

Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»
Міністерство освіти і науки України

Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»
Міністерство освіти і науки України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Козлов Олексій Анатолійович

УДК 537.638.22:537.633:539.216

ДИСЕРТАЦІЯ
ТЕРМОМАГНІТНІ ЕФЕКТИ В БАГАТОШАРОВИХ НАНОСТРУКТУРАХ
НА ОСНОВІ СИЛЬНИХ І РОЗБАВЛЕНИХ ФЕРОМАГНЕТИКІВ ТА
АНТИФЕРОМАГНЕТИКІВ

104 «Фізика та астрономія»

10 «Природничі науки»

Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії

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

О.А. Козлов

Науковий керівник д-р фіз.-мат. наук, проф. Решетняк Сергій Олександрович,
д-р фіз.-мат. наук Кравець Анатолій Федорович

Київ – 2026

АНОТАЦІЯ

Козлов О. А. Термомагнітні ефекти в багатошарових наноструктурах на основі сильних і розбавлених феромагнетиків та антиферомагнетиків. — Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії з галузі знань 10 Природничі науки за спеціальністю 104 Фізика та астрономія. — Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», Київ, 2026.

Дисертаційні дослідження присвячені встановленню фізичних механізмів термічно індукованого перемикавання міжшарового обмінного зв'язку у п'ятишарових магнітних наноструктурах Fe/Cr/Fe_{17,5}Cr_{82,5}/Cr/Fe (Кюрі-перемикачах), систематизації режимів їхньої роботи та розробці теоретичних моделей, що кількісно описують поведінку цих структур у широкому діапазоні температур.

Актуальність теми зумовлена потребою у створенні спітронних пристроїв із зовнішнім керуванням міжшаровим обмінним зв'язком. У класичних металевих багатошарових структурах Fe/Cr взаємодія Рудермана--Кіттеля--Касуя--Йосіди (РККІ) визначається товщиною немагнітного спейсера і слабо піддається зовнішньому впливу після виготовлення. Концепція Кюрі-перемикача усуває це обмеження: введення розбавленого феромагнітного прошарку Fe_xCr_{1-x} з температурою Кюрі поблизу кімнатної температури забезпечує повністю оборотний перехід між феромагнітним та антиферомагнітним типами міжшарового зв'язку при незначному нагріванні. Реалізація такого перемикавання виключно електричним способом (через джоулеве нагрівання постійним струмом) відкриває перспективи застосування у термічно активованій магніторезистивній пам'яті (MRAM) та наноосциляторах.

Об'єктом дослідження є п'ятишарові магнітні наноструктури Fe(2)/Cr(0,4)/Fe_xCr_{100-x}(0,9)/Cr(0,4)/Fe(2) (товщини в нм) з трьома концентраціями заліза в розбавленому прошарку: $x = 17,5$ ат.% (зразок NFC17), $x = 20$ ат.% (NFC20) та $x = 21$ ат.% (NFC21), виготовлені методом DC-магнетронного розпилення на підкладках Si(100). Від кожного зразка відділено два фрагменти: для магнітометричних вимірювань (VSM, SQUID-VSM) та для

літографічного формування мікросмужок та магнетотранспортних досліджень.

Предметом дослідження є температурозалежний міжшаровий обмінний зв'язок, магнітна анізотропія, магнітні фазові переходи та магнетотранспортні ефекти у зазначених структурах, а також вплив концентрації заліза та морфології розбавленого прошарку на параметри Кюрі-перемикача.

Методи дослідження

Для синтезу зразків використовувався метод ДС-магнетронного розпилення. Шари розбавленого сплаву $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$ осаджувались методом спільного розпилення з окремих мішеней Fe та Cr із роздільним керуванням потужністю. Статичні магнітні характеристики вивчались методами VSM та SQUID-VSM (Quantum Design MPMS 3). Транспортні властивості досліджувалися шляхом вимірювання магнетоопору двопровідним методом на мікросмужках, сформованих УФ-літографією та реактивним іонним травленням. Теоретичний аналіз здійснювався в рамках макроспінових моделей міжшарового обмінного зв'язку, а саме: векторної моделі когерентного обертання, яка враховує білінійний та біквадратичний внесок у міжшаровий обмін, та колінеарної моделі метамагнетика, яка враховує обертальну анізотропію. Вплив просторового розподілу заліза на властивості розбавленого спейсера досліджувався методом Монте-Карло з використанням алгоритму Метрополіса.

Дисертація складається із чотирьох розділів:

Перший розділ містить огляд фундаментальних фізичних принципів, що лежать в основі роботи Кюрі-перемикача. Розглянуто механізми формування магнітного моменту атомів, класифікацію магнітних матеріалів та їх температурні залежності. Розглянуто теорію феромагнетизму, антиферомагнетизму та критерій Стонера для зонного магнетизму. Детально описано пряму (гайзенбергську) та непряму (РККІ) обмінні взаємодії, феноменологію міжшарового обмінного зв'язку з білінійною та біквадратичною складовими, а також ефект гігантського магнетоопору (ГМО) у планарних багатошарових, гранульованих та гібридних системах. Проаналізовані кристалографічні та магнітні властивості об'ємного хрому та заліза. Проаналізовано магнітну фазову діаграму об'ємних сплавів $\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}$ за даними двох незалежних експериментальних підходів (Бурка та Такзея--Дорофєєва), зокрема детально проаналізовані магнітні властивості $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$ і особливості концентраційного фазового переходу в ньому. Розглянуто концентраційний пере-

хід у багатошарових плівках; з'ясовано, що введення тонких шарів Cr у композитну архітектуру $\text{Cr}/\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}/\text{Cr}$ ефективно пригнічує прямий обмін і зберігає канал непрямого РКІ-обміну у значно ширшому діапазоні концентрацій, що є перевагою конструкції Кюрі-перемикача.

У другому розділі описано методи фабрикації та експериментальних вимірювань. Наведено технологічні параметри виготовлення п'ятишарових структур методом DC-магнетронного розпилення, включаючи особливості спільного розпилення розбавленого сплаву $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$ з двох незалежних мішеней. Описано методи контролю якості зразків (XRR, XRD, ФМП). Детально розглянуто принципи роботи вібраційної магнітометрії та магнітометрії на основі надпровідного квантового інтерферометра (SQUID-VSM), а також технічні характеристики установки Quantum Design MPMS 3. Описано процес літографічного формування мікросмужок для транспортних вимірювань та конфігурацію установки для вимірювання магнетоопору.

У третьому розділі наведено результати експериментальних досліджень. Досліджено три серії зразків з різним вмістом заліза у розбавленому прошарку ($x = 17,5; 20$ та 21 ат.%). Для кожного складу визначено температуру орієнтаційного фазового переходу в зразках: $T_C \approx 325, 360$ та 380 К відповідно. Встановлено відсутність вираженого напрямку одновісної внутрішньоплощинної анізотропії, що узгоджується з моделлю обертальної анізотропії. Температурозалежні SQUID-VSM вимірювання виявили поступовий оборотний перехід від феромагнітного до антиферомагнітного типу міжшарового зв'язку. Магнетотранспортні вимірювання на мікросмужках шириною 9, 7 та 4 мкм підтвердили можливість електричного перемикання при кімнатній температурі. Встановлено параболічний закон $T(j^2)$, що однозначно підтверджує джоулевий механізм перемикання з критичною густиною струму $j_c = 1,39 \times 10^{11}$ А/м². Максимальний ефект ГМО становить $\approx 0,2\%$. Аналіз кутової залежності магнетоопору виявив, що внесок анізотропного магнетоопору (АМО) у паралельному стані ($\approx 0,12\%$) порівнянний з ГМО, що обґрунтовує вибір геометрії $H \parallel I$ для коректних вимірювань.

У четвертому розділі проведено комплексне теоретичне моделювання в рамках трьох взаємодоповнюючих підходів. У рамках векторної моделі когерентного обертання для синтетичного антиферомагнетика (САФ) у макроспіновому наближенні відновлено температурні залежності білінійної та біквадратичної констант міжшарового зв'язку J_1 та J_2 шляхом апроксимації експериментальних пе-

тель гістерезису. Встановлено, що $|J_1|$ зростає від ~ 0 при 200 К до ~ 100 мкДж/м² вище T_C , тоді як J_2 зменшується на ≈ 40 %, що відповідає покращенню якості інтерфейсу. У рамках колінеарної моделі метамагнетика у макроспіновому наближенні систематизовано чотири характерні режими роботи Кюрі-перемикача (А, В, С, D), що відрізняються кількістю та симетрією піків похідної dM/dH . Отримано аналітичні вирази для критичних полів перемикання та встановлено їх зв'язок з магнітною сприйнятливістю розбавленого шару: $J_{12}^{\text{eff}}(T) = -\chi(T)J^2$. Мікроскопічне моделювання прошарку $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$ методом Монте-Карло на тривимірній ґратці $\sim 10^4$ вузлів з гамільтоніаном Ізінга та алгоритмом Метрополіса дозволило дослідити вплив ступеня кластеризації атомів заліза на магнітну сприйнятливість та температуру перемикання. Показано, що при $T > 325$ К обидві макроспінові аналітичні моделі однаково добре описують поведінку структури, тоді як при $T < 325$ К необхідно враховувати гранулярну морфологію прошарку. Встановлено, що ступінь кластеризації є додатковим параметром оптимізації, який дозволяє одночасно керувати температурою перемикання та амплітудою ГМО-сигналу.

Наукова новизна одержаних результатів

На основі комплексного дослідження структур $\text{Fe}(2)/\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}(0,9)/\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}(2)$ методами температурної магнетометрії (SQUID/VSM), магнетотранспортних вимірювань, моделюванням в наближенні макроспіна і методом Монте-Карло встановлено наступне.

1. **Вперше експериментально визначено** критичну температуру орієнтаційного фазового переходу для $x = 17,5\%$: $T_C \approx 325$ К. Нижче T_C прошарок зумовлює феромагнітоподібне непряме зв'язування між шарами Fe; вище — система переходить до непрямого обмінного зв'язку (РКІ) антиферомагнітного типу.
2. **Вперше підтверджено** повністю електричне безпольове ФМ $\leftrightarrow$ АФМ перемикання через джоулеве нагрівання. Зіставлення $m_r(T)$ і $\text{MR}(j)$ з параболічним законом $T = T_0 + \alpha \cdot j_{ac}^2$ підтверджує еквівалентність електричного та температурного перемикання; критична густина струму $j_c = 1,39 \times 10^{11}$ А/м² відповідає нагріванню до $T_C \approx 325$ К.
3. **Вперше продемонстровано** ефект ГМО у Кюрі-перемикачі на мікросмужках шириною 9, 7 та 4 мкм; величина ефекту $\approx 0,2\%$. Показано оборотне

$R \leftrightarrow AP$ перемикання при нульовому полі .

4. **Вперше продемонстровано** якісну зміну механізму переманічування: при $T = 200$ К структура поводить ся як одновісний феромагнетик, тоді як при $T \geq 340$ К намагніченість при $H = 0$ зникає . Початок формування АФМ плато при ~ 240 К проявляється у розщепленні піку похідної; з ростом температури плато зміщується до $H = 0$.
5. **Встановлено** ізотропність петель гістерезису відносно напрямку поля в площині зразка та наявність польово-індукованої одновісної анізотропії, вісь якої орієнтується вздовж останнього поля насичення . Запропоновано метод відновлення поля анізотропії та обмінного поля через похідну $\frac{1}{M_s} \frac{dM}{dH}$:

$$H_a = \frac{1}{2}[H_1(T) + H_2(T)], \quad H_{ex} = \frac{1}{2}[H_1(T) - H_2(T)].$$

6. **Побудовано дві макроспінові моделі** для відновлення обмінних параметрів системи: векторну модель когерентного обертання з урахуванням біквадратичного обміну та колінеарну модель метамагнетика, що враховує виключно колінеарні стани, проте аналітично описує конкуренцію непрямої ФМ та прямої АФМ компонент міжшарового зв'язку. Обидві моделі відтворюють температурні залежності обмінних параметрів .
7. **Вперше показано** методом Монте-Карло, що кластеризація прошарку $Fe_{17,5}Cr_{82,5}$ спричиняє появу малої петлі гістерезису та зміщення температури фазового переходу. Кластерні неоднорідності можуть призвести до виникнення додаткових каналів прямої обмінної взаємодії, а також впливають на величину непрямого міжшарового обміну завдяки появі суперпарамагнітних частинок. Показано, що розміри кластерів Fe є додатковим параметром оптимізації Кюрі-перемикача.

Практичне значення одержаних результатів. Результати дисертації демонструють принципову можливість неруйнівного безпольового перемикання магнітного стану спінового вентиля при кімнатній температурі через інжекцію постійного струму. Запропонований підхід оптимізації архітектури спейсера $Cr/Fe_{17,5}Cr_{82,5}/Cr$ може бути застосований при проектуванні Кюрі-перемикачів з наперед заданими температурами та полями перемикання для термічно активованої MRAM і спин-торк наноосциляторів.

Основні результати дисертаційної роботи опубліковані у 2 статтях у фахових наукових журналах (1 стаття у виданні першого квартилю міжнародних наукометричних баз Scopus та Web of Science; 1 стаття у фаховому вітчизняному виданні) та 4 тезах доповідей на конференціях.

Ключові слова: спінтроніка, міжшаровий обмінний зв'язок, РКІ-взаємодія, Кюрі-перемикач, синтетичні антиферромагнетики, гігантський магнетоопір, анізотропний магнетоопір, обертальна анізотропія, магнітні багат шарові структури, магнітне поле, магнітна анізотропія, гетероструктури.

ABSTRACT

Kozlov O. A. Thermomagnetic effects in multilayer nanostructures based on strong and dilute ferromagnets and antiferromagnets. — Qualifying scientific work on the rights of a manuscript.

Dissertation submitted for the degree of Doctor of Philosophy (PhD) in the field of knowledge 10 Natural Sciences, specialty 104 Physics and Astronomy. — National Technical University of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute", Kyiv, 2026.

The dissertation research is devoted to establishing the physical mechanisms of thermally induced switching of the interlayer exchange coupling in five-layer magnetic nanostructures Fe/Cr/Fe_{17,5}Cr_{82,5}/Cr/Fe (Curie switches), to the systematization of their operating regimes, and to the development of theoretical models that quantitatively describe the behavior of these structures over a wide temperature range.

The relevance of the topic stems from the need to create spintronic devices with external control of the interlayer exchange coupling. In classical metallic multilayer Fe/Cr structures, the Ruderman--Kittel--Kasuya--Yosida (RKKY) interaction is determined by the thickness of the nonmagnetic spacer and is weakly susceptible to external influence after fabrication. The Curie-switch concept removes this limitation: introducing a dilute ferromagnetic interlayer Fe_xCr_{1-x} with a Curie temperature near room temperature provides a fully reversible transition between the ferromagnetic and antiferromagnetic types of interlayer coupling under slight heating. Implementing such switching by purely electrical means (through Joule heating by a direct current) opens prospects for application in thermally activated magnetoresistive memory (MRAM) and nano-oscillators.

The object of the study is the five-layer magnetic nanostructures Fe(2)/Cr(0,4)/Fe_xCr_{100-x}(0,9)/Cr(0,4)/Fe(2) (thicknesses in nm) with three iron concentrations in the dilute interlayer: $x = 17,5$ at.% (sample NFC17), $x = 20$ at.% (NFC20), and $x = 21$ at.% (NFC21), fabricated by DC magnetron sputtering on Si(100) substrates. Two fragments were separated from each sample: one for magnetometric measurements (VSM, SQUID-VSM), and one for the lithographic patterning of microstrips and magnetotransport studies.

The subject of the study is the temperature-dependent interlayer exchange

coupling, magnetic anisotropy, magnetic phase transitions, and magnetotransport effects in the said structures, as well as the influence of the iron concentration and the morphology of the dilute interlayer on the parameters of the Curie switch.

Research methods

For the synthesis of the samples, the DC magnetron sputtering method was used. The layers of the dilute alloy $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$ were deposited by co-sputtering from separate Fe and Cr targets with independent power control. The static magnetic characteristics were studied by VSM and SQUID-VSM methods (Quantum Design MPMS 3). The transport properties were investigated by measuring the magnetoresistance using a two-probe method on microstrips patterned by UV lithography and reactive ion etching. The theoretical analysis was carried out within macrospin models of the interlayer exchange coupling, namely: the vector model of coherent rotation, which accounts for the bilinear and biquadratic contributions to the interlayer exchange, and the collinear metamagnet model, which accounts for the rotatable anisotropy. The influence of the spatial distribution of iron on the properties of the dilute spacer was investigated by the Monte Carlo method using the Metropolis algorithm.

The dissertation consists of four chapters:

The first chapter contains a review of the fundamental physical principles underlying the operation of the Curie switch. The mechanisms of the formation of the atomic magnetic moment, the classification of magnetic materials, and their temperature dependences are considered. The theory of ferromagnetism, antiferromagnetism, and the Stoner criterion for band magnetism are reviewed. The direct (Heisenberg) and indirect (RKKY) exchange interactions, the phenomenology of the interlayer exchange coupling with its bilinear and biquadratic components, as well as the giant magnetoresistance (GMR) effect in planar multilayer, granular, and hybrid systems are described in detail. The crystallographic and magnetic properties of bulk chromium and iron are analyzed. The magnetic phase diagram of bulk $\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}$ alloys is analyzed based on the data of two independent experimental approaches (Burke and Takzei--Dorofeyev); in particular, the magnetic properties of $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$ and the features of the concentration phase transition in it are analyzed in detail. The concentration transition in multilayer films is considered; it is shown that introducing thin Cr layers into the composite architecture $\text{Cr}/\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}/\text{Cr}$ effectively suppresses the direct exchange and preserves the indirect RKKY exchange channel over a significantly wider concentration

range, which is an advantage of the Curie-switch design.

The second chapter describes the fabrication and experimental measurement methods. The technological parameters of fabricating the five-layer structures by DC magnetron sputtering are presented, including the features of the co-sputtering of the dilute $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$ alloy from two independent targets. The sample quality-control methods (XRR, XRD, FMR) are described. The principles of vibrating sample magnetometry and magnetometry based on a superconducting quantum interference device (SQUID-VSM), as well as the technical characteristics of the Quantum Design MPMS 3 setup, are examined in detail. The process of lithographic patterning of microstrips for transport measurements and the configuration of the setup for measuring the magnetoresistance are described.

The third chapter presents the results of the experimental studies. Three series of samples with different iron content in the dilute interlayer were studied ($x = 17,5; 20$, and 21 at.%). For each composition, the temperature of the orientational phase transition in the samples was determined: $T_C \approx 325, 360$, and 380 K, respectively. The absence of a pronounced direction of uniaxial in-plane anisotropy was established, which is consistent with the rotatable-anisotropy model. Temperature-dependent SQUID-VSM measurements revealed a gradual reversible transition from the ferromagnetic to the antiferromagnetic type of interlayer coupling. Magnetotransport measurements on microstrips of width $9, 7$, and $4 \mu\text{m}$ confirmed the possibility of electrical switching at room temperature. A parabolic law $T(j^2)$ was established, which unambiguously confirms the Joule mechanism of switching with a critical current density $j_c = 1,39 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$. The maximum GMR effect amounts to $\approx 0,2\%$. Analysis of the angular dependence of the magnetoresistance revealed that the contribution of the anisotropic magnetoresistance (AMR) in the parallel state ($\approx 0,12\%$) is comparable to the GMR, which justifies the choice of the $H \parallel I$ geometry for correct measurements.

The fourth chapter presents comprehensive theoretical modeling within three complementary approaches. Within the vector model of coherent rotation for a synthetic antiferromagnet (SAF) in the macrospin approximation, the temperature dependences of the bilinear and biquadratic interlayer-coupling constants J_1 and J_2 were recovered by fitting the experimental hysteresis loops. It was established that $|J_1|$ increases from ~ 0 at 200 K to $\sim 100 \mu\text{J/m}^2$ above T_C , whereas J_2 decreases by $\approx 40 \%$, which corresponds to an improvement in the interface quality. Within the collinear metamagnet model in the macrospin approximation, four characteristic operating regimes of the Curie switch

(A, B, C, D) were systematized, differing in the number and symmetry of the peaks of the derivative dM/dH . Analytical expressions for the critical switching fields were obtained, and their relationship with the magnetic susceptibility of the dilute layer was established: $J_{12}^{\text{eff}}(T) = -\chi(T)J^2$. Microscopic modeling of the $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$ interlayer by the Monte Carlo method on a three-dimensional lattice of $\sim 10^4$ sites with the Ising Hamiltonian and the Metropolis algorithm made it possible to investigate the influence of the degree of clustering of iron atoms on the magnetic susceptibility and the switching temperature. It was shown that at $T > 325$ K both analytical macrospin models describe the behavior of the structure equally well, whereas at $T < 325$ K the granular morphology of the interlayer must be taken into account. It was established that the degree of clustering is an additional optimization parameter that allows the switching temperature and the GMR-signal amplitude to be controlled simultaneously.

Scientific novelty of the obtained results

Based on a comprehensive study of the structures $\text{Fe}(2)/\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}(0,9)/\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}(2)$ by the methods of temperature magnetometry (SQUID/VSM), magnetotransport measurements, modeling in the macrospin approximation, and the Monte Carlo method, the following was established.

1. **For the first time, the critical temperature** of the orientational phase transition was experimentally determined for $x = 17,5\%$: $T_C \approx 325$ K . Below T_C the interlayer induces a ferromagnetic-like indirect coupling between the Fe layers; above it, the system transitions to an indirect exchange coupling (RKKY) of the antiferromagnetic type.
2. **For the first time, fully electrical field-free FM $\leftrightarrow$ AFM switching** through Joule heating was confirmed. The comparison of $m_r(T)$ and $\text{MR}(j)$ with the parabolic law $T = T_0 + \alpha \cdot j_{dc}^2$ confirms the equivalence of electrical and thermal switching; the critical current density $j_c = 1,39 \times 10^{11}$ A/m² corresponds to heating up to $T_C \approx 325$ K .
3. **For the first time, the GMR effect** in a Curie switch was demonstrated on microstrips of width 9, 7, and 4 μm ; the magnitude of the effect is $\approx 0,2\%$. Reversible P $\leftrightarrow$ AP switching at zero field was shown .
4. **For the first time, a qualitative change** in the magnetization-reversal

mechanism was demonstrated: at $T = 200$ K the structure behaves as a uniaxial ferromagnet, whereas at $T \geq 340$ K the magnetization at $H = 0$ vanishes. The onset of the formation of the AFM plateau at ~ 240 K manifests itself in the splitting of the derivative peak; as the temperature rises, the plateau shifts toward $H = 0$.

5. **It was established** that the hysteresis loops are isotropic with respect to the field direction in the sample plane and that there is a field-induced uniaxial anisotropy whose axis aligns along the last saturation field. A method was proposed for recovering the anisotropy field and the exchange field through the derivative $\frac{1}{M_s} \frac{dM}{dH}$.

$$H_a = \frac{1}{2}[H_1(T) + H_2(T)], \quad H_{\text{ex}} = \frac{1}{2}[H_1(T) - H_2(T)].$$

6. **Two macrospin models were constructed** for recovering the exchange parameters of the system: the vector model of coherent rotation, accounting for the biquadratic exchange, and the collinear metamagnet model, which accounts for collinear states only but analytically describes the competition between the direct FM and indirect AFM components of the interlayer coupling. Both models reproduce the temperature dependences of the exchange parameters.
7. **For the first time, it was shown** by the Monte Carlo method that clustering of the $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$ interlayer causes the appearance of a small hysteresis loop and a shift of the phase-transition temperature; as the temperature rises, the ferromagnetic clusters pass into a superparamagnetic state and then become part of the paramagnetic spacer. Three mechanisms of the influence of the cluster inhomogeneities on the interlayer exchange interaction are described: the creation of an additional direct-exchange channel, indirect interlayer exchange through superparamagnetic clusters, and a shift of the transition point of the interlayer into a homogeneous paramagnetic state. It is shown that the size of the Fe clusters is an additional optimization parameter of the Curie-switch structure.

Practical significance of the obtained results. The results of the dissertation demonstrate the fundamental possibility of nondestructive field-free switching of the magnetic state of a spin valve at room temperature through the injection of a direct current. The proposed approach to optimizing the spacer architecture $\text{Cr}/\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}/\text{Cr}$ can be applied in the design of Curie switches with predefined switching temperatures

and fields for thermally activated MRAM and spin-torque nano-oscillators.

The main results of the dissertation are published in 2 articles in peer-reviewed scientific journals (1 article in a first-quartile journal of the international scientometric databases Scopus and Web of Science; 1 article in a national peer-reviewed journal) and in 4 conference abstracts.

Keywords: spintronics, interlayer exchange coupling, RKKY interaction, Curie switch, synthetic antiferromagnets, giant magnetoresistance, anisotropic magnetoresistance, rotatable anisotropy, magnetic multilayer structures, magnetic field, magnetic anisotropy, heterostructures.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА

За матеріалами дисертації опубліковано 6 наукових праць, у тому числі 2 статті у фахових виданнях та 4 тези доповідей на конференціях.

- [1] V. Iurchuk, O. Kozlov, S. Sorokin, S. Zhou, J. Lindner, S. Reshetniak, A. Kravets, D. Polishchuk, V. Korenivski. All-Electrical Operation of a Curie Switch at Room Temperature. *Phys. Rev. Appl.*, vol. 20, no. 2, p. 024009, Aug. 2023. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.20.024009 (Web of Science, Scopus Q1).

Особистий внесок здобувача: Розроблено програмне забезпечення для відновлення параметрів системи на основі петель намагніченості. Визначено параметри для моделювання з даних SQUID-VSM: намагніченість насичення та тип анізотропії. Надано відповіді рецензентам щодо моделі та параметрів.

Внесок співавторів: В. Юрчук — фотолітографія та патернізація структур у вигляді мікросмужок, магнетотранспортні виміри, обробка даних, оформлення графіків, опис експериментальної частини. С. Сорокін — постановка задачі моделювання, написання відповідного розділу, модифікація магнетотранспортної установки; рецензування та обговорення. А. Кравець — виготовлення структури Fe/Cr/Fe_xCr_{1-x}/Cr/Fe. В. Коренівський — один із авторів концепції Кюрі-перемикача, попередні дослідження зі створення оптимізованого зразка; рецензування та обговорення. Д. Поліщук — дослідження, що сприяли створенню оптимізованого зразка. С. Чжоу — виконав магнітометричні вимірювання за допомогою SQUID-VSM. Ю. Ліндер — надав допомогу в інтерпретації даних магнетотранспорту. С. Решетняк — наукове керівництво, організація співпраці та координація досліджень.

- [2] O. Kozlov. Influence of Fe Distribution in the FeCr Layer on the Magnetic Behavior of the Fe/Cr/FeCr/Cr/Fe Curie Switch. *Фізика та освітні технології* № 1, 2026. DOI: 10.32782/pet-2026-1-1 (Фаховий журнал, категорія Б).

Особистий внесок здобувача: Ідея дослідження впливу розподілу заліза в прошарку на обмінні параметри системи. Побудова моделі методом Монте-Карло (алгоритм Метрополіса). Визначення параметрів обміну зі співвідношень критичних температур. Інтерпретація результатів та написання статті.

Праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

- [3] O. Kozlov, S. Reshetniak, A. Kravets, V. Korenivski, V. Kalita. Thermally Controlled Interlayer Exchange Coupling in Magnetic Multilayers: Electrical Curie Switching and Field-Induced Anisotropy Effects. У зб.: *2026 IEEE 43rd International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO)*, 28 April 2026, p.13

Особистий внесок здобувача: Показано зв'язок між непрямою обмінною взаємодією та магнітною сприйнятливістю спейсера. Обробка експериментальних даних за запропонованою методологією. Виконано рисунок спін-залежного транспорту, оформлено графіки та презентацію. Усна доповідь.

Внесок співавторів: В. М. Калита — запропонував модель метамагнетика з урахуванням обертальної анізотропії для опису поведінки структури та методологію відновлення обмінних параметрів з похідних намагніченості. А. Кравець — виготовлення структури $\text{Fe/Cr/Fe}_x\text{Cr}_{1-x}/\text{Cr/Fe}$; графік відновлення параметрів. В. Коренівський — участь в обговоренні результатів. С. О. Решетняк — наукове керівництво та координація співпраці.

- [4] O. Kozlov, V. Kalita, S. Reshetniak, A. Kravets, V. Korenivski. Current Induced Switching of Interlayer Exchange in Spin Valves at Room Temperature. У зб.: *Міжнародна конференція «Modern Problems of Solid-State Physics and Magnetism» in memory of Academician Viktor G. Baryakhtar*, Київ, 2025, с. 145-146.

Особистий внесок здобувача: Написання тез, оформлення презентації та рисуноків. Усна доповідь.

Внесок співавторів: В. М. Калита — обговорення та аналіз результатів. А. Кравець — виготовлення структури $\text{Fe/Cr/Fe}_x\text{Cr}_{1-x}/\text{Cr/Fe}$. В. Коренівський — участь в обговоренні результатів. С. О. Решетняк — наукове керівництво та координація співпраці.

- [5] О. А. Козлов, В. М. Калита, С. О. Решетняк. Методи управління опором структур з гігантським та тунельним магнетоопором за допомогою струму. У зб.: *Збірник праць XXIII Міжнародної молодіжної науково-практичної конференції «Історія розвитку науки, техніки та освіти»*, Київ, 2025 р., укладач Пономаренко Л. П., с. 164.

Особистий внесок здобувача: Аналіз літератури, написання тез, оформлення презентації та рисунків. Усна доповідь.

Внесок співавторів: В.М. Калита — обговорення та аналіз результатів. С. О. Решетняк — наукове керівництво та координація співпраці.

- [6] О. А. Козлов, Ю. Б. Скирта, С. О. Решетняк. До історії термоелектрики. У зб.: *Збірник праць XIX Міжнародної молодіжної науково-практичної конференції «Історія розвитку науки, техніки та освіти» за темою «Фізика та формування нової світової реальності»*, Київ, 2021 р., с. 79--81.

Особистий внесок здобувача: Аналіз літератури, написання тез, оформлення презентації та рисунків. Усна доповідь.

Внесок співавторів: Ю. Б. Скирта — створення демонстраційного стенду з елементами Пельтьє. С. О. Решетняк — наукове керівництво роботою.

