутніх спінтронних пристроїв²⁶¹. У цьому підрозділі буде продемонстровано що така спін-хвильова поведінка зазнає значних змін при розгляді нано-САФ суттєво зменшеного розміру²⁶². Актуальність цієї задачі полягає у необхідності масштабування магнітних властивостей САФ до малорозмірних наноелементів та пристроїв, оскільки передові розробки спінтроніки повинні досягати масштабів передових систем наноелектроніки не втративши при цьому продуктивності роботи та функціональних переваг. Більше того, наближення розмірів до граничного значення обмінної довжини у феромагнетику може помітно вплинути на баланс взаємодій, задіяних у спін-хвильових процесах, коли в межах однієї магнітної

ґратки (одного ФМ шару) енергетичний внесок магнітодипольного зв'язку, який є визначальним для великих наноманітів (100 нм – 1 мкм) зменшується, а домінуючою стає обмінна взаємодія між спінами ⁶⁴.

Конструкція досліджуваних тут нанорозмірних елементів САФ підтримувалася ідентичною до нанодисків, розглянутих у попередньому підрозділі. Тришарові нано-САФ $\text{Py}(7 \text{ нм})/\text{Ni}_{60}\text{Cu}_{40}(10 \text{ нм})/\text{Py}(7 \text{ нм})$ були виготовлені за аналогічними етапами технологічного процесу, однак маска створювалася таким чином, щоб результуючі елементи нано-САФ приймали витягнутої вздовж єдиного напрямку, еліпсоподібної, форми. Як наголошувалось у оглядовому розділі, форма латерально обмежених наноманітів відіграє значну роль не лише для їх магнітостатичних властивостей, але й для параметрів збуджуваних спінових хвиль – варіюванням форми, наприклад, можна досягти ефекту самозміщення, коли магнітна анізотропія чи наведені поля розсіяння знімають необхідність прикладання зовнішніх полів для функціонування спінтронних та магнонних пристроїв ¹¹⁰. Окрім цього, у підрозділі 6.1 вже демонструвалось, що, на перший погляд незначна, зміна форми нано-САФ від круглої до еліпсоподібної призводить до порушення симетрії відносно статичного розподілу намагніченості, та суттєвих якісних змін у просторовій структурі коливних мод вищих порядків.

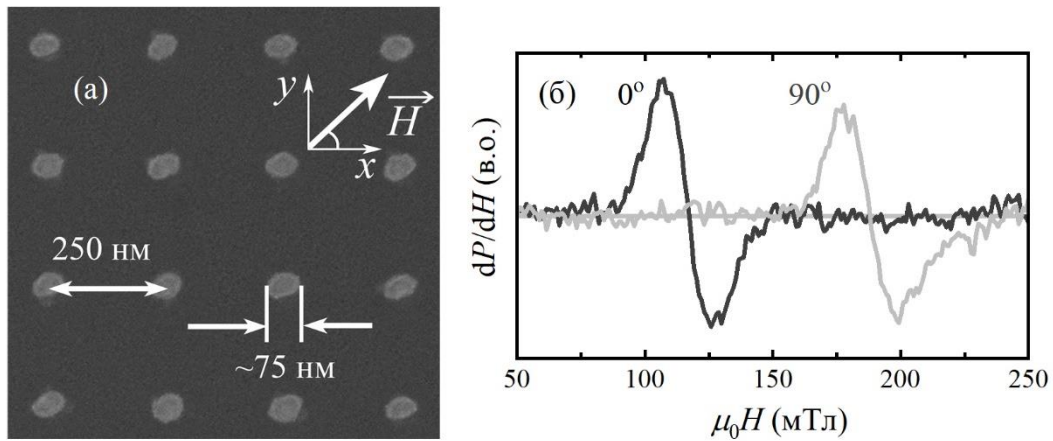


Рис. 6.8. (а) Зображення СЕМ для виготовленого масиву nano-САФ зі зменшеним розміром елементів. На вставці показані геометричні параметри масиву та система координат. (б) Вибрані експериментальні спектри ФМР масиву при орієнтації зовнішнього поля 0° та 90° відносно легкої осі еліптичних елементів, яка лежить вздовж напрямку x .

6.3.1. Одномодовий гібридизований резонанс

Геометрію виготовленого масиву нанoeлементів САФ, а також схему експерименту, можна побачити на зображенні СЕМ, представленому на Рис. 6.8(а). В першу чергу слід зауважити, що, не дивлячись на недосконалість морфології окремих nano-САФ, спричинену обмеженнями процесу виготовлення масивів, у середньому форма зберігається майже однаковою між елементами. Визначена за допомогою СЕМ середня довжина великої осі довільного наноеліпса у масиві становить $d_x \approx 75$ нм, тоді як для малої вісі, в свою чергу, сягає значень $d_y \sim 0,7d_x$. Аналогічно до попереднього дослідження, за допомогою резонаторної методики ФМР було проведено вимірювання серії спектрів, кожен з яких відповідає певній азимутальній орієнтації φ_H зовнішнього магнітного поля. На Рис. 6.8(б) наведено два вибрані спектри для кутів 0° (легкий напрямок) та 90° (важкий напрямок). Усі експериментальні спектри виявляють один гарно виражений пік, розташований вище резонансного поля конвенційної однорідної моди тонкоплівкового Ру. Така ж поведінка відтворюється й на змодельованих спектрах, Рис. 6.9(б). Мікромагнітні розрахунки для даних масивів проводилися з використанням тих же параметрів, що й у попередньому

підрозділі, за винятком лише геометрії та розміру елементів (на відміну від 150-нм нано-САФ помітного нахилу бічної стінки у виготовлених тут 75-нм нано-САФ не було виявлено, тому розміри двох ФМ шарів задавалися однаковими). Тут важливо відмітити, що обидва положення єдиної резонансної лінії, як при 0° , так і 90° , знаходяться значно вище поля насичення САФ^{263,264}, тому вихорі, спін-флоп конфігурація чи інші екзотичні магнітні стани^{140,142,265} не можуть бути джерелом цього резонансного сигналу.

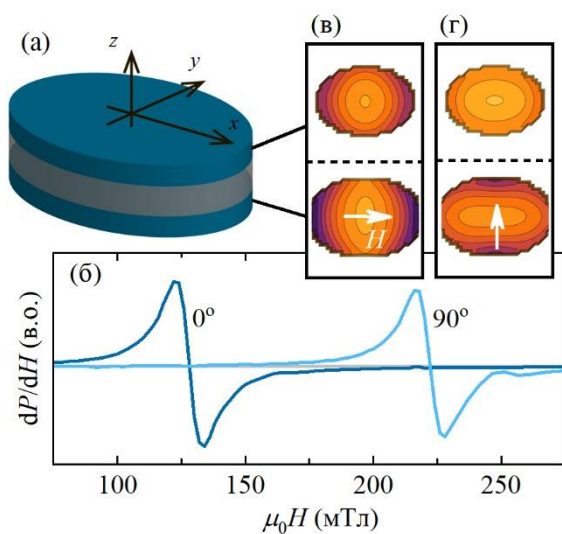


Рис. 6.9. (а) Схематична ілюстрація еліпсоподібного нанoeлементу САФ. (б) Змодельовані спектри ФМР масиву при напрямку зовнішнього поля 0° та 90° відносно легкої осі елементів. (в) Мапи спінових збуджень поодинокі моди, зображені окремо в обох ФМ шарах системи при відповідних орієнтаціях зовнішнього поля φ_H .

Мапи спінових збуджень, обчислені під час моделювань, та зображені на Рис. 6.9(в, г), демонструють просторовий розподіл інтенсивності коливань, що свідчить про спін-хвильову природу спостережуваного резонансу. Як було показано у попередньому підрозділі, нанодиски з діаметром 150 нм можуть проявляти багатомодову колективну динаміку²⁶¹, де дипольна взаємодія всередині одного САФ сприяє розщепленню граничної моди на квазі-акустичні та квазі-оптичні режими. Однак, у досліджуваних тут САФ зменшеного розміру збуджується лише одна вироджена мода. Причиною такої поведінки може бути посилення ролі обмінної взаємодії в межах одного ФМ шару у порівнянні з диполь-дипольним міжшаровим зв'язком при переході до надзвичайно малих елементів (коли лінійні розміри стають близькими до обмінної довжини у

ферромагнетиках)⁶⁴, де обмінна енергія фактично набуває домінуючого впливу на характеристики елементарних спінових збурень, магнонів, подібно до того як це відбувається з перпендикулярними стоячими хвилями у плівках^{20,45}. Мапи спінових осциляції демонструють ще один важливий наслідок зменшення розмірів – спостережуваний одномодовий резонанс неможливо приписати виключно до мод центрального чи граничного типів. Поодинокa мода є, скоріше, результатом гібридизації між цими двома режимами (або ж їх злиття), оскільки квазі-однорідна центральна мода характеризується наявністю чітко виражених вузлових ліній, які відокремлюють області локалізації коливань у центрі та на границях ФМ шарів, чого ми не спостерігаємо на мапах коливань. Можна також сказати, що виявлена поодинокa мода є аналогом однорідних коливань ФМР, притаманних тонкоплівковим 2D структурам, однак слід мати на увазі, що хоча коливання охоплюють усю площу елемента САФ, розподіл інтенсивності є нерівномірним (різниця в амплітудах коливань між краями та центром становить ~50%).

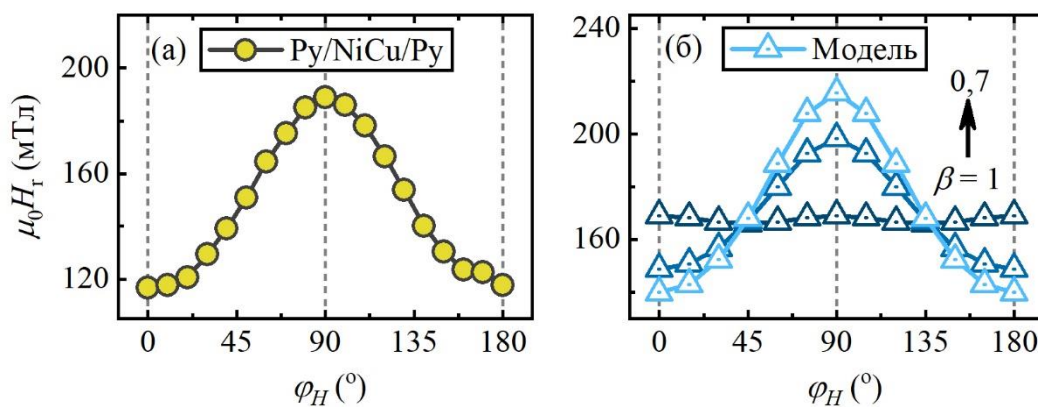


Рис. 6.10. Кутові залежності резонансного поля гібридизованої моди, визначені з (а) експериментальних спектрів та (б) даних мікромагнітного моделювання. Символом β позначено співвідношення малої та великої осей еліптичного нанoeлементa САФ.

6.3.2. Підсилення анізотропної поведінки гібридизованої моди

Кутові залежності резонансного поля, представлені на Рис. 6.10(а), виявили нетипово великий зсув резонансної лінії (на ~ 70 мТл) при зміні орієнтації зовнішнього магнітного поля від 0° до 90° (вздовж осі y в площині масиву). Однією з причин такої кутової поведінки резонансу, очевидно, є еліптична форма нанoeлементів САФ, яка чітко проявляється на Рис. 6.8(а). Залежності $H_r(\varphi)$, розраховані в рамках окремих серій мікромагнітних моделювань для набору значень еліптичності $\beta = d_y/d_x$ (співвідношення малої до великої вісі нанoeлементів) і зображені на Рис. 6.10(б), демонструють поступовий перехід від порівняно слабкої двовісної анізотропії, яка виникає за рахунок диполь-дипольного зв'язку між елементами у подібних масивах^{68,247}, до одновісної, спричиненої відповідною формою індивідуальних нано-САФ. Однак, аналітичні оцінки для елементів САФ з такими лінійними розмірами, як у нашому випадку, дають величини поля анізотропії форми суттєво менші від спостережуваного на експерименті зсуву. Так, різниця у полях розмагнічування між станом насичення САФ вздовж великої та малої його осей сягає максимального значення 45 мТл при розрахунку обох ФМ шарів як еліпсоїдів обертання за моделлю Осборна²⁶⁶. Це дозволяє нам стверджувати, що не тільки форма елементів відповідає за виявлену сильно анізотропну поведінку резонансу, але й специфічна просторова конфігурація гібридизованої моди. З одного боку, мапи коливань на Рис. 6.9(в, г) свідчать про неоднорідний розподіл інтенсивності коливань виродженої моди (на краях шарів амплітуда коливань сягає значень на $\sim 50\%$ більших ніж у центрі). З іншого боку, еліптична форма елементів призводить до нееквівалентності розподілу спінових збуджень між двома випадками: коли нано-САФ намагнічені вздовж легкої (напрямок 0°) чи важкої (напрямок 90°) осей анізотропії.

Представлені результати демонструють якісну модифікацію спін-хвильової динаміки нанодисків САФ при переході до розмірів < 100 нм, яка, в нашому випадку, регулюється двома факторами: анізотропією форми елементів та одномодовим гібридизованим резонансом. Цю вироджену моду неможливо однозначно віднести до певного класу стоячих спінових хвиль – тип її коливань

нагадує, скоріше, суперпозицію притаманних для наномагнітів центральної та граничної мод, що наштовхує нас на кілька важливих зауважень. По-перше, присутність спінових збуджень в об'ємі всієї структури САФ, одночасно у центрі та на краях обох шарів, робить цю моду менш чутливою до морфологічних відхилень, що зменшує спектральний розкид резонансу по частоті, можливий у таких малих елементах ²⁶⁷. Важливим також є й те, що просторова структура спін-хвильових мод у латерально обмежених елементах диктується розподілом розмагнічуючих та внутрішніх полів. Наприклад, коливання граничної моди локалізуються на краях елементів, де розмагнічуюче поле сягає свого мінімального значення. Це чітко спостерігається у системах з відносно великими розмірами, >100 нм ⁶⁴. Однак, при подальшому зменшенні розмірів, як у розглянутих тут нано-САФ, обмін всередині окремих шарів починає відігравати більшу роль у визначенні спін-хвильових характеристик елементів ніж, наприклад, диполь-дипольний міжшаровий зв'язок чи ефект розмагнічування, і тому осциляції ефективно розподіляються по всьому нанодиску САФ. В результаті, на експерименті ФМР ми спостерігаємо єдину широку резонансу лінію ($\mu_0 \Delta H_{av} = 30$ мТл). По-друге, не зважаючи на те, що коливання охоплюють всю площу САФ, вони не цілком рівномірні. На краях обох шарів структури спостерігається вдвічі більша амплітуда, а разом з нею й інтенсивність коливань, Рис. 6.9(в, г). Враховуючи сказане, еліпсоподібна форма елементів призводить не лише до магнітно статичної одновісної анізотропії, але й зумовлює відмінність у дипольному зв'язку протилежних динамічних компонент виродженої моди на краях САФ, розташованих вздовж великої чи малої осей. Це доповнює ефект статичного розмагнічування та підсилює анізотропію форми, спостережувану на спектрах ФМР. Іншими словами, збудження цієї моди при намагнічуванні структури вздовж важкої осі потребує ще більшої енергії за рахунок зменшення відстані і посилення дипольної взаємодії між спінами у протилежних областях локалізованих коливань. Аналогічна анізотропна поведінка, звичайно, повинна спостерігатися і для граничної моди у елементах дещо більшого розміру, в силу подібної локалізації коливань на їх границях,

однак ефект може бути нехтовно малим, оскільки відстань між осцилюючими областями буде також збільшуватись.

6.4. Висновки до розділу

Мікромагнітні розрахунки та аналіз, проведені в першій частині розділу, дозволили охарактеризувати динамічні властивості наноеліпсу САФ як в залежності від зовнішнього поля, так і від фізичних параметрів самого нано-САФ, а також окреслити специфічну трансформацію структури спін-хвильових мод вищих порядків, виявлених у даній системі. Польові залежності мод якісно й кількісно відтворюють результати, одержані вимірюваннями коливань магнітоопору для САФ у реальному функціонуючому СТНО²³⁹, що свідчить про гарну кореляцію між представленим у роботі мікромагнітним підходом та експериментом. З наданої у даній роботі аргументації можна виділити кілька ключових переваг, що пропонує методика мікромагнітних моделювань: можливість одержання еволюції динаміки системи з високою роздільною здатністю у просторі та часі, та з урахуванням основних магнітних взаємодій (диполь-дипольної, прямого обміну, та непрямой РККІ взаємодії антиферромагнітного типу); чітке розрізнення коливань у відповідних складових частинах нанoeлементів (у нашому випадку – по двом ФМ шарам САФ); можливість дослідження спін-хвильової структури коливань. Окрім цього, нами показано, що порушення симетрії у еліптичному САФ призводить до нетривіальної поведінки мод вищих порядків: з одного боку, коливання розбиваються на синфазні області, відокремлені радіальними вузловими лініями, але хвильовий вектор має нерівномірний розподіл по колу в площині ФМ шарів. Продемонстроване багатомодове збудження спінових хвиль у перпендикулярно намагніченому нано-САФ пропонує нові важелі впливу на функціональні характеристики СТНО. В залежності від реалізації вільного шару та поставлених прикладних задач, моди вищих порядків можуть задавати додаткові динамічні режими роботи осцилятора, що представляє інтерес для сучасних нейроморфних спітронних кіл.

Дослідження ФМР, проведені у супроводі з детальним мікромагнітним аналізом, дозволили якісно охарактеризувати поведінку стоячих спінових хвиль у планарно намагнічених масивах тришарових круглих нанoeлементів САФ з діаметром 150 нм. Встановлено наявність гібридизованого спін-хвильового резонансу, що проявляється у вигляді додаткової граничної моди вищих порядків, притаманної виключно асиметричним нано-САФ, в яких присутня помітна різниця діаметрів верхнього і нижнього ФМ шарів (~15%). Експериментально показано можливість безпосереднього температурного контролю над подвійним гібридизованим резонансом нано-САФ за рахунок термомагнітного фазового переходу слабо-ферромагнітного спейсера $\text{Ni}_{60}\text{Cu}_{40}$. Так, при зменшенні температур від точки Кюрі (≈ 220 K), спейсер набуває магнітного впорядкування, вмикаючи пряму обмінну взаємодію на інтерфейсах з ФМ шарами Fe , та перетворюючи тришарові нано-САФ на квазі-одношарові диски. При цьому спін-хвильова динаміка нано-САФ повертається до типової для одношарових ФМ елементів, з поодинокими центральною та граничною модами. Розрахунок просторових розподілів фази коливань показав, що дві виявлені граничні моди відповідають коливанням акустичного та квазі-оптичного типів, коли осциляції магнітних моментів на краях окремих шарів нано-САФ відбуваються майже синфазно або зі зсувом фаз ($\sim 100^\circ$). Причиною такого розщеплення мод ми пояснюємо зміни у міжшаровій дипольній взаємодії, викликані порушенням симетрії статичного розподілу магнітних моментів за умов, коли верхній та нижній шар нано-САФ у достатній мірі відрізняються за розміром.