ЗМІСТ

АНОТАЦІЯ	2
ABSTRACT	8
СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА	14
ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СКОРОЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ	21
ВСТУП	23
РОЗДІЛ 1 ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ	31
1.1 Магнітний момент	31
1.1.1 Власний момент електрона	31
1.1.2 Орбітальний рух електрона	32
1.1.3 Власний момент атомного ядра	35
1.1.4 Механізм Ланжевена–Кюрі	35
1.2 Характеристики магнітних матеріалів, класифікація магнітних ма- теріалів та температурна залежність характеристик	37
1.2.1 Магнітовпорядковані речовини	39
1.2.2 Магнітонеупорядковані речовини	43
1.3 Енергія магнітних систем	46
1.3.1 Енергія Зеємана	46
1.3.2 Енергія розмагнічування	47
1.3.3 Магнітна анізотропія	47
1.3.4 Пряма обмінна взаємодія	49
1.3.5 Непряма обмінна взаємодія. Міжшарова обмінна взаємодія .	50
1.4 Гігантський магнітоопір	51
1.4.1 ГМО в багатошарових магнітних структурах	51
1.4.2 ГМО у гранульованих системах	53
1.4.3 Квантово-механічні підходи до опису ГМО	54
1.4.4 Гібридні структури	54
1.4.5 Перенос спінового кутового моменту	54

1.5	Магнітні характеристики металів Fe та Cr, їх сплавів та мультишарових структур	55
1.5.1	Фізичні властивості Fe та Cr	56
1.5.2	Сплави $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$	58
1.5.3	Магнітні властивості $\text{Fe}_{17}\text{Cr}_{83}$ та застосування у багатошарових структурах	61
1.6	Концентраційний перехід в багатошарових плівках на основі $\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}$	64
1.6.1	Розбавлений спейсер $S = \text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}(1,5)$	64
1.6.2	Композитний спейсер $S = \text{Cr}(0,4)/\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}(0,7)/\text{Cr}(0,4)$	65
1.6.3	Кюрі-перемикач	66
РОЗДІЛ 2	МЕТОДИ ФАБРИКАЦІЇ ТА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ВИМІРЮВАНЬ	71
2.1	Фабрикація зразків	71
2.1.1	Установка AJA International Orion	71
2.1.2	Особливості осадження шарів Fe та Cr	72
2.1.3	Отримання шару $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$	74
2.1.4	Контроль якості зразків	74
2.2	Вимірювання	75
2.2.1	Вібраційна магнітометрія (VSM)	75
2.2.2	SQUID магнітометрія (SQUID-VSM)	76
2.2.3	Літографія та транспортні вимірювання	78
2.2.4	Установка для вимірювання магнетоопору	78
РОЗДІЛ 3	ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ	82
3.1	Досліджувані зразки	82
3.2	Магнітометричні вимірювання при кімнатній температурі	83
3.3	Температурозалежні SQUID-VSM вимірювання	84
3.3.1	Визначення температури перемикачання для різних концентрацій	84
3.3.2	Детальне дослідження зразка NFC17	85
3.4	Магнетотранспортні вимірювання	89
3.4.1	Формування мікросмужок	90
3.4.2	Петлі магнетоопору при кімнатній температурі	91

3.4.3	Кутова залежність магнетоопору: розділення ГМО та АМО для смужок	92
3.4.4	Зв'язок між джоулевым нагріванням та магнітним переми-канням	94

РОЗДІЛ 4 МОДЕЛЮВАННЯ СИНТЕТИЧНИХ АНТИФЕРОМА-ГНЕТИКІВ 97

4.1	Векторна модель когерентного обертання для САФ у макроспіновому наближенні	97
4.1.1	Алгоритм чисельної апроксимації петель гістерезису	98
4.1.2	Результати апроксимації	99
4.2	Колінеарна модель метамагнетика у макроспіновому наближенні	101
4.2.1	Еволюція петель гістерезису з температурою	101
4.2.2	Критичні поля та режими роботи Кюрі-перемикача	103
4.2.3	Температурно залежний міжшаровий обмін через шар розбавленого феромагнетика	105
4.2.4	Прямий міжшаровий обмін	109
4.2.5	Модель конкуруючих взаємодій	110
4.3	Моделювання прошарку FeCr методом Монте-Карло	113
4.3.1	Опис моделі	113
4.3.2	Параметри обміну	114
4.3.3	Алгоритм Метрополіса	114
4.3.4	Морфологія прошарку	115
4.3.5	Петлі намагніченості та низькотемпературна поведінка	116
4.3.6	Температурна залежність магнітної сприйнятливості	117
4.3.7	Кореляція між сприйнятливістю прошарку та критичними полями структури	118
4.4	Порівняння моделей	120
4.5	Ефективні поля для векторної моделі САФ	121
4.5.1	Система координат та визначення кутів	122
4.5.2	Енергія Зеємана	122
4.5.3	Енергія розмагнічування	123
4.5.4	Енергія магнітної анізотропії	123
4.5.5	Енергія міжшарової взаємодії	124

ВИСНОВКИ	128
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	142
ДОДАТКИ	142
Додаток А. Список публікацій та апробація	142
Додаток Б. Лістинг програми для відновлення параметрів сАФ	145
Додаток В. Петлі намагніченості та їх аналітичне відновлення	147

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СКОРОЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ

ФМ	— феромагнітний;
АФМ	— антиферомагнітний;
ПМ	— парамагнітний;
АСМ	— асперомагнітний стан (asperomagnetism): неупорядкований неколінеарний магнітний стан, характерний для аморфних матеріалів та розбавлених магнітних сплавів, у якому спіни заморожені у випадкових напрямках унаслідок конкуренції обмінної взаємодії з локальною випадковою анізотропією та магнітної фрустрації. На відміну від ізотропного сперомагнетика, орієнтації спінів розподілені не рівномірно по всіх напрямках, а в межах тілесного кута (конуса/півсфери) навколо виділеної осі, тому їхня векторна сума дає ненульову результуючу намагніченість [1];
ААСМ	— антиасперомагнітний стан (antiasperomagnetism): неупорядкований неколінеарний магнітний стан із таким самим випадковим заморожуванням спінів, проте побудований на антиферомагнітному (двопідгратковому) впорядкуванні середніх напрямків: спіни розкидані навколо двох антипаралельних осей, унаслідок чого внески підграток взаємно компенсуються і результуюча намагніченість дорівнює нулю [1];
П	— паралельний стан намагніченості шарів;
АП	— антипаралельний стан намагніченості шарів;
САФ	— синтетичний антиферомагнетик;
ГМО	— гігантський магнетоопір;
АМО	— анізотропний магнетоопір;
МО	— магнетоопір;
РККІ	— обмінна взаємодія Рудермана--Кіттеля--Касуя--Йосіди;
ОЦК	— об'ємноцентрована кубічна (кристалічна структура);
ОЦК	— гранецентрована кубічна (кристалічна структура);
ФМР	— феромагнітний резонанс;
MRAM	— магніторезистивна пам'ять з довільним доступом

	(magnetoresistive random-access memory);
VSM	— вібраційний магнітометр (vibrating sample magnetometer);
SQUID	— надпровідний квантовий інтерферометр (superconducting quantum interference device);
XRR	— малокутова рентгенівська рефлектометрія (X-ray reflectometry);
XRD	— рентгенівська дифракція (X-ray diffraction);
MOKE	— магнітооптичний ефект Керра;
SDW	— хвиля спінової щільності (spin density wave);
CIP	— струм в площині шарів (current in plane);
CPP	— струм перпендикулярний площині шарів (current perpendicular to plane);
DC	— постійний струм (direct current);
AC	— змінний струм (alternating current);
F	— феромагнітний шар у багатошаровій плівці (у даній роботі: Fe);
N	— немагнітний або парамагнітний прошарок у багатошаровій структурі, що забезпечує непряму РКІ-взаємодію між феромагнітними шарами (у даній роботі: Cr)
F*	— шар розбавленого феромагнетика, ефективна температура Кюрі якого T_C^* значно нижча за температуру Кюрі сильно-го феромагнітного шару F, тобто $T_C^* \ll T_C^F$ (у даній роботі: $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$);
S	— проміжний шар, спейсер;
NFC17	— зразок F(2)/N(0.4)/F*(0.9)/N(0.4)/F(2) з $x = 17,5$ ат.% Fe у розбавленому прошарку;
NFC20	— зразок F(2)/N(0.4)/F*(0.9)/N(0.4)/F(2) з $x = 20$ ат.% Fe у розбавленому прошарку;
NFC21	— зразок F(2)/N(0.4)/F*(0.9)/N(0.4)/F(2) з $x = 21$ ат.% Fe у розбавленому прошарку;

ВСТУП

Актуальність теми. Відкриття міжшарового обмінного зв'язку [2] та пов'язаного з ним ефекту гігантського магнетоопору (ГМО) у магнітних мультишарових структурах [3, 4] Fe/Cr поклали початок новому напрямку фундаментальної і прикладної фізики — спінтроніці [5]. Ці явища дозволили реалізувати принципово новий клас пристроїв — спінових вентилів, у яких магнітний стан системи визначає її електричний опір. Сьогодні на їх основі функціонують магнітні сенсори, магніторезистивна пам'ять (MRAM) та нано-осцилятори [6—8].

В основі міжшарового зв'язку лежить взаємодія Рудермана–Кіттеля–Касуя–Йосіди (РККІ) [9—11], носіями якої є електрони провідності. РККІ в класичних металічних багатошарових структурах добре вивчена: величина та знак зв'язку залежно від товщини немагнітного спейсера мають вигляд затухаючих коливань між феромагнітним (ФМ) та антиферомагнітним (АФМ) типами зв'язку [1, 12, 13]. Характер взаємодії в класичних структурах не є чутливим до змін зовнішніх умов, наприклад температури [12, 14]. Це робить РККІ-зв'язок стабільним з точки зору роботи пристрою, однак водночас суттєво обмежує можливості зовнішнього керування ним після виготовлення. Саме тому пошук фізичних механізмів, які дозволяють змінювати знак та величину міжшарового обмінного зв'язку за допомогою зовнішніх параметрів (температури або електричного струму), є актуальним завданням сучасної спінтроніки. Одним із механізмів, що широко застосовується у спінтроніці [6, 7], є перемикання стану спінових вентилів за рахунок спінополяризації струму на нижньому (фіксованому) шарі та переносу надлишкового спінового моменту електрона у верхній (вільний) шар [15, 16].

Концепція Кюрі-перемикача пропонує альтернативний розв'язок цієї проблеми: якщо в середину проміжного прошарку, який забезпечує РККІ-взаємодію між феромагнітними шарами, ввести додатковий прошарок з феромагнітними домішками у кількості, достатній для виникнення феромагнітного впорядкування нижче деякою температури Кюрі T_C , то перехід спейсера зі стану феромагнетика у парамагнітний стан із зростанням температури вище T_C принципово змінює величину ефективного міжшарового обмінного зв'язку. В результаті феромагнітний тип обміну між зовнішніми шарами Fe замінюється на антиферомагнітний із зростанням температури.

Можливість реалізувати такий прямий, повністю оборотний тепловий перехід між феро- і антиферомагнітними станами багатошарової плівки у вузькому температурному інтервалі біля кімнатної температури було продемонстровано в системі $\text{Fe}(2)/\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}(0,7)/\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}(2)$ [17]. Було також показано, що в таких структурах можливий гігантський магнетокалоричний ефект [18] та теплове відмикання магнетного обміну [19]. У цій роботі демонструється повністю електричне керування станом Кюрі-перемикача за допомогою джоулевого нагрівання при кімнатній температурі [20].

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами

Дисертаційна робота виконувалась у рамках наукових досліджень кафедри загальної фізики Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут ім. Ігоря Сікорського» та пов'язана з тематикою ініціативної теми 0125U001625 «Лінійна й нелінійна динаміка, структурне впорядкування та критичні явища в функціональних середовищах».

Мета і завдання дослідження

Мета роботи — встановити фізичні механізми термічно індукованого перемикачання міжшарового обмінного зв'язку у структурах $\text{Fe}(2)/\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}(0,9)/\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}(2)$ з різним вмістом заліза в розбавленому прошарку ($x = 17,5; 20$ та 21 ат.%), систематизувати режими роботи Кюрі-перемикача та розробити теоретичні моделі, що кількісно описують його поведінку в широкому діапазоні температур.

Для досягнення мети поставлено такі **завдання**:

1. Дослідити три серії зразків $\text{Fe}(2)/\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}(0,9)/\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}(2)$ з $x = 17,5$ ат.% (NFC17), $x = 20$ ат.% (NFC20) та $x = 21$ ат.% (NFC21). Від кожного зразка відділено фрагменти для магнітометричних вимірювань та для літографічного формування мікросмужок.
2. Дослідити температурні залежності петель гістерезису та залишкової намагніченості всіх трьох серій зразків у діапазоні 200--400 К методом SQUID-VSM; визначити ефективні температури Кюрі розбавленого прошарку для кожної концентрації.

3. Встановити наявність або відсутність легкої осі магнітної анізотропії в площині зразка.
4. Провести магнетотранспортні вимірювання на мікросмужках зразка NFC17 та встановити зв'язок між джоулевим нагріванням та магнітним перемиканням; підтвердити можливість керування Кюрі-перемикачем виключно за допомогою електричного струму при кімнатній температурі.
5. Систематизувати режими роботи Кюрі-перемикача на основі аналізу температурної еволюції системи.
6. Побудувати аналітичні макроспінові моделі для кількісного визначення параметрів міжшарового обміну як функції температури.
7. Виконати мікроскопічне моделювання прошарку $\text{Cr}/\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}/\text{Cr}$ методом Монте-Карло для дослідження впливу просторового розподілу заліза на магнітні властивості спейсера.

Об'єкт і предмет дослідження

Об'єктом дослідження є п'ятишарові магнітні наноструктури $\text{Fe}(2)/\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}(0,9)/\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}(2)$ (товщини в нм) з трьома концентраціями заліза в розбавленому прошарку: $x = 17,5$ ат.% (зразок NFC17), $x = 20$ ат.% (NFC20) та $x = 21$ ат.% (NFC21), виготовлені методом DC-магнетронного розпилення на підкладках Si(100). Від кожного зразка відділено два фрагменти: для магнітометричних вимірювань (VSM, SQUID-VSM) та для літографічного формування мікросмужок та магнетотранспортних досліджень.

Предметом дослідження є температурно-залежний міжшаровий обмінний зв'язок, магнітна анізотропія, магнітні фазові переходи та магнетотранспортні ефекти у зазначених структурах, а також вплив концентрації заліза та морфології розбавленого прошарку на параметри Кюрі-перемикача.

Методи дослідження

Для синтезу зразків використовувався метод DC-магнетронного розпилення [21]. Шари розбавленого сплаву $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$ осаджувались методом спільного розпилення з окремих мішеней Fe та Cr із роздільним керуванням потужністю. Статичні магнітні характеристики вивчались методами VSM та SQUID-VSM

(Quantum Design MPMS 3 [22]). Транспортні властивості досліджувалися шляхом вимірювання магнітоопору двопровідним методом на мікросмужках, сформованих УФ-літографією та реактивним іонним травленням [20, 23]. Теоретичний аналіз здійснювався в рамках макроспінових моделей міжшарового обмінного зв'язку, а саме: векторної моделі когерентного обертання, яка враховує білінійний та біквадратичний внесок у міжшаровий обмін, та колінеарної моделі метамагнетика, яка враховує обертальну анізотропію [24]. Вплив просторового розподілу заліза на властивості розбавленого спейсера досліджувався методом Монте-Карло з використанням алгоритму Метрополіса [25].

Наукова новизна одержаних результатів

На основі комплексного дослідження структур $\text{Fe}(2)/\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}(0,9)/\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}(2)$ нм методами температурної магнетометрії (SQUID/VSM), магнетотранспортних вимірювань, моделюванням в наближенні макроспіна і методом Монте-Карло встановлено:

1. **Вперше експериментально визначено** критичну температуру орієнтаційного фазового переходу для $x = 17,5\%$: $T_C \approx 325$ К. Нижче T_C прошарок зумовлює феромагнітноподібне непряме зв'язування між шарами Fe; вище — система переходить до непрямого обмінного зв'язку (РКІ) антиферомагнітного типу.
2. **Вперше підтверджено** повністю електричне безпольове $\text{ФМ} \leftrightarrow \text{АФМ}$ перемикання через джоулеве нагрівання. Зіставлення $m_r(T)$ і $\text{MR}(j)$ з параболічним законом $T = T_0 + \alpha \cdot j_{dc}^2$ підтверджує еквівалентність електричного та температурного перемикання; критична густина струму $j_c = 1,39 \times 10^{11}$ А/м² відповідає нагріванню до $T_C \approx 325$ К.
3. **Вперше продемонстровано** ефект ГМО у Кюрі-перемикачі на мікросмужках шириною 9, 7 та 4 мкм; величина ефекту $\approx 0,2\%$. Показано оборотне $\text{П} \leftrightarrow \text{АП}$ перемикання при нульовому полі.
4. **Вперше продемонстровано** якісну зміну механізму перемагнічування: при $T = 200$ К структура поводить себе як одновісний феромагнетик, тоді як при $T \geq 340$ К намагніченість при $H = 0$ зникає. Початок формування АФМ

плато при ~ 240 К проявляється у розщепленні піку похідної; з ростом температури плато зміщується до $H = 0$.

5. **Встановлено** ізотропність петель гістерезису відносно напрямку поля в площині зразка та наявність польово-індукованої одновісної анізотропії, вісь якої орієнтується вздовж останнього поля насичення. Запропоновано метод відновлення поля анізотропії та обмінного поля через похідну $\frac{1}{M_s} \frac{dM}{dH}$:

$$H_a = \frac{1}{2}[H_1(T) + H_2(T)], \quad H_{ex} = \frac{1}{2}[H_1(T) - H_2(T)].$$

6. **Побудовано дві макроспінові моделі** для відновлення обмінних параметрів системи: векторну модель когерентного обертання з урахуванням біквадратичного обміну та колінеарну модель метамагнетика, що враховує виключно колінеарні стани, проте аналітично описує конкуренцію непрямої ФМ та прямої АФМ компонент міжшарового зв'язку. Обидві моделі відтворюють температурні залежності обмінних параметрів.
7. **Вперше показано** методом Монте-Карло, що кластеризація прошарку $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$ спричиняє появу малої петлі гістерезису та зміщення температури фазового переходу. Кластерні неоднорідності можуть призвести до виникнення додаткових каналів прямої обмінної взаємодії, а також впливають на величину непрямого міжшарового обміну завдяки появі суперпарамагнітних частинок. Показано, що розміри кластерів Fe є додатковим параметром оптимізації Кюрі-перемикача.

Уточнено: температурну залежність параметрів обміну у структурах $\text{Fe/Cr/Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}/\text{Cr/Fe}$.

Подальшого розвитку набули: методи мікроскопічного моделювання розбавленого феромагнітного прошарку методом Монте-Карло, розширені на випадок просторово неоднорідного розподілу атомів заліза з контрольованим ступенем кластеризації; макроспінові моделі синтетичних антиферомагнетиків, доповнені урахуванням обертальної анізотропії та температурної залежності констант міжшарового зв'язку; методика чисельного та аналітичного відновлення обмінних параметрів із петель гістерезису.

Практичне значення одержаних результатів

Результати дисертації демонструють принципову можливість неруйнівного, безпольового перемикання магнітного стану спінового вентиля при кімнатній температурі через інжекцію постійного струму. Це є важливим кроком до розробки спінтронних пристроїв із суто електричним керуванням [20]. Підхід оптимізації архітектури спейсера ($\text{Cr}/\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}/\text{Cr}$) може бути застосований при проектуванні нових структур Кюрі-перемикача з наперед заданими температурами та полями перемикання, що відкриває перспективи використання у термічно активованій MRAM та спін-торк нано-осциляторах. Встановлення ролі обертальної анізотропії та її врахування в макроспінових моделях є необхідним для коректного відновлення параметрів міжшарового обміну та проектування структур із заданими характеристиками перемикання.

Особистий внесок здобувача

Постановка завдань та визначення напрямів дослідження, обговорення отриманих результатів, формулювання висновків здійснювались спільно з науковими керівниками д. ф.-м. н. Решетняком С. О. та д. ф.-м. н. Кравцом А. Ф. Підготовка наукових статей та тез конференцій проводилась спільно зі співавторами. Автором особисто розроблено програмне забезпечення для відновлення обмінних параметрів системи в рамках векторної моделі когерентного обертання для синтетичних антиферомагнетиків, виконано значну частину обробки експериментальних даних та їхню інтерпретацію, а також розроблено феноменологічну модель та програмне забезпечення для дослідження структурних особливостей спейсера методом Монте-Карло. Автор особисто брав участь у конференціях і представляв наукові результати у формі усних доповідей.

Апробація результатів дисертації

Основні результати дисертації доповідалися та обговорювалися на фахових конференціях, семінарах кафедри загальної фізики НТУУ «КПІ ім. Ігоря Сікорського», Інституту магнетизму ім. Бар'яхтара НАН України, а також у рамках міжнародних колаборацій із Гельмгольц-центром Дрезден-Россендорф (Німеччина) та Королівським технологічним інститутом (КТН) у Стокгольмі (Швеція).

Публікації

За матеріалами дисертації опубліковано 6 наукових праць, у тому числі 2 статті у фахових виданнях та 4 тези доповідей на конференціях.

1. V. Iurchuk, O. Kozlov, S. Sorokin, S. Zhou, J. Lindner, S. Reshetniak, A. Kravets, D. Polishchuk, V. Korenivski. All-Electrical Operation of a Curie Switch at Room Temperature. *Phys. Rev. Appl.*, vol. 20, no. 2, p. 024009, Aug. 2023. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.20.024009 (Web of Science, Scopus Q1).
2. O. Kozlov. Influence of Fe Distribution in the FeCr Layer on the Magnetic Behavior of the Fe/Cr/FeCr/Cr/Fe Curie Switch. *Фізика та освітні технології*, № 1, 2026. DOI: 10.32782/pet-2026-1-1 (Фаховий журнал, категорія Б).

Конференції:

3. O. Kozlov et al. Thermally Controlled Interlayer Exchange Coupling in Magnetic Multilayers: Electrical Curie Switching and Field-Induced Anisotropy Effects. У зб.: *2026 IEEE 43rd International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO)*, 2026, p.13 [26]
4. O. Kozlov, S. Reshetniak, A. Kravets, V. Korenivski, V. Kalita. Current Induced Switching of Interlayer Exchange in Spin Valves at Room Temperature. У зб.: *Міжнародна конференція «Modern Problems of Solid-State Physics and Magnetism» in memory of Academician Viktor G. Baryakhtar*, Київ, 2025, с. 145-146. [27]
5. О. А. Козлов, В. М. Калита, С. О. Решетняк. Методи управління опором структур з гігантським та тунельним магнетоопором за допомогою струму. У зб.: *Збірник праць XXIII Міжнародної молодіжної науково-практичної конференції «Історія розвитку науки, техніки та освіти»*, Київ, 2025 р., укладач Пономаренко Л. П., с. 164. [28]
6. О. А. Козлов, Ю. Б. Скирта, С. О. Решетняк. До історії термоелектрики. У зб.: *Збірник праць XIX Міжнародної молодіжної науково-практичної конференції «Історія розвитку науки, техніки та освіти» за темою «Фізика та формування нової світової реальності»*, Київ, 2021 р., с. 79--81. [29]

Структура та обсяг дисертації

Дисертація складається зі вступу, чотирьох розділів, висновків і списку використаних джерел. Загальний обсяг роботи становить 147 сторінок, з яких 108 сторінок основного тексту. Робота містить 38 рисунків, 5 таблиць та 89 найменувань бібліографічних посилань.

РОЗДІЛ 1

ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ

Структура цього розділу зазнала значного впливу моєї магістерської дисертації (2021 р.) [30] та дисертації на здобуття ступеня Dr. rer. nat. у Технічному університеті Дрездена нашого співавтора С. Сорокіна (2021 р.) [23] із суттєвим розширенням та доповненням.

Підрозділи, присвячені фізичним властивостям заліза та хрому, базуються переважно на класичних даних із підручників Кіттеля [31], Коей [1] та Бозор-та [32], а також на класичних роботах Фосетта щодо хвиль спінової щільності в хромі [33, 34].

Підрозділ про магнітні властивості сплавів $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$ побудовано на порівняльному аналізі даних, незалежно отриманих двома групами у 1980-х роках: групою Бурка [35—37] та групою Дорофєєва і Такзея [38, 39]. Обидві групи досліджували концентраційний фазовий перехід в ОЦК-сплавах FeCr, однак дійшли до дещо різних висновків щодо природи магнітного стану в перехідній області концентрацій. Для сплаву з концентрацією заліза $x \approx 17,5$ ат.%, що використовується як проміжний шар у досліджуваних структурах, ситуація виявляється особливо неоднозначною: цей склад потрапляє на межу між антиферомагнітною та феромагнітною фазами, і його магнітний стан не піддається чіткій класифікації в термінах феромагнетизму, антиферомагнетизму, парамагнетизму або спінового скла. Ця контрверсійність спонукала до більш детального аналізу мікроскопічної природи магнетизму, з якого починається цей розділ.

Дані щодо концентраційного та термічного переходів у багатошарових структурах з спейсером $\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}$ базуються на роботах групи Кравця, Поліщука та Коренівського [17, 18, 24].

1.1 Магнітний момент

1.1.1 Власний момент електрона

Історія вивчення магнітних моментів елементарних частинок почалась в 1922 році з відомого дослідження Штерна–Герлаха [40]. Суть експерименту полягала в пропусканні пучка нейтральних атомів срібла крізь різко неоднорідне магнітне

поле: якби магнітний момент атомів міг приймати довільні значення, пучок мав би розмазатись у неперервну смугу, однак натомість спостерігалось його розщеплення рівно на дві чіткі компоненти. В цьому і наступних експериментах було показано, що магнітний момент атомів срібла приймає рівно два значення, які збігаються з величиною магнетона Бора $\pm \frac{e\hbar}{2m_e}$. Тільки через декілька років, коли Г. Уленбек та С. Гоудсміт припустили існування спіна у електрона [41] і стало зрозуміло, що магнітний момент атомів срібла формується спіном одного валентного електрона, з'ясувалось, що в досліді Штерна–Герлаха вперше був вимірюваний спін електрона. Саме двозначність результату ($\uparrow$ або $\downarrow$) безпосередньо відобразила квантову природу спіну як величини з проекцією $\pm\hbar/2$. А. Комптон ще в 1921 році припустив можливість обертання електрона та наявності у нього власного магнітного моменту для пояснення ефекту феромагнетизму [42].

Магнітний момент μ елементарної частинки масою m пов'язаний з її спіном s відношенням:

$$\mu = g_s \frac{q}{2m} \hbar s = g_s \gamma_0 s, \quad (1.1)$$

де g_s — g-фактор, q — заряд частинки, γ_0 — класичне гіромагнітне відношення. З результатів вимірів випливало, що для електрона $g_s \approx 2$, що удвічі перевищувало значення, очікуване з класичних представлень. Ця несподівана відмінність свідчила про те, що спін є суто квантовою характеристикою, яка не має аналога в класичній механіці. Релятивістське рівняння Дірака, запропоноване в 1928 р., не лише пояснило наявність спіна електрона як неминучий наслідок поєднання квантової механіки зі спеціальною теорією відносності, але й автоматично відтворило значення гіромагнітного відношення з $g_s = 2$ [43].

Для того щоб фізично описати магнітні властивості різних матеріалів, необхідно насамперед дослідити магнітні характеристики атомів, з яких складається матеріал, та з'ясувати, як їхні моменти впорядковуються у кристалічній ґратці. Саме це завдання розглядається в наступних підрозділах.

1.1.2 Орбітальний рух електрона

1.1.2.1 Орбітальний магнітний момент з точки зору квантової механіки

Розглянемо найпростішу класичну модель: електрон рухається по круговій орбіті навколо ядра. Якщо електрон рухається за часовою стрілкою, тоді струм, що створюється електроном, буде спрямований проти часової стрілки, оскільки еле-

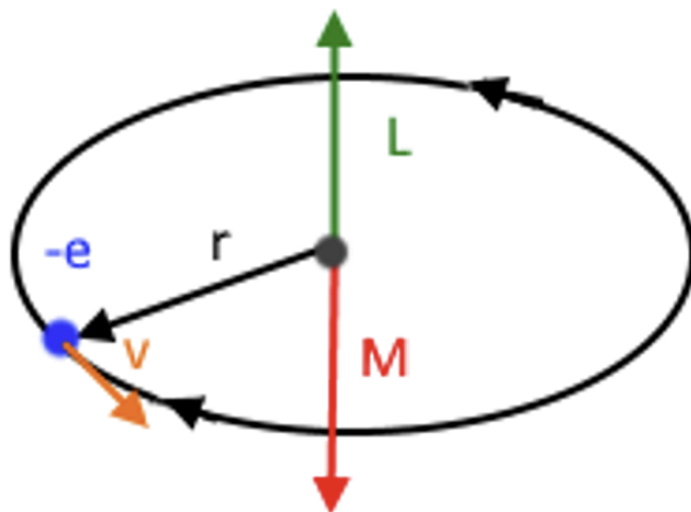


Рисунок 1.1 — Схематичне зображення орбіти електрона з радіус-вектором r , швидкістю v , орбітальним кутовим моментом L та магнітним моментом M . Антипаралельність L та M зумовлена від'ємним зарядом електрона.

ектрон несе від'ємний заряд. Оскільки вектор швидкості електрона в кожен момент часу напрямлений по дотичній до кругової орбіти та перпендикулярний радіус-вектору, орбітальний момент імпульсу L перпендикулярний площині обертання електрона, а магнітний момент M антипаралельний до L через від'ємний заряд електрона.

Рухомий заряд еквівалентний електричному струму. Струм, що виникає внаслідок руху заряду по круговій орбіті, можна визначити через період обертання T :

$$I = -\frac{e}{T} \quad (1.2)$$

Враховуючи, що $T = \frac{2\pi r}{v}$ (r — радіус орбіти, v — модуль швидкості), отримуємо:

$$I = -\frac{ev}{2\pi r} \quad (1.3)$$

Магнітний момент замкненого контуру зі струмом дорівнює добутку сили струму на площу контуру. Для кругової орбіти $S = \pi r^2$, тому модуль орбітального магнітного моменту електрона:

$$|M| = IS = -\frac{ev}{2\pi r} \cdot \pi r^2 = -\frac{evr}{2} \quad (1.4)$$

Орбітальний момент імпульсу електрона в класичному описі:

$$\mathbf{L} = [\mathbf{r} \times \mathbf{p}] = [\mathbf{r} \times m_e \mathbf{v}] = m_e [\mathbf{r} \times \mathbf{v}] \quad (1.5)$$

Його модуль: $|\mathbf{L}| = m_e r v$. Домноживши і розділивши вираз для магнітного моменту на m_e , отримаємо зв'язок між магнітним та механічним моментами:

$$|\mathbf{M}| = -\frac{e}{2m_e} |\mathbf{L}| \quad (1.6)$$

Важливо, що цей зв'язок лінійний і не залежить від радіуса орбіти чи швидкості руху електрона. Враховуючи напрямки векторів (заряд електрона від'ємний, тому вектори антипаралельні):

$$\mathbf{M} = -\frac{e}{2m_e} \mathbf{L} \quad (1.7)$$

Коефіцієнт $\gamma_0 = -\frac{e}{2m_e}$ називається гіромагнітним відношенням і встановлює пропорційність між магнітним та механічним моментами в класичній фізиці. Чисельно $|\gamma_0| \approx 8,79 \times 10^{10}$ рад/(с·Тл), що визначає характерну частоту прецесії магнітного моменту в зовнішньому полі — ларморівську частоту $\omega_L = |\gamma|B$.