Дослідження динаміки еліптичних нано-САФ менших розмірів показали, що на відміну від попереднього випадку 150-нм круглих нанодисків, у таких елементах збуджується лише одна мода, однак з суттєво гібридизованим просторовим розподілом коливань. Мікромагнітні розрахунки мап збуджень виявили присутність синфазних осциляцій моментів по всій площині обох шарів САФ (як у центрі, так і на краях елементів, та без вузлових ліній). Тому спостережувана гібридизована однорідна за фазою мода говорить про суттєві

зміни у енергетичних внесках, що визначають спінову динаміку системи. При зменшенні розмірів обмінна взаємодія всередині ФМ середовища починає відігравати більшу роль – вона протидіє магнітостатичному розмагнічуванню і створює достатні по величині внутрішні поля для збудження коливань в усіх точках простору ФМ шарів. Тим не менш, присутність полів розмагнічування призводить до нерівномірного розподілу інтенсивності коливань, з більшою амплітудою на краях нано-САФ. Це доповнює статичний внесок анізотропії форми у внутрішні поля елемента САФ і підсилює анізотропну поведінку гібридизованої моди, оскільки нееквівалентність відстані між протилежними границями елемента вздовж легкої та важкої вісей спричиняє відмінність дипольного зв'язку між динамічними компонентами відповідних магнітних моментів.

Усі обговорені вище результати показують як внутрішня та міжелементна дипольна взаємодія поєднуються для створення досить унікальних спін-хвильових властивостей нано-САФ у ГГц діапазоні, налаштування яких можливе за рахунок підбору геометрії елементів, або температури, що є цікавим для новітніх напрямків магнітонних метаматеріалів та нейроморфної спінтроніки.

7. ВИСНОВКИ

1) Досліджено експериментально та відтворено за феноменологічною моделлю процес температурно індукованого перемагнічування тонкоплівкових САФ $\text{Fe}/(\text{S1},\text{S2})/\text{Fe}$ з композитними спейсерами $\text{S1}, \text{S2} = [\text{Cr}/\text{FeCr}/\text{Cr}]_n$. Ключовими властивостями, відповідальними за перемикання таких САФ, виступають магнітокристалічна анізотропія зовнішніх ФМ шарів Fe та ефективна міжшарова взаємодія між ними. Останнє визначається конкуруючими каналами феромагнітної та антиферомагнітної непрямой обмінної взаємодії РККІ типу, характер яких можна регулювати атомарним складом слабко-феромагнітного FeCr, співвідношенням товщин шарів Cr та FeCr, а також загальним вибором конструкції композитного спейсера.

2) Заміна однорідного спейсера FeCr у класичному тонкоплівковому САФ $\text{Fe}/\text{FeCr}/\text{Fe}$ композитними S1 та S2 позбавляє структуру прямого обмінного зв'язку на інтерфейсах Fe/FeCr, пригнічуючи негативний вплив ефекту близькості і покращуючи, тим самим, ефективність перемикання намагніченості САФ. Так, для структур зі спейсером S1 досягається звуження температурного інтервалу перемагнічування від 100 K, типових при використанні однорідного спейсера, до 15 K, а для структур з S2 – до 70 K.

3) Показано, що полікристалічні ФМ шари Ru у складі нано-САФ $\text{Ru}/\text{NiCu}/\text{Ru}$ характеризуються слабкою магнітокристалічною анізотропією, проте магнітна анізотропія елемента як цілого також регулюється властивостями висококоерцитивного спейсера NiCu. Виражена температурна залежність у області $T < T_C^{\text{NiCu}}$ зумовлюється переважно посиленням магнітного порядку у спейсері, тоді як мінімум у точці $T_C^{\text{NiCu}} \approx 150$ K спостерігається, коли внески прямої обмінної взаємодії та магнітостатичної дипольної взаємодії компенсуються між собою, і коерцитивна поведінка нано-САФ визначається лише магнітокристалічною анізотропією ФМ шарів та спейсера.

4) Виявлено та виокремлено два внески у дисипацію спінового струму двошаровою структурою Ru/FeMn . Показано, що додатковий анізотропний внесок, який домінує за низьких температур, пов'язаний з розсіянням спінового

струму в області інтерфейсу ФМ та АФМ шарів внаслідок формування там «обмінної пружини» – локалізованого неоднорідного розподілу спінів. Кутова залежність цього внеску зумовлюється підвищенням ступеню неоднорідності, коли намагніченість ФМ шару та вектор Нееля АФМ направлені протилежно один одному, що також корелює з розрахованим відхиленням вектора Нееля від осі обмінного закріплення.

5) На прикладі структури Pb/FeMn (3 нм) продемонстровано можливість прискорення динаміки ФМ шару, використовуючи достатньо тонкий АФМ. Розраховане багатократне збільшення частоти резонансу пояснюється встановленням у бішарі сильної обертової анізотропії, природа якої полягає у можливості термічно активованого відхилення спінів від строго антиферромагнітного порядку як на інтерфейсі, так і вглибині АФМ. Результуючий неоднорідний стан диктується конкуренцією між малим некомпенсованим магнітним моментом, наведеним за рахунок ефекту близькості ФМ, та антиферромагнітним обміном у АФМ. На відміну від конвенційного обмінного зміщення, виявлений механізм збільшення частоти є ізотропним і спостерігається навіть за кімнатної температури, що може бути корисним для налаштування частотних характеристик спітронних пристроїв.

б) Дослідження ФМР масивів круглих нано-САФ з діаметром 150 нм виявило розщеплення граничного спін-хвильового резонансу, типової моди вищих порядків у латерально обмежених одношарових елементах, на коливання акустичного та квазі-оптичного типів (зсув фаз $\sim 100^\circ$) за кімнатної температури. Причина появи додаткової граничної моди криється у куполовидній формі наноелементів та результуючій різниці діаметрів верхнього і нижнього ФМ шарів, що призводить до модифікації міжшарової дипольної взаємодії. Продемонстровано можливість безпосереднього температурного контролю спін-хвильової поведінки нано-САФ – термомагнітний фазовий перехід спейсера NiCu при $T < T_C^{\text{NiCu}}$ перетворює елементи на квазі-одношарові, з типовими центральною та граничною модами.

7) При наближенні латеральних розмірів нано-САФ до характерної обмінної довжини обмінна взаємодія, що протидіє внеску розмагнічування всередині ФМ шарів, набуває домінуючого характеру і призводить до виродження спін-хвильових мод вищих порядків у єдину гібридизовану моду. Ця мода має однорідний розподіл фази, однак нерівномірну інтенсивність коливань, що створює нееквівалентність дипольного зв'язку між протилежними осцилюючими областями моди і доповнює ефект анізотропії форми.

Отримані результати розширюють існуючу базу знань ефектів і властивостей, притаманних антиферромагнітним матеріалам у наномасштабі, та можуть бути використані для надання рекомендацій щодо інтеграції подібних компонент у майбутніх розробках спінтроники та наномагнетизму.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- ¹ S.D. Bader and S.S.P. Parkin, *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **1**, 71 (2010).
- ² T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley, and J. Wunderlich, *Nat. Nanotechnol.* **11**, 231 (2016).
- ³ V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 15005 (2018).
- ⁴ R.A. Duine, K.-J. Lee, S.S.P. Parkin, and M.D. Stiles, *Nat. Phys.* **14**, 217 (2018).
- ⁵ W.J. Gallagher and S.S.P. Parkin, *IBM J. Res. Dev.* **50**, 5 (2006).
- ⁶ A. V Chumak, V.I. Vasyuchka, A.A. Serga, and B. Hillebrands, *Nat. Phys.* **11**, 453 (2015).
- ⁷ J. Grollier, D. Querlioz, K.Y. Camsari, K. Everschor-Sitte, S. Fukami, and M.D. Stiles, *Nat. Electron.* **3**, 360 (2020).
- ⁸ J. Smit and H.G. Beljers, *Philips Res. Rep.* **10**, 113 (1955).
- ⁹ M. Farle, *Reports Prog. Phys.* **61**, 755 (1998).
- ¹⁰ C. Abert, *Eur. Phys. J. B* **92**, (2019).
- ¹¹ I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
- ¹² J. Sinova and I. Žutić, *Nat. Mater.* **11**, 368 (2012).
- ¹³ P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M.B. Brodsky, and H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986).
- ¹⁴ M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F.N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- ¹⁵ W.S. Ishak, *Proc. IEEE* **76**, 171 (1988).
- ¹⁶ J.R. Eshbach and R.W. Damon, *Phys. Rev.* **118**, 1208 (1960).
- ¹⁷ R.W. Damon and J.R. Eshbach, *J. Phys. Chem. Solids* **19**, 308 (1961).
- ¹⁸ S. Demokritov, *Phys. Rep.* **348**, 441 (2001).
- ¹⁹ P. Grünberg and K. Mika, *Phys. Rev. B* **27**, 2955 (1983).
- ²⁰ P. Grünberg, *J. Appl. Phys.* **57**, 3673 (1985).
- ²¹ K. Mika and P. Grünberg, *Phys. Rev. B* **31**, 4465 (1985).
- ²² Y. Zheng and J.-G. Zhu, *IEEE Trans. Magn.* **33**, 3286 (1997).

- ²³ B.A. Everitt, A. V Pohm, and J.M. Daughton, *J. Appl. Phys.* **81**, 4020 (1997).
- ²⁴ B.A. Everitt and A. V Pohm, *J. Vac. Sci. Technol. A Vacuum, Surfaces, Film.* **16**, 1794 (1998).
- ²⁵ R.R. Katti, *J. Appl. Phys.* **91**, 7245 (2002).
- ²⁶ T.J. Hayward, J. Llandro, R.B. Balsod, J.A.C. Bland, D. Morecroft, F.J. Castaño, and C.A. Ross, *Phys. Rev. B* **74**, 134405 (2006).
- ²⁷ V. Iurchuk, J. Bran, M. Acosta, and B. Kundys, *Appl. Phys. Lett.* **122**, 72404 (2023).
- ²⁸ B. Dieny, V.S. Speriosu, B.A. Gurney, S.S.P. Parkin, D.R. Wilhoit, K.P. Roche, S. Metin, D.T. Peterson, and S. Nadimi, *J. Magn. Magn. Mater.* **93**, 101 (1991).
- ²⁹ J.-G. Zhu, *IEEE Trans. Magn.* **35**, 655 (1999).
- ³⁰ A. Veloso and P.P. Freitas, *J. Appl. Phys.* **87**, 5744 (2000).
- ³¹ P.P. Freitas, F. Silva, N.J. Oliveira, L. V Melo, L. Costa, and N. Almeida, *Sensors Actuators A Phys.* **81**, 2 (2000).
- ³² S. Araki, M. Sano, S. Li, Y. Tsuchiya, O. Redon, T. Sasaki, N. Ito, K. Terunuma, H. Morita, and M. Matsuzaki, *J. Appl. Phys.* **87**, 5377 (2000).
- ³³ W.H. Meiklejohn and C.P. Bean, *Phys. Rev.* **105**, 904 (1957).
- ³⁴ W.H. Meiklejohn, *J. Appl. Phys.* **33**, 1328 (1962).
- ³⁵ R. Hempstead, S. Krongelb, and D. Thompson, *IEEE Trans. Magn.* **14**, 521 (1978).
- ³⁶ D. Mauri, H.C. Siegmann, P.S. Bagus, and E. Kay, *J. Appl. Phys.* **62**, 3047 (1987).
- ³⁷ X.W. Wu and C.L. Chien, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2795 (1998).
- ³⁸ R.L. Stamps, *J. Phys. D. Appl. Phys.* **33**, R247 (2000).
- ³⁹ J. Nogués and I.K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203 (1999).
- ⁴⁰ F. Nolting, A. Scholl, J. Stöhr, J.W. Seo, J. Fompeyrine, H. Siegwart, J.-P. Locquet, S. Anders, J. Lüning, E.E. Fullerton, M.F. Toney, M.R. Scheinfein, and H.A. Padmore, *Nature* **405**, 767 (2000).
- ⁴¹ F. Radu and H. Zabel, in *Springer Tracts Mod. Phys.* (Springer Berlin Heidelberg, 2008), pp. 97–184.
- ⁴² C. Feng, Y. Li, L. Wang, Y. Cao, M. Yao, F. Meng, F. Yang, B. Li, K. Wang, and G. Yu, *Adv. Funct. Mater.* **30**, 1909708 (2020).

- ⁴³ M.D. Stiles, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 322 (1999).
- ⁴⁴ B. Hillebrands, J. V Harzer, G. Güntherodt, C.D. England, and C.M. Falco, *Phys. Rev. B* **42**, 6839 (1990).
- ⁴⁵ B. Hillebrands, *Phys. Rev. B* **41**, 530 (1990).
- ⁴⁶ P.M. Levy, S. Zhang, and A. Fert, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1643 (1990).
- ⁴⁷ S.S.P. Parkin, N. More, and K.P. Roche, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2304 (1990).
- ⁴⁸ J. Fassbender, F. Nörtemann, R.L. Stamps, R.E. Camley, B. Hillebrands, G. Güntherodt, and S.S.P. Parkin, *Phys. Rev. B* **46**, 5810 (1992).
- ⁴⁹ S.S.P. Parkin and D. Mauri, *Phys. Rev. B* **44**, 7131 (1991).
- ⁵⁰ Z. Celinski and B. Heinrich, *J. Magn. Magn. Mater.* **99**, L25 (1991).
- ⁵¹ F. Petroff, A. Barthélemy, D.H. Mosca, D.K. Lottis, A. Fert, P.A. Schroeder, W.P. Pratt, R. Loloee, and S. Lequien, *Phys. Rev. B* **44**, 5355 (1991).
- ⁵² S.S.P. Parkin, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3598 (1991).
- ⁵³ S.S.P. Parkin, R. Bhadra, and K.P. Roche, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2152 (1991).
- ⁵⁴ S.S.P. Parkin, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 512 (1992).
- ⁵⁵ S.S.P. Parkin, A. Mansour, and G.P. Felcher, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 1473 (1991).
- ⁵⁶ A. Barthélemy, A. Fert, M.N. Baibich, S. Hadjoudj, F. Petroff, P. Etienne, R. Cabanel, S. Lequien, F.N. Van Dau, and G. Creuzet, *J. Appl. Phys.* **67**, 5908 (1990).
- ⁵⁷ G. Csaba, A. Imre, G.H. Bernstein, W. Porod, and V. Metlushko, *IEEE Trans. Nanotechnol.* **1**, 209 (2002).
- ⁵⁸ M. Colci and M. Johnson, *IEEE Trans. Nanotechnol.* **12**, 824 (2013).
- ⁵⁹ F.A. Shah, V.K. Sankar, P. Li, G. Csaba, E. Chen, and G.H. Bernstein, *J. Appl. Phys.* **115**, 17B902 (2014).
- ⁶⁰ S. Jenkins, A. Meo, L.E. Elliott, S.K. Piotrowski, M. Bapna, R.W. Chantrell, S.A. Majetich, and R.F.L. Evans, *J. Phys. D. Appl. Phys.* **53**, 44001 (2019).
- ⁶¹ H. Zhong, S. Qiao, S. Yan, L. Liang, Y. Zhao, and S. Kang, *J. Magn. Magn. Mater.* **497**, 166070 (2020).
- ⁶² E. Raymenants, O. Bultynck, D. Wan, T. Devolder, K. Garello, L. Souriau, A. Thiam, D. Tsvetanova, Y. Cavel, D.E. Nikonov, I.A. Young, M. Heyns, B. Soree, I. Asselberghs, I. Radu, S. Couet, and V.D. Nguyen, *Nat. Electron.* **4**, 392 (2021).

- ⁶³ R.D. McMichael and M.D. Stiles, J. Appl. Phys. **97**, 10J901 (2005).
- ⁶⁴ G. Carlotti, Appl. Phys. Rev. **6**, 31304 (2019).
- ⁶⁵ J.M. Shaw, T.J. Silva, M.L. Schneider, and R.D. McMichael, Phys. Rev. B **79**, 184404 (2009).
- ⁶⁶ J. Ding, M. Kostylev, and A.O. Adeyeye, Appl. Phys. Lett. **100**, 10 (2012).
- ⁶⁷ H.T. Nembach, R.D. McMichael, M.L. Schneider, J.M. Shaw, and T.J. Silva, Appl. Phys. Lett. **118**, 12408 (2021).
- ⁶⁸ C. Mathieu, C. Hartmann, M. Bauer, O. Buettner, S. Riedling, B. Roos, S.O. Demokritov, B. Hillebrands, B. Bartenlian, C. Chappert, D. Decanini, F. Rousseaux, E. Cambril, A. Müller, B. Hoffmann, and U. Hartmann, Appl. Phys. Lett. **70**, 2912 (1997).
- ⁶⁹ M. Gavagnin, H.D. Wanzenboeck, D. Belić, and E. Bertagnolli, ACS Nano **7**, 777 (2012).
- ⁷⁰ M.A. Ruderman and C. Kittel, Phys. Rev. **96**, 99 (1954).
- ⁷¹ T. Kasuya, Prog. Theor. Phys. **16**, 45 (1956).
- ⁷² K. Yosida, Phys. Rev. **106**, 893 (1957).
- ⁷³ L. Petersen, P.T. Sprunger, P. Hofmann, E. Lægsgaard, B.G. Briner, M. Doering, H.-P. Rust, A.M. Bradshaw, F. Besenbacher, and E.W. Plummer, Phys. Rev. B **57**, R6858 (1998).
- ⁷⁴ P. Bruno and C. Chappert, Phys. Rev. B **46**, 261 (1992).
- ⁷⁵ J.M.D. Coey, *Magnetism and Magnetic Materials* (Cambridge University Press, 2001).
- ⁷⁶ P. Bruno and C. Chappert, Phys. Rev. Lett. **67**, 1602 (1991).
- ⁷⁷ O. Gomonay, T. Jungwirth, and J. Sinova, Phys. Status Solidi - Rapid Res. Lett. **11**, 1700022 (2017).
- ⁷⁸ T. Jungwirth, J. Sinova, A. Manchon, X. Marti, J. Wunderlich, and C. Felser, Nat. Phys. **14**, 200 (2018).
- ⁷⁹ A. Konovalenko, E. Lindgren, S.S. Cherepov, V. Korenivski, and D.C. Worledge, Phys. Rev. B **80**, 144425 (2009).
- ⁸⁰ S. Li, Q. Li, J. Xu, S. Yan, G.-X. Miao, S. Kang, Y. Dai, J. Jiao, and Y. Lü, Adv.

Funct. Mater. **26**, 3738 (2016).

⁸¹ Y. Shiota, T. Taniguchi, M. Ishibashi, T. Moriyama, and T. Ono, Phys. Rev. Lett. **125**, 17203 (2020).

⁸² A. Sud, C.W. Zollitsch, A. Kamimaki, T. Dion, S. Khan, S. Iihama, S. Mizukami, and H. Kurebayashi, Phys. Rev. B **102**, 100403 (2020).

⁸³ H.J. Waring, N.A.B. Johansson, I.J. Vera-Marun, and T. Thomson, Phys. Rev. Appl. **13**, 34035 (2020).

⁸⁴ C. Dai and F. Ma, Appl. Phys. Lett. **118**, 112405 (2021).

⁸⁵ A.M. Kadigrobov, S. Andersson, D. Radić, R.I. Shekhter, M. Jonson, and V. Korenivski, J. Appl. Phys. **107**, (2010).

⁸⁶ S. Andersson and V. Korenivski, J. Appl. Phys. **107**, 09D711 (2010).

⁸⁷ A.F. Kravets, Y.I. Dzhezherya, A.I. Tovstolytkin, I.M. Kozak, A. Gryshchuk, Y.O. Savina, V.A. Pashchenko, S.L. Gnatchenko, B. Koop, and V. Korenivski, Phys. Rev. B **90**, 104427 (2014).

⁸⁸ A.F. Kravets, A.I. Tovstolytkin, Y.I. Dzhezherya, D.M. Polishchuk, I.M. Kozak, and V. Korenivski, J. Phys. Condens. Matter **27**, 446003 (2015).

⁸⁹ R.W. Wang, D.L. Mills, E.E. Fullerton, J.E. Mattson, and S.D. Bader, Phys. Rev. Lett. **72**, 920 (1994).

⁹⁰ T.C. Schulthess and W.H. Butler, Phys. Rev. Lett. **81**, 4516 (1998).