1.1.2.2 Орбітальний магнітний момент з точки зору квантової механіки

У квантовій механіці орбітальний момент імпульсу описується ермітовим оператором $\hat{\mathbf{L}} = [\hat{\mathbf{r}} \times \hat{\mathbf{p}}] = -i\hbar[\mathbf{r} \times \nabla]$, компоненти якого не комутують між собою: $[\hat{L}_x, \hat{L}_y] = i\hbar\hat{L}_z$ (та циклічні перестановки). Внаслідок цього одночасно вимірюваними є лише $\hat{L}^2$ та одна проекція, наприклад $\hat{L}_z$, оскільки $[\hat{L}^2, \hat{L}_z] = 0$ [1]. Розв'язок задачі на власні значення у сферичних координатах дає квантування:

$$L^2 = \hbar^2 l(l+1), \quad L_z = m_l \hbar, \quad l = 0, 1, \dots, \quad m_l = -l, \dots, +l. \quad (1.8)$$

Проекція магнітного моменту на вісь квантування також приймає дискретні значення:

$$M_z = -\frac{e\hbar}{2m_e} m_l = -\mu_B m_l, \quad (1.9)$$

де $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} \approx 9,274 \times 10^{-24}$ Дж/Тл — **магнетон Бора**, елементарна одиниця магнітного моменту в атомній фізиці [1].

У багатоелектронних атомах орбітальні та спінові моменти всіх електронів складаються відповідно до правил додавання кутових моментів у повний ор-

бітальний момент $\hat{L}$, повний спіновий момент $\hat{S}$, а потім — у повний момент $\hat{J} = \hat{L} + \hat{S}$. Відповідний повний магнітний момент визначається через множник Ланде (g -фактор):

$$M_J = -g_J \mu_B \sqrt{J(J+1)} \quad (1.10)$$

де коефіцієнт Ланде обчислюється за формулою:

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (1.11)$$

Ця формула є наслідком теореми про проекцію та дозволяє пов'язати спостережуваний магнітний момент атома з його електронною конфігурацією. Граничні випадки: при $S = 0$ маємо $g_J = 1$ (чисто орбітальний магнетизм), при $L = 0$ — $g_J = 2$ (чисто спіновий магнетизм, як у вільного електрона).

1.1.3 Власний момент атомного ядра

Ядерні спіни також є джерелом магнітних моментів, однак їх внесок в загальну намагніченість речовини зазвичай є на три–чотири порядки меншим за електронний. Це пояснюється тим, що відповідна ядерна одиниця магнітного моменту — ядерний магнетон $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p}$ — менша за магнетон Бора у співвідношенні мас протона та електрона: $\mu_N/\mu_B = m_e/m_p \approx 1/1836$. Незважаючи на малість цього внеску, ядерний магнетизм відіграє ключову роль у методах ядерного магнітного резонансу (ЯМР) і є основою МРТ-діагностики та ЯМР-спектроскопії [44].

1.1.4 Механізм Ланжевена–Кюрі

Причиною існування власних магнітних моментів атомів та іонів є передусім некомпенсовані в незаповнених d - або f -орбіталях спінові моменти електронів. Коли підоболонка заповнена повністю, сума проекцій всіх спінових та орбітальних моментів дорівнює нулю завдяки попарному компенсуванню вкладів електронів, і такий атом є немагнітним. Незаповнені підоболонки залишають некомпенсований сумарний момент, що і зумовлює парамагнітну або феромагнітну поведінку. Наприклад, у перехідних металах, поданих у табл. 1.1, магнітні моменти генеруються $3d$ -електронами в M -оболонці атомів. Наведені міркування можна поширити й на тверді тіла, в 1 см^3 яких міститься близько 10^{23} атомів — колективне впорядкування моментів такого числа носіїв і дає спостережувані

макроскопічні магнітні властивості [45].

1.1.4.1 Електронна будова атомів з d -орбіталями

Таблиця 1.1 — Електронна будова деяких елементів

Атомний номер	Символ елемента	$K(n = 1)$	$L(n = 2)$		$M(n = 3)$			$N(n = 4)$
		$1s$	$2s$	$2p$	$3s$	$3p$	$3d$	$4s$
19	K	2	2	6	2	6	-	1
20	Ca	2	2	6	2	6	-	2
21	Sc	2	2	6	2	6	1	2
22	Ti	2	2	6	2	6	2	2
23	V	2	2	6	2	6	3	2
24	Cr	2	2	6	2	6	5	1
25	Mn	2	2	6	2	6	5	2
26	Fe	2	2	6	2	6	6	2
27	Co	2	2	6	2	6	7	2
28	Ni	2	2	6	2	6	8	2
29	Cu	2	2	6	2	6	10	1
30	Zn	2	2	6	2	6	10	2

Точні розрахунки ймовірності розподілу $3d$ -електронів є складними через сильну кореляцію між ними, однак найважливіші наслідки цього розподілу виражаються простими правилами Хунда, що визначають конфігурацію основного стану. Згідно з цими правилами, $3d$ -електрони заповнюють рівні таким чином, щоб максимізувати спінову поляризацію, а отже і магнітний момент.

Правила Хунда для основного стану атома вимагають [45]:

1. Максимального значення повного спіну S відповідно до принципу Паулі. Це правило означає, що електрони спочатку заповнюють кожен орбітальний стан по одному (з паралельними спінами), перш ніж починається спаровування.
2. Максимального значення орбітального кутового моменту L , сумісного зі значенням S та принципом Паулі. Це правило виникає через анізотропію кулонівської взаємодії між електронами на різних орбіталях.
3. Повного кутового моменту $J = |L - S|$, якщо оболонка заповнена менш ніж наполовину, і $J = L + S$, якщо більш ніж наполовину. Це правило є наслідком спін-орбітального зв'язку. При рівно половинному заповненні $L = 0$ і $J = S$.

В основу першого правила покладено принцип Паулі і кулонівське відштовхування між електронами. Принцип Паулі забороняє двом електронам з однаковими спінами знаходитись в одному просторовому стані одночасно; отже, електрони з паралельними спінами просторово розділені, що зменшує їхню кулонівську енергію відштовхування і стабілізує конфігурацію з максимальним S . Звідси і випливає енергетична вигода максимального впорядкування спінів, відома також як обмінна взаємодія всередині атома.

Для хрому реалізується конфігурація $3d^5 4s^1$ замість $3d^4 4s^2$, так як виграш в обмінній енергії від наявності п'яти паралельних d -спінів переважає виграш енергії від заселення вищого $4s$ -рівня. Усі п'ять спінів $3d$ -електронів та один спін $4s$ -електрона паралельні, оскільки електрони займають різні орбітальні стани з $m_l = 2, 1, 0, -1, -2$, і жодне заповнення з протилежним спіном не є необхідним (рис. 1.2). Сума проєкцій $\sum m_l = 0$, тому $L = 0$, а сумарне спінове число $S = 3$, звідки $J = S = 3$. Це дає магнітний момент вільного атома $\approx 6,93\mu_B$ — найбільше значення серед нейтральних атомів $3d$ -ряду. Квантово-механічні розрахунки підтверджують, що конфігурація з однаковою орієнтацією п'яти спінів у половинно заповненій d -оболонці відповідає мінімуму повної енергії атома. Зокрема,

Для вільного атома заліза ($3d^6 4s^2$) згідно з правилами Хунда шість $3d$ -електронів розподіляються таким чином: п'ять електронів займають орбіталі з паралельними спінами ($\uparrow$), а шостий електрон утворює пару ($\downarrow$). Це відповідає стану ${}^5D_4$ із сумарним спіном $S = 2$, орбітальним моментом $L = 2$ та повним моментом $J = L + S = 4$. Теоретичне значення ефективного магнітного моменту вільного атома Fe, розраховане з урахуванням повного моменту J , становить $\mu_{eff} \approx 6,71\mu_B$.

1.2 Характеристики магнітних матеріалів, класифікація магнітних матеріалів та температурна залежність характеристик

Магнітна поведінка речовини визначається двома факторами: наявністю власних магнітних моментів у структурних одиницях (атомах, іонах) та характером їхньої взаємодії між собою. Залежно від знаку та величини цієї взаємодії, а також від температури, реалізуються якісно різні магнітні стани, що проявляються через магнітні характеристики. Ключовими макроскопічними характеристиками магнітного відгуку речовини є намагніченість $\mathbf{M}$, магнітна сприйнятливість χ та відносна магнітна проникність μ_r [1]. Намагніченість визначається як магнітний

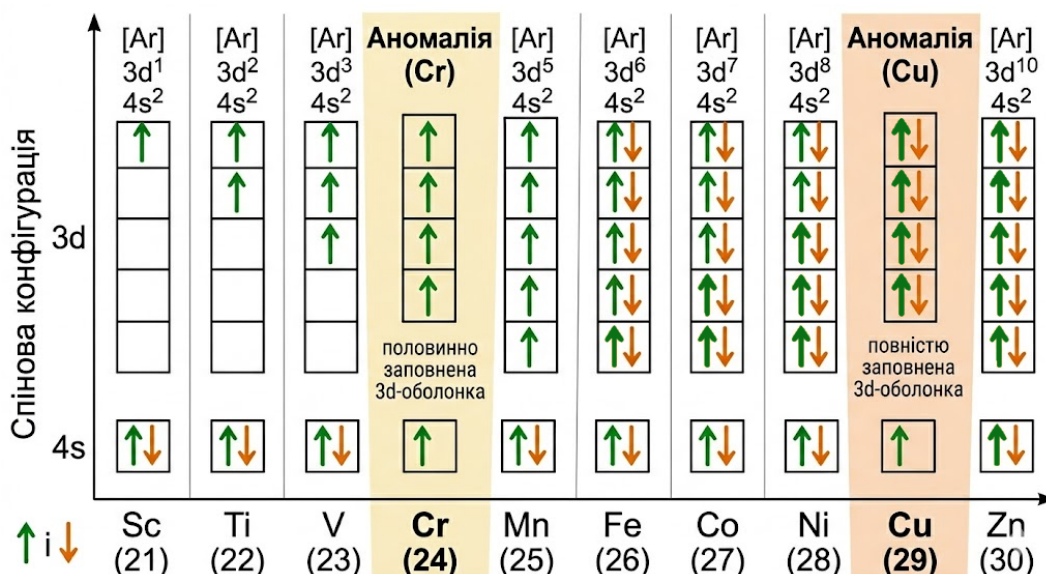


Рисунок 1.2 — Розміщення спінів електронів у орбіталях перехідних металів. Видно чергування конфігурацій з наростаючим числом d -електронів та «аномалії» для Cr і Cu, де виникає половинно- або повністю заповнена $3d$ -оболонка.

дипольний момент одиниці об'єму:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{V} \sum_i \mu_i, \quad (1.12)$$

де підсумовування ведеться по всіх магнітних моментах μ_i в об'ємі V . У слабких полях відгук є лінійним:

$$\mathbf{M} = \chi \mathbf{H}, \quad (1.13)$$

де безрозмірна величина χ — магнітна сприйнятливість — характеризує здатність речовини намагнічуватись під дією зовнішнього поля $\mathbf{H}$. У багатьох випадках за знаком та величиною χ можна визначити тип магнітного впорядкування. Зокрема, для діамagnetиків $\chi < 0$, для парамагнетиків $\chi > 0$, а для феромагнетиків $|\chi| \gg 1$. Магнітна індукція $\mathbf{B}$ пов'язана з полем $\mathbf{H}$ та намагніченістю $\mathbf{M}$ фундаментальним співвідношенням:

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) = \mu_0(1 + \chi)\mathbf{H} = \mu_0\mu_r\mathbf{H}, \quad (1.14)$$

де $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Гн/м — магнітна стала, а

$$\mu_r = 1 + \chi \quad (1.15)$$

— відносна магнітна проникність, що показує, у скільки разів магнітна індукція в речовині відрізняється від тієї, що була б у вакуумі за тих самих умов. Таким чином, χ та μ_r несуть еквівалентну інформацію і пов'язані простим співвідношенням (1.15); використання тієї чи іншої величини є питанням зручності в конкретному контексті.

1.2.1 Магнітовпорядковані речовини

Якщо між сусідніми атомами існує достатньо сильна обмінна взаємодія, вона може переважити теплову дезорієнтацію і встановити колективне впорядкування моментів нижче деякої критичної температури. Природу цієї взаємодії розкриває квантова механіка: через принцип Паулі електрони з однаковим спіном не можуть перебувати в одній точці простору, тому їхня просторова хвильова функція стає антисиметричною, що змінює кулонівську енергію відштовхування порівняно з антипаралельною конфігурацією. Різниця енергій між триплетним ($S = 1$) та синглетним ($S = 0$) станами двох електронів визначає обмінний інтеграл [1]:

$$\mathcal{J} = \int \psi_1^*(\mathbf{r}') \psi_2^*(\mathbf{r}) \mathcal{H}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \psi_1(\mathbf{r}) \psi_2(\mathbf{r}') d^3r d^3r', \quad (1.16)$$

де ψ_1, ψ_2 — просторові хвильові функції електронів на сусідніх вузлах. Знак і величина $\mathcal{J}$ залежать від геометрії орбіталей та міжатомної відстані. Гайзенберг узагальнив цей результат на багатоелектронні атомні спіни, записавши гамільтоніан пари сусідніх вузлів у вигляді [1]:

$$\mathcal{H} = -2\mathcal{J} \hat{S}_1 \cdot \hat{S}_2, \quad (1.17)$$

де $\hat{S}_1, \hat{S}_2$ — оператори спіну, а $\mathcal{J}$ має розмірність енергії. При $\mathcal{J} > 0$ паралельна орієнтація спінів енергетично вигідна (ферромагнітна взаємодія), при $\mathcal{J} < 0$ — антипаралельна (антиферромагнітна). Для кристалічної ґратки гамільтоніан узагальнюється на суму по всіх парах вузлів:

$$\mathcal{H} = -2 \sum_{i>j} \mathcal{J}_{ij} \hat{S}_i \cdot \hat{S}_j. \quad (1.18)$$

Якщо враховуються лише найближчі сусіди з єдиною константою $\mathcal{J}$, сума спрощується. Саме цей гамільтоніан є відправною точкою для всіх подальших моделей

у цій роботі.

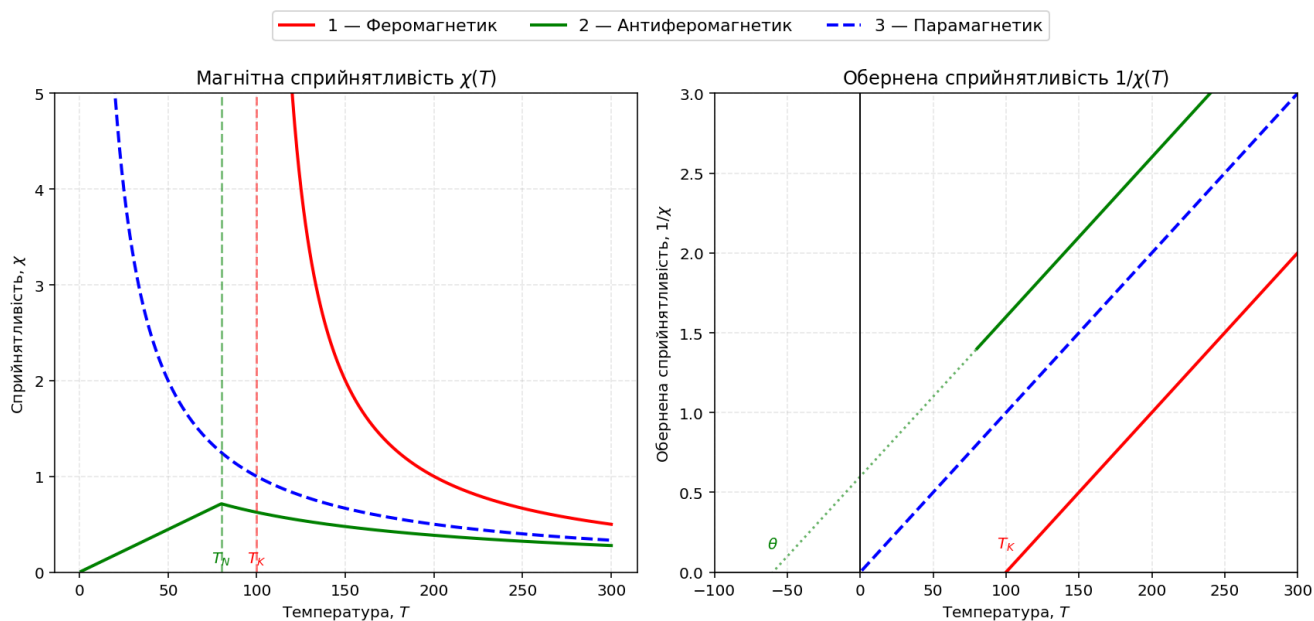


Рисунок 1.3 — Температурна залежність магнітної сприйнятливості (а) та оберненої сприйнятливості (б): 1 — ферромагнетизм; 2 — антиферромагнетизм; 3 — парамагнетизм.

1.2.1.1 Ферромагнетизм.

При позитивній обмінній взаємодії ($J > 0$) паралельна орієнтація сусідніх моментів енергетично вигідна. Нижче температури Кюрі T_C самовільно виникає макроскопічна намагніченість M_s навіть без зовнішнього поля. Фізичну природу цього явища вперше кількісно описав П'єр Вейс у 1906 р., запровадивши концепцію молекулярного поля $H_i = n_W M + H$, яке діє на кожен момент з боку сусідів [1]. Незважаючи на те, що реального магнітного поля такої величини не існує, ця модель коректно апроксимує ефект міжатомної кулонівської взаємодії.

Температура Кюрі в рамках молекулярно-польового наближення пов'язана з інтегралом обміну та числом найближчих сусідів Z [1]:

$$T_C = \frac{2ZJS(S+1)}{3k_B}, \quad (1.19)$$

де S — спінове квантове число. Наприклад для гадолінію ($T_C = 292$ К, $S = 7/2$, $Z = 12$) це дає $J/k_B \approx 2,3$ К. Розрахунки обмінних інтегралів та пов'язаних температур Кюрі для Fe, Co та Ni наведено в [46].

Вище T_C теплові флуктуації руйнують далекий порядок і речовина перехо-

дить у парамагнітний стан з законом Кюрі–Вейса [1]:

$$\chi = \frac{C}{T - \theta_p}, \quad \theta_p = T_C, \quad (1.20)$$

де θ_p — парамагнітна температура Кюрі, яка в рамках молекулярно-польової теорії збігається з T_C . На графіку $1/\chi(T)$ це відповідає прямій лінії, що перетинає вісь температур при $T = \theta_p$ (крива 1 на рис. 1.3b). На практиці реальні критичні показники відхиляються від передбачень теорії середнього поля: наприклад, для нікелю показник $\gamma \approx 1.32$, тоді як теорія дає $\gamma = 1$ [1].

Нижче T_C температурна залежність спонтанної намагніченості описується функцією Бріллюена (рівн. (1.30)). Поблизу T_C у рамках теорії Ландау [1]:

$$M_s \approx \sqrt{\frac{a}{2B}} (T_C - T)^{1/2}, \quad (1.21)$$

де a та B — коефіцієнти розкладу вільної енергії Ландау в ряд за парними степенями M :

$$G_L = AM^2 + BM^4 + \dots - \mu_0 HM, \quad A = a(T - T_C). \quad (1.22)$$

Критична ізотерма при $T = T_C$ має вигляд $M \propto H^{1/3}$, а сприйнятливість вище T_C — $\chi \propto (T - T_C)^{-1}$.

У металах, де електрони делокалізовані, феромагнетизм виникає за іншим механізмом, ніж у локалізованих системах. Вейс застосував концепцію молекулярного поля до вільного електронного газу, а Стонер сформулював кількісний критерій спонтанного розщеплення спин-залежних зон [1]. Вихідною точкою є парамагнетизм Паулі: лише електрони поблизу рівня Фермі здатні змінити орієнтацію спіну, тому сприйнятливість Паулі:

$$\chi_P = \mu_0 \mu_B^2 D(\varepsilon_F), \quad (1.23)$$

де $D(\varepsilon_F)$ — повна густина станів на рівні Фермі для обох спінів. Якщо ввести обмінне молекулярне поле $H_i = n_S M + H$ з коефіцієнтом n_S , то сприйнятливість у внутрішньому полі підсилюється:

$$\chi = \frac{\chi_P}{1 - n_S \chi_P}. \quad (1.24)$$

При $n_S \chi_P \rightarrow 1$ сприйнятливість розбігається — система спонтанно намагнічується. Виражаючи обмінну енергію через параметр Стонера I та густину станів, умова спонтанного феромагнетизму набуває вигляду [1]:

$$I \cdot N_{\uparrow,\downarrow}(\varepsilon_F) > 1, \quad (1.25)$$

де $N_{\uparrow,\downarrow}(\varepsilon_F) = D(\varepsilon_F)/2n$ — густина станів на рівні Фермі на один атом для одного напрямку спіну, n — концентрація атомів, а $I \sim 1$ еВ для $3d$ -металів. Фізичний зміст критерію (1.25) простий: обмінна енергія розщеплення зон має перевищити кінетичну енергію, витрачену на перенаселення однієї спінової підзони. Вузькі зони з високою густиною станів на рівні Фермі сприяють виконанню цієї умови. З усіх елементарних металів критерій Стонера виконується лише для Fe, Co та Ni.

1.2.1.2 Антиферомагнетизм.

При від'ємній обмінній взаємодії ($\mathcal{J} < 0$) антипаралельна орієнтація сусідніх моментів є енергетично вигідною. Нижче температури Нееля T_N формується впорядкована структура з двох (або більше) магнітних підґраток із протилежно спрямованими моментами, рівними за модулем. Результируюча намагніченість у нульовому полі дорівнює нулю, тому антиферомагнетик зовні нагадує парамагнетик. Проте $\chi(T)$ поводить ся принципово інакше: нижче T_N сприйнятливість зменшується при охолодженні для поля вздовж осі впорядкування, оскільки перевернути антипаралельну структуру стає дедалі важче.

Вище T_N виконується закон Кюрі–Вейса з від'ємною парамагнітною температурою $\theta < 0$ (крива 2 на рис. 1.3) [1]:

$$\chi = \frac{C}{T + |\theta|}, \quad (1.26)$$

Фізично від'ємне θ відображає той факт, що обмінна взаємодія перешкоджає вирівнюванню моментів вздовж поля.

Основний механізм антиферомагнітної взаємодії в оксидах та ізоляторах — суперобмін: незважаючи на слабе пряме перекриття $3d$ -орбіталей сусідніх іонів, їхня гібридизація з $2p$ -орбіталями кисню забезпечує ефективне антиферомагнітне зв'язування порядку $-2t^2/U$, де t — інтеграл p - d переносу, а U — кулонівська енергія на вузлі [1].

Типовий приклад антиферомагнетика, безпосередньо пов'язаний з темати-

кою цієї роботи, — чистий хром з $T_N = 311$ К. Саме тонкі шари Cr відіграють роль спейсера в структурах типу Fe/Cr, де вперше було відкрито ефект гігантського магнітоопору.

1.2.2 Магнітонеупорядковані речовини

До магнітонеупорядкованих відносять речовини, в яких атомні магнітні моменти не мають стійкого колективного впорядкування за відсутності зовнішнього поля.

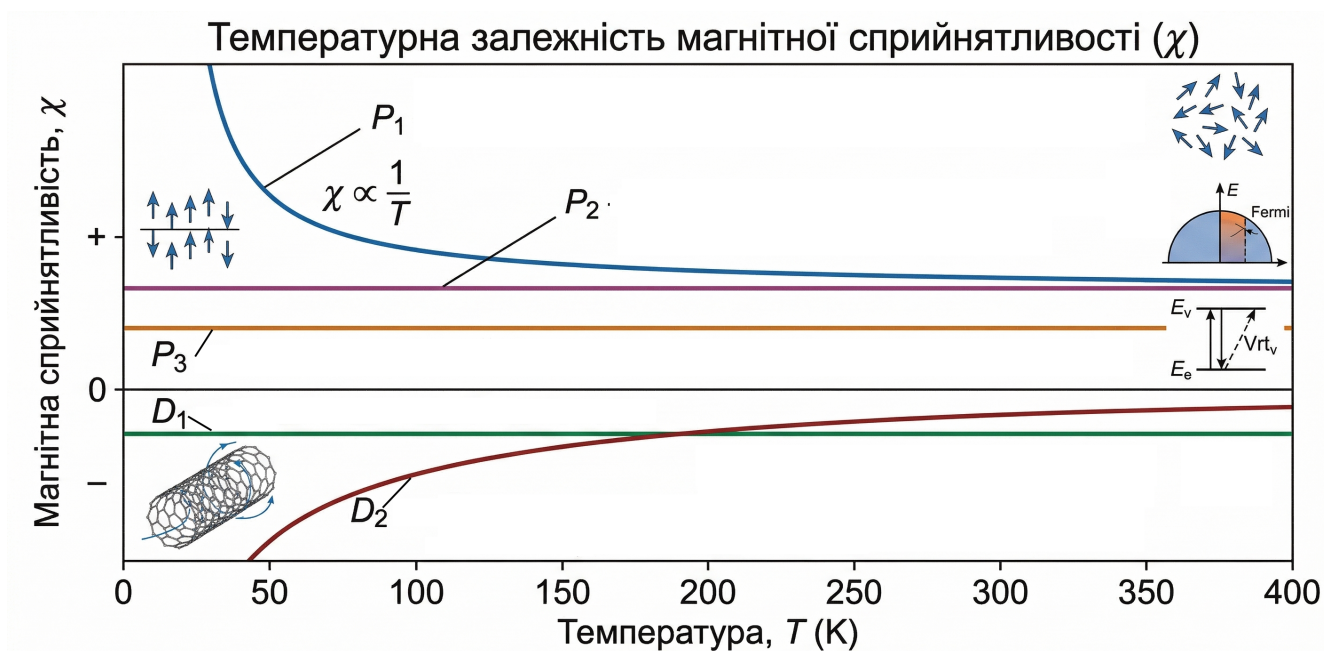


Рисунок 1.4 — Температурна залежність магнітної сприйнятливості магнітонеупорядкованих речовин: P_1 — парамагнетизм за Ланжевеном (Закон Кюрі); P_2 — парамагнетизм у металах (Паулі); P_3 — Ван-Флеківський парамагнетизм; D_1 — діамагнетизм; D_2 — діамагнетизм в нанотрубках

1.2.2.1 Діамагнетизм.

Діамагнетизм властивий усім без винятку речовинам і виникає навіть у тих атомів, що не мають власного магнітного моменту. Фізична причина — індукція зовнішнім полем $\mathbf{H}$ додаткового орбітального струму в електронних оболонках. Відповідно до закону Ленца індукований струм завжди спрямований так, щоб протидіяти зміні потоку, тому наведений момент антипаралельний прикладеному полю. Мікроскопічно це описується прецесією Лармора електронних орбіталей навколо напрямку поля з кутовою частотою $\omega_L = eB/2m_e$ (рис. 1.5), яка порушує симетрію між рухом «по» та «проти» поля і породжує малий результуючий мо-

МЕНТ.

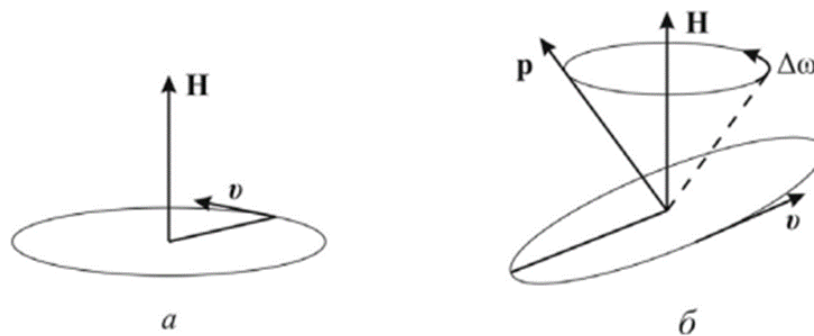


Рисунок 1.5 — Прецесія Лармора електронної орбіти в магнітному полі: а) орбіта перпендикулярна полю; б) нахилена орбіта прецесує навколо напрямку поля[45].

Оскільки ларморівська прецесія визначається геометрією електронних оболонок, яка практично не змінюється при нагріванні, діамагнітна сприйнятливість $\chi < 0$ не залежить від температури (крива D_1 на рис. 1.4). Чисельно $|\chi_{\text{dia}}| \sim 10^{-5}$, що на кілька порядків менше парамагнітних і феромагнітних внесків, якщо такі присутні.

1.2.2.2 Парамагнетизм.

Парамагнетизм виникає в речовинах, атоми або іони яких мають ненульовий власний магнітний момент — як правило, через незаповнену d - або f -оболонку. За відсутності зовнішнього поля теплові флуктуації хаотично переорієнтують моменти, і сумарна намагніченість $M = 0$. Прикладання поля $\mathbf{H}$ частково долає цю хаотизацію: моменти отримують переважну орієнтацію вздовж поля, і $M > 0$.

1.2.2.3 Парамагнетизм Ланжевена та закон Кюрі.

Конкуренція між енергією в полі $\sim \mu_B H$ та тепловою енергією $k_B T$ у класичній границі ($J \rightarrow \infty$) призводить до закону Кюрі [1]:

$$\chi = \frac{C}{T}, \quad C = \frac{\mu_0 n \mu_{\text{eff}}^2}{3k_B}, \quad (1.27)$$

де n — концентрація магнітних іонів, μ_{eff} — ефективний магнітний момент. Класична теорія парамагнетизму, розроблена Ланжевенем у 1905 р., описує систему моментів, кожен з яких може довільно орієнтуватися відносно поля. Середня про-

екція моменту на вісь поля виражається через функцію Ланжевена:

$$\langle m_z \rangle = m L(x), \quad L(x) = \coth x - \frac{1}{x}, \quad (1.28)$$

де $x = \mu_0 m H / k_B T$ — безрозмірне відношення магнітної енергії до теплової. У слабких полях $L(x) \approx x/3$, що відтворює закон Кюрі з константою $C = \mu_0 n m^2 / 3 k_B$. При великих полях або низьких температурах ($\mu_B H \gtrsim k_B T$) настає насичення — всі моменти вирівнюються вздовж поля.