⁹¹ A.N. Bogdanov, A. V Zhuravlev, and U.K. Rößler, Phys. Rev. B **75**, 94425 (2007).

⁹² F.L.A. Machado, P.R.T. Ribeiro, J. Holanda, R.L. Rodríguez-Suárez, A. Azevedo, and S.M. Rezende, Phys. Rev. B **95**, 104418 (2017).

⁹³ B.N. Engel, J. Akerman, B. Butcher, R.W. Dave, M. DeHerrera, M. Durlam, G. Grynkewich, J. Janesky, S. V Pietambaram, N.D. Rizzo, J.M. Slaughter, K. Smith, J.J. Sun, and S. Tehrani, IEEE Trans. Magn. **41**, 132 (2005).

⁹⁴ D.C. Worledge, IBM J. Res. Dev. **50**, 69 (2006).

⁹⁵ H. Xi and R.M. White, Phys. Rev. B **61**, 80 (2000).

⁹⁶ V.S. Gornakov, V.I. Nikitenko, A.J. Shapiro, R.D. Shull, J.S. Jiang, and S.D. Bader, J. Magn. Mater. **246**, 80 (2002).

⁹⁷ K. Lenz, S. Zander, and W. Kuch, Phys. Rev. Lett. **98**, 237201 (2007).

- ⁹⁸ I. Vobornik, U. Manju, J. Fujii, F. Borgatti, P. Torelli, D. Krizmancic, Y.S. Hor, R.J. Cava, and G. Panaccione, *Nano Lett.* **11**, 4079 (2011).
- ⁹⁹ M. Li, W. Cui, J. Yu, Z. Dai, Z. Wang, F. Katmis, W. Guo, and J. Moodera, *Phys. Rev. B* **91**, 14427 (2015).
- ¹⁰⁰ Q. Li, J.H. Liang, Y.M. Luo, Z. Ding, T. Gu, Z. Hu, C.Y. Hua, H.-J. Lin, T.W. Pi, S.P. Kang, C. Won, and Y.Z. Wu, *Sci. Rep.* **6**, (2016).
- ¹⁰¹ A. Veloso, P.P. Freitas, N.J. Oliveira, J. Fernandes, and M. Ferreira, *IEEE Trans. Magn.* **34**, 2343 (1998).
- ¹⁰² C. Chappert, A. Fert, and F.N. Van Dau, *Nat. Mater.* **6**, 813 (2007).
- ¹⁰³ P. Coelho, D.C. Leitao, J. Antunes, S. Cardoso, and P.P. Freitas, *IEEE Trans. Magn.* **50**, 1 (2014).
- ¹⁰⁴ S. Tehrani, B. Engel, J.M. Slaughter, E. Chen, M. DeHerrera, M. Durlam, P. Naji, R. Whig, J. Janesky, and J. Calder, *IEEE Trans. Magn.* **36**, 2752 (2000).
- ¹⁰⁵ S. Cardoso, D.C. Leitao, L. Gameiro, F. Cardoso, R. Ferreira, E. Paz, and P.P. Freitas, *Microsyst. Technol.* **20**, 793 (2014).
- ¹⁰⁶ N. Maciel, E. Marques, L. Naviner, Y. Zhou, and H. Cai, *Sensors* **20**, 121 (2019).
- ¹⁰⁷ M. Julliere, *Phys. Lett. A* **54**, 225 (1975).
- ¹⁰⁸ E.Y. Tsymbal, O.N. Mryasov, and P.R. LeClair, *J. Phys. Condens. Matter* **15**, R109 (2003).
- ¹⁰⁹ S. Parkin, X. Jiang, C. Kaiser, A. Panchula, K. Roche, and M. Samant, *Proc. IEEE* **91**, 661 (2003).
- ¹¹⁰ A. Haldar and A.O. Adeyeye, *J. Appl. Phys.* **128**, 240902 (2020).
- ¹¹¹ B. Lenk, H. Ulrichs, F. Garbs, and M. Münzenberg, *Phys. Rep.* **507**, 107 (2011).
- ¹¹² M. Krawczyk and D. Grundler, *J. Phys. Condens. Matter* **26**, 123202 (2014).
- ¹¹³ A. V Chumak, A.A. Serga, and B. Hillebrands, *J. Phys. D. Appl. Phys.* **50**, 244001 (2017).
- ¹¹⁴ J. Topp, D. Heitmann, M.P. Kostylev, and D. Grundler, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 207205 (2010).
- ¹¹⁵ H. Ulrichs, B. Lenk, and M. Münzenberg, *Appl. Phys. Lett.* **97**, (2010).
- ¹¹⁶ Z.K. Wang, V.L. Zhang, H.S. Lim, S.C. Ng, M.H. Kuok, S. Jain, and A.O.

Adeyeye, ACS Nano **4**, 643 (2010).

¹¹⁷ S. Mamica, M. Krawczyk, M.L. Sokolovskyy, and J. Romero-Vivas, Phys. Rev. B **86**, 144402 (2012).

¹¹⁸ J.D. Adam, Proc. IEEE **76**, 159 (1988).

¹¹⁹ A. V Chumak, A.A. Serga, and B. Hillebrands, Nat. Commun. **5**, (2014).

¹²⁰ C. Tian and A.O. Adeyeye, Appl. Phys. Lett. **111**, (2017).

¹²¹ C. Tian and A.O. Adeyeye, Appl. Phys. Lett. **111**, (2017).

¹²² K. Begari and A. Haldar, J. Phys. D: Appl. Phys. **51**, 275004 (2018).

¹²³ S.H. Skjærvø, C.H. Marrows, R.L. Stamps, and L.J. Heyderman, Nat. Rev. Phys. **2**, 13 (2019).

¹²⁴ V.S. Bhat, F. Heimbach, I. Stasinopoulos, and D. Grundler, Phys. Rev. B **93**, 140401 (2016).

¹²⁵ S. Kaka, M.R. Pufall, W.H. Rippard, T.J. Silva, S.E. Russek, and J.A. Katine, Nature **437**, 389 (2005).

¹²⁶ F.B. Mancoff, N.D. Rizzo, B.N. Engel, and S. Tehrani, Nature **437**, 393 (2005).

¹²⁷ T. Chen, R.K. Dumas, A. Eklund, P.K. Muduli, A. Houshang, A.A. Awad, P. Durrenfeld, B.G. Malm, A. Rusu, and J. Akerman, Proc. IEEE **104**, 1919 (2016).

¹²⁸ Y. Huai, F. Albert, P. Nguyen, M. Pakala, and T. Valet, Appl. Phys. Lett. **84**, 3118 (2004).

¹²⁹ V. Cros, O. Boulle, J. Grollier, A. Hamzić, M. Muñoz, L.G. Pereira, and F. Petroff, Comptes Rendus Phys. **6**, 956 (2005).

¹³⁰ J. Hayakawa, S. Ikeda, Y.M. Lee, R. Sasaki, T. Meguro, F. Matsukura, H. Takahashi, and H. Ohno, Jpn. J. Appl. Phys. **45**, L1057 (2006).

¹³¹ H. Kubota, A. Fukushima, K. Yakushiji, T. Nagahama, S. Yuasa, K. Ando, H. Maehara, Y. Nagamine, K. Tsunekawa, D.D. Djayaprawira, N. Watanabe, and Y. Suzuki, Nat. Phys. **4**, 37 (2007).

¹³² J. Hérault, R.C. Sousa, C. Ducruet, B. Dieny, Y. Conraux, C. Portemont, K. Mackay, I.L. Prejbeanu, B. Delaët, M.C. Cyrille, and O. Redon, J. Appl. Phys. **106**, 14505 (2009).

¹³³ I.L. Prejbeanu, M. Kerekes, R.C. Sousa, H. Sibuet, O. Redon, B. Dieny, and J.P.

- Nozières, *J. Phys. Condens. Matter* **19**, 165218 (2007).
- ¹³⁴ B.C. Koop, Y.I. Dzhezherya, K. Demishev, V. Yurchuk, D.C. Worledge, and V. Korenivski, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 142408 (2013).
- ¹³⁵ J.M. Slaughter, *Annu. Rev. Mater. Res.* **39**, 277 (2009).
- ¹³⁶ A. Bergman, B. Skubic, J. Hellsvik, L. Nordström, A. Delin, and O. Eriksson, *Phys. Rev. B* **83**, 224429 (2011).
- ¹³⁷ B.C. Koop, T. Descamps, E. Holmgren, and V. Korenivski, *IEEE Trans. Magn.* **53**, 1 (2017).
- ¹³⁸ A. Dussaux, B. Georges, J. Grollier, V. Cros, A. V Khvalkovskiy, A. Fukushima, M. Konoto, H. Kubota, K. Yakushiji, S. Yuasa, K.A. Zvezdin, K. Ando, and A. Fert, *Nat. Commun.* **1**, (2010).
- ¹³⁹ B.C. Koop, B.A. Ivanov, and V. Korenivski, *IEEE Trans. Magn.* **50**, 1 (2014).
- ¹⁴⁰ B.C. Koop, M. Gruschke, T. Descamps, A. Bondarenko, B.A. Ivanov, and V. Korenivski, *AIP Adv.* **6**, 56406 (2016).
- ¹⁴¹ C.I.L. de Araujo, S.G. Alves, L.D. Buda-Prejbeanu, and B. Dieny, *Phys. Rev. Appl.* **6**, 24015 (2016).
- ¹⁴² E. Holmgren, A. Bondarenko, B. Koop, B. Ivanov, and V. Korenivski, *IEEE Trans. Magn.* **53**, 1 (2017).
- ¹⁴³ S. Woo, K.M. Song, X. Zhang, Y. Zhou, M. Ezawa, X. Liu, S. Finizio, J. Raabe, N.J. Lee, S.-I. Kim, S.-Y. Park, Y. Kim, J.-Y. Kim, D. Lee, O. Lee, J.W. Choi, B.-C. Min, H.C. Koo, and J. Chang, *Nat. Commun.* **9**, (2018).
- ¹⁴⁴ L. Shen, X. Li, Y. Zhao, J. Xia, G. Zhao, and Y. Zhou, *Phys. Rev. Appl.* **12**, (2019).
- ¹⁴⁵ B. Göbel, A.F. Schäffer, J. Berakdar, I. Mertig, and S.S.P. Parkin, *Sci. Rep.* **9**, (2019).
- ¹⁴⁶ X. Zhang, Y. Zhou, and M. Ezawa, *Nat. Commun.* **7**, (2016).
- ¹⁴⁷ S.S.P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, *Science* (80-.). **320**, 190 (2008).
- ¹⁴⁸ K.-S. Ryu, L. Thomas, S.-H. Yang, and S.S.P. Parkin, *Appl. Phys. Express* **5**, 93006 (2012).
- ¹⁴⁹ S. Parkin and S.-H. Yang, *Nat. Nanotechnol.* **10**, 195 (2015).

- ¹⁵⁰ R. Blasing, A.A. Khan, P.C. Filippou, C. Garg, F. Hameed, J. Castrillon, and S.S.P. Parkin, *Proc. IEEE* **108**, 1303 (2020).
- ¹⁵¹ S.-H. Yang, K.-S. Ryu, and S. Parkin, *Nat. Nanotechnol.* **10**, 221 (2015).
- ¹⁵² W. Wang and K. Siau, *J. Database Manag.* **30**, 61 (2019).
- ¹⁵³ Z. Yu, M. Shen, Z. Zeng, S. Liang, Y. Liu, M. Chen, Z. Zhang, Z. Lu, L. You, X. Yang, Y. Zhang, and R. Xiong, *Nanoscale Adv.* **2**, 1309 (2020).
- ¹⁵⁴ A.H. Lone, S. Amara, and H. Fariborzi, *IEEE J. Explor. Solid-State Comput. Devices Circuits* **8**, 1 (2022).
- ¹⁵⁵ H. Bian, Y.Y. Goh, Y. Liu, H. Ling, L. Xie, and X. Liu, *Adv. Mater.* **33**, 2006469 (2021).
- ¹⁵⁶ A.F. Vincent, J. Larroque, N. Locatelli, N. Ben Romdhane, O. Bichler, C. Gamrat, W.S. Zhao, J.-O. Klein, S. Galdin-Retailleau, and D. Querlioz, *IEEE Trans. Biomed. Circuits Syst.* **9**, 166 (2015).
- ¹⁵⁷ J. Musil, P. Baroch, J. Vlček, K.H. Nam, and J.G. Han, *Thin Solid Films* **475**, 208 (2005).
- ¹⁵⁸ J. Li, G.-K. Ren, J. Chen, X. Chen, W. Wu, Y. Liu, X. Chen, J. Song, Y.-H. Lin, and Y. Shi, *JOM* **74**, 3069 (2022).
- ¹⁵⁹ C. Kittel, *Phys. Rev.* **73**, 155 (1948).
- ¹⁶⁰ Z. Celinski, K.B. Urquhart, and B. Heinrich, *J. Magn. Magn. Mater.* **166**, 6 (1997).
- ¹⁶¹ D.M. Polishchuk, A.I. Tovstolytkin, E. Fertman, V. Desnenko, A. Beznosov, M. Kajňaková, and A. Feher, *J. Magn. Magn. Mater.* **324**, 4225 (2012).
- ¹⁶² A.G. Gurevich and G.A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves* (CRC Press, 1996).
- ¹⁶³ W. Williams and D.J. Dunlop, *Nature* **337**, 634 (1989).
- ¹⁶⁴ J.-G. Zhu and H.N. Bertram, *J. Appl. Phys.* **63**, 3248 (1988).
- ¹⁶⁵ A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, and B. Van Waeyenberge, *AIP Adv.* **4**, 107133 (2014).
- ¹⁶⁶ A. Pimpin and W. Srituravanich, *Eng. J.* **16**, 37 (2012).
- ¹⁶⁷ M. Madou, *Fundamentals of Microfabrication* (CRC, 2002).
- ¹⁶⁸ L. Exl, S. Bance, F. Reichel, T. Schrefl, H.P. Stimming, and N.J. Mauser, *J. Appl.*

Phys. **115**, 17D118 (2014).

¹⁶⁹ S. Toscano, B. Briner, H. Hopster, and M. Landolt, *J. Magn. Magn. Mater.* **114**, L6 (1992).

¹⁷⁰ Z.Y. Liu, F. Zhang, B. Xu, D.L. Yu, J.L. He, and Y.J. Tian, *J. Phys. D Appl. Phys.* **42**, 35010 (2009).

¹⁷¹ K.M. Döbrich, M. Wietstruk, J.E. Prieto, F. Heigl, O. Krupin, K. Starke, and G. Kaindl, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 227203 (2008).

¹⁷² D.M. Polishchuk, Y.O. Tykhonenko-Polishchuk, A.F. Kravets, and V. Korenivski, *Europhys. Lett.* **118**, 37006 (2017).

¹⁷³ D.M. Polishchuk, Y.O. Tykhonenko-Polishchuk, E. Holmgren, A.F. Kravets, and V. Korenivski, *Phys. Rev. B* **96**, 104427 (2017).

¹⁷⁴ D. Polishchuk, Y. Tykhonenko-Polishchuk, V. Borynskyi, A. Kravets, A. Tovstolytkin, and V. Korenivski, *Nanoscale Res. Lett.* **13**, (2018).

¹⁷⁵ V.Y. Borynskyi, D.M. Polishchuk, Y.O. Savina, V.O. Pashchenko, A.F. Kravets, A.I. Tovstolytkin, and V. Korenivski, *Low Temp. Phys.* **49**, 863 (2023).

¹⁷⁶ S.S.P. Parkin, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 1358 (1992).

¹⁷⁷ M. Grimsditch, S. Kumar, and E.E. Fullerton, *Phys. Rev. B* **54**, 3385 (1996).

¹⁷⁸ U. Köbler, K. Wagner, R. Wiechers, and A.F.W. Zinn, *J. Magn. Magn. Mater.* **103**, 236 (1992).

¹⁷⁹ P. Bruno, *Phys. Rev. B* **52**, 411 (1995).

¹⁸⁰ M.T. Johnson, P.J.H. Bloemen, F.J.A. den Broeder, and J.J. de Vries, *Reports Prog. Phys.* **59**, 1409 (1996).

¹⁸¹ H. Sang, Y.W. Du, and C.L. Chien, *J. Appl. Phys.* **85**, 4931 (1999).

¹⁸² A. Haldar and A.O. Adeyeye, *ACS Nano* **10**, 1690 (2016).

¹⁸³ R. Skomski, C. Binek, T. Mukherjee, S. Sahoo, and D.J. Sellmyer, *J. Appl. Phys.* **103**, 07B329 (2008).

¹⁸⁴ T. Mukherjee, S. Sahoo, R. Skomski, D.J. Sellmyer, and C. Binek, *Phys. Rev. B Condens. Matter Mater. Phys.* **79**, (2009).

¹⁸⁵ D.M. Polishchuk, M. Persson, M.M. Kulyk, E. Holmgren, G. Pasquale, and V. Korenivski, *Appl. Phys. Lett.* **117**, 22402 (2020).

- ¹⁸⁶ D.M. Polishchuk, Y.O. Tykhonenko-Polishchuk, E. Holmgren, A.F. Kravets, A.I. Tovstolytkin, and V. Korenivski, *Phys. Rev. Mater.* **2**, 114402 (2018).
- ¹⁸⁷ Z. Liu, R.D. Sydora, and M.R. Freeman, *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* **77**, 1 (2008).
- ¹⁸⁸ L. Peixoto, R. Magalhães, D. Navas, S. Moraes, C. Redondo, R. Morales, J.P. Araújo, and C.T. Sousa, *Appl. Phys. Rev.* **7**, (2020).
- ¹⁸⁹ A.F. Kravets, A.N. Timoshevskii, B.Z. Yanchitsky, O.Y. Salyuk, S.O. Yablonovskii, S. Andersson, and V. Korenivski, *J. Magn. Magn. Mater.* **324**, 2131 (2012).
- ¹⁹⁰ S. Chikazumi, *Physics of Ferromagnetism* (Clarendon Press, 1997).
- ¹⁹¹ J. Zang, V. Cros, and A. Hoffmann, *Topology in Magnetism* (Springer, 2018).
- ¹⁹² Z. Zhang, L. Zhou, P.E. Wigen, and K. Ounadjela, *Phys. Rev. B* **50**, 6094 (1994).
- ¹⁹³ E.M. Palmero, C. Bran, R.P. del Real, C. Magén, and M. Vázquez, *J. Appl. Phys.* **116**, 33908 (2014).
- ¹⁹⁴ J. Dai, J.-Q. Wang, C. Sangregorio, J. Fang, E. Carpenter, and J. Tang, *J. Appl. Phys.* **87**, 7397 (2000).
- ¹⁹⁵ I.J. Bruvera, P.M. Zélis, M.P. Calatayud, G.F. Goya, and F.H. Sánchez, *J. Appl. Phys.* **118**, 184304 (2015).
- ¹⁹⁶ G.E.W. Bauer, E. Saitoh, and B.J. van Wees, *Nat. Mater.* **11**, 391 (2012).
- ¹⁹⁷ Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G.E.W. Bauer, *Phys. Rev. B* **66**, 224403 (2002).
- ¹⁹⁸ A. Brataas, Y. Tserkovnyak, G.E.W. Bauer, and B.I. Halperin, *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* **66**, 604041 (2002).
- ¹⁹⁹ M. Hatami, G.E.W. Bauer, Q. Zhang, and P.J. Kelly, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 066603 (2007).
- ²⁰⁰ I.M. Miron, K. Garello, G. Gaudin, P.-J. Zermatten, M. V. Costache, S. Auffret, S. Bandiera, B. Rodmacq, A. Schuhl, and P. Gambardella, *Nature* **476**, 189 (2011).
- ²⁰¹ A. Brataas, Y. Tserkovnyak, G.E.W. Bauer, and P.J. Kelly, in *Spin Curr.*, edited by S. Maekawa, S.O. Valenzuela, E. Saitoh, and T. Kimura (2012), p. 442.
- ²⁰² Y.-T. Chen, S. Takahashi, H. Nakayama, M. Althammer, S.T.B. Goennenwein, E. Saitoh, and G.E.W. Bauer, *J. Phys. Condens. Matter* **28**, 103004 (2016).