1.2.2.4 Теорія Бріллюена.

Квантовий розгляд проведено Бріллюеном для моменту $\mathbf{m} = -g\mu_B \mathbf{J}/\hbar$, що може набувати лише $2J + 1$ дискретних проекцій $M_J = J, J - 1, \dots, -J$ [1]. Термодинамічне середнє проекції моменту:

$$\langle m_z \rangle = m_0 B_J(x), \quad (1.29)$$

де $m_0 = g\mu_B J$ — максимальна величина моменту, $x = \mu_0 g\mu_B J H / k_B T$, а $B_J(x)$ — функція Бріллюена:

$$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} \coth\left(\frac{2J+1}{2J}x\right) - \frac{1}{2J} \coth\left(\frac{x}{2J}\right). \quad (1.30)$$

У границі $J \rightarrow \infty$ функція Бріллюена переходить у функцію Ланжевена, а при $J = 1/2$, $g = 2$ — у $\tanh x$. Загальна форма закону Кюрі $\chi = C/T$ зберігається, але константа Кюрі набуває вигляду:

$$C = \frac{\mu_0 n g^2 \mu_B^2 J(J+1)}{3k_B} = \frac{\mu_0 n \mu_{\text{eff}}^2}{3k_B}, \quad \mu_{\text{eff}} = g\mu_B \sqrt{J(J+1)}. \quad (1.31)$$

Зауважимо, що сприйнятливість залежить від квадрата модуля моменту μ_{eff} , а не від його проекції m_z . Теорія локалізованого магнетизму чудово описує магнітно-розбавлені солі $3d$ - та $4f$ -іонів, де моменти не взаємодіють між собою [1].

1.2.2.5 Парамагнетизм Паулі.

В металах реалізується якісно інший механізм: лише електрони поблизу рівня Фермі можуть змінити орієнтацію спіну під дією поля, тоді як стани глибоко нижче E_F заблоковані принципом Паулі. Тому сприйнятливість Паулі $\chi_{\text{Pauli}} \propto$

$g(E_F)$ пропорційна густині станів на рівні Фермі і не залежить від температури (крива P_2 на рис. 1.4) [1].

1.2.2.6 Парамагнетизм Ван Флека.

Для іонів із немагнітним основним станом ($J = 0$) існує також температурно-незалежний парамагнетизм Ван Флека (крива P_3 на рис. 1.4), зумовлений змішуванням основного стану зі збудженими зовнішнім полем [1].

1.3 Енергія магнітних систем

Теоретичний опис рівноважних конфігурацій та перемагнічування багатопарових магнітних структур базується на мінімізації повної енергії системи. Фізично коректний запис енергії та врахування всіх необхідних внесків важливі як для моделювання в макроспіновому наближенні, так і для мікромагнітного моделювання. В рамках цього підходу необхідно враховувати внески, що адекватно описують кристалографічну структуру матеріалу, форму зразка, якість інтерфейсів, взаємодії між магнітними моментами всередині кожного шару, а також взаємодію між самими шарами. Повна магнітна енергія системи записується у вигляді суми:

$$E_{\text{total}} = E_{\text{Zeeman}} + E_{\text{demag}} + E_{\text{anis}} + E_{\text{exch}} + E_{\text{IEC}} \quad (1.32)$$

де E_{Zeeman} — внесок зовнішнього поля, E_{demag} — магнітостатична взаємодія, E_{anis} — магнітна анізотропія, E_{exch} — пряма обмінна взаємодія та E_{IEC} — міжшаровий обмін. Конфігурація намагніченості, що реалізується в зразку, відповідає глобальному або локальному мінімуму функціоналу (1.32). Ієрархія характерних масштабів цих внесків суттєво відрізняється: обмінна жорсткість діє на масштабах ~ 1 нм, тоді як магнітостатична взаємодія є дальною і визначає доменну структуру на масштабах ~ 1 мкм і більше.

1.3.1 Енергія Зесмана

Прикладення зовнішнього магнітного поля $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ супроводжується виникненням доданку енергії, що прагне встановити намагніченість паралельно до поля. Фізично цей внесок описує роботу, яку необхідно витратити проти поля для відхилення намагніченості від його напрямку. Цей внесок визначається скалярним

добутком [1]:

$$E_{\text{Zeeman}} = -\mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}} \quad (1.33)$$

де μ_0 — магнітна стала вакууму, $\mathbf{M}$ — локальний вектор намагніченості. Запис (1.33) відображає той факт, що система перебуває в стані з найменшою енергією при паралельній орієнтації $\mathbf{M}$ та $\mathbf{H}_{\text{ext}}$. У багатошаровій системі сумарна енергія Зеємана є інтегралом по об'єму всіх магнітних шарів з урахуванням кутового положення кожного вектора намагніченості відносно поля. Саме ця компонента відповідає за насичення намагніченості при великих полях, коли всі моменти вирівнюються вздовж $\mathbf{H}_{\text{ext}}$, переборюючи всі інші внески.

1.3.2 Енергія розмагнічування

Будь-який намагнічений зразок скінченних розмірів породжує всередині себе та навколо розмагнічувальне поле $\mathbf{H}_d$, спрямоване протилежно до намагніченості. Фізична причина — розрив магнітних силових ліній на поверхні зразка, що еквівалентне появі магнітних «зарядів» на поверхні. Взаємодія намагніченості з власним полем є джерелом магнітостатичної енергії [1]:

$$E_{\text{demag}} = -\frac{1}{2} \mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d \quad (1.34)$$

Множник $1/2$ усуває подвійний рахунок самодії. Величина розмагнічувального поля $\mathbf{H}_d = -\hat{N}\mathbf{M}$ визначається геометрією зразка через тензор розмагнічування $\hat{N}$, компоненти якого задовольняють умові $N_x + N_y + N_z = 1$. Для тонких плівок, що є об'єктом дослідження в цій роботі, тензор розмагнічування є майже діагональним з $N_z \approx 1$ вздовж нормалі до площини та $N_x, N_y \approx 0$ у площині. Внаслідок цього магнітостатична енергія різко зростає при відхиленні намагніченості від площини зразка, ефективно утримуючи її в цій площині та формуючи так звану «легку площину» як рівноважне положення. Порядок величини енергії анізотропії форми для феромагнетика з $\mu_0 M_s \approx 1$ Тл становить ~ 200 кДж/м³ при $N = 0$ [1].

1.3.3 Магнітна анізотропія

Залежність енергії феромагнетика від орієнтації намагніченості відносно кристалографічних осей або поверхні зразка називається магнітною анізотропією [1]. Вона є відображенням симетрії кристала або структури в магнітних властиво-

стях: напрямки з мінімальною енергією називають осями легкого намагнічування, з максимальною — осями важкого намагнічування. Виділяють три основних джерела анізотропії: анізотропію форми (вже врахована в (1.34)), магнітокристалічну анізотропію та наведену анізотропію [1].

Магнітокристалічна анізотропія є внутрішньою властивістю матеріалу і відображає симетрію кристалічної ґратки. Її походження пов'язане з кристалічним полем та спин-орбітальною взаємодією. Для заліза легкими осями є $\langle 100 \rangle$, для нікелю — $\langle 111 \rangle$, для кобальту — гексагональна вісь $[001]$ [1]. Наведена анізотропія виникає при осадженні або відпалі сплаву в магнітному полі, що формує дрібно-масштабну текстуру. У моделях синтетичних антиферромагнетиків зазвичай достатньо одновісного наближення, при якому є лише одна вісь легкого намагнічування [1]:

$$E_{\text{anis}} = K_1 \sin^2 \theta \quad (1.35)$$

де K_1 — константа одновісної анізотропії з одиницями Дж/м³ (значення варіюються від менш ніж 1 кДж/м³ до понад 20 МДж/м³), θ — кут між вектором намагніченості та цією віссю. При $K_1 > 0$ реалізується вісь легкого намагнічування, при $K_1 < 0$ — легка площина. Анізотропне поле, необхідне для насичення намагніченості вздовж важкої осі, визначається як [1]:

$$H_a = \frac{2K_1}{\mu_0 M_s}. \quad (1.36)$$

Існує також оберտальна анізотропія — явище, за якого вісь легкого намагнічування переорієнтовується в напрямку останнього прикладеного поля насичення, вперше була детально досліджена методом феромагнітного резонансу у плівках $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, зв'язаних з антиферомагнітним NiO [47], і є характерною рисою полікристалічних магнітних структур з обмінним зв'язком на інтерфейсі феромагнетик/антиферомагнетик.

Інтерфейсна анізотропія виникає через порушення симетрії трансляції вздовж нормалі на межі поділу двох матеріалів і може призводити до перпендикулярної магнітної анізотропії (РМА), при якій намагніченість прагне орієнтуватись перпендикулярно до площини плівки. Конкуренція між РМА та анізотропією форми визначає рівноважне положення вектора намагніченості в ультратонких плівках і є критичним параметром для пристроїв із перпендикулярним записом.

Анізотропія залежить від температури і при наближенні до T_C прямує до

нуля [1]. Саме ця температурна залежність анізотропії може відігравати роль в досліджуваних Curie Switch структурах, де шар $\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}$ проходить через фазовий перехід у робочому діапазоні температур.

1.3.4 Пряма обмінна взаємодія

Впорядкування магнітних моментів у межах одного феромагнітного шару підтримується прямою обмінною взаємодією — квантовомеханічним ефектом, зумовленим комбінацією кулонівського відштовхування електронів та принципу Паулі. Мікроскопічно обмінна взаємодія між двома атомами описується гамільтоніаном Гайзенберга (1.17), де при $\mathcal{J} > 0$ паралельна орієнтація спінів енергетично вигідна (феромагнетизм), при $\mathcal{J} < 0$ — антипаралельна (антиферомагнетизм). На відміну від класичних дипольних взаємодій, обмінна взаємодія діє на відстанях порядку декількох міжатомних відстаней і за величиною на порядки перевершує їх. В безперервному мікромагнітному наближенні внесок прямого обміну записується через градієнти одиничного вектора намагніченості [1]:

$$E_{\text{exch}} = A [(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2] \quad (1.37)$$

де A — константа обмінної жорсткості (Дж/м), $m_{x,y,z}$ — компоненти одиничного вектора намагніченості $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$. Цей внесок накладає енергетичний штраф за будь-яку просторову неоднорідність напрямку намагніченості: чим різкішим є поворот $\mathbf{m}$, тим більша обмінна енергія. Характерний просторовий масштаб, на якому обмінна та магнітостатична енергії стають порівнянними, називається обмінною довжиною:

$$l_{ex} = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}} \quad (1.38)$$

і визначає мінімальний розмір магнітних неоднорідностей та ширину доменних стінок.

В металах варто розрізняти пряму та непряму складові обміну в межах одного шару. У щільноупакованих $3d$ -металах із напівзаповненою зоною пряма взаємодія є антиферомагнітною, оскільки перенесення електронів між сусідніми вузлами енергетично вигідне лише при антипаралельній орієнтації спінів (залишаються порожні орбіталі для переносу). Натомість майже заповнені або майже порожні зони схильні до феромагнетизму [1]. Саме цим пояснюється, чому хром та

марганець є антиферомагнетиками, тоді як залізо, кобальт і нікель — феромагнетиками.

1.3.5 Непряма обмінна взаємодія. Міжшарова обмінна взаємодія

Коли два феромагнітні шари розділені немагнітним провідним прошарком, між ними виникає ефективний магнітний зв'язок, опосередкований електронами провідності спейсера. Цей механізм відомий як міжшарова обмінна взаємодія (ІЕС, від англ. *Interlayer Exchange Coupling*) [12, 14] і принципово відрізняється від прямого обміну: у ньому беруть участь делокалізовані електрони провідності, а не перекриття хвильових функцій сусідніх атомів. Феноменологічний запис енергії ІЕС для двошарової системи має вигляд [48]:

$$E_{\text{ІЕС}} = -J_1 \frac{\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2}{M_{s1} M_{s2}} - J_2 \left(\frac{\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2}{M_{s1} M_{s2}} \right)^2 \quad (1.39)$$

де J_1 — білінійна константа зв'язку (феромагнітна при $J_1 > 0$, антиферомагнітна при $J_1 < 0$), а J_2 — біквадратична константа, що враховує ефекти шорсткості інтерфейсу [49]. Білінійний доданок є домінуючим і визначає тип зв'язку між шарами, тоді як біквадратичний, як правило, значно менший за абсолютною величиною. Проте при $J_2 \neq 0$ з'являються нетривіальні нерівнокутні рівноважні конфігурації намагніченостей: кут між моментами шарів у нульовому полі може бути відмінним від 0° та 180° .

Мікроскопічним підґрунтям ІЕС є механізм РККІ (Рудерман – Кіттель – Касуя – Іосіда) [9—11]. Взаємодія між локалізованими моментами через електрони провідності була вперше розглянута Рудерманом і Кіттелем для ядерних спінів, а потім узагальнена Касуєю та Іосідою на d - та f -електрони. Поодинокий намагнічений шар поляризує електрони провідності спейсера поблизу свого інтерфейсу, і ця спінова поляризація поширюється у немагнітний матеріал у вигляді затухаючої осцилюючої хвилі, пропорційної функції РККІ [1]:

$$F(\xi) = \frac{\sin \xi - \xi \cos \xi}{\xi^4}, \quad \xi = 2k_F r, \quad (1.40)$$

де k_F — хвильовий вектор Фермі матеріалу спейсера. Ефективна константа зв'язку

між двома локалізованими спінами через електрони провідності [1]:

$$J_{\text{eff}} \approx \frac{9\pi J_{sf}^2 \nu^2}{64E_F} F(\xi), \quad (1.41)$$

де ν — кількість електронів провідності на атом, E_F — енергія Фермі, J_{sf} — константа s - d зв'язку. Для тонкоплівкових структур осцилююча залежність константи зв'язку від товщини прошарку t_{NM} записується як [14]:

$$J_1(t_{\text{NM}}) \propto \frac{\sin(2k_F t_{\text{NM}} + \phi)}{t_{\text{NM}}^2} \quad (1.42)$$

де ϕ — фазовий зсув, що залежить від деталей електронної структури інтерфейсу. Спадання амплітуди осциляцій як t_{NM}^{-2} зумовлене тривимірним розповсюдженням поляризаційної хвилі та інтерференційними ефектами. З рівняння (1.42) безпосередньо випливає, що знак обміну — а відтак і тип магнітного упорядкування — можна контролювати вже на етапі виготовлення структури, підбираючи товщину немагнітного прошарку.

Структури, в яких товщина спейсера відповідає антиферомагнітній осциляції ($J_1 < 0$), є синтетичними антиферомагнетиками (САФ) і широко використовуються як опорні шари в пристроях MRAM та спінових вентилях [8].

1.4 Гігантський магнітоопір

1.4.1 ГМО в багатошарових магнітних структурах

Ефект гігантського магнітоопору (ГМО) полягає у зміні електричного опору багатошарової металевої структури залежно від взаємної орієнтації намагніченостей феромагнітних шарів [3]. Паралельна конфігурація характеризується нижчим опором порівняно з антипаралельною, оскільки в паралельному стані один зі спінових каналів провідності практично не зазнає розсіювання і відіграє роль «короткого замикання» для носіїв з відповідною орієнтацією спіну. В антипаралельному стані обидва спінові канали розсіюються однаково сильно, і цей «короткий шлях» зникає, що різко збільшує загальний опір. Кількісно ефект визначається як:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow}}{R_{\uparrow\uparrow}} \quad (1.43)$$

де $R_{\uparrow\uparrow}$ та $R_{\uparrow\downarrow}$ — опори системи при паралельній та антипаралельній орієнтаціях відповідно. Іноді у літературі зустрічається альтернативне визначення з $R_{\uparrow\downarrow}$ у знаменнику, що дає дещо більші числові значення. Фізична природа ефекту зумовлена спін-залежним розсіюванням електронів у магнітних металах та на магнітних інтерфейсах: перерізи розсіювання для електронів з моментом «вздовж» та «проти» локальної намагніченості суттєво різняться через обмінне розщеплення зон.

1.4.1.1 Напівкласична транспортна теорія

Мікроскопічний опис транспорту в мультишарових структурах можна побудувати на напівкласичному рівнянні Больцмана [50] для функції розподілу електронів у фазовому просторі. У наближенні часу релаксації стаціонарне рівняння Больцмана для відхилення $g_k(\mathbf{r})$ функції розподілу від рівноважного розподілу Фермі–Дірака має вигляд:

$$\mathbf{v}_k \nabla g_k(\mathbf{r}) + e \frac{\partial f_k^0}{\partial E_k} \mathbf{v}_k \mathbf{E} = -\frac{g_k(\mathbf{r})}{\tau_k} \quad (1.44)$$

де τ_k — спін-залежний час релаксації, $\mathbf{E}$ — зовнішнє електричне поле. Розв'язок цього рівняння з граничними умовами на інтерфейсах (дзеркальне або дифузне розсіювання) визначає спін-залежну густину струму i , відповідно, ефект ГМО для обох геометрій — СІР (струм в площині шарів) та СРР (струм перпендикулярний площині) [50].

Для геометрії СРР (струм перпендикулярний площині шарів), коли довжина спінової дифузії l_{sf} значно перевищує товщину шарів, система описується моделлю паралельних резисторів для двох незалежних спінових каналів [51]. Незалежність каналів обумовлена тим, що в цьому ліміті спін-фліп розсіювання (що змішує канали) несуттєве. Результат:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{ap} - R_p}{R_p} = \frac{(R_{\uparrow} - R_{\downarrow})^2}{4R_{\uparrow}R_{\downarrow}} \quad (1.45)$$

де $R_{\uparrow}$ та $R_{\downarrow}$ — опори спінових каналів більшості та меншості в магнітному шарі. Ця проста модель дозволяє безпосередньо пов'язати величину ГМО зі спіноюю асиметрією розсіювання: чим більша різниця $|R_{\uparrow} - R_{\downarrow}|$, тим вищий ГМО. У граничному випадку $R_{\downarrow} \rightarrow 0$ маємо $\Delta R/R \rightarrow \infty$, що підкреслює ключову роль спінової поляризації.

1.4.2 ГМО у гранульованих системах

Ефект ГМО реалізується не лише в планарних мультишарах, а й у гетерогенних системах, де феромагнітні наночастинки розподілені в немагнітній провідній матриці [52—55]. Такі гранульовані системи виникають, наприклад, при відпалі пересичених твердих розчинів типу Cu-Co або Ag-Co, коли феромагнітна фаза виділяється у вигляді наночастинок у немагнітній матриці. За відсутності зовнішнього поля магнітні моменти частинок орієнтовані хаотично внаслідок теплових флуктуацій (якщо частинки суперпарамагнітні) або внаслідок статистичного розподілу осей легкого намагнічування. Прикладене поле вирівнює моменти, зменшуючи спін-залежне розсіювання і знижуючи загальний опір системи.

Феноменологічно залежність ГМО від поля добре описується через відносну намагніченість $\mu(H) = M(H)/M_s$ [53]:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_0 - R(H)}{R(H)} \approx A\mu^2(H) \quad (1.46)$$

де A — амплітуда ефекту, що визначається параметрами конкретної системи та визначається з експерименту. Квадратична залежність від μ є наслідком того, що ймовірність спін-залежного розсіювання при проходженні електрона між двома частинками пропорційна добутку їхніх намагніченостей, а в ізотропному розподілі моментів вона в середньому пропорційна μ^2 . При наближенні до насичення ($\mu \rightarrow 1$) спостерігаються відхилення від закону (1.46) через насичення розподілу спінів та зміну механізму від міжчастинкового до внутрішньочастинкового розсіювання.

Мікроскопічний розрахунок ГМО в гранульованих системах у формалізмі, аналогічному СРР-геометрії, показав, що амплітуда ефекту визначається балансом між спін-залежним розсіюванням на поверхні частинок та спін-незалежним розсіюванням в об'ємі матриці. Звідси впливає існування оптимального розміру частинок порядку довжини вільного пробігу електронів [56]: при менших розмірах частинки є лише центрами розсіювання і ГМО зростає, при більших — вони самі стають провідними областями, і інтерфейсне розсіювання відносно зменшується. Аналогічна оптимізаційна залежність існує і для об'ємної частки феромагнітної фази: максимум ГМО спостерігається в діапазоні 15–30%, тоді як при вищих концентраціях частинки утворюють перколяційні кластери з власною доменною структурою і ефект деградує.

1.4.3 Квантово-механічні підходи до опису ГМО

Поряд з напівкласичним підходом Больцмана існують квантово-механічні методи розрахунку ГМО, що базуються на формалізмі Кубо [57]. На відміну від рівняння Больцмана, яке оперує класичними функціями розподілу, формалізм Кубо використовує теорію лінійного відгуку безпосередньо в термінах квантово-механічних функцій Гріна, що дозволяє коректно враховувати квантові інтерференційні ефекти та локалізацію. Кемблонг [58, 59], а також Леві, Чжан і Ферт [60] розвинули квантово-механічний підхід на основі формалізму Кубо, встановивши прямий зв'язок між формалізмами Кубо та Больцмана і показавши, що обидва типи розсіювання (об'ємне та інтерфейсне) вносять порівнянні внески в ГМО. Занг і Леві [61, 62] побудували уніфікований формалізм для СРР-геометрії, в якому ГМО виражається через спін-залежні параметри розсіювання:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{(\beta \rho l + 2\gamma A_R)^2}{(\rho l + 2A_R)^2 - (\beta \rho l + 2\gamma A_R)^2} \quad (1.47)$$

де ρ — питомий опір феромагнітного шару, l — його товщина, A_R — питомий інтерфейсний опір, β та γ — параметри спінової асиметрії об'ємного та інтерфейсного розсіювання відповідно ($|\beta|, |\gamma| \leq 1$). Відносний внесок інтерфейсного розсіювання зростає при зменшенні товщини шарів, що робить якість інтерфейсів вирішальним фактором для тонкоплівкових структур [62].

1.4.4 Гібридні структури

Окремий клас становлять гібридні структури, що поєднують тонкоплівкові багатшарові елементи з магнітними наночастинками [52, 63, 64]. В таких системах суперпарамагнітні наночастинки описуються функцією Ланжевена, а петля ГМО є суперпозицією гістерезисної компоненти від тонкоплівкового вкладу та безгістерезисної від ансамблю частинок [65]. Ці результати є важливими для інтерпретації магнітної поведінки розбавлених шарів $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$, де кластери заліза в матриці хрому можуть формувати подібну гранульовану підсистему.

1.4.5 Перенос спінового кутового моменту

Ефект ГМО описує вплив магнітної конфігурації на електричний опір системи. Існує і зворотний зв'язок: спін-поляризований струм сам здатний змінювати

магнітну конфігурацію. Цей ефект, відомий як *перенос спінового моменту*, є в певному сенсі оберненим до ГМО і розвиває ті самі ідеї спин-залежного транспорту в протилежному напрямку [15, 16].

Поряд із зарядовим струмом $j = -nev_d$ поляризований струм несе потік кутового моменту $j_s = j\hbar p_c/2e$, де p_c — ступінь поляризації [1]. На відміну від заряду, кутовий момент може поглинатися ґраткою внаслідок спин-залежного розсіювання, породжуючи момент сил. Теорію розвинули Л. Бергер і Дж. Слончевський [15, 16].

Динаміка макроспіна вільного шару описується рівнянням Ландау--Ліфшиця--Гільберта з доданковим членом переносу спінового моменту:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = \gamma\mu_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - (\alpha + \alpha')\mathbf{e}_m \times \frac{d\mathbf{m}}{dt}, \quad (1.48)$$

де α — стандартний параметр затухання Гільберта, а α' — внесок переносу спінового моменту, знак якого визначається напрямком струму. При $-\alpha' > \alpha$ виникає динамічна нестійкість: замість релаксації до рівноважного положення намагніченість починає прецесувати зі зростаючою амплітудою.

При достатньо великій густині струму (для оптимізованих структур $\sim 10^{10}$ – 10^{11} А/м²) відбувається перемикання вільного шару між паралельним та антипаралельним станами. При менших значеннях струму можливі стаціонарні прецесії в ГГц-діапазоні, що є основою більшості спінтронних наноосциляторів [6, 8]. У класичних структурах Fe/Cr типова густина струму, що збуджує динаміку намагніченості, становить $\approx 7 \times 10^{11}$ А/м² [66], що близько до густини струму, здатної викликати руйнування структури ($\sim 10^{12}$ А/м²)[1].

1.5 Магнітні характеристики металів Fe та Cr, їх сплавів та мультишарових структур

У цьому розділі наведено опис фізичних та магнітних характеристик заліза (Fe) та хрому (Cr), а також детально розглянуто властивості їхніх сплавів Fe_xCr_{100-x}. Розуміння цих властивостей є критично важливим для інтерпретації магнітної поведінки багатошарових структур, виготовлених на їхній основі, оскільки параметри чистих компонентів (анізотропія, обмінна жорсткість, намагніченість насичення) безпосередньо визначають характеристики кожного окремого шару, тоді як властивості сплаву Fe_xCr_{100-x} формують температурно зале-

жний міжшаровий обмін. Також розглянуто поведінку мультишарових структур $\text{Fe}(2)/\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}(0,7)/\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}(2)$.

1.5.1 Фізичні властивості Fe та Cr

Для коректного моделювання магнітних багатошарових структур на основі Fe/Cr необхідно враховувати фундаментальні структурні та магнітні характеристики чистих компонентів, оскільки саме вони визначають якість інтерфейсів, характер РКІ-взаємодії та температурну стабільність системи. Обидва метали мають ОЦК-кристалічну структуру з близькими параметрами ґратки [31], що є ключовою передумовою для когерентного росту мультишарових структур.

1.5.1.1 Залізо

Залізо кристалізується в ОЦК-структурі (просторова група $Im\bar{3}m$) з параметром ґратки $a = 2,87 \text{ \AA}$ при кімнатній температурі [31]. Це класичний феромагнетик із температурою Кюрі $T_C = 1043 \text{ K}$ та намагніченістю насичення $M_s = 1,71 \times 10^6 \text{ A/m}$ ($\mu_s = 2,22 \mu_B$ на атом) [1, 67]. Ітерантна природа феромагнетизму заліза означає, що магнітний момент формується переважно $3d$ -елекtrонами зони провідності, а не локалізованими атомними моментами, що суттєво впливає на поведінку шарів Fe в тонкоплівкових структурах при зміні товщини та якості інтерфейсів. Обмінна жорсткість становить $A \approx 2,1 \times 10^{-11} \text{ Дж/м}$, що визначає характерний обмінний масштаб довжини $l_{ex} = \sqrt{2A/\mu_0 M_s^2} \approx 3,4 \text{ нм}$ — мінімальний просторовий масштаб, на якому намагніченість може неоднорідно змінюватись без суттєвих енергетичних витрат [46].

Магнітна анізотропія α -Fe має кубічний характер із константами анізотропії $K_1 = 4,74 \times 10^4 \text{ Дж/м}^3$ при кімнатній температурі [68]. Осі легкого намагнічування спрямовані вздовж $\langle 100 \rangle$, осі важкого — вздовж $\langle 111 \rangle$. Магнітострикційні константи $\lambda_{100} = 20,7 \times 10^{-6}$ та $\lambda_{111} = -21,2 \times 10^{-6}$ мають різні знаки, що означає анізотропний характер деформаційного відгуку на намагніченість [32].

У тонкоплівкових структурах магнітні параметри заліза суттєво залежать від товщини шару та якості інтерфейсів. На інтерфейсах Fe/Cr виникає інтерфейсна магнітна анізотропія, яка може відчутно доповнювати або навіть переважати об'ємну кубічну анізотропію при малих товщинах шарів (менше 2–3 нм). У досліджуваному температурному діапазоні 200–400 K намагніченість насичення шарів Fe змінюється незначно: від $M_s(200 \text{ K}) \approx 1,75 \times 10^6 \text{ A/m}$ до $M_s(400 \text{ K}) \approx$

$1,65 \times 10^6$ А/м [67]. Ця відносна стабільність (зміна менше 6% у двократному температурному діапазоні) дозволяє вважати зовнішні шари Fe практично незмінними в межах Кюрі-перемикача і зосереджувати увагу на температурній еволюції властивостей саме проміжного шару.

1.5.1.2 Хром

Хром також має ОЦК-структуру з параметром ґратки $a = 2,885$ Å [31] — близьким до заліза, що забезпечує псевдоморфний ріст у мультишарових структурах Fe/Cr із малою розбіжністю ґраток $\delta a/a \approx 0,5\%$. Ця структурна сумісність є важливою передумовою отримання гладких атомарно різких інтерфейсів і відтворюваних РКІ-характеристик. Саме в системі Fe/Cr був вперше виявлений ефект ГМО [4], що підкреслює фундаментальну значущість цієї пари матеріалів для спінтроники.

На відміну від заліза, хром є антиферомагнетиком із нетривіальним магнітним упорядкуванням. При температурі Неєля $T_N = 311$ К відбувається перехід у стан хвилі спінової щільності (spin density wave, SDW) [33]. Фізична причина виникнення SDW полягає в нестінгу поверхні Фермі хрому: великі плоскі ділянки поверхні Фермі з'єднуються вектором $\mathbf{Q}$, що призводить до розбіжності магнітної сприйнятливості і робить однорідний парамагнітний стан нестабільним. У діапазоні $T_N > T > 123$ К реалізується поперечна SDW із вектором $\mathbf{Q} = (1 \pm \delta) \frac{2\pi}{a} [001]$, де $\delta \approx 0,05$ — неспівмірне відхилення, що виникає через неточне нестінгування. Нижче 123 К (температура спін-фліпового переходу) встановлюється поздовжня SDW, в якій напрямок намагніченості паралельний вектору поширення [34]; амплітуда магнітного моменту в стані SDW становить $\sim 0,6 \mu_B$ на атом, що значно менше, ніж у заліза.

В ультратонких шарах Cr (товщина $\lesssim 2$ нм), характерних для структур Кюрі-перемикача, SDW-структура замінюється або суттєво модифікується внаслідок просторового обмеження та інтерфейсних ефектів: близькість феромагнітних шарів Fe придушує розвиток SDW і індукує в шарі Cr спінову поляризацію, що узгоджується з орієнтацією сусідніх Fe-шарів. За таких товщин хром виступає переважно як носій РКІ-взаємодії між феромагнітними шарами, медіуючи передачу спінової інформації через спін-поляризовані електрони провідності [14].

Основні параметри обох металів зведені в табл. 1.2.