- ²⁰³ T. Taniguchi, S. Yakata, H. Imamura, and Y. Ando, *Appl. Phys. Express* **1**, 031302 (2008).
- ²⁰⁴ P. Merodio, A. Ghosh, C. Lemonias, E. Gautier, U. Ebels, M. Chshiev, H. Béa, V. Baltz, and W.E. Bailey, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 032406 (2014).
- ²⁰⁵ Z. Qiu, J. Li, D. Hou, E. Arenholz, A.T. N'Diaye, A. Tan, K. Uchida, K. Sato, S. Okamoto, Y. Tserkovnyak, Z.Q. Qiu, and E. Saitoh, *Nat. Commun.* **7**, 12670 (2016).
- ²⁰⁶ Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G.E.W. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 117601 (2002).
- ²⁰⁷ S. Mizukami, Y. Ando, and T. Miyazaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* **40**, 580 (2001).
- ²⁰⁸ T. Moriyama, M. Kamiya, K. Oda, K. Tanaka, K.-J. Kim, and T. Ono, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 267204 (2017).
- ²⁰⁹ D.M. Polishchuk, A. Kamra, T.I. Polek, A. Brataas, and V. Korenivski, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 247201 (2019).
- ²¹⁰ A. Kamra, D.M. Polishchuk, V. Korenivski, and A. Brataas, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 147201 (2019).
- ²¹¹ D.M. Polishchuk, T.I. Polek, V.Y. Borynskyi, A.F. Kravets, A.I. Tovstolytkin, A.M. Pogorily, and V. Korenivski, *Low Temp. Phys.* **46**, 813 (2020).
- ²¹² D.M. Polishchuk, T.I. Polek, V.Y. Borynskyi, A.F. Kravets, A.I. Tovstolytkin, and V. Korenivski, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **54**, 305003 (2021).
- ²¹³ S. Chikazumi and T. Oomura, *J. Phys. Soc. Japan* **10**, 842 (1955).
- ²¹⁴ Robert C. O'Handley, *Modern Magnetic Materials: Principles and Applications* (New York: Wiley-IEEE Press, 2000).
- ²¹⁵ F. Offi, W. Kuch, and J. Kirschner, *Phys. Rev. B* **66**, 64419 (2002).
- ²¹⁶ A. Hernando, I. Navarro, and P. Gorriá, *Phys. Rev. B* **51**, 3281 (1995).
- ²¹⁷ R.D. McMichael, M.D. Stiles, P.J. Chen, and W.F. Egelhoff, *Phys. Rev. B* **58**, 8605 (1998).
- ²¹⁸ W.J. Fan, X.P. Qiu, Z. Shi, S.M. Zhou, and Z.H. Cheng, *Thin Solid Films* **518**, 2175 (2010).
- ²¹⁹ M.D. Stiles and R.D. McMichael, *Phys. Rev. B* **59**, 3722 (1999).
- ²²⁰ T.R. Gao, D.Z. Yang, S.M. Zhou, R. Chantrell, P. Asselin, J. Du, and X.S. Wu,

Phys. Rev. Lett. **99**, 57201 (2007).

²²¹ W.K. Hiebert, A. Stankiewicz, and M.R. Freeman, Phys. Rev. Lett. **79**, 1134 (1997).

²²² M. Bonfim, G. Ghiringhelli, F. Montaigne, S. Pizzini, N.B. Brookes, F. Petroff, J. Vogel, J. Camarero, and A. Fontaine, Phys. Rev. Lett. **86**, 3646 (2001).

²²³ W.K. Hiebert, G.E. Ballentine, and M.R. Freeman, Phys. Rev. B **65**, 140404 (2002).

²²⁴ M. Madami, S. Tacchi, G. Gubbiotti, G. Carlotti, F. Montoncello, G. Capuzzo, and F. Nizzoli, J. Phys. Conf. Ser. **200**, 42008 (2010).

²²⁵ C. Donnelly, S. Finizio, S. Gliga, M. Holler, A. Hrabec, M. Odstrčil, S. Mayr, V. Scagnoli, L.J. Heyderman, M. Guizar-Sicairos, and J. Raabe, Nat. Nanotechnol. **15**, 356 (2020).

²²⁶ T. Hioki, T. Araki, K. Umemura, K. Hoshi, and E. Saitoh, Appl. Phys. Lett. **121**, 132402 (2022).

²²⁷ A. Barman, A. Kundrotaite, R.J. Hicken, M. Rahman, and V. V Kruglyak, IEE Proc. - Sci. Meas. Technol. **150**, 260 (2003).

²²⁸ V. V Kruglyak, P.S. Keatley, R.J. Hicken, J.R. Childress, and J.A. Katine, J. Appl. Phys. **99**, 08F306 (2006).

²²⁹ V.E. Demidov, M. Evelt, V. Bessonov, S.O. Demokritov, J.L. Prieto, M. Muñoz, J. Ben Youssef, V. V Naletov, G. de Loubens, O. Klein, M. Collet, P. Bortolotti, V. Cros, and A. Anane, Sci. Rep. **6**, (2016).

²³⁰ C. Tian, U. Chaudhuri, N. Singh, and A.O. Adeyeye, Nanotechnology **31**, 145714 (2020).

²³¹ H. Stoll, A. Puzic, B. van Waeyenberge, P. Fischer, J. Raabe, M. Buess, T. Haug, R. Höllinger, C. Back, D. Weiss, and G. Denbeaux, Appl. Phys. Lett. **84**, 3328 (2004).

²³² J. Förster, S. Wintz, J. Bailey, S. Finizio, E. Josten, C. Dubs, D.A. Bozhko, H. Stoll, G. Dieterle, N. Träger, J. Raabe, A.N. Slavin, M. Weigand, J. Gräfe, and G. Schütz, J. Appl. Phys. **126**, 173909 (2019).

²³³ N. Träger, F. Lisiecki, R. Lawitzki, M. Weigand, H. Głowiński, G. Schütz, G.

- Schmitz, P. Kuświk, M. Krawczyk, J. Gräfe, and P. Gruszecki, *Phys. Rev. B* **103**, 14430 (2021).
- ²³⁴ Z. Li and S. Zhang, *Phys. Rev. B* **68**, 24404 (2003).
- ²³⁵ Р.В. Верба, Ю.І. Джежеря, В.Ю. Боринський, Д.М. Поліщук, and А.Ф. Кравець, *Магнітна Та Термоіндукована Динаміка у Наноелементях Синтетичних Антиферромагнетиків* (Діса плюс, 2023).
- ²³⁶ D.E. Heim, R.E. Fontana, C. Tsang, V.S. Speriosu, B.A. Gurney, and M.L. Williams, *IEEE Trans. Magn.* **30**, 316 (1994).
- ²³⁷ A. Etesamirad, R. Rodriguez, J. Bocanegra, R. Verba, J. Katine, I.N. Krivorotov, V. Tyberkevych, B. Ivanov, and I. Barsukov, *ACS Appl. Mater. Interfaces* **13**, 20288 (2021).
- ²³⁸ Y. Liu, I. Barsukov, Y. Barlas, I.N. Krivorotov, and R.K. Lake, *Appl. Phys. Lett.* **116**, 132409 (2020).
- ²³⁹ A. Etesamirad, R. Rodriguez, and I. Barsukov, in *APS March Meet. Abstr.* (2022), p. B50.00005.
- ²⁴⁰ S. Bhatti, R. Sbiaa, A. Hirohata, H. Ohno, S. Fukami, and S.N. Piramanayagam, *Mater. Today* **20**, 530 (2017).
- ²⁴¹ M.J. Donahue and D.G. Porter, *Phys. B Condens. Matter* **343**, 177 (2004).
- ²⁴² M. Pauselli, A.A. Stankiewicz, and G. Carlotti, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50**, 455007 (2017).
- ²⁴³ X.M. Liu, J. Ding, G.N. Kakazei, and A.O. Adeyeye, *Appl. Phys. Lett.* **103**, (2013).
- ²⁴⁴ S. Saha, R. Mandal, S. Barman, D. Kumar, B. Rana, Y. Fukuma, S. Sugimoto, Y. Otani, and A. Barman, *Adv. Funct. Mater.* **23**, 2378 (2012).
- ²⁴⁵ M.L. Schneider, J.M. Shaw, A.B. Kos, T. Gerrits, T.J. Silva, and R.D. McMichael, *J. Appl. Phys.* **102**, 103909 (2007).
- ²⁴⁶ R. V. Verba, E.G. Galkina, V.S. Tiberkevich, A.N. Slavin, and B.A. Ivanov, *Phys. Rev. B* **102**, 54421 (2020).
- ²⁴⁷ G.N. Kakazei, Y.G. Pogorelov, M.D. Costa, T. Mewes, P.E. Wigen, P.C. Hammel, V.O. Golub, T. Okuno, and V. Novosad, *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater.*

Phys. **74**, 1 (2006).

²⁴⁸ A. Kamimaki, S. Iihama, K.Z. Suzuki, N. Yoshinaga, and S. Mizukami, Phys. Rev. Appl. **13**, 44036 (2020).

²⁴⁹ J. Chatterjee, S. Auffret, R. Sousa, P. Coelho, I.-L. Prejbeanu, and B. Dieny, Sci. Rep. **8**, (2018).

²⁵⁰ A. Talapatra and A.O. Adeyeye, Appl. Phys. Lett. **118**, 172404 (2021).

²⁵¹ G. Carlotti, S. Tacchi, G. Gubbiotti, M. Madami, H. Dey, G. Csaba, and W. Porod, J. Appl. Phys. **117**, 17A316 (2015).

²⁵² M. Kuchibhotla, A. Talapatra, A. Haldar, and A.O. Adeyeye, J. Appl. Phys. **130**, 83906 (2021).