Таблиця 1.2 — Основні структурні та магнітні параметри α -Fe та Cr

Параметр	Fe	Cr
Структура	ОЦК	ОЦК
Параметр ґратки, Å	2,87	2,885
T_C / T_N , К	1043	311
M_s , 10^6 А/м	1,71	—
μ_s, μ_B /атом	2,22	0,6 (SDW)
A , 10^{-11} Дж/м	2,1	—
K_1 , 10^4 Дж/м ³	4,8	—
Осі легкого намагн.	$\langle 100 \rangle$	—

1.5.2 Сплави $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$

Сплави $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$ з ОЦК-структурою є добре відомими розбавленими феромагнітними сплавами, що демонструють температурно-індукований фазовий перехід між магнітним порядком і безпорядком при досягненні температури Кюрі/Нееля [38]. Завдяки близькості параметрів ґраток Fe і Cr, яка зберігається і для проміжних складів, ці сплави добре інтегруються в тонкоплівкові гетероструктури без суттєвого порушення кристалічної якості. Проте питання про збереження магнітного моменту атомів Fe при розбавленні в матриці Cr є нетривіальним. Андерсон показав, що момент домішкового атома залишається стабільним за умови $U > \Delta_i$, де U — кулонівська енергія на вузлі, а Δ_i — ширина локального рівня домішки, що виникає внаслідок гібридизації $3d$ -електронів домішки з електронами провідності матриці [1]. При подальшому розширенні локальної густини станів момент руйнується. Отже, стабільність локального моменту заліза визначається балансом між U та $\Delta_i(x)$, що залежить від концентрації заліза. З іншого боку макроскопічний концентраційний фазовий перехід між АФМ та ФМ станами у сплаві $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$ є наслідком зміни балансу між конкуруючими обмінними взаємодіями при зміні концентрації заліза. На рис. 1.6 представлена магнітна фазова діаграма цієї системи, що відображає конкуренцію феромагнітних і антиферомагнітних обмінних взаємодій залежно від концентрації.

Магнітна фазова діаграма цієї системи побудована за результатами двох незалежних досліджень, виконаних практично одночасно: серії робіт Бурка та ін. [35—37], що базувались переважно на нейтронному малокутовому розсіюванні (SAS) та низькопольовій намагніченості, і дослідження групи Такзей–Дорофєєва [38], яке поєднувало нейтронну дифракцію, малокутове розсіювання нейтронів та вимірювання динамічної магнітної сприйнятливості. Проте автори дійшли до

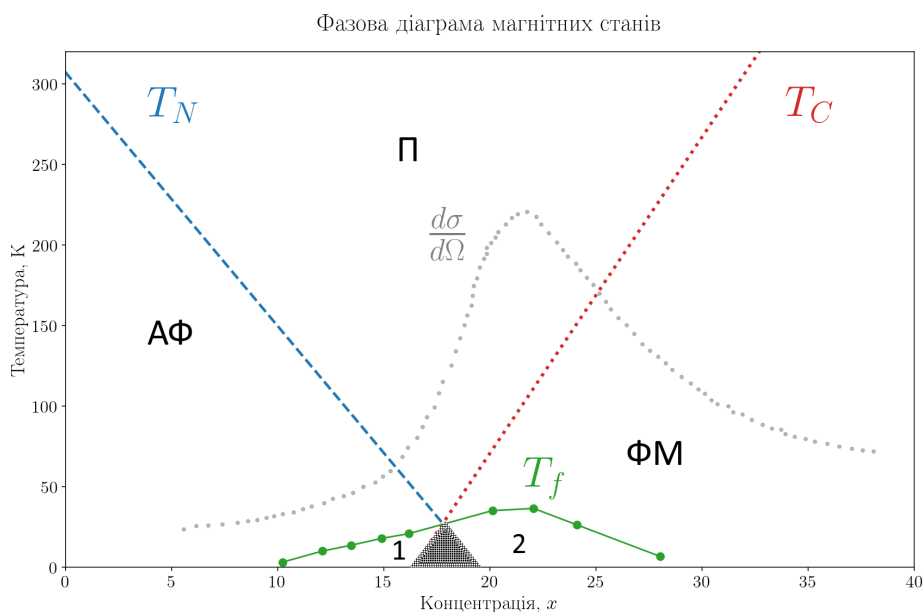


Рисунок 1.6 — Магнітна фазова діаграма ОЦК-сплавів $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$ [38]: АФМ — антиферромагнітна область, ФМ — ферромагнітна область, 1 — антиасперомагнітний стан, 2 — асперомагнітний стан.

дещо різних висновків щодо природи магнітного стану в перехідній області концентрацій, і ці розбіжності є принциповими для розуміння фізики сплаву з $x \approx 17,5$ ат.%, що застосовується в проміжному шарі структури, що вивчається. Нижче наведена зведена картина, що враховує результати обох груп.

У діапазоні $5 < x < 12$ ат.% реалізується колінеарний АФМ порядок із хвильовим вектором $K = [1, 0, 0]$, стійкий до найнижчих температур: атоми заліза у малій концентрації включаються в антиферромагнітну матрицю хрому, підсилюючи її АФМ-зв'язки без порушення колінеарності структури [39]. При $12 \leq x \leq 18$ ат.% ситуація принципово ускладнюється: система набуває двох характерних температур упорядкування — T_N відповідає переходу з парамагнітного в АФМ стан, а нижча T_f — переходу до неколінеарного антиасперомагнітного стану (ААСМ) із замороженими поперечними компонентами спінів, перпендикулярними до основного АФМ-напрямку. Саме в цій області починаються суттєві розбіжності між двома підходами, що стосуються верхньої межі існування АФМ дального порядку та природи магнітного стану поблизу $x \approx 17-18$ ат.%. Бурк визначив критичну концентрацію, при якій АФМ порядок зникає, як $c_A = 16,0 \pm 0,5$ ат.% Fe. За його інтерпретацією, відсутність піку критичного розсіювання у сплаві з 16,7 ат.% Fe свідчила, про зникнення дального порядку вже при цій концентрації [36]. Натомість група Дорофєєва показала методом нейтронної дифракції, що АФМ рефлекс (100) чітко фіксується для всіх сплавів з $5 < x \leq 18$ ат.% Fe,

причому його напівширина не залежить від складу і збігається з кутовим розділенням нейтронного дифрактометра [38]. Це означає, що дальний АФМ порядок зберігається аж до ~ 18 ат.% Fe, що вище, ніж у Бурка. Розбіжність зумовлена методичними причинами: малокутове розсіювання чутливе до магнітних неоднорідностей (кластерів, флуктуацій намагніченості), проте не дає прямого доказу наявності дального АФМ порядку, особливо коли останній співіснує зі спінь-стекольними компонентами. Нейтронна дифракція, навпаки, безпосередньо вимірює Брегівський рефлекс, і доки він зберігає інструментальну ширину, дальний порядок існує.

Щодо нижньої межі феромагнітного порядку обидві групи фактично узгоджуються: $c_F = 19,0 \pm 0,5$ ат.% [36, 38]. При $x \geq 19$ ат.% встановлюється ФМ порядок, який суттєво неоднорідний поблизу порогу виникнення. Бурк показав, що кореляційний радіус залишається скінченим навіть нижче T_C аж до ~ 30 ат.% Fe [37], що означає відсутність дального ФМ порядку у звичному розумінні. Такзей підтверджує кластерний характер феромагнетизму: для сплавів з 20 та 22 ат.% Fe піки критичного малокутового розсіювання поблизу T_C виявляються сильно розмитими, а величини χ'_0 різних сплавів нижче T_C відрізняються між собою — при наявності справжнього дального ФМ порядку χ'_0 визначалася б виключно розмагнічувальним фактором однакових зразків і була б однаковою [38]. При охолодженні нижче T_f поперечні компоненти моментів ФМ кластерів заморожуються і формується асперомагнітний (АСМ) стан, що супроводжується зменшенням спонтанної намагніченості та появою додаткового малокутового розсіювання нейтронів. Лише при $x \geq 28\text{--}30$ ат.% сплави стають справжніми феромагнетиками без АСМ-складової.

Концентраційний перехід АФМ–ФМ відбувається як перетворення першого роду без формування фази чистого спінового скла — в цьому обидві групи узгоджуються. Це принципова відмінність від ГЦК-систем, де між феро- та антиферомагнітними областями завжди існує широка область спінового скла. Проте ширина перехідної зони оцінюється по-різному: за Бурком вона становить ~ 3 ат.% (16–19%), а за Такзеєм — лише $\sim 1\text{--}1,5$ ат.% (18–19,5%). Такзей позначає цю вузьку перехідну область штрихуванням на фазовій діаграмі як гіпотетичну і зазначає, що навіть у ній, імовірно, співіснують АСМ та ААСМ стани, а не чисте спінове скло [39]. Ця різниця безпосередньо впливає на класифікацію магнітного стану сплаву з $x \approx 17,5$ ат.%: за Бурком він потрапляє в широку перехідну зону без

дального порядку, а за Такзеєм — залишається в АФМ фазі з ААСМ складовою.

1.5.3 Магнітні властивості $\text{Fe}_{17}\text{Cr}_{83}$ та застосування у багатошарових структурах

Петлі гістерезису (рис. 1.7а,б) наочно ілюструють специфіку магнітного стану між критичними концентраціями: у режимі ОНП відсутня залишкова намагніченість і петля є лінійно відкритою, тоді як після ОХП з'являється зміщення петлі та ненульова залишковість — поведінка, характерна для заморожених суперпарамагнітних кластерів у немагнітній матриці, а не для феромагнетика зі стійкою доменною структурою. Порівняння з феромагнітним $\text{Fe}_{25}\text{Cr}_{75}$ (рис. 1.7б) підкреслює цю різницю: насичення в полях порядку 0,05 Тл проти лінійного відгуку без насичення для 17,5 ат. %.

Інтерпретація цих спостережень дещо різниться у двох підходах. Бурк описує поведінку сплаву $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$ як спін-склоподібну та тлумачить замороження моментів при низьких температурах як блокування суперпарамагнітних кластерів у полях магнітостатичної анізотропії форми [36]. На користь цієї моделі наводяться: відсутність залишкової намагніченості після ОНП, наявність термомагнітної передісторії, квазіланжевенівський характер кривих намагнічування, а також логарифмічна залежність намагніченості при $T = 4,2$ К. Бурк аналізує температурну та концентраційну залежність нейтронного малокутового розсіювання через перколяційну модель: обернений кореляційний радіус ФМ кореляцій κ_1 зменшується з концентрацією і прямує до нуля при c_F , а його залежність від $(c_F - c)$ узгоджується з моделлю перколяційної мультикритичної точки. Сама критична концентрація $c_F \approx 19\%$ лежить між порогами перколяції найближчих сусідів (24,3%) та наступних за найближчими (17,8%) для ОЦК-гратки [36]. Для кількісного опису намагніченості Бурк використовує феноменологічну модель тонких магнітних частинок: з виміряного коерцитивного поля $H_c = 300$ Е при $T = 4,2$ К оцінює константу анізотропії $K = 4,2 \times 10^5$ ерг·см⁻³, а з даних нейтронного малокутового розсіювання — об'єм частинки $V \approx 8 \times 10^{-20}$ см³, що дає температуру блокування $T_b \approx 10$ К — того ж порядку, що й спостережувана (~ 24 К) [36].

Група Такзея та Дорофєєва приходить до принципово іншого висновку. Вимірювання комплексної динамічної магнітної сприйнятливості $\chi'_0(T)$ та $\chi''_0(T)$ сплаву $\text{Fe}_{17}\text{Cr}_{83}$ виявляють два характерні переходи: при $T_N \approx 35$ К перехід з парамагнітного в АФМ стан, що проявляється як різке зростання χ'_0 при охоло-

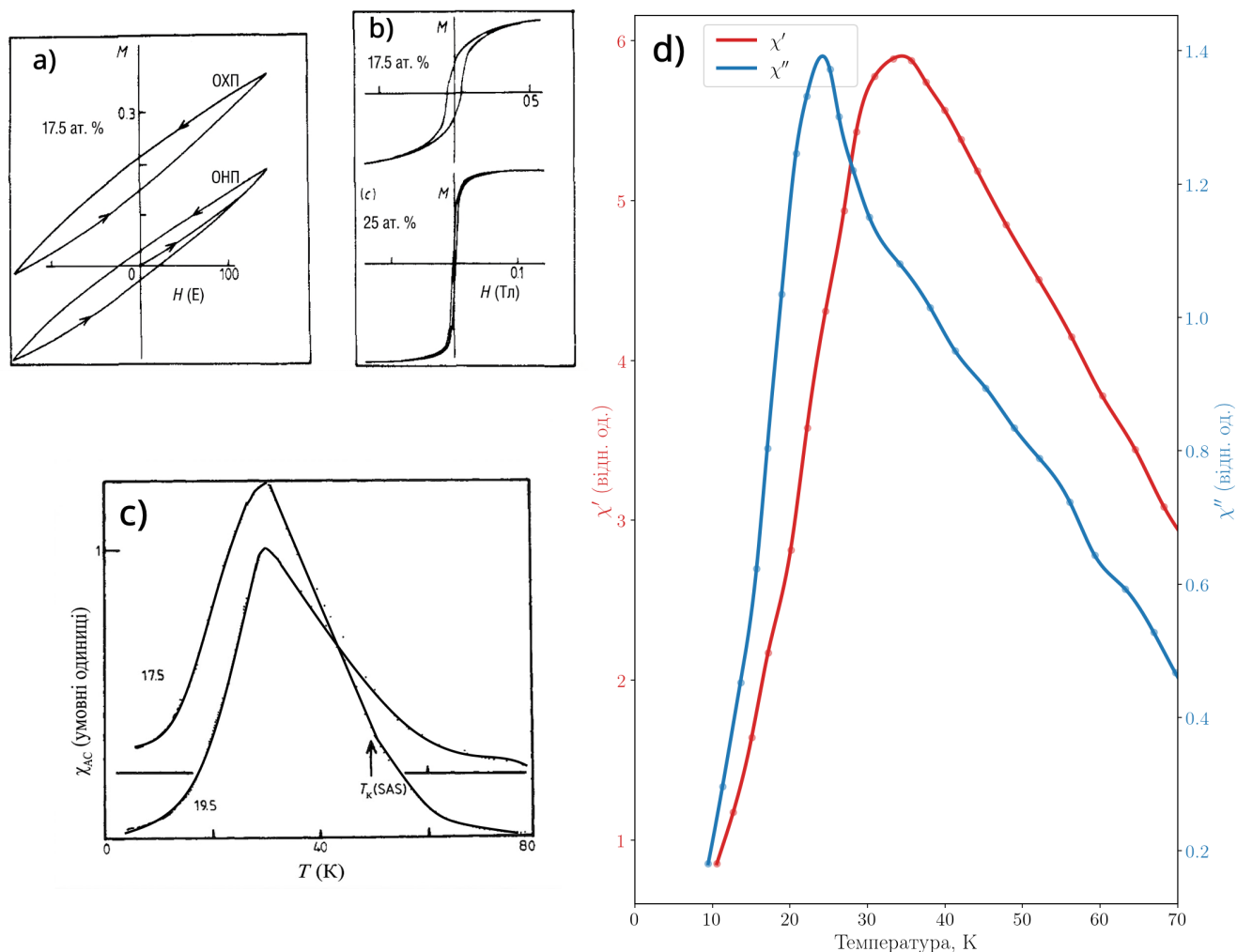


Рисунок 1.7 — Магнітні властивості сплавів Fe₁₇Cr₈₃. (а) Петлі гістерезису сплаву Fe_{17.5}Cr_{82.5} при $T = 4,2$ К у режимах охолодження в нульовому полі (ОНП) та охолодження в полі (ОХП): характерна відсутність залишкової намагніченості у режимі ОНП та її поява після ОХП свідчить про суперпарамагнітний або спін-склоподібний характер заморожування, за Бурком[36]. (б) Петлі гістерезису у більших полях при $T = 4,2$ К: Fe_{17.5}Cr_{82.5} (ОНП, верхня) та феромагнітний Fe₂₅Cr₇₅ (ОНП, нижня) — видно принципову відмінність між суперпарамагнітною та феромагнітною петлями насичення [36]. (с) АС-сприйнятливість $\chi_{AC}(T)$ сплавів Fe_{17.5}Cr_{82.5} та Fe_{19.5}Cr_{80.5}: обидва сплави дають схожий асиметричний максимум поблизу 30 К, проте у феромагнітного зразка (19,5 ат.%) присутній слабкий плечовий перегин при $T_K = 45$ К (стрілка), що відповідає температурі Кюрі за даними нейтронного малокутового розсіювання [36]. (d) Температурні залежності χ' та χ'' сплаву Fe₁₇Cr₈₃ на частоті 60 Гц: максимум χ' при $T_N \approx 35$ К відповідає переходу в АФМ стан, нижній максимум χ'' при $T_f \approx 12$ К — замороженню поперечних компонент спінів в ААСМ стан [39].

дженні, та при $T_f \approx 12 \text{ К} < T_N$ — перехід в ААСМ стан, що супроводжується додатковим максимумом χ'_0 і скінченним значенням χ''_0 [39] (рис. 1.7d). Нейтронна дифракція однозначно показує, що сплав $\text{Fe}_{17}\text{Cr}_{83}$ зберігає дальний АФМ порядок: рефлекс (100) присутній, і його напівширина збігається з інструментальною [38]. Проте цей сплав не є простим колінеарним антиферомагнетиком. Нижче температури T_f виникає антиасперомагнітний (ААСМ) стан, в якому до дальнього АФМ впорядкування з вектором $K = [1, 0, 0]$ додається спін-стекольне впорядкування компонент спінів у площині, перпендикулярній вектору антиферомагнетизму [39]. Інакше кажучи, поздовжні компоненти залишаються АФМ-впорядкованими, а поперечні — хаотично заморожуються. Такзей підкреслив, що це перше експериментальне спостереження ААСМ стану в реальній системі, передбаченого теоретично для ОЦК-систем із конкуруючими обмінними взаємодіями [39]. Саме наявність цих заморожених поперечних компонент пояснює спін-стекольну феноменологію (термомагнітну передісторію, залежність намагніченості, максимум χ''_0), яку Бурк інтерпретував як блокування ізольованих кластерів.

Принципово важливо, що обидві групи незалежно отримали однаковий кількісний результат, який ставить під сумнів модель суперпарамагнітного блокування. Частотна залежність положення максимуму $\chi'_0(T)$ є несумісною з моделлю блокування: апроксимація цієї залежності законом Арреніуса $\nu = \nu_0 \exp(-E_a/k_B T)$ дає фізично нереалістичні параметри ($E_a \sim 1000 \text{ К}$, $\nu_0 \sim 10^{30} \text{ Гц}$) [36], тоді як для реальних суперпарамагнітних систем $E_a \sim 10^3\text{--}10^4 \text{ К}$ є прийнятним, але $\nu_0 \sim 10^{30} \text{ Гц}$ на двадцять порядків перевищує характерну частоту атомних коливань ($\sim 10^{10} \text{ Гц}$). Бурк відзначає цю невідповідність, проте продовжує використовувати модель ансамблю ідентичних однодоменних частинок, як феноменологічного опису [36]. Такзей, навпаки, розглядає нефізичність параметрів Арреніуса як прямий доказ фазового переходу, а не блокування ізольованих кластерів. Цей аргумент є вагомим: квазіланжевенівська залежність намагніченості, на яку спирається Бурк, не є специфічною для суперпарамагнітних систем і, як показано Такзеєм на прикладі ГЦК-сплавів, цілком характерна для спінових стекол, у яких заморожений стан виникає внаслідок фазового переходу [39].

Цікаво також, що АС-сприйнятливості сплавів 17,5 та 19,5 ат.% Fe (рис. 1.7c) практично невідрізнявані за формою і положенням основного максимуму, хоча один із них є феромагнетиком за даними нейтронного малокутового розсіювання

(слабке плече при $T_C = 45$ К для 19,5 ат.%), а інший — ні [36]. Саме це унеможливило діагностику типу дального порядку лише через форму піка $\chi(T)$ поблизу критичної концентрації і підкреслює необхідність залучення нейтронної дифракції як прямого структурного методу.

Таким чином, зіставлення результатів обох груп дозволяє зробити наступні висновки. Дані нейтронної дифракції групи Такзея та Дорофєєва є більш надійними щодо верхньої межі АФМ фази, оскільки дифракція — прямий метод визначення дального порядку. Сплав $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$ в об'ємному стані є антиферомагнетиком з ААСМ складовою при низьких температурах, а не "чистим" спіновим склом, як вважав Бурк. Перехідна зона між АФМ та ФМ фазами за даними Такзея значно вужча ($\sim 1-1,5$ ат.%) порівняно з оцінкою Бурка (~ 3 ат.%), що звужує діапазон відсутності дального порядку до $\sim 18-19$ ат.% Fe і зміщує нижню межу феромagnetної фази вгору приблизно на $1-2$ ат.% порівняно з оцінками Бурка.

1.6 Концентраційний перехід в багатошарових плівках на основі $\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}$

Дані, наведені в цьому розділі, отримані методом магнітооптичного ефекту Керра (МОКЕ) опубліковані в [17]. Метод МОКЕ є особливо зручним для дослідження тонких плівок завдяки своїй поверхневій чутливості та можливості вимірювань у широкому температурному діапазоні. Порівняння двох типів спейсерів дозволяє безпосередньо виявити роль прямого обміну та встановити концентраційний діапазон ефективного РКІ-перемикання.

Для з'ясування впливу концентрації заліза на міжшарову обмінну взаємодію були виготовлені дві серії структур $\text{Fe}/S/\text{Fe}$, що відрізнялися типом проміжного шару: з розбавленим $S = \text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}(1,5)$ та з композитним спейсером $S = \text{Cr}(0,4)/\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}(0,9)/\text{Cr}(0,4)$. Товщини шарів вибрані таким чином, щоб загальна товщина спейсера залишалась однаковою ($\sim 1,5$ нм) у обох серіях, що дозволяє коректно порівнювати вплив архітектури при однаковій ефективній товщині проміжного прошарку.

1.6.1 Розбавлений спейсер $S = \text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}(1,5)$

У структурах з спейсером $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}(1,5)$ при $x = 0\%$ петля намагнічування демонструє сильний непрямий АФМ-зв'язок, характерний для системи $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe}$ при товщині Cr, що відповідає першому АФМ-максимуму РКІ: залишкова намагніченість при нульовому полі відсутня, а поле насичення сягає $B_s \approx 100$ мТл.

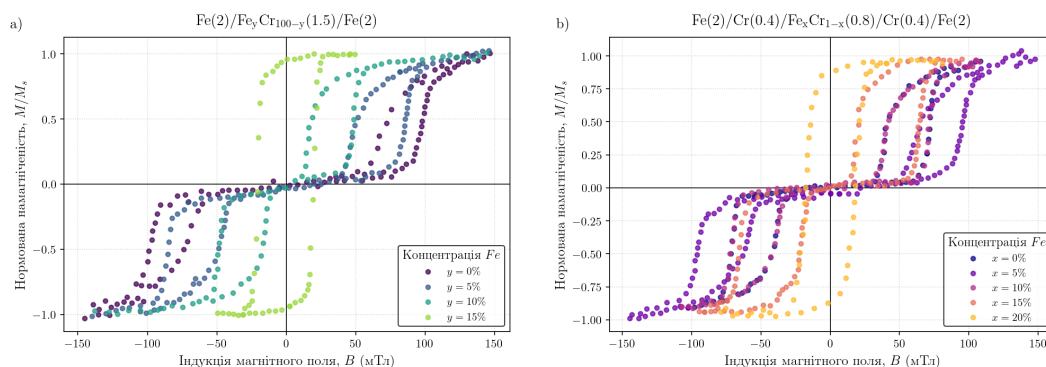


Рисунок 1.8 — Петлі намагнічування M – B при кімнатній температурі для структур $\text{Fe}/S/\text{Fe}$ з (а) розбавленим спейсером $S = \text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}(1,5)$ та (б) композитним спейсером $S = \text{Cr}(0,4)/\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}(0,7)/\text{Cr}(0,4)$ для різних концентрацій заліза x [17].

Легування спейсера залізом у кількості $x = 5\%$ та вище поступово зменшує B_s : атоми Fe у Cr -матриці утворюють феромагнітні центри, які безпосередньо зв'язуються з зовнішніми шарами Fe через прямий обмін і тим самим додають феромагнітний внесок, що конкурує з АФМ-РККІ та послаблює ефективний анти-феромагнітний зв'язок. При концентраціях $x > 15\%$ петля набуває прямокутної форми з повною залишковою намагніченістю, що свідчить про завершений перехід до феромагнітного зв'язку між зовнішніми шарами Fe [17]. Таким чином, в однорідному спейсері прямий обмін починає домінувати вже при відносно малих концентраціях заліза, що різко обмежує діапазон складів, придатних для контрольованого термічного перемикування.

1.6.2 Композитний спейсер $S = \text{Cr}(0,4)/\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}(0,7)/\text{Cr}(0,4)$

Введення тонких немагнітних шарів хрому по обидва боки від шару $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$ принципово змінює транспортний ландшафт структури: шари Cr товщиною $0,4$ нм є достатньо тонкими, щоб медіювати РККІ, але водночас ефективно переривають канал прямого обміну між зовнішніми шарами Fe та внутрішнім феромагнітним шаром. Це відбувається тому, що прямий обмін спадає експоненційно з відстанню і вже 2–3 моношари Cr зводять його до несуттєвої величини, тоді як РККІ, що спадає повільніше (як $1/t^2$, рівняння (1.42)), залишається ефективним на тих же відстанях. У структурах із композитним спейсером $\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}(0,7)/\text{Cr}(0,4)$ при малих концентраціях ($x < 10\%$) поведінка залишається практично ідентичною класичній структурі $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe}$ з чистим хромовим спейсером: зберігається чітко виражений АФМ-РККІ зв'язок із значним

полем насичення, підтверджуючи, що при малих x FeCr-шар ще не чинить помітного феромагнітного впливу. При підвищенні концентрації до $x = 15\%$ петля намагнічування все ще демонструє помітний РККІ-зв'язок — на відміну від однорідного спейсера, де АФМ повністю придушений при тій же концентрації. Це прямо демонструє ефективність екранування прямого обміну шарами Cr. Лише при $x > 20\%$, коли $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$ -шар стає достатньо феромагнітним, щоб перемкнути загальний РККІ на феромагнітний, петля стає прямокутною [17].

Отже, тонкі шари Cr в композитній архітектурі виконують подвійну роль: вони пригнічують небажаний прямий обмін між зовнішніми шарами Fe та внутрішнім шаром $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$, одночасно зберігаючи відкритим канал непрямого РККІ-обміну. Завдяки цьому контрольований АФМ-РККІ зв'язок зберігається у значно ширшому діапазоні концентрацій заліза ($x < 20\%$ замість $x < 15\%$ для однорідного спейсера), що є ключовою конструктивною перевагою при створенні Кюрі-перемикача з чітким термомагнітним перемиканням та добре визначеною робочою точкою.

1.6.3 Кюрі-перемикач

Поряд з впливом концентрації на величину та знак обміну існує також значний температурний вплив. Механізм перемикання знаку обміну в такій структурі проілюстровано на рис. 1.9. Наведемо інтерпретацію механізму, яку запропонувала група Кравця, Поліщука та Коренівського. Нижче T_C^* феромагнітно впорядкований шар $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$ ефективно відбиває спін-поляризовані електрони на інтерфейсах Cr/ $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$. Ці електрони, у свою чергу, відбиваються від інтерфейсів Fe/Cr зовнішніх шарів, утворюючи хвилю спінової щільності в Cr. Для обраної малої товщини шарів Cr ($\sim 4 \text{ \AA}$) ці спін-залежні відбиття породжують ФМ-РККІ взаємодію через кожен окремий шар Cr. Таким чином, зовнішні шари Fe зв'язуються послідовно через ланцюжок ФМ-РККІ та прямий обмін, що забезпечує результуючий феромагнітний зв'язок [17].

При $T > T_C^*$ шар $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$ стає парамагнітним, що різко послаблює спін-залежне відбиття на його інтерфейсах і робить цей шар значною мірою прозорим для спін-поляризованих електронів. Внаслідок цього ефективна товщина спейсера зростає від $d_{\text{Cr}} \approx 0,4 \text{ нм}$ (товщина одного шару Cr) до повної товщини композитного спейсера $d_{\text{tot}} \approx 1,5 \text{ нм}$. Оскільки загальна товщина спейсера обрана так, щоб відповідати першому максимуму АФМ РККІ, вище T_C^* між зовнішніми

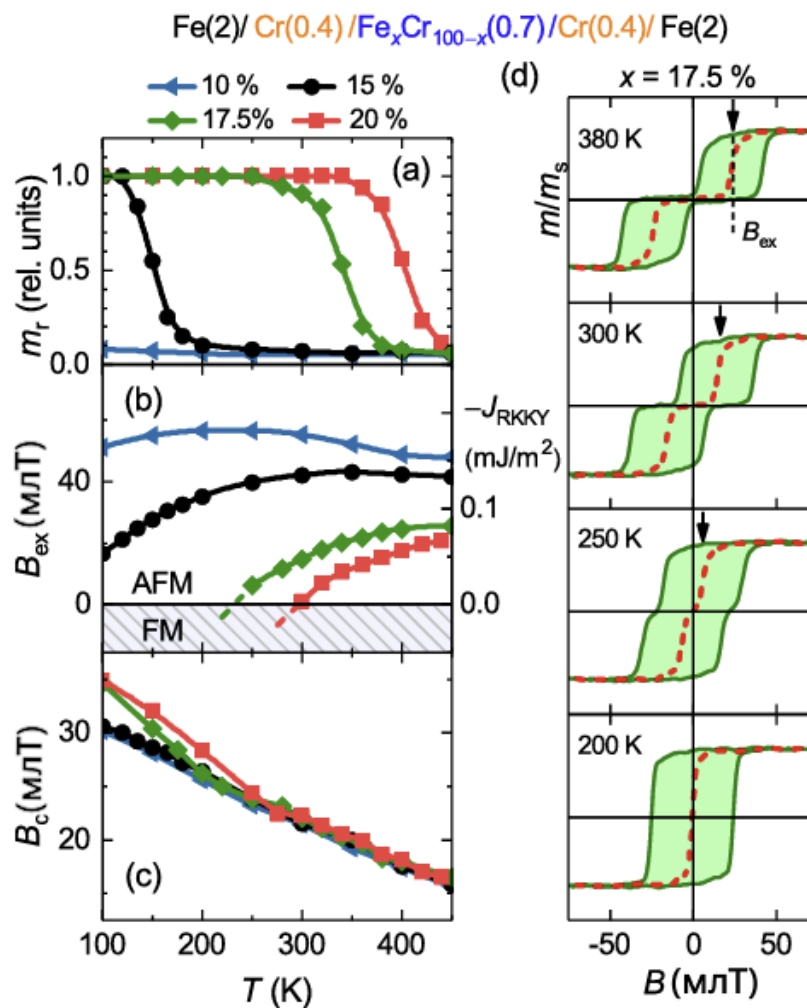


Рисунок 1.9 — Температурна залежність (а) нормованої залишкової намагніченості (m_r), (б) поля обмінного зміщення (B_{ex}) та відповідної енергії РККІ-зв'язку J_{RKKY} (права шкала), (с) коерцитивної сили мінорних петель (B_c) для тришарових структур F/S/F із композитним спейсером $S = \text{Cr}(0,4)/\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}(0,7)/\text{Cr}(0,4)$ при $x = 15, 17,5$ та 20 ат.%; (д) петлі намагнічування $M(B)$ для $x = 17,5$ ат.% при характерних температурах вище та нижче ефективної точки Кюрі розбавленого прошарку (штрихові лінії позначають центри петель). Дані отримано методом магнітооптичної Керр-магнітометрії (МОКЕ) [17].

шарами Fe встановлюється антиферромагнітний непрямий обмін. Збільшена спінова деполяризація через парамагнітні атоми Fe в матриці Cr є недостатньою для придушення АФМ-РККІ, який стає дедалі сильнішим з ростом температури [17].

Повністю оборотний тепловий перехід між феромагнітним та антиферромагнітним станами багатошарової структури у вузькому температурному інтервалі є основою роботи Кюрі-перемикача. Підбираючи концентрацію заліза в розбавле-

ному шарі, можна точно налаштовувати температуру перемикання T_C^* в широкому діапазоні, включаючи область кімнатної температури [17]. Було також продемонстровано, що в структурах на основі Кюрі-перемикача можливий гігантський магнетокалоричний ефект [18] та теплове відмикання магнетного обміну [19].

Впроваджуючи сплав концентрації $x \approx 17,5$ ат.% тонким шаром у багатошарову структуру Fe/Cr/Fe_xCr_{100-x}/Cr/Fe, ми розміщуємо його в ефективному обмінному полі сусідніх феромагнітних шарів Fe. Це поле діє як молекулярне поле Вейса для спінів сплаву і здатне стабілізувати феромагнітний порядок навіть при температурах, при яких об'ємний зразок тієї самої концентрації перебуває в ААСМ або АФМ стані, фактично зсуваючи ефективну температуру переходу шару вгору відносно об'ємного значення [17]. Саме цей механізм пояснює, чому в структурах Fe/Cr/Fe_{17,5}Cr_{82,5}/Cr/Fe шар сплаву при низьких температурах виступає як феромагнітний, забезпечуючи паралельну орієнтацію моментів зовнішніх Fe-шарів, а вище ефективної $T_C^* \approx 320$ К — переходить у парамагнітний стан і вмикає АФМ-РККІ перемикання між шарами Fe через спейсер однорідного парамагнітного стану [17].

Висновки до розділу 1

На основі аналізу літературних даних встановлено теоретичне підґрунтя для дослідження магнітних багатошарових структур із термічно активним спейсером.

1. Магнітний момент атомів 3d-металів визначається правилами Хунда та спін-орбітальним зв'язком. Для заліза ($3d^6 4s^2$) момент вільного атома $\approx 6.71 \mu_B$ зменшується до $2,22 \mu_B$ у кристалі через колективізацію 3d-електронів; для хрому ($3d^5 4s^1$) момент вільного атома становить $\approx 6.93 \mu_B$, проте в кристалі реалізується антиферомагнітний стан хвилі спінової щільності з амплітудою $0,6 \mu_B$.
2. Класифікація магнітних станів визначається знаком та величиною обмінного інтегралу $\mathcal{J}$. Феромагнетизм ($\mathcal{J} > 0$) виникає нижче температури Кюрі T_C , яка в молекулярно-польовому наближенні пов'язана з параметрами обміну як $T_C = 2Z\mathcal{J}S(S+1)/3k_B$; вище T_C сприйнятливість підпорядковується закону Кюрі–Вейса $\chi = C/(T - \theta_p)$. Антиферомагнетизм ($\mathcal{J} < 0$) формується нижче температури Нееля T_N з характерною від'ємною парамагнітною температурою $\theta < 0$. В металах з делокалізованими електронами спонтан-

ний феромагнетизм виникає при виконанні критерію Стонера $I \cdot N(\varepsilon_F) > 1$, який з усіх елементарних 3d-металів задовольняється лише для Fe, Co та Ni.

3. Рівноважна магнітна конфігурація багат шарових структур визначається мінімізацією повної енергії, що включає зееманівський внесок, магнітостатичну взаємодію, магнітну анізотропію, пряму обмінну взаємодію та міжшаровий обмін. Для тонких плівок анізотропія форми утримує намагніченість у площині, а міжшаровий обмін РККІ-типу осцилює зі зміною товщини спейсера як $J_1 \propto \sin(2k_F t + \phi)/t^2$, що дозволяє контролювати знак зв'язку на етапі виготовлення.
4. Міжшарова обмінна взаємодія в загальному випадку містить білінійну (J_1) та біквадратичну (J_2) складові. Білінійна складова визначає тип зв'язку (ФМ при $J_1 > 0$, АФМ при $J_1 < 0$) і є домінуючою; біквадратична складова зумовлена шорсткістю інтерфейсів і при $J_2 \neq 0$ призводить до неколінеарних орієнтацій моментів шарів.
5. Ефект ГМО зумовлений спін-залежним розсіюванням електронів у магнітних шарах та на інтерфейсах; величина ефекту визначається спіновою асиметрією розсіювання. Окрім планарних мультишарів, ГМО реалізується в гранульованих системах, де феромагнітні наночастинки розподілені в немагнітній матриці, а амплітуда ефекту пропорційна $\mu^2(H)$. Гібридні структури, що поєднують елементи обох типів, є релевантними для інтерпретації поведінки розбавлених шарів $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$.
6. Залізо та хром мають ОЦК-структуру з параметрами ґратки $a_{\text{Fe}} = 2,87 \text{ \AA}$ та $a_{\text{Cr}} = 2,885 \text{ \AA}$, що забезпечує розбіжність менше 0,5% і є передумовою когерентного росту мультишарових структур Fe/Cr з атомарно різкими інтерфейсами. Намагніченість насичення шарів Fe ($M_s \approx 1,71 \times 10^6 \text{ А/м}$, $T_C = 1043 \text{ К}$) змінюється менш ніж на 6% у діапазоні 200–400 К, що дозволяє вважати зовнішні шари Fe практично незмінними в межах робочого діапазону Кюрі-перемикача. Хром є антиферомагнетиком з $T_N = 311 \text{ К}$, проте в ультратонких шарах ($\lesssim 2 \text{ нм}$) хвиля спінової щільності придушується і хром виступає переважно як носій РККІ-взаємодії.
7. Стабільність локального магнітного моменту атома Fe в матриці Cr визначається критерієм Андерсона $U > \Delta_i$, де U — кулонівська енергія на ву-

злі, а Δ_i — ширина локального рівня, що виникає через гібридизацію $3d$ -електронів домішки з електронами провідності матриці. Концентраційний перехід АФМ–ФМ у сплавах $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$ відбувається як перетворення першого роду без проміжної фази чистого спінового скла, що є принциповою відмінністю від ГЦК-систем.

8. Порівняльний аналіз результатів груп Бурка та Дорофєєва–Такзея показав, що верхня межа дального АФМ порядку в сплавах $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$ становить ~ 18 ат.% Fe за даними нейтронної дифракції, що вище за оцінку Бурка (~ 16 ат.%) з малокутового розсіювання. Сплав $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$ в об'ємному стані проявляє досить нетривіальну поведінку, що унеможливорює однозначну класифікацію в термінах ФМ, АФМ або спінового скла. Нижня межа феромагнітної фази ($c_F \approx 19$ ат.%) узгоджується в обох роботах. Нефізичність параметрів Арреніуса ($\nu_0 \sim 10^{30}$ Гц) свідчить на користь фазового переходу, а не розблокування суперпарамагнітних домішок.
9. Композитний спейсер $\text{Cr}/\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}/\text{Cr}$ пригнічує прямий обмін між зовнішніми шарами Fe та розбавленим прошарком, зберігаючи канал непрямого РКІ-обміну. Це розширює діапазон концентрацій із контрольованим АФМ-зв'язком до $x < 20\%$ порівняно з $x < 15\%$ для однорідного спейсера. Кюрі-перемикач на основі такої архітектури забезпечує оборотний перехід між ФМ та АФМ станами у вузькому температурному інтервалі, причому температура перемикання T_C^* налаштовується через концентрацію заліза та підвищується відносно об'ємних значень завдяки ефекту обмінної близькості з сусідніми шарами Fe.

РОЗДІЛ 2

МЕТОДИ ФАБРИКАЦІЇ ТА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ВИМІРЮВАНЬ

Цей розділ присвячено опису технологічних аспектів виготовлення багатошарових наноструктур та результатам експериментальних досліджень їхніх магнітних та транспортних властивостей.

2.1 Фабрикація зразків

Мультишарові структури $\text{Fe}(2)/\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}(0,9)/\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}(2)$ (товщини шарів вказані в нм) були виготовлені методом магнетронного розпилення постійним струмом (DC) на установці AJA International Orion [21]. Підкладки з нелегованого кремнію орієнтації (100) попередньо очищувались шляхом іонного травлення пучком Ar^+ безпосередньо перед осадженням. Аналогічним методом виготовлялись багатошарові структури на основі розбавленого шару $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$ з варіацією вмісту заліза від 0 до 20 ат.% описані в попередніх роботах [17—19].

2.1.1 Установа AJA International Orion

Установа AJA Orion є вакуумною системою для магнетронного розпилення з конфігурацією «знизу вгору» (sputter-up). Основна камера та шлюзова камера (load-lock) обладнані незалежними турбомолекулярними насосами, що дозволяє завантажувати зразки без порушення вакууму в основній камері. Базовий тиск у основній камері досягає $2\text{--}5 \times 10^{-8}$ Торр після процедури прогрівання (бейкінгу) при 250°C протягом 12–15 годин. Такий рівень вакууму є принциповим для отримання якісних інтерфейсів між шарами Fe та Cr, оскільки кисневе забруднення міжшарових границь суттєво деградує міжшарову обмінну взаємодію РККІ.

Камера обладнана вісьмома магнетронними джерелами типу A300 Series виробництва AJA International (рис. 2.1). Джерела розташовані по колу (сім периферійних та одне центральне), що дозволяє проводити одночасне ко-розпилення з кількох мішеней. Чотири з восьми джерел налаштовані для розпилення магнітних матеріалів: у них центральний магніт замінено залізним стрижнем для забезпечення кращого проникнення магнітного поля крізь феромагнітну мішень. Для магнітних матеріалів використовуються мішені товщиною ≈ 3 мм (0.125 дюйма), для немагнітних — ≈ 6 мм (0.250 дюйма) [21]. Мішені Fe та Cr мали чистоту не

нижче 99,95%.



Рисунок 2.1 — Вигляд основної камери установки AJA Orion зі знятою кришкою. Мідні мішені на магнетронних джерелах, розташованих по колу камери.

Підкладкотримач розміщується над джерелами на висоті 45 мм (стандартна позиція осадження) та обертається з максимальною швидкістю для забезпечення рівномірності осадження. Нагрів підкладки можливий до 850 °C; при використанні нагріву обертання є обов'язковим. Система обладнана затворами для кожного джерела та датчиком швидкості осадження (rate monitor).

Живлення подається від незалежних DC та RF джерел живлення через трипозиційні перемикачі, що забезпечують підключення довільних комбінацій мішеней. Стандартні параметри запалювання плазми: тиск аргону 30 мТорр, потужність не більше 34 Вт (DC) або 30 Вт (RF). Потужність завжди збільшується та зменшується поступово зі швидкістю не більше 100 Вт/хв; максимально допустима потужність без попереднього розгону становить 50 Вт. Робочий тиск після запалювання знижується до стандартного значення 3 мТорр. Потік аргону становить 25 sccm (стандарт) [21].

2.1.2 Особливості осадження шарів Fe та Cr

Шари чистого Fe та Cr осаджувались з окремих мішеней методом DC магнетронного розпилення. Шари сплаву $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$ отримувались методом спільного розпилення (co-sputtering) з двох незалежних мішеней (Fe та Cr) з роздільним керуванням потужністю. Склад сплаву визначався встановленням швидкості

Таблиця 2.1 — Основні параметри осадження структур на установці AJA Orion

Параметр	Значення
Базовий тиск (після бейкінгу)	$2-5 \times 10^{-8}$ Торр
Робочий тиск Ar	3 мТорр
Тиск запалювання плазми	30 мТорр
Потік Ar	25 sccm
Стартова потужність (DC)	34 Вт
Максимальна швидкість розгону	100 В/хв
Відстань мішень–підкладка	45 мм
Швидкість обертання	максимальна
Температура підкладки	кімнатна
Підкладка	Si(100), нелегований
Попереднє очищення	Ar ⁺ іонне травлення

осадження кожного компонента, попередньо відкаліброваних за допомогою профілометрії. Для структур з концентраційною серією $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$ концентрація заліза варіювалась від 0 до 20 ат.% шляхом зміни співвідношення потужностей на мішенях Fe та Cr. Перед кожним осадженням проводилось попереднє розпилення мішеней при закритому затворі (pre-sputtering) протягом кількох хвилин для видалення поверхневих оксидів та забезпечення стабільності плазми і швидкості осадження. Основні параметри осадження зведено в табл. 2.1.

Критично важливим параметром при виготовленні структур Fe/Cr є якість інтерфейсів між феромагнітними шарами Fe та немагнітними прошарками Cr, оскільки від неї залежить непряма міжшарова обмінна взаємодія [17], насамперед через вплив на біквадратичний параметр обміну [49]. Відповідно, послідовність осадження шарів витримувалась строго знизу вгору. Спочатку осаджувався нижній шар Fe (2 нм), потім прошарок Cr (0,4 нм) та шар сплаву $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$ (0,9 нм), потім знову Cr (0,4 нм) та верхній шар Fe (2 нм). Між осадженням кожного шару витримувалась пауза при закритому затворі, достатня для стабілізації плазми та швидкості розпилення.

Оскільки Cr не є феромагнітним матеріалом, для його осадження використовувались стандартні мішені товщиною 6 мм. Шари Fe осаджувались зі спеціалізованих магнітних джерел із заміненним центральним магнітом, що дозволяє ефективно підтримувати плазму навіть при роботі з феромагнітною мішенню. Таке технічне рішення є необхідним, оскільки феромагнітні мішені екранують магнітне поле звичайного магнетронного джерела і суттєво знижують ефективність розпилення.

2.1.3 Отримання шару $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$

Шари розбавленого сплаву $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$ є ключовим елементом досліджуваних структур. Саме властивості цього прошарку визначають характер міжшарового обміну між зовнішніми шарами Fe. Температура Кюрі сплаву $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$ суттєво залежить від концентрації x залізного компонента, що дозволяє налаштувати температуру термомагнітного перемикання структури в широкому діапазоні, включаючи кімнатну температуру [17].

Метод сумісного розпилення з двох незалежних мішеней Fe та Cr забезпечує точне і відтворюване керування складом сплаву. Швидкість осадження кожного компонента попередньо калібрувалась окремо методом профілометрії: на підкладці осаджувались тестові одношарові плівки з фіксованою потужністю на мішені, після чого ступінчаста профілометрія поверхні дозволяла визначити точну швидкість осадження в нм/хв. Задана концентрація x потім досягалась відповідним вибором потужностей P_{Fe} і P_{Cr} на двох мішенях з урахуванням калібровочних кривих.

Слід зазначити, що в плівках розбавлених феромагнітних сплавів $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$, осаджених методом магнетронного розпилення, може спостерігатись магнітне композиційне розшарування, спричинене магнітоіндукованим ефектом в процесі осадження [69]. Це явище проявляється тим сильніше, чим вища концентрація магнітного компонента, і призводить до нелінійної залежності температури Кюрі від x порівняно з масивним сплавом такого ж складу. Тому при проектуванні структур реальний склад осадженого сплавного шару та його температура Кюрі визначались не лише з калібровочних даних, а й підтверджувались магнітними вимірами (SQUID-магнітометрія, феромагнітний резонанс) готових зразків.

2.1.4 Контроль якості зразків

Товщини шарів у готових структурах контролювались за допомогою малокутової рентгенівської рефлектометрії (XRR), а кристалічна структура рентгенівською дифракцією (XRD). Магнітні властивості, включаючи польові та температурні залежності намагніченості, досліджувались методами МОКЕ-магнітометрії та вібраційної магнітометрії. Динамічні магнітні властивості та параметри міжшарового обміну визначались методом феромагнітного резонансу (ФМР) на спектрометрі ELEXSYS E500 (Bruker BioSpin GmbH, Germany).

2.2 Вимірювання

У даному розділі представлено основні експериментальні методи, використані в роботі для вивчення термічного та концентраційного фазового переходу в структурах $Fe(2)/Cr(0.4)/Fe_xCr_{1-x}(0.9)/Cr(0.4)/Fe(2)$. Для статичних вимірювань застосовувалися методи магнітометрії на основі вібраційної магнітометрії (VSM) та магнітометрії на основі надпровідних квантових інтерферометрів (SQUID-VSM), а також транспортні вимірювання мікросмужок.

2.2.1 Вібраційна магнітометрія (VSM)

Метод вібраційної магнітометрії базується на реєстрації ЕРС, індукованої у вимірювальних котушках полем розсіювання намагніченого зразка, що здійснює періодичні механічні осциляції. Згідно із законом індукції Фарадея, ЕРС пропорційна швидкості зміни магнітного потоку через контур котушки [70]:

$$\varepsilon \propto \frac{d\Phi_m}{dt}, \quad (2.1)$$

де Φ_m — магнітний потік, створюваний зразком.

Перші реалізації методу з'явилися незалежно у роботах Сміта [71] та Фонера [72] наприкінці 1950-х років. Сміт використовував рухомі вимірювальні котушки відносно нерухомого зразка, тоді як Фонер запропонував періодичний рух самого зразка, що виявилось зручнішим для практичної реалізації [70]. Саме концепція Фонера стала основою сучасних приладів VSM.

У типовій конфігурації VSM (рис. 2.2) зразок кріпиться до немагнітного тримача, з'єднаного з механічною системою, що забезпечує вертикальні осциляції з фіксованою частотою та амплітудою. Змінне поле розсіювання осцилюючого зразка індукує змінну напругу у парі вимірювальних котушок, розташованих симетрично відносно зразка. Диференціальна схема з двох котушок забезпечує ефективне пригнічення однорідних зовнішніх шумів [70, 73]. Індукований сигнал реєструється методом синхронного детектування (lock-in), де опорною частотою є частота механічних осциляцій. Перерахунок амплітуди напруги у значення магнітного моменту здійснюється шляхом калібрування за еталонними зразками з відомим магнітним моментом (зазвичай це паладієва або нікелева сфера) [70, 73].

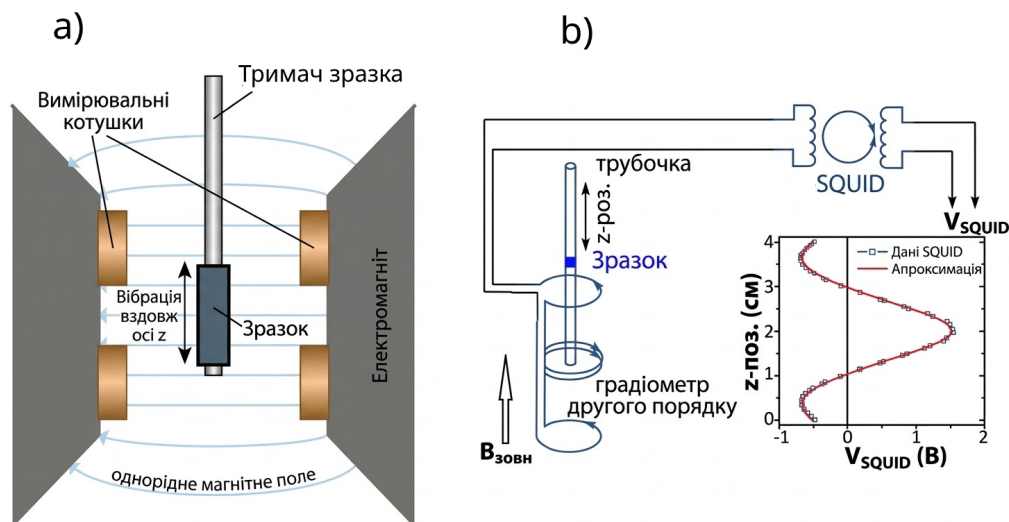


Рисунок 2.2 — а) Схема типової установки VSM. Змінне поле розсіювання, створюване осцилюючим зразком, індукує пропорційну напругу у вимірювальних котушках. б) VSM на основі СКВІДа (SQUID-VSM).

2.2.2 SQUID магнітометрія (SQUID-VSM)

Для отримання магнетометрії зразків у широкому діапазоні температур та полів використовувався прилад Quantum Design MPMS 3 (Magnetic Property Measurement System) у режимі SQUID-VSM [22]. Ця система поєднує надвисоку чутливість надпровідного квантового інтерферометра (SQUID) зі швидкістю вимірювання вібраційного магнітометра, що робить її особливо зручною для температурних досліджень слабких магнітних сигналів тонких плівок [73].

2.2.2.1 Принцип роботи

Явище макроскопічної квантової інтерференції в надпровідних контактах, що лежить в основі SQUID, було вперше продемонстровано Джаклевичем та ін. [74]. Перший DC-SQUID магнітометр базувався на двох паралельних джозефсонівських переходах у надпровідному кільці, де критичний струм кільця є періодичною функцією магнітного потоку з періодом квантом потоку $\Phi_0 = h/2e \approx 2,07 \times 10^{-15}$ Вб. Ціммерман і Сільвер [75] запропонували RF-версію SQUID з одним переходом, що спростила виробництво при незначній втраті чутливості.

В режимі SQUID-VSM зразок здійснює механічні осциляції з амплітудою 0,1–8 мм відносно надпровідного градієнтометра другого порядку. Зміна магнітного потоку через котушки градієнтометра, викликана рухом зразка, передається на SQUID через трансформатор потоку і перетворюється у напругу відгу-

ку V_{SQUID} [22, 73]. Диференціальна конфігурація градієнтметра суттєво пригнічує фонові шуми та дрейф, що є ключовою перевагою перед класичним DC-скануванням [73].

Індукований сигнал реєструється методами синхронного детектування, де опорною є частота осциляцій зразка. Калібрування здійснюється за еталонними зразками з відомим магнітним моментом.

2.2.2.2 Установка Quantum Design MPMS 3

Установка MPMS 3 [22] оснащена надпровідним соленоїдом з охолодженням парами гелію та гібридним цифро-аналоговим джерелом живлення магніту. Для швидкого перемикавання між режимами зарядки та стабільного поля використовується запатентований надпровідний елемент QuickSwitch™, що змінює стан менш ніж за одну секунду. Система обладнана інтегрованим магнітним екраном.

Основні технічні характеристики MPMS 3 у режимі SQUID-VSM наведено в табл. 2.2.

Таблиця 2.2 — Технічні характеристики Quantum Design MPMS 3 у режимі SQUID-VSM [22]

Параметр	Значення
Діапазон температур	1,8–400 К
Швидкість охолодження	30 К/хв (300 К → 10 К)
Стабільність температури	$\pm 0,5\%$
Точність температури	$\pm 1\%$ або $\pm 0,5$ К
Діаметр камери зразка	9 мм
Діапазон полів	± 7 Тл
Швидкість зміни поля	4–700 Е/с
Залишкове поле	~ 5 Е
Чутливість ($H \leq 2500$ Е)	$< 1 \times 10^{-8}$ еме
Чутливість ($H > 2500$ Е)	$< 8 \times 10^{-8}$ еме
Максимальний момент	> 100 еме
Амплітуда осциляцій	0,1–8 мм

Чутливість режиму SQUID-VSM ($< 10^{-8}$ еме) у п'ять разів перевищує чутливість стандартного DC-сканування того ж приладу та на порядок перевищує характеристики попереднього покоління MPMS XL [22, 73]. Вимірювання відбуваються у більш однорідній зоні температури та магнітного поля, що зменшує систематичні похибки при температурних залежностях.

У даній роботі вимірювання методом SQUID-VSM проводились у діапазоні

температур 200–400 К — в околі фазового переходу $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$ — та у полях до ± 200 мТл для отримання повних петель гістерезису. Крок за температурою становив 10–20 К, при кожній температурі перед вимірюванням здійснювалась стабілізація протягом не менше 2 хвилин. Зразки поміщались на кварцовий тримач для мінімізації магнітного фону та забезпечення електричної ізоляції.

2.2.3 Літографія та транспортні вимірювання

Для електричних вимірювань магнетоопору суцільні плівки $\text{Fe}(2)/\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}(0,9)/\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}(2)$ були розмічені у смуги довжиною 300 мкм із різними значеннями ширини (9, 7 та 4 мкм) методом стандартної УФ-літографії з подальшим реактивним іонним травленням пучком Ar^+ [20].

Процес літографії складався з двох послідовних кроків. На першому кроці на зразок наносився двошаровий фоторезист: підшар LOL2000 (зшивання при 140 °C, 5 хв) та позитивний фоторезист S1813 (зшивання при 115 °C, 2 хв). Після УФ-експонування (19 мВт/см², 3 с) через маску із профілем смуги та проявлення в розчиннику MF-319 (40–50 с) відкриті ділянки плівки видалялись іонним травленням Ar^+ . Залишки резисту видалялись у розчиннику mr-700. На другому кроці аналогічний процес нанесення двошарового резисту повторювався для формування контактних майданчиків. Після УФ-експонування через маску контактів та прояву в MF-319 у відкриті вікна резисту методом електронно-променевого випаровування осаджувались контактні майданчики $\text{Cr}(5 \text{ нм})/\text{Au}(125 \text{ нм})$ [23].

Вимірювання магнетоопору проводились у стандартній магнетотранспортній конфігурації двопровідним методом: через смугу пропускався постійний струм, а падіння напруги на зразку вимірювалось як функція прикладеного магнітного поля.

2.2.4 Установка для вимірювання магнетоопору

Вимірювання магнетоопору на наносмужках проводились на установці, схема якої показана на рис. 2.4. Постійне магнітне поле створювалось парою електромагнітів, розміщених на поворотному столику з кроковим двигуном, що забезпечує прецизійне кутове позиціонування зразка відносно поля. Керування кроковим двигуном здійснювалось з комп'ютера через відповідний драйвер. Як джерело живлення електромагнітів використовувався блок потужністю 1 кВт КЕРСО ВОР 100-10MG з максимальною напругою 100 В та максимальним струмом 10 А.

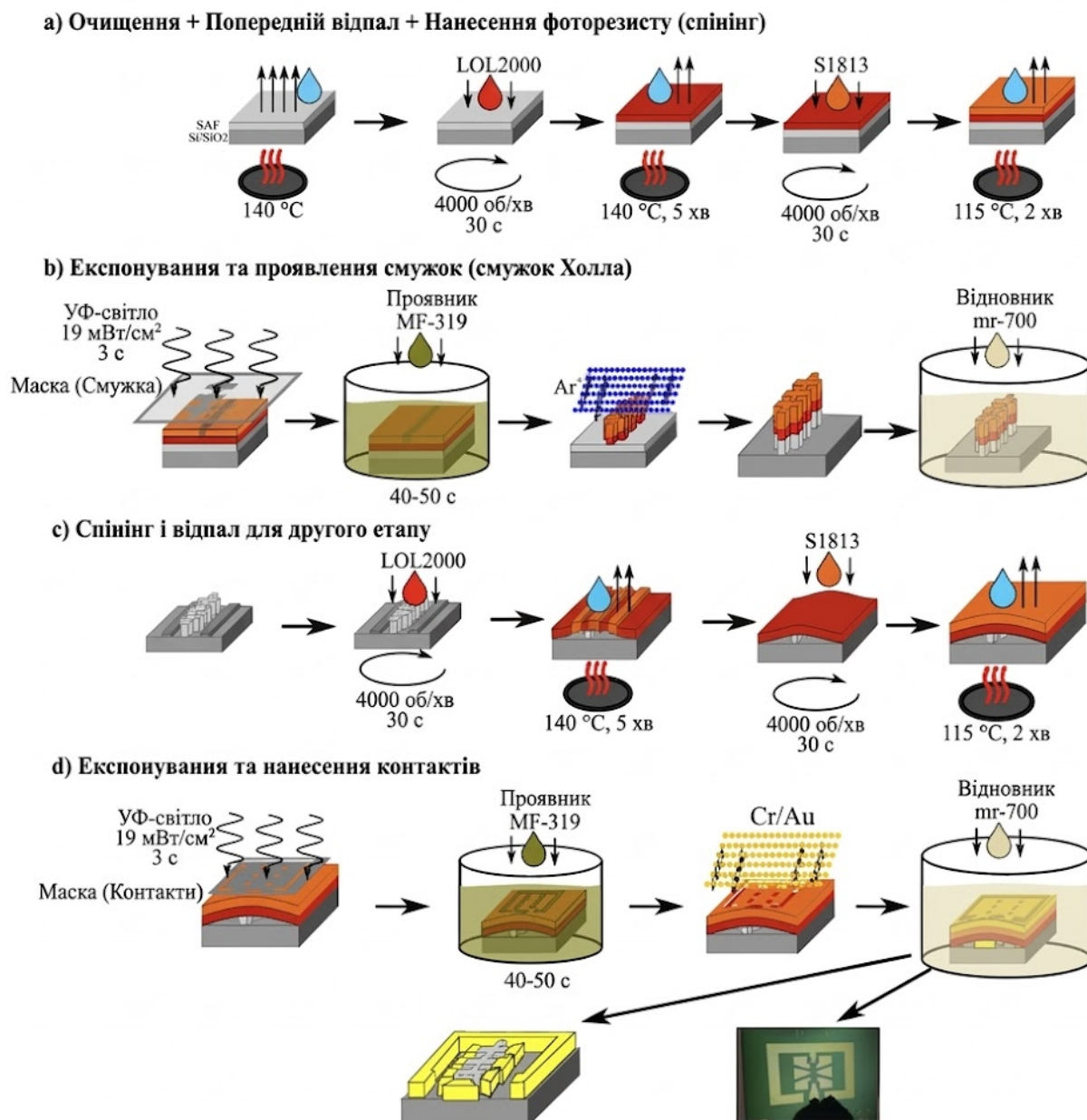


Рисунок 2.3 — Процес літографії, що використовується для структурування нанесених суцільних плівок у холлівські містки та смужки (як приклад показано формування холлівського містка) для електричних вимірювань. Етапи а) та в) відповідають загальній підготовці зразка та нанесенню фоторезисту, а б) та г) — експонуванню, проявленню, напиленню, іонному травленню та вибуховій літографії (lift-off). На рис. б) показано частину процесу, пов'язану з формуванням самого холлівського містка, а на г) — етап виготовлення контактів [23]

Величина магнітного поля контролювалась датчиком Холла, розміщеним безпосередньо перед полюсом електромагніту, підключеним до тесламетра FM3002 від Projekt Elektronik GmbH.