²⁵³ J.C. Gartside, A. Vanstone, T. Dion, K.D. Stenning, D.M. Arroo, H. Kurebayashi, and W.R. Branford, Nat. Commun. **12**, 1 (2021).

²⁵⁴ B.B. Maranville, R.D. McMichael, and D.W. Abraham, Appl. Phys. Lett. **90**, 20 (2007).

²⁵⁵ H.J. Chia, F. Guo, L.M. Belova, and R.D. McMichael, Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys. **86**, 1 (2012).

²⁵⁶ Z. Zhang, M. Vogel, M.B. Jungfleisch, A. Hoffmann, Y. Nie, and V. Novosad, Phys. Rev. B **100**, 174434 (2019).

²⁵⁷ X.K. Hu, H. Dey, N. Liebing, H.W. Schumacher, G. Csaba, A. Orlov, G.H. Bernstein, and W. Porod, J. Appl. Phys. **117**, (2015).

²⁵⁸ G.N. Kakazei, X.M. Liu, J. Ding, V.O. Golub, O.Y. Salyuk, R. V. Verba, S.A. Bunyaev, and A.O. Adeyeye, Appl. Phys. Lett. **107**, (2015).

²⁵⁹ A.F. Kravets, A.N. Timoshevskii, B.Z. Yanchitsky, M.A. Bergmann, J. Buhler, S. Andersson, and V. Korenivski, Phys. Rev. B **86**, 214413 (2012).

²⁶⁰ A.F. Kravets, D.M. Polishchuk, Y.I. Dzhezherya, A.I. Tovstolytkin, V.O. Golub, and V. Korenivski, Phys. Rev. B **94**, 64429 (2016).

²⁶¹ V.Y. Borynskyi, D.M. Polishchuk, A.K. Melnyk, A.F. Kravets, A.I. Tovstolytkin, and V. Korenivski, Appl. Phys. Lett. **119**, 192402 (2021).

²⁶² V. Borynskyi, A. Kravets, D. Polishchuk, A. Tovstolytkin, I. Sharai, V. Korenivski, and A. Melnyk, in *2022 IEEE 12th Int. Conf. Nanomater. Appl. Prop.*

(IEEE, 2022).

²⁶³ D.C. Worledge, Appl. Phys. Lett. **84**, 2847 (2004).

²⁶⁴ S.G. Lee and S.H. Lim, J. Nanosci. Nanotechnol. **11**, 6608 (2011).

²⁶⁵ S.S. Cherepov, A. Konovalenko, V. Korenivski, and D.C. Worledge, IEEE Trans. Magn. **46**, 2124 (2010).

²⁶⁶ J.A. Osborn, Phys. Rev. **67**, 351 (1945).

²⁶⁷ H.T. Nembach, J.M. Shaw, T.J. Silva, W.L. Johnson, S.A. Kim, R.D. McMichael, and P. Kabos, Phys. Rev. B **83**, 94427 (2011).

ДОДАТОК А. Список публікацій здобувача за темою дисертації

Праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації:

– монографії:

1) Магнітна та термоіндукована динаміка у нанoeлементax синтетичних антиферромагнетиків / Р.В. Верба, Ю.І. Джежеря, **В.Ю. Боринський**, Д.М. Поліщук, А.Ф. Кравець. – Харків: «Діса плюс», 2023. – 164 с. ISBN 978-617-8122-54-6

– публікації у фахових наукових журналах:

2) **Borynskyi V.Yu.**, Polishchuk D.M., Savina Yu.O., Pashchenko V.O., Kravets A.F., Tovstolytkin A.I., Korenivski V. / Thermomagnetic transition in nanoscale synthetic antiferromagnets Py/NiCu/Py // *Low Temperature Physics*. – 2023. – V. 49. – P. 863-869. DOI 10.1063/10.0019699 (Q3, Scopus)

3) **Borynskyi V.Yu.**, Polishchuk D.M., Sharai I.V., Melnyk A.K., Kravets A.F., Tovstolytkin A.I., Korenivski V. / Spin-wave Resonance in Arrays of Nanoscale Synthetic-antiferromagnets // *Proceedings of the 2022 IEEE 12th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties*. – 2022. – P. NMM0701. DOI 10.1109/NAP55339.2022.9934337 (без кватиллю, Scopus)

4) **Borynskyi V.Yu.**, Polishchuk D.M., Melnyk A.K., Kravets A.F., Tovstolytkin A.I., Korenivski V. / Higher-order ferromagnetic resonances in periodic arrays of synthetic-antiferromagnet nanodisks // *Applied Physics Letters*. – 2021. – V. 119. – P. 192402. DOI 10.1063/5.0068111 (Q1, Scopus)

5) Polishchuk D.M., Polek T.I., **Borynskyi V.Yu.**, Kravets A.F., Tovstolytkin A.I., Korenivski V. / Isotropic FMR frequency enhancement in thin Py/FeMn bilayers under strong magnetic proximity effect // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2021. – V. 54. – P. 305003. DOI 10.1088/1361-6463/abfe39 (Q1, Scopus)

6) Polishchuk D.M., Polek T.I., **Borynskyi V.Yu.**, Kravets A.F., Tovstolytkin A.I., Pogorily A.M., Korenivski V. / Spin-current dissipation in a thin-

film bilayer ferromagnet/antiferromagnet // *Low Temperature Physics*. – 2020. – V. 46. – P. 813-819. DOI 10.1063/10.0001547 (Q3, Scopus)

7) Polishchuk D.M., Tykhonenko-Polishchuk Yu.O., **Borynskyi V.Yu.**, Kravets A.F., Tovstolytkin A.I., Korenivski V. / Magnetic Hysteresis in Nanostructures with Thermally Controlled RKKY Coupling // *Nanoscale Research Letters*. – 2018. – V. 13. – P. 1-7. DOI 10.1186/s11671-018-2669-0 (Q1, Scopus)

Праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

1) **Боринський В.Ю.**, Верба Р.В., Поліщук Д.М., Кравець А.Ф., Товстолиткін О.І. / Особливості вищих спін-хвильових мод наноелемента синтетичного антиферромагнетика еліптичної форми // Тези доповідей конференції «ІХ українська наукова конференція з фізики напівпровідників» (УНКФН-9, Ужгород). – Травень 22-26, 2023. – С. 143.

2) **Borynskyi V.Yu.**, Verba R.V., Polishchuk D.M., Kravets A.F., Tovstolytkin A.I. / Shape-induced modification of spin waves in elliptical synthetic antiferromagnet with perpendicular anisotropy // *Proceedings of the XXIII International Young Scientists Conference on Applied Physics (ICAP-23, Kyiv)*. – May 16-20, 2023. – P. 38.

3) **Borynskyi V.Yu.**, Polishchuk D.M., Sharai I.V., Melnyk A.K., Kravets A.F., Tovstolytkin A.I., V. Korenivski V. / Spin-wave resonance in arrays of nanoscale synthetic-antiferromagnets // *Abstracts of the 2022 IEEE 12th International Conference "Nanomaterials: Applications & Properties" (NAP-2022, Krakow)*. – September 11-16, 2022. – P. 07nmm-19.

4) **Borynskyi V.Yu.**, Polishchuk D.M., Melnyk A.K., Kravets A.F., Tovstolytkin A.I., Korenivski V. / Enhanced magnetic anisotropy in small-sized elliptical synthetic-antiferromagnets // *Abstract Book of the International research and practice conference "Nanotechnology and Nanomaterials" (NANO-2022, Lviv)*. – August 25-27, 2022. – P. 51.

5) Tovstolytkin A.I., Kravets A.F., Polishchuk D.M., **Borynskyi V.Yu.**, Korenivski V. / Exchange coupling/decoupling effects in composite magnetic

nanostructures // Abstracts of the 2021 IEEE 11th International Conference "Nanomaterials: Applications & Properties" (NAP-2021, Odesa). – September 5-11, 2021. – P. NMM-A-09.

6) Polishchuk D.M., Polek T.I., **Borynskyi V.Yu.**, Kravets A.F., Tovstolytkin A.I., Korenivski V. / Isotropic FMR frequency enhancement in Py/FeMn bilayers under strong magnetic proximity effect // Abstracts of the 2021 IEEE 11th International Conference "Nanomaterials: Applications & Properties" (NAP-2021, Odesa). – September 5-11, 2021. – P. NMM-A-06.

7) Поліщук Д.М., Наконечна О.І., Литвиненко Я.М., **Боринський В.Ю.**, Савіна Ю.О., Пащенко В.О., Кравець А.Ф., Товстолиткін О.І. / Особливості міжшарового зв'язку в багатшарових наноструктурах з антиферромагнітним компонентом // Тези доповідей конференції «Сучасні проблеми фізики металів і металічних систем» (СПФММС-2021, Київ). – Травень 25-27, 2021. – С. 70.

8) Tovstolytkin A.I., Kravets A.F., Polishchuk D.M., Lytvynenko Ya.M., **Borynskyi V.Yu.**, Korenivski V. / Advanced spin-valve type nanostructures with weakly ferromagnetic and antiferromagnetic spacers // Conference abstracts "Electronic Processes in Organic and Inorganic Materials" (ICEPOM-12, Kamianets-Podilskyi). – June 1-5, 2020. – P. 64.

9) Polishchuk D.M., Polek T.I., **Borynskyi V.Yu.**, Kravets A.F., Tovstolytkin A.I., Korenivski V. / Coupled FMR modes and frequency enhancement in Py/FeMn bilayers under magnetic proximity effect // Abstracts of the 2019 IEEE 9th International Conference "Nanomaterials: Applications & Properties" (NAP-2019, Odesa). – September 15-20, 2019. – P. 02M35-1.

10) Polishchuk D.M., **Borynskyi V.Yu.**, Polek T.I., Tovstolytkin A.I. / Temperature-induced changes in static and dynamic magnetic properties of Py/FeMn bilayers // Proceedings of the XIX International Young Scientists Conference on Applied Physics (ICAP-19, Kyiv). – May 21-25, 2019. – P. 26.