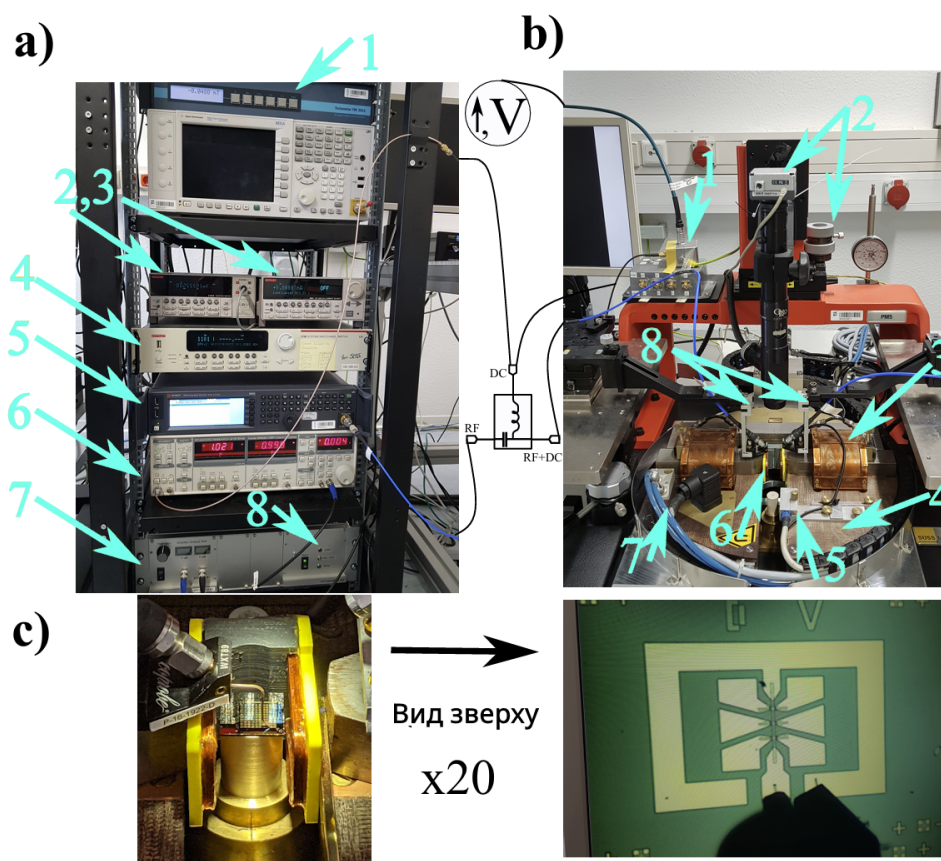


Рисунок 2.4 — Фотографії установки для вимірювання магнетоопору. а) 1 — тесламетр, 2 — нановольтметр, 3 — джерело струму, 4 — комутаційний блок, 5 — генератор ВЧ-сигналу, 6 — синхронний детектор (lock-in), 7 — підсилювач для модуляційних котушок, 8 — драйвер крокового двигуна. б) 1 — додатковий електричний блок, 2 — мікроскоп та маніпулятор для його позиціонування, 3 — електромагніти, 4 — поворотний столик, 5 — датчик Холла, 6 — модуляційні котушки, 7 — з'єднання електромагніту з блоком живлення (білий кабель з чорним роз'ємом) та система водяного охолодження електромагніту (сині кабелі), 8 — драйвер крокового двигуна. в) Крупний план зразка (ліве зображення) та збільшений вигляд зверху через мікроскоп досліджуваного пристрою [23].

Електричний контакт до металевих смужок на чипі здійснювався за допомогою високочастотних металевих зондів виробництва GGB Industries в конфігурації Ground-Signal-Ground (GSG) або Signal-Ground (SG). Зонди позиціювались над зразком за допомогою пари мікроманіпуляторів, розміщених над поворотним столиком. Для спостереження за процесом контактування використовувався оптичний мікроскоп.

У конфігурації для вимірювання магнетоопору зонди підключались через bias-tee до нановольтметра Keithley 2182A та джерела постійного струму Keithley 6221, що формували двопровідну схему вимірювання. Через смужку пропускався постійний струм, а падіння напруги вимірювалось як функція прикладе-

ного магнітного поля. Всі прилади підключались до матричної карти цифрового мультиметра Keithley 3706, що використовувався як комутатор, та керувались з персонального комп'ютера через інтерфейси GPIB та USB за допомогою програм LabView, що забезпечувало повну автоматизацію вимірювального процесу.

Висновки до розділу 2

1. Багатошарові структури $\text{Fe}(2)/\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}(0,9)/\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}(2)$ виготовлено методом DC-магнетронного розпилення на установці AJA International Orion при базовому тиску $2\text{--}5 \times 10^{-8}$ Торр на підкладках нелегованого Si(100). Шари розбавленого сплаву $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$ отримано методом спільного розпилення з окремих мішеней Fe та Cr із роздільним керуванням потужністю; склад контролювався через попередньо відкалібровані швидкості осадження кожного компонента.
2. Якість інтерфейсів Fe/Cr забезпечувалась високим вакуумом та процедурою попереднього розпилення мішеней. Товщини шарів контролювались малокутовою рентгенівською рефлектометрією (XRR), кристалічна структура — рентгенівською дифракцією (XRD), а магнітні параметри підтверджувались SQUID-магнітометрією та феромагнітним резонансом. Відзначено можливість магнітного композиційного розшарування в тонких плівках $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$, що враховувалось при інтерпретації результатів.
3. Статичні магнітні властивості досліджувались двома методами: кімнатно-температурною VSM та SQUID-VSM (Quantum Design MPMS 3) у діапазоні температур 200–400 К та полів до ± 200 мТл. Чутливість SQUID-VSM ($< 10^{-8}$ еме) забезпечила надійну реєстрацію слабких магнітних сигналів тонкоплівкових структур із загальною товщиною магнітних шарів ~ 5 нм.
4. Для магнетотранспортних вимірювань суцільні плівки структуровано в мікросмужки довжиною 300 мкм та шириною 9, 7 і 4 мкм методом двоетапної УФ-літографії з реактивним іонним травленням. Контактні майданчики Cr(5)/Au(125) нм виготовлено електронно-променевим випаровуванням з lift-off. Вимірювання магнетоопору проводились двопровідним методом у геометрії $H \parallel I$ з використанням нановольтметра Keithley 2182A та джерела струму Keithley 6221 при повній автоматизації через LabView.

РОЗДІЛ 3

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ

У цьому розділі наведено результати експериментальних досліджень статичних магнітних та магнетотранспортних властивостей структур $\text{Fe}(2)/\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}(0,9)/\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}(2)$ з різним вмістом заліза в розбавленому прошарку ($x = 17,5; 20$ та 21 ат.%). Дослідження проводились методами вібраційної магнітометрії з використанням СКВІД-детектора (SQUID-VSM), а також вимірюванням магнетоопору на мікросмужках, виготовлених літографічно.

3.1 Досліджувані зразки

Для систематичного дослідження впливу концентрації заліза на температуру Кюрі розбавленого спейсера та, відповідно, на температуру перемикання Кюрі-перемикача були виготовлені три серії зразків (табл. 3.1), що відрізняються складом прошарку $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$ при однаковій архітектурі решти стеку.

Всі три зразки мають однакову структуру $\text{Fe}(2)/\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}(0,9)/\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}(2)$ (товщини в нм) і відрізняються лише концентрацією заліза x в розбавленому прошарку (табл. 3.1). d_{VSM} — геометричний розмір фрагмента, відібраного для магнітометричних вимірювань; d_{MR} — розмір фрагмента, відібраного для патернізації в мікросмужки та подальшого вимірювання транспортних характеристик.

Таблиця 3.1 — Досліджувані зразки

Зразок	x , ат.%	d_{VSM} , мм ²	d_{MR} , мм ²
NFC17	17,5	5×6	5×15
NFC20	20	5×7	7×10
NFC21	21	5×6	$\sim 10 \times 12$

Всі структури виготовлено методом DC-магнетронного розпилення на установці AJA International Orion на підкладках нелегованого Si(100), попередньо очищених іонним травленням Ar^+ , за методикою, описаною в Розділі 2. Шари розбавленого сплаву $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$ осаджувались методом спільного розпилення з окремих мішеней Fe та Cr з роздільним керуванням потужністю. Склад контролювався через попередньо відкалібровані швидкості осадження кожного компонента [17].

Від кожного зразка відділено два фрагменти. Один для магнітометричних вимірювань, інший для літографічного формування мікросмужок та магнетотransпортних досліджень [20].

3.2 Магнітометричні вимірювання при кімнатній температурі

Для первинної характеристики магнітних властивостей та встановлення наявності або відсутності внутрішньоплощинної магнітної анізотропії виміряно петлі гістерезису всіх трьох зразків при кімнатній температурі ($T = 297$ K) для двох орієнтацій зовнішнього поля: $\theta = 0^\circ$ та $\theta = 90^\circ$ відносно довгої осі зразка. Вимірювання проводились на кімнатнотемпературній установці VSM.

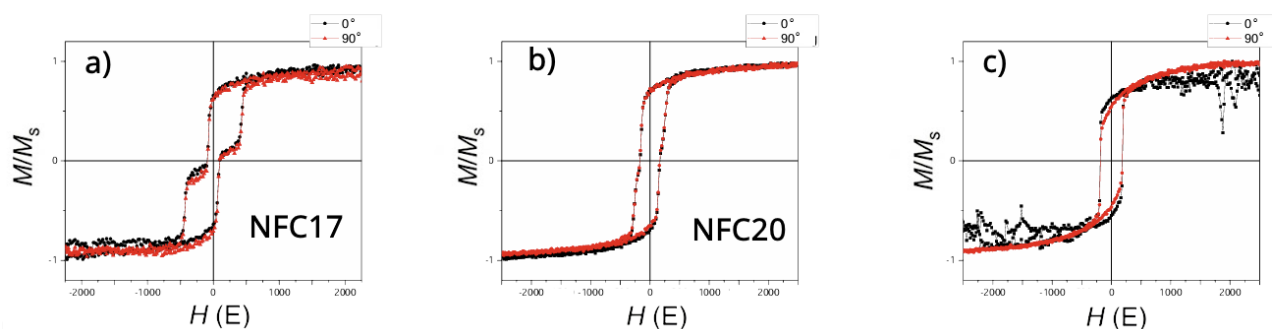


Рисунок 3.1 — Нормовані петлі гістерезису зразків NFC17, NFC20 та NFC21 при кімнатній температурі для двох кутів прикладення магнітного поля в площині зразка (0° — чорні крапки, 90° — червоні крапки). Поле вимірюється в Ерстедах.

На рис. 3.1 наведено результати вимірювань. Для зразка NFC17 петлі при обох кутах практично збігаються за формою, коерцитивною силою ($H_c \approx 250$ E ≈ 25 мТл) та полем насичення. Аналогічна поведінка спостерігається і для зразка NFC20: криві при 0° та 90° невідрізнуювані в межах похибки вимірювання. Це свідчить про обертання легкої вісі анізотропії в площині зразка, що є характерним для полікристалічних плівок, осаджених без прикладення поля під час росту.

Зразок NFC21 також не демонструє суттєвої відмінності між петлями при двох кутах, проте при $\theta = 90^\circ$ помітне зростання шуму в полях, близьких до насичення ($|H| > 1500$ E), а також дещо менші значення нормованої намагніченості в тих же полях. Ці відмінності можуть бути зумовлені іррегулярною формою зразка NFC21 ($\sim 10 \times 12$ мм²), яка вносить додатковий внесок анізотропії форми, або нерівномірністю осадження при підвищеній концентрації заліза в розбавленому шарі.

Відсутність помітної одновісної анізотропії у зразках NFC17 та NFC20 є принциповою для інтерпретації результатів: вона вказує на те, що магнітна поведінка структури в площині зразка є ізотропною. Це узгоджується з моделлю обертальної анізотропії [24], за якої вісь легкого намагнічування не фіксована відносно кристалографічних осей, а переорієнтовується в напрямку останнього прикладеного поля насичення. Фізично це означає, що при кожному циклі перемагнічування напрямок легкої осі визначається полем, в якому зразок був попередньо насичений.

Можливими причинами виникнення обертальної анізотропії є: дрібнозерниста полікристалічна мікроструктура шарів Fe з розмірами зерен, порівнянними з обмінною довжиною; обмінна взаємодія на інтерфейсі Fe/Cr з антиферомагнітним хромом; та особливості доменної структури, що формується в тонких полікристалічних шарах [24]. Цей результат враховується при теоретичному моделюванні в Розділі 4, де замість фіксованої одновісної анізотропії використовується обертальна.

3.3 Температурозалежні SQUID-VSM вимірювання

3.3.1 Визначення температури перемикавання для різних концентрацій

Для визначення температури перемикавання Кюрі-перемикача залежно від складу спейсера проведено вимірювання петель гістерезису всіх трьох зразків методом SQUID-VSM (Quantum Design MPMS 3 [22]) в діапазоні температур 200–400 K з кроком 20 K. Магнітне поле прикладалось в площині зразка.

На рис. 3.2 наведено петлі гістерезису для характерних температур. Для зразка NFC17 показано криві при 280, 320 та 360 K; для NFC20 при 240, 330 та 360 K; для NFC21 при 320, 340 та 380 K. Незважаючи на різний склад спейсера, всі три зразки демонструють якісно однакову еволюцію петель з температурою. При найнижчих показаних температурах петля має вигляд, характерний для ФМ-зв'язаної системи: ненульова залишкова намагніченість, характер перемагнічування. При проміжних температурах з'являється майданчик з близьким до нуля магнітним моментом, що свідчить про стабілізацію АФМ-зв'язку в деякому діапазоні полів. При найвищих температурах АФМ-РККІ домінує вже при нульовому полі.

Температура, при якій залишкова намагніченість при нульовому полі зникає, визначає ефективну температуру Кюрі розбавленого прошарку:

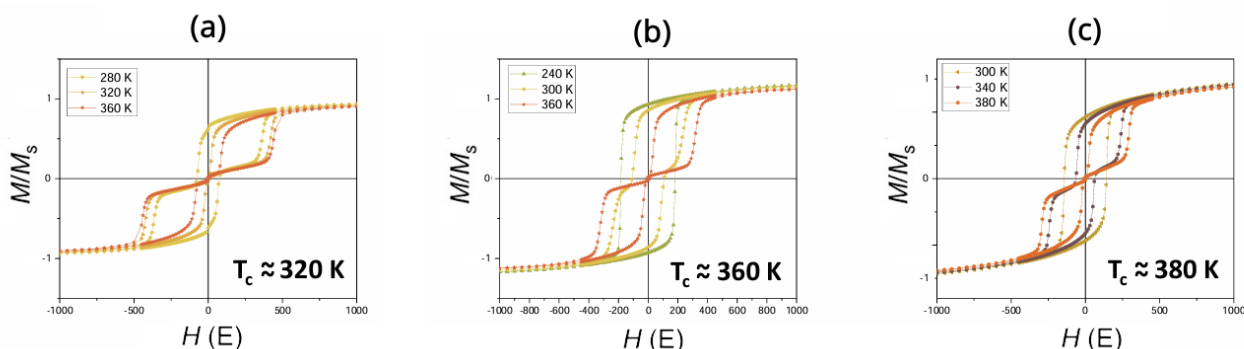


Рисунок 3.2 — Петлі гістерезису зразків NFC17 (ліворуч), NFC20 (центр) та NFC21 (праворуч), виміряні методом SQUID-VSM при характерних температурах. Для кожного зразка показано петлі нижче, поблизу та вище ефективної температури Кюрі розбавленого прошарку. Оцінені температури перемикавання: $T_C \approx 325$ К, $T_C \approx 360$ К та $T_C \approx 380$ К відповідно.

1. $T_C \approx 320$ К для $x = 17,5$ ат.% (NFC17);
2. $T_C \approx 360$ К для $x = 20$ ат.% (NFC20);
3. $T_C \approx 380$ К для $x = 21$ ат.% (NFC21).

Зростання T_C з концентрацією заліза узгоджується з фазовою діаграмою об'ємних сплавів $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$, де температура феромагнітного впорядкування монотонно зростає з вмістом Fe [36, 38]. Проте абсолютні значення T_C у тонкоплівкових структурах є суттєво вищими за об'ємні ($T_C \approx 0$ для $x = 17,5$ ат.% в об'ємному стані). Це зумовлено ефектом обмінної близькості з сусідніми феромагнітними шарами Fe, які створюють ефективне молекулярне поле, що стабілізує феромагнітний порядок у тонкому шарі сплаву при значно вищих температурах, ніж у об'ємному зразку [17].

Зразок NFC17, що має найнижчу T_C серед досліджуваних, обрано для подальших детальних вимірювань. Його $T_C \approx 320$ К лежить лише на ~ 25 К вище кімнатної температури, що уможлиблює перемикання за допомогою помірного джоулевого нагрівання в мікросмужках [20].

3.3.2 Детальне дослідження зразка NFC17

3.3.2.1 Еволюція петель гістерезису з температурою

Для кількісного опису переходу від ФМ до АФМ міжшарового зв'язку проведено вимірювання петель гістерезису зразка NFC17 при 15 значеннях темпера-

тури в діапазоні 200–400 К з кроком 10–20 К. Для кожної температури перед вимірюванням проводилась стабілізація протягом не менше 2 хвилин. Повна петля вимірювалась починаючи з насичення при високому полі ($\mu_0 H \sim 200$ мТл).

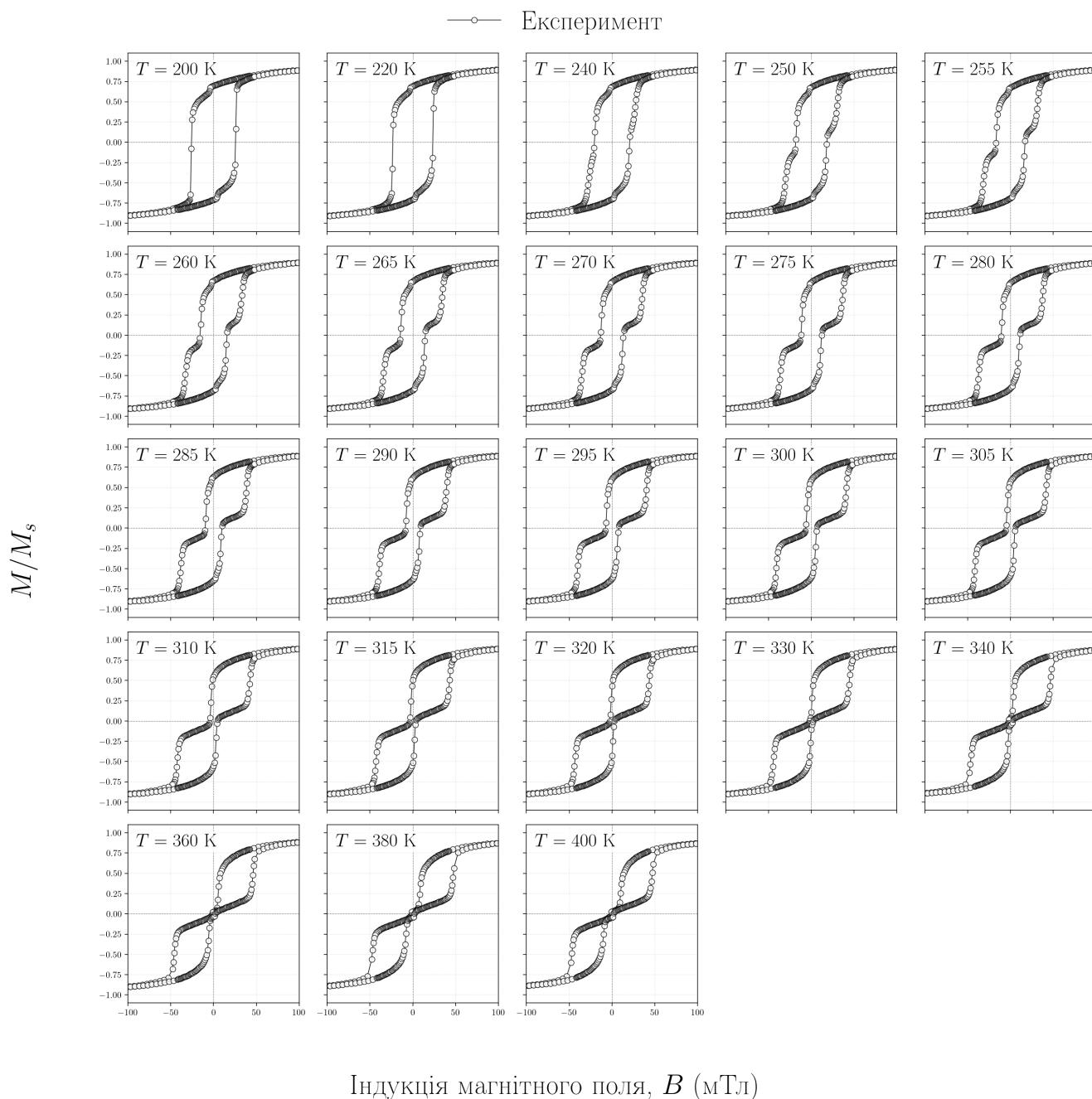


Рисунок 3.3 — Нормовані петлі гістерезису зразка NFC17 в залежності від температури ($T = 200\text{--}400$ К). При $T \leq 240$ К --- типова ФМ-петля з ненульовою залишковою намагніченістю. З $T \approx 240$ К виділяється майданчик антипаралельної фази, що зміщується до нульового поля зі зростанням температури. При $T \approx 325$ К майданчик формується при нульовому полі --- типова АФМ-петля; при подальшому нагріванні петлі роз'їжджаються, залишкова намагніченість зникає ($T = 400$ К).

На рис. 3.3 наведено нормовані петлі при характерних температурах.

При $T = 200$ К (рис. 3.3(b)) петля має форму, типову для ФМ-зв'язаних систем, з чітким перемагнічуванням при $|\mu_0 H_c| \approx 25$ мТл. Цю коерцитивну силу зумовлено переважно магнітокристалічною анізотропією шарів Fe та центрами закріплення на полікристалічних інтерфейсах [24]. Залишкова намагніченість $m_r/m_s \approx 0,75$, що нижче за одиницю. Це свідчить про скошену магнітну конфігурацію при нульовому полі: кут між моментами двох шарів Fe є відмінним від нуля, що зумовлено ненульовою біквадратичною складовою обмінного зв'язку J_2 [49].

Характерною особливістю петель у феромагнітній фазі ($T < 280$ К) є різкий стрибок (сплеск) намагніченості при полі перемикання. Цей стрибок відповідає кооперативному перемиканню моментів обох шарів Fe, синхронізованому завдяки прямому обмінному зв'язку через феромагнітний прошарок Fe_{17,5}Cr_{82,5}.

При $T = 250$ К (рис. 3.3(c)) в околі нульового поля починає формуватись вузький майданчик з близьким до нуля значенням моменту, що вказує на початок конкуренції між прямим ФМ-обміном та непрямим АФМ-РККІ. Стрибок намагніченості при перемиканні стає менш вираженим, а коерцитивна сила знижується.

При $T = 295$ К (рис. 3.3(d)) майданчик нульового моменту є вже чітко вираженим і займає діапазон полів $\sim 10\text{--}40$ мТл. В цьому діапазоні антипаралельна конфігурація моментів шарів Fe є стабільною. Залишковий момент $m_r/m_s \approx 0,15$, що відповідає початку переходу в АФМ-зв'язаний стан.

При $T = 360$ К (рис. 3.3(e)) антиферомагнітний РККІ-зв'язок домінує і при нульовому полі, $m_r/m_s \approx 0$. Форма петлі є характерною для синтетичного антиферомагнетика: перемагнічування відбувається двостадійно, з послідовним перемиканням моментів окремих шарів Fe.

3.3.2.2 Температурна залежність залишкової намагніченості

На рис. 3.4 представлено температурну залежність нормованого залишкового моменту m_r/m_s , побудовану за значеннями, витягнутими з повних петель гістерезису при кожній температурі. При низьких температурах ($T \leq 240$ К) залишковий момент залишається високим ($m_r/m_s \approx 0,7$), що відповідає ФМ-зв'язку між шарами Fe з певним скошуванням, зумовленим біквадратичним обміном. В діапазоні 240–325 К спостерігається поступове зменшення m_r , що відображає наростання конкуренції між ФМ- та АФМ-компонентами обміну. Вище $T_C \approx 325$ К залишковий момент різко падає до нуля, і структура переходить у стан із доміну-

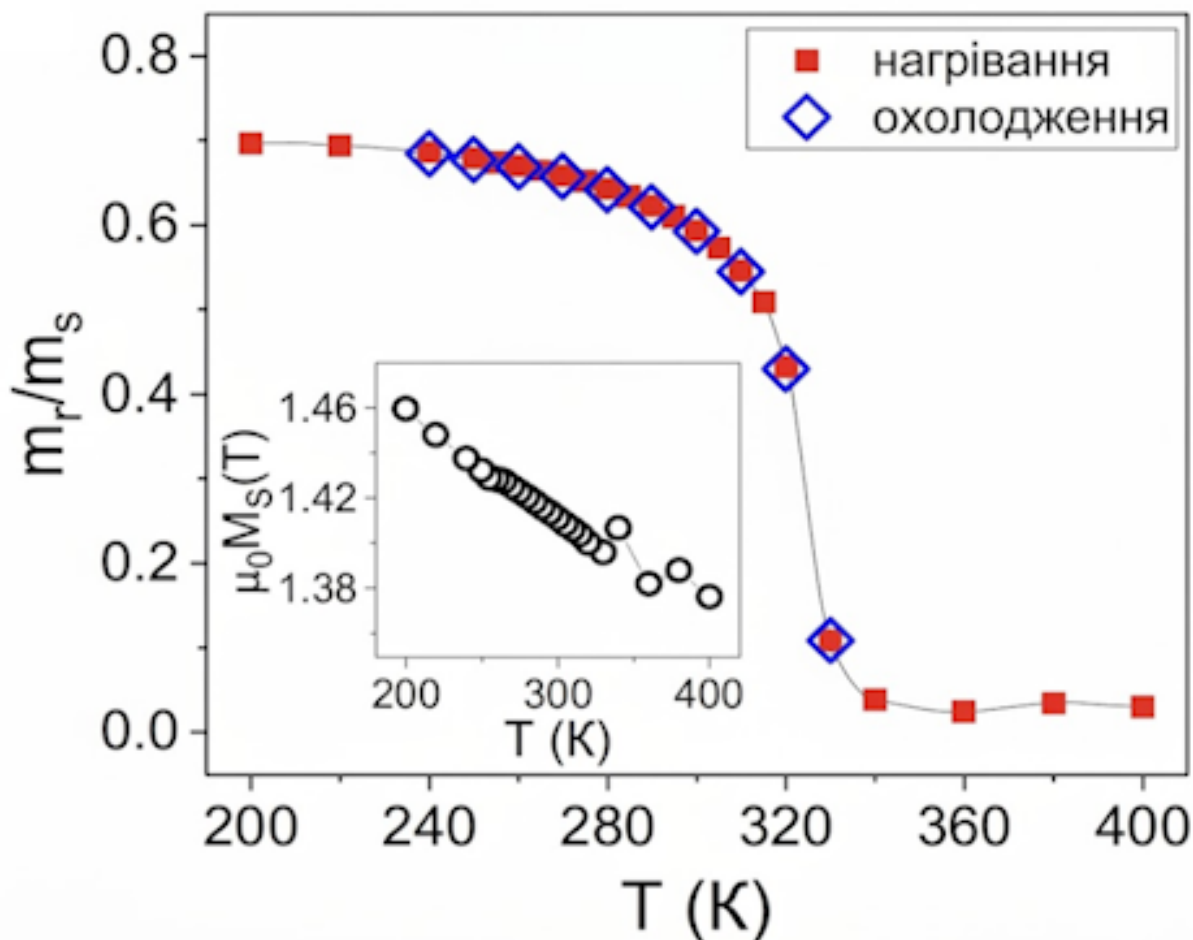


Рисунок 3.4 — Нормований залишковий магнітний момент m_r/m_s зразка NFC17 як функція температури. Червоні квадрати — дані, отримані при нагріванні; сині ромби — при охолодженні. Збіг обох кривих свідчить про відсутність температурного гістерезису. На вставці — намагніченість насичення $\mu_0 M_s(T)$.

ванням непрямого АФМ-РККІ зв'язку.

Залежність $m_r(T)$, виміряна при нагріванні (червоні квадрати на рис. 3.4), збігається із залежністю, отриманою при охолодженні (сині ромби). Відсутність температурного гістерезису свідчить про повну оборотність переходу і підтверджує, що перемикавання між ФМ та АФМ станами є рівноважним процесом, зумовленим фазовим переходом другого роду в розбавленому прошарку [20].

Намагніченість насичення $\mu_0 M_s$ слабо змінюється в досліджуваному діапазоні (вставка на рис. 3.4): від $\mu_0 M_s \approx 1,46$ Тл при 200 К до $\mu_0 M_s \approx 1,38$ Тл при 400 К (зміна менше 6%). Ця відносна стабільність дозволяє вважати зовнішні шари Fe практично незмінними і однозначно пов'язати спостережуваний перехід з температурною зміною ефективного міжшарового обміну внаслідок ФМ-ПМ пе-

реходу в прошарку $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$ [20].

3.4 Магнетотранспортні вимірювання

Розглянемо фізичний механізм, що лежить в основі транспортних властивостей Кюрі-перемикача. На рис. 3.5 показано схему спін-залежного розсіювання електронів, що проходять через структуру $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}/\text{Cr}/\text{Fe}$ нижче та вище температури Кюрі розбавленого прошарку [20].

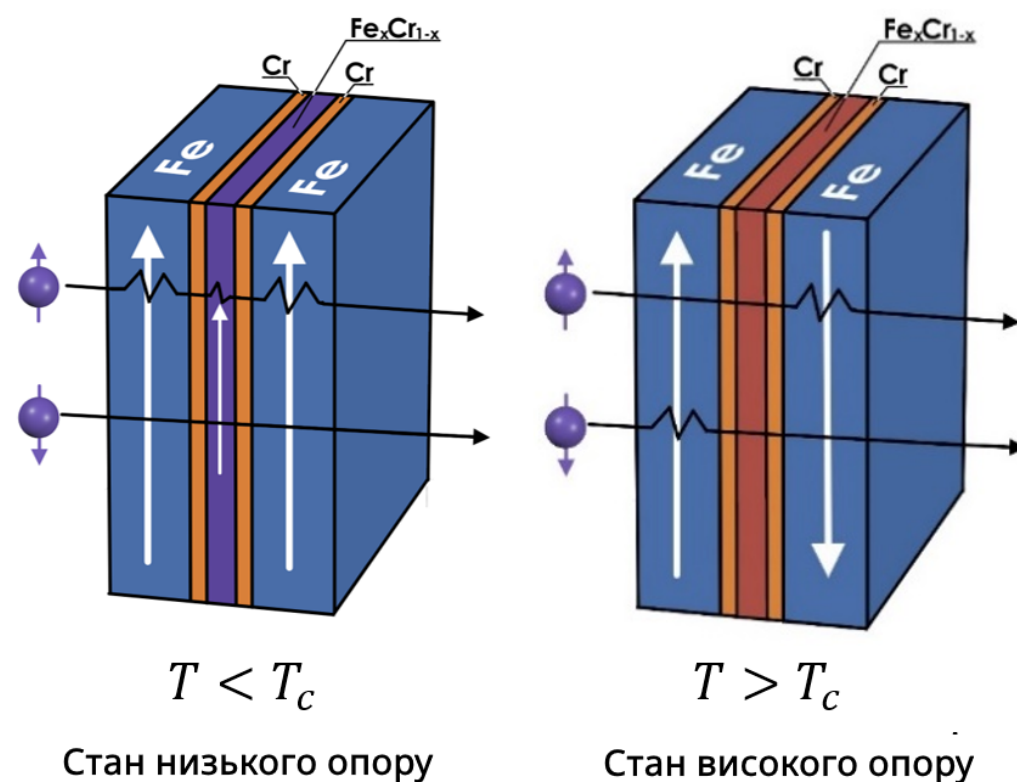


Рисунок 3.5 — Схема спін-залежного електронного транспорту через мультишарову структуру $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}/\text{Cr}/\text{Fe}$ з термічно керованим міжшаровим обміном. (а) Нижче T_C прошарок $\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}$ є феромагнітним, що забезпечує паралельну орієнтацію шарів Fe та стан низького опору. (б) Вище T_C прошарок є парамагнітним, встановлюється АФМ-РККІ зв'язок та стан високого опору. За [20].

Нижче T_C (рис. 3.5(a)) прошарок $\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}$ є феромагнітно впорядкованим, що забезпечує непрямий ФМ-зв'язок із сусідніми шарами Fe через РККІ. Внаслідок цього всі магнітні шари структури орієнтовані паралельно (П-стан). У такий конфігурації, згідно з резисторною моделлю спінового вентиля [51], електрони зі спіноювою поляризацією, паралельною до намагніченості шарів, проходять через структуру з мінімальним розсіюванням, утворюючи замкнений коротко канал

провідності. Це відповідає стану низького опору.

З підвищенням температури прошарок $\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}$ зазнає фазового переходу другого роду і стає парамагнітним при $T > T_C$ (рис. 3.5(b)). При нульовому магнітному полі між шарами Fe встановлюється антиферомагнітний непрямої РККІ-зв'язок, і їхні моменти орієнтуються антипаралельно (АП-стан). У цій конфігурації електрони обох спінових поляризацій зазнають значного розсіювання: електрон, що вільно проходить через один шар Fe (зі сприятливою орієнтацією спіну), сильно розсіюється на іншому шарі Fe (з протилежною намагніченістю). <<Короткозамкнений>> канал зникає, і структура переходить у стан високого опору [20].

Описана концепція є однаково справедливою для обох геометрій транспорту — СІР (струм в площині шарів) та СРР (струм перпендикулярний площині). Вона уможливорює безпольове термічне керування магнетотранспортом у мультишарових структурах на основі $\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}$: стан опору структури визначається її міжшаровим магнітним зв'язком, який, у свою чергу, контролюється температурою. Для практичної реалізації такого керування при кімнатній температурі використовується джоулеве нагрівання електричним струмом, що пропускається через структуру [20].

3.4.1 Формування мікросмужок

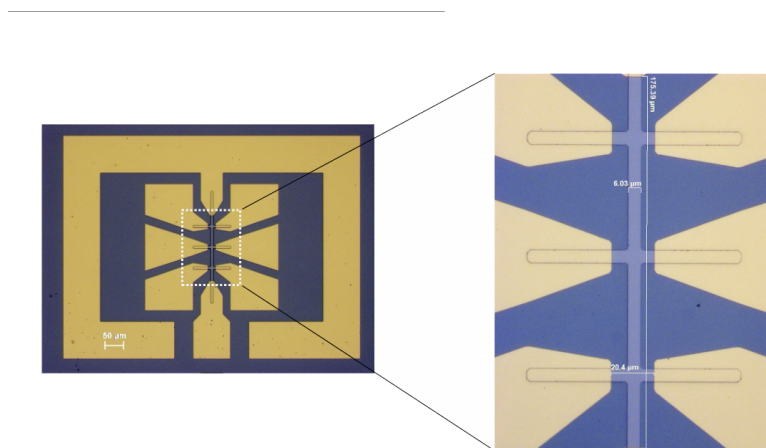


Рисунок 3.6 — Процес літографії, що використовується для структурування нанесених суцільних плівок у мікросмужки для електричних вимірювань [23].

За методикою, описаною в Розділі 2, для електричних вимірювань магнетоопору суцільні плівки зразків розмічено в смуги довжиною 300 мкм із трьома різними значеннями ширини: $w = 9, 7$ та 4 мкм. Опір готових смужок при

кімнатній температурі та малому вимірювальному струмі ($I_{dc} = 1$ мА) становив: $R \approx 3,5$ кОм для $w = 9$ мкм, $R \approx 4,1$ кОм для $w = 7$ мкм та $R \approx 5,9$ кОм для $w = 4$ мкм. Зростання опору з зменшенням ширини узгоджується з очікуваним геометричним масштабуванням $R \propto 1/w$ для провідника фіксованої довжини та товщини, що відомо з класичних робіт Фукса [76] та Зондгаймера [77].

3.4.2 Петлі магнетоопору при кімнатній температурі

Вимірювання магнетоопору проводились двопровідним методом при кімнатній температурі ($T \approx 297$ К) у геометрії $H \parallel I_{dc}$ (поле прикладене вздовж смужки). Через смужку пропускався постійний струм I_{dc} , а падіння напруги реєструвалось як функція прикладеного магнітного поля. Вимірювання проводились на установці, що описана в Розділі 2.

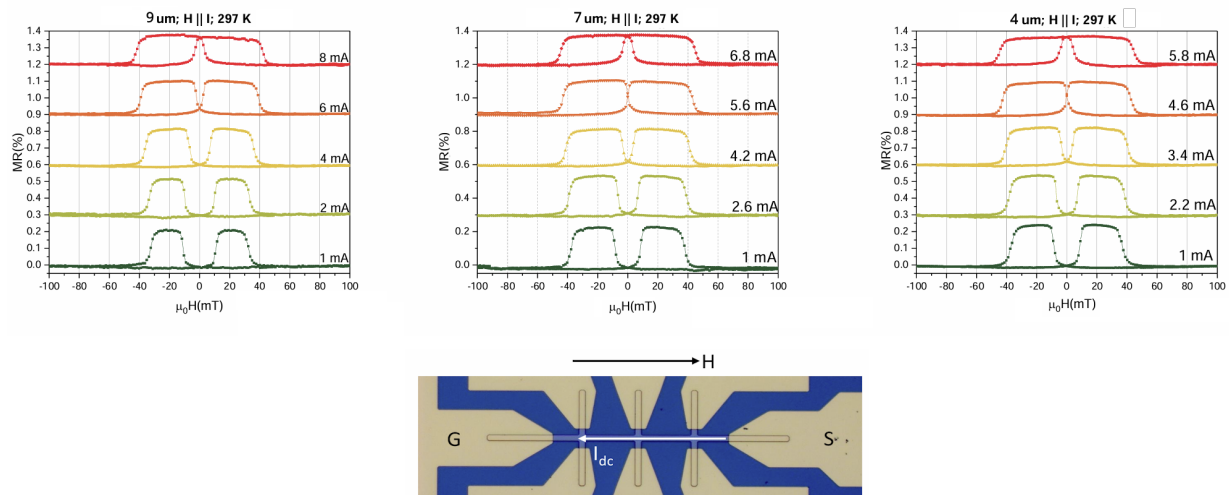


Рисунок 3.7 — (а) Петлі магнетоопору смужки шириною 7 мкм при $H \parallel I_{dc}$ для різних значень постійного струму (петлі зміщені на 0,4% для наочності). (б) Магнетоопір при нульовому полі як функція постійного струму I_{dc} для смуг шириною 9, 7 та 4 мкм.

На рис. 3.7(а) показано петлі магнетоопору (МО), виміряні на смужці шириною 7 мкм. У геометрії $H \parallel I_{dc}$ зміна опору зумовлена переважно ефектом ГМО в спіновому вентилі Fe/Cr/Fe_{17,5}Cr_{82,5}/Cr/Fe з незначним внеском анізотропного магнетоопору (АМО) шарів Fe [20].

При малому вимірювальному струмі $I_{dc} = 1$ мА (верхня крива) форма петлі МО відтворює магнітометричну петлю, виміряну при $T = 295$ К (рис. 3.3(d)): спостерігаються два майданчики з максимальним значенням МО, що відповідають діапазонам полів, де домінує антиферромагнітний РККІ і стабілізується антипара-

лельна конфігурація шарів Fe. Поля перемикавання $\Pi \rightarrow \text{АП}$ та $\text{АП} \rightarrow \Pi$ становлять ± 10 та ± 40 мТл відповідно, що добре узгоджується з даними магнітометрії.

З підвищенням I_{dc} ширина майданчика високого опору зростає. Фізично це зумовлено нагріванням зразка джоулевим теплом струму: підвищення температури вище T_C спейсера послаблює прямий ФМ-обмін і підсилює непрямий АФМ-РККІ, що зсуває поле $\Pi \rightarrow \text{АП}$ до менших значень, а поле $\text{АП} \rightarrow \Pi$ — до більших. При критичному струмі $I_C = 5,4$ мА поле $\Pi \rightarrow \text{АП}$ досягає нуля, а при вищих струмах стає додатним. Це означає, що при $I_{dc} > I_C$ антипаралельна конфігурація є стабільною при нульовому зовнішньому полі [20].

Максимальне значення МО при нульовому полі для стану АП становить $\approx 0,2\%$ для всіх трьох ширин смужок, що типово для ефекту ГМО в структурах Fe/Cr [20].

На рис. 3.7(b) наведено залежність МО при нульовому полі від постійного струму для смуг шириною 9, 7 та 4 мкм. Зростання критичного струму зі збільшенням ширини смужки є прямим наслідком геометрії: ширша смужка при тому ж струмі має меншу густину струму і, відповідно, меншу потужність джоулевого нагрівання на одиницю площі перерізу. Якщо б причиною переходу був ефект переносу спінового моменту, критична густина струму мала б бути однаковою для всіх ширин, а критичний струм масштабувався б лінійно з шириною. Спостережувана залежність цьому не відповідає, що однозначно підтверджує джоулевий механізм перемикавання [20].

3.4.3 Кутова залежність магнетоопору: розділення ГМО та АМО для смужок

Для кількісного розділення внесків ГМО та АМО у вимірюваний сигнал проведено вимірювання магнетоопору смужки шириною 7 мкм ($R \approx 4,1$ кОм) при трьох орієнтаціях зовнішнього поля відносно напрямку струму: $\theta = 0^\circ$ ($H \parallel I$), $\theta = 45^\circ$ та $\theta = 90^\circ$ ($H \perp I$). Вимірювання проводились при фіксованому I_{dc} , достатньому для стабілізації АП-стану при нульовому полі.

На рис. 3.8 представлено результати вимірювань. При $\theta = 0^\circ$ ($H \parallel I$) петля МО демонструє два різких піки опору при полях перемикавання, зумовлених ефектом ГМО: перехід між Π - та АП-конфігураціями супроводжується стрибком опору $\Delta R \approx 8$ Ом на фоні базового $R \approx 4119$ Ом. Поза полями перемикавання опір є практично сталим, оскільки в геометрії $H \parallel I$ обертання намагніченості шарів

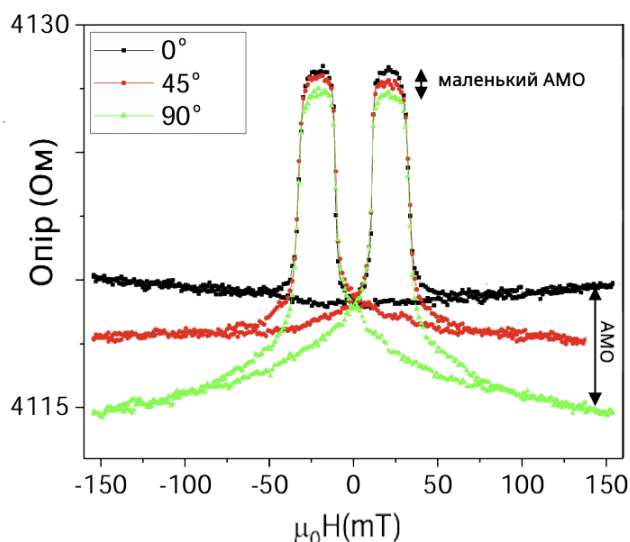


Рисунок 3.8 — Магнетоопір смужки шириною 7 мкм як функція прикладеного магнітного поля для трьох кутів між полем та струмом: 0° (чорні крапки), 45° (червоні крапки) та 90° (зелені крапки). Стрілками позначено малий АМО в антипаралельному стані та значно більший АМО в паралельному стані.

Fe при зміні поля не змінює кут між $\mathbf{M}$ та $\mathbf{I}$, і внесок АМО мінімальний.

При $\theta = 90^\circ$ ($H \perp I$) картина якісно змінюється. В паралельному стані (при полях, достатніх для насичення, $|H| > 60$ мТл) з'являється виражений АМО: опір при 90° на ~ 5 Ом нижчий, ніж при 0° . Цей АМО зумовлений тим, що в насиченому стані намагніченість обох шарів Fe спрямована перпендикулярно до струму, а $\rho_\perp < \rho_\parallel$ для Fe. Абсолютна величина АМО в П-стані:

$$\frac{\Delta R_{\text{AMR}}}{R} = \frac{R_\parallel - R_\perp}{R_\perp} \approx \frac{4119 - 4114}{4114} \approx 0,12\%. \quad (3.1)$$

Ця величина є порівнянною з ефектом ГМО ($\approx 0,2\%$) в тій же структурі, що підкреслює необхідність урахування АМО при кількісній інтерпретації магнето-транспортних даних.

В антипаралельному стані (при $H \approx 0$) АМО є значно меншим ($\sim 0,03\%$). Це зумовлено тим, що в АП-конфігурації моменти двох шарів Fe при зміні поля обертаються симетрично відносно напрямку зовнішнього поля: один шар від'ємно, інший додатно. Їхні внески в АМО мають протилежні знаки і частково компенсуються.

Таким чином, вимірювання в геометрії $H \parallel I$ є більш надійними для визначення полів перемикавання ГМО, оскільки в цій конфігурації паразитний внесок

АМО мінімальний. Саме ця геометрія використовувалась для всіх основних магнетотранспортних вимірювань, описаних вище. Поява АМО пов'язана зі зміною анізотропії форми системи при патернізації зразків

3.4.4 Зв'язок між джоулевым нагріванням та магнітним перемиканням

Для встановлення кількісного зв'язку між густиною струму та температурою зразка нормований залишковий момент $m_r(T)$, отриманий з магнітометричних вимірювань, зіставлено з інверсним нормованим МО при нульовому полі як функцією квадрату густини струму j_{dc}^2 (рис. 3.9(a)).

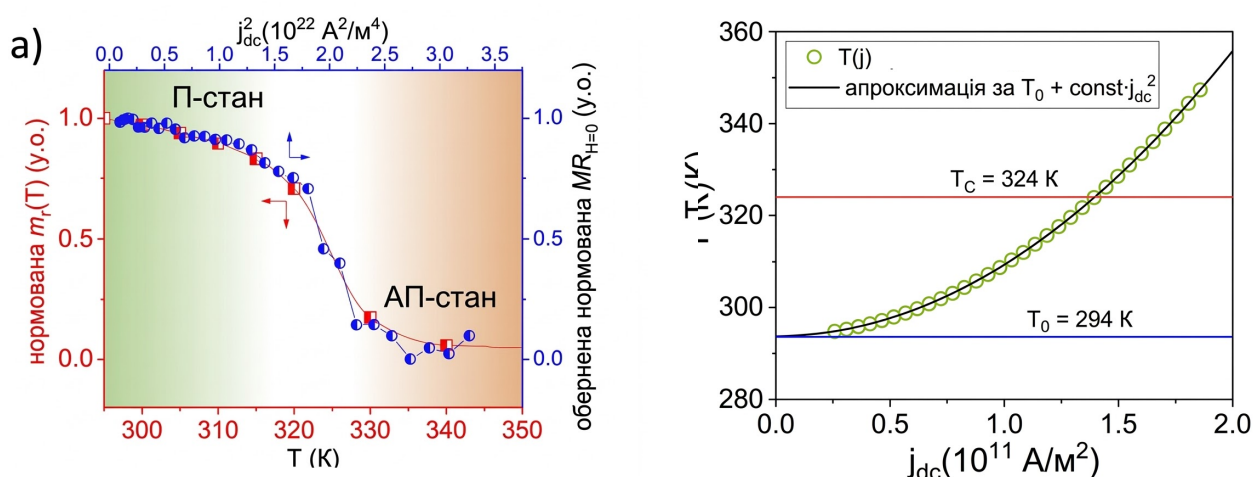


Рисунок 3.9 — (а) Нормований залишковий магнітний момент як функція температури (червоні кола), накладений на інверсний нормований МО при нульовому полі як функцію квадрату густини струму (сині квадрати) для смужки шириною 7 мкм. Обидві величини масштабовані до діапазону $[0; 1]$.

(б) Залежність температури від густини струму (зелені кола), визначена з даних (а). Суцільна крива — апроксимація $T = T_0 + \alpha j_{dc}^2$, де $T_0 = 294$ К. Горизонтальні лінії позначають кімнатну температуру та $T_C \approx 325$ К.

Обидві залежності демонструють однаковий характер переходу від стану П (низький МО, високий m_r) до стану АП (високий МО, $m_r = 0$). Кореляція між ними підтверджує, що струмоіндукований перехід П→АП при кімнатній температурі зумовлений тим самим фізичним механізмом, що й термічно індукований перехід: зміною типу міжшарового обміну внаслідок фазового переходу в прошарку $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$ [20].

Апроксимація обох залежностей сигмоїдальною функцією дозволяє однозначно зіставити кожному значенню густини струму відповідну температуру зразка. Відновлена залежність $T(j_{dc})$ показана на рис. 3.9(b) і описується параболі-

чним законом [20]:

$$T = T_0 + \alpha \cdot j_{dc}^2, \quad (3.2)$$

де $T_0 = 294$ К — кімнатна температура. Параболічна залежність є прямим наслідком закону Джоуля: у стаціонарному режимі теплова потужність $P = j^2 \rho V$ пропорційна j^2 , а температура визначається балансом між нагріванням та тепловідведенням через підкладку Si.

З отриманих даних визначено критичну густину струму $j_c = 1,39 \times 10^{11}$ А/м², що відповідає нагріванню зразка від кімнатної температури до $T_C \approx 325$ К. Ця величина є характерною для струмоіндукованих термічних ефектів у тонкоплівкових металевих структурах і порівнянна з густинами струму, що використовуються в термічно-асистованій MRAM [20].

Висновки до розділу 3

1. Досліджено три серії п'ятишарових зразків Fe(2)/Cr(0,4)/Fe_xCr_{100-x}(0,9)/Cr(0,4)/Fe(2) з $x = 17,5$ (NFC17), 20 (NFC20) та 21 ат.% Fe (NFC21). Від кожного зразка відділено фрагменти для магнітометрії та для літографічного формування мікросмужок. Для кожного складу визначено ефективну температуру Кюрі розбавленого шару: $T_C \approx 320, 360$ та 380 К відповідно. Зростання T_C з концентрацією узгоджується з фазовою діаграмою об'ємних сплавів, проте абсолютні значення є суттєво вищими за об'ємні завдяки ефекту обмінної близькості з сусідніми шарами Fe.
2. Вимірювання петель гістерезису при двох кутах прикладення поля в площині зразка (0° та 90°) встановили відсутність фіксованої одновісної анізотропії у планарних зразках NFC17 та NFC20. Форма петель при обох орієнтаціях є ідентичною, що свідчить про обертальну анізотропію: вісь легкого намагнічування переорієнтовується в напрямку останнього прикладеного поля насичення. Цей результат є визначальним для вибору моделі анізотропії при теоретичному аналізі в Розділі 4.
3. Температурозалежні SQUID-VSM вимірювання зразка NFC17 (15 температур у діапазоні 200–400 К) виявили поступовий перехід від ФМ-зв'язку ($m_r/m_s \approx 0,7$ при $T \leq 240$ К) до АФМ-зв'язку ($m_r/m_s \approx 0$ при $T > 325$ К).

Перехід є повністю оборотним: залежності $m_r(T)$ при нагріванні та охолодженні збігаються, що підтверджує рівноважний характер фазового переходу. Намагніченість насичення шарів Fe змінюється менш ніж на 6% у цьому діапазоні, що дозволяє однозначно пов'язати перехід зі зміною магнітного стану прошарку $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$.

4. На мікросмужках шириною 9, 7 та 4 мкм підтверджено можливість електричного перемикавання між паралельним (низький опір) та антипаралельним (високий опір) станами при кімнатній температурі та нульовому магнітному полі. Максимальний ефект ГМО становить $\approx 0,2\%$. Залежність критичного струму від ширини смужки та параболічний закон $T = T_0 + \alpha j_{dc}^2$ однозначно підтверджують джоулевий механізм перемикавання з критичною густиною струму $j_c = 1,39 \times 10^{11} \text{ А/м}^2$.
5. Кутова залежність магнетоопору в мікросмужках дозволила кількісно розділити внески ГМО та АМО. В паралельному стані АМО становить $\approx 0,12\%$, що порівнянно з ефектом ГМО ($\approx 0,2\%$). В антипаралельному стані АМО зменшується до $\sim 0,03\%$ завдяки компенсації внесків двох шарів Fe з протилежними напрямками намагніченості. Геометрія $H \parallel I$ забезпечує мінімальний паразитний внесок АМО і є оптимальною для визначення полів перемикавання.
6. Зразок NFC17 ($x = 17,5 \text{ ат.}\%$) з $T_C \approx 320 \text{ К}$ обрано як оптимальний для подальшого теоретичного моделювання (Розділ 4): його температура перемикавання лежить лише на $\sim 25 \text{ К}$ вище кімнатної, що робить його найбільш придатним для практичної реалізації повністю електричного Кюрі-перемикача.

РОЗДІЛ 4

МОДЕЛЮВАННЯ СИНТЕТИЧНИХ АНТИФЕРОМАГНЕТИКІВ

У цьому розділі побудовано три взаємодоповнюючі теоретичні моделі магнітної поведінки структури Fe/Cr/Fe_{17,5}Cr_{82,5}/Cr/Fe в діапазоні температур 200–400 К: векторну модель когерентного обертання для синтетичного антиферомagnetика (САФ) у макроспіновому наближенні [78—80], колінеарну модель метамagnetика у макроспіновому наближенні. Обидві моделі дозволяють відновити параметри міжшарового обмінного зв'язку з експериментальних петель гістерезису. Щоб дослідити зв'язок між структурними характеристиками Кюрі-перемикача і його магнітними властивостями проведено мікроскопічне моделювання прошарку методом Монте-Карло [25, 81].

4.1 Векторна модель когерентного обертання для САФ у макроспіновому наближенні

Для кількісного порівняння сили міжшарового обмінного зв'язку при різних температурах було проведено моделювання петель гістерезису в рамках макроспінової моделі когерентного обертання, подібної до розглянутих у [24, 48, 79, 80]. По суті, ця модель є узагальненням класичного підходу Стонера–Вольфарта [78] на випадок двох феромагнітних шарів, зв'язаних обміном, і широко використовується для опису синтетичних антиферомagnetиків [8, 82, 83].

Міжшаровий обмін між двома магнітними шарами через спейсер описується виразом [48]:

$$E_{\text{IEC}} = -J_1 \frac{\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2}{M_{s1} M_{s2}} - J_2 \left(\frac{\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2}{M_{s1} M_{s2}} \right)^2 \quad (4.1)$$

де J_1 та J_2 — білінійна та біквадратична константи зв'язку, $\mathbf{M}_1$, $\mathbf{M}_2$ — намагніченості шарів, M_{s1} , M_{s2} — відповідні намагніченості насичення. Перший доданок відповідає за непрямий обмін через електрони провідності [12, 14], другий — враховує структурні неоднорідності зразка, такі як шорсткість інтерфейсів [49, 84].

Розпишемо повну магнітну енергію на одиницю площі, що містить енергію Зеємана, одновісну анізотропію та внески білінійного й біквадратичного РККІ-

зв'язку:

$$\epsilon_{\text{tot}} = \sum_{i=1,2} d_i \left[-M_{si} \mu_0 H \cos \varphi_i - K_{ui} \cos^2(\alpha_i - \varphi_i) \right] - J_1 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) - J_2 \cos^2(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (4.2)$$

де d_i — товщини магнітних шарів, μ_0 — магнітна стала, H — модуль прикладеного поля, φ_i — кути між намагніченостями та напрямком поля, K_{ui} — одновісна магнітокристалічна анізотропія на одиницю об'єму, α_i — кути між осями анізотропії та напрямком поля. Для обох шарів Fe покладемо $d_1 = d_2 = d$ та $M_{s1} = M_{s2} = M_s$.

Мінімізуючи повну енергію через розв'язання $\partial \epsilon_{\text{tot}} / \partial \varphi_i = 0$ при різних значеннях H , знаходимо рівноважні кути φ_i^{eq} для всіх можливих магнітних конфігурацій. Нормована намагніченість як функція поля записується у вигляді:

$$\frac{M(H)}{M_s} = \frac{1}{2} (\cos \varphi_1^{\text{eq}} + \cos \varphi_2^{\text{eq}}) \quad (4.3)$$

де $\varphi_i^{\text{eq}} = f(H, J_1, J_2, K_{ui}, \alpha_i)$.

4.1.1 Алгоритм чисельної апроксимації петель гістерезису

Аналітична мінімізація виразу (4.2) є складною задачею через наявність тригонометричних нелінійностей (біквдратичного обмінного доданку). Тому ми розробили чисельну процедуру підгонки, яка дозволяє відновити параметри моделі ($K_u, \alpha_1, \alpha_2, J_1, J_2$) з експериментальних петель гістерезису. Повний текст програми наведено в Додатку Б, а результати роботи програми в Додатку В.

Алгоритм працює наступним чином. Для заданого набору параметрів та фіксованого зовнішнього поля H шукаємо рівноважні кути φ_1, φ_2 , що мінімізують повну енергію (4.2). Для цього використовується метод Нелдера–Міда (симплекс-метод), який не потребує обчислення градієнтів і є стійким при роботі з енергетичними ландшафтами, що мають кілька локальних мінімумів.

Ключовим елементом алгоритму є відстеження гістерезису: при кожному кроці по полю в якості початкового наближення для мінімізації використовуються рівноважні кути, знайдені на попередньому кроці. Це дозволяє чисельній моделі природно відтворювати гістерезисну поведінку — система залишається в локальному мінімумі до тих пір, поки він не зникає, після чого стрибкоподібно переходить в інший стан.

Експериментальні дані розділяються на дві гілки петлі гістерезису відповід-

но до напрямку зміни магнітного поля. Для кожної гілки обчислюється модельна крива намагніченості, а функція похибки визначається як сума квадратів різниць між експериментальними та розрахунковими значеннями нормованої намагніченості по обох гілках:

$$\epsilon^2 = \sum_{\text{branch}=1,2} \sum_k \left[\frac{M^{\text{exp}}(H_k)}{M_s} - \frac{M^{\text{sim}}(H_k)}{M_s} \right]^2 \quad (4.4)$$

Глобальна мінімізація функції ϵ^2 по параметрах $(K_u, \alpha_1, \alpha_2, J_1, J_2)$ здійснюється методом диференціальної еволюції — еволюційним алгоритмом, який ефективно працює в багатовимірних просторах з можливими локальними мінімумами. Межі пошуку параметрів задаються на основі фізичних міркувань та попередніх оцінок.

4.1.2 Результати апроксимації

Результати апроксимації наведено на рис. 4.1(b–e) (червоні криві). Для більшості температур використовувались значення $K_{u1} = K_{u2} = 28$ кДж/м³, $\alpha_1 = \pi/5$, $\alpha_2 = -\pi/10$, а також значення M_s , отримані з VSM. При $T = 360, 380$ та 400 К використовувались дещо менші значення K_u (27, 26 та 24 кДж/м³ відповідно), що враховує температурне розм'якшення магнітокристалічної анізотропії.

На рис. 4.1(a) показано залежності J_1 та J_2 від температури. При $T = 200$ К маємо $J_1 \approx 0$, що відповідає домінуванню феромагнітного зв'язку через впорядкований прошарок Fe_{17,5}Cr_{82,5}. З підвищенням температури абсолютне значення J_1 поступово зростає, досягаючи $J_1 \approx -100$ мкДж/м² вище T_C . Водночас J_2 демонструє зменшення приблизно на 40 %, що свідчить про покращення властивостей інтерфейсу з ростом температури. Зростання $|J_1|$ з температурою вказує на перехід від феромагнітного зв'язку нижче T_C до домінування непрямого антиферомагнітного РККІ-зв'язку через парамагнітний прошарок вище T_C [12, 14, 24, 48].

Слабка залежність J_2 від температури свідчить про те, що якість інтерфейсу між шарами Fe не зазнає суттєвого впливу від фазового переходу в Fe_{17,5}Cr_{82,5}, що пояснюється наявністю додаткових шарів Cr на обох інтерфейсах. Водночас відносно великі значення J_2 вказують на скошену магнітну конфігурацію нижче T_C при нульовому полі, що узгоджується з вимірюною залишковою намагніченістю $m_r/m_s \sim 0,7$ при низьких температурах [49, 84, 85].

Зауважимо, що окрім РККІ-зв'язку, в прошарку Fe_{17,5}Cr_{82,5} можуть бути при-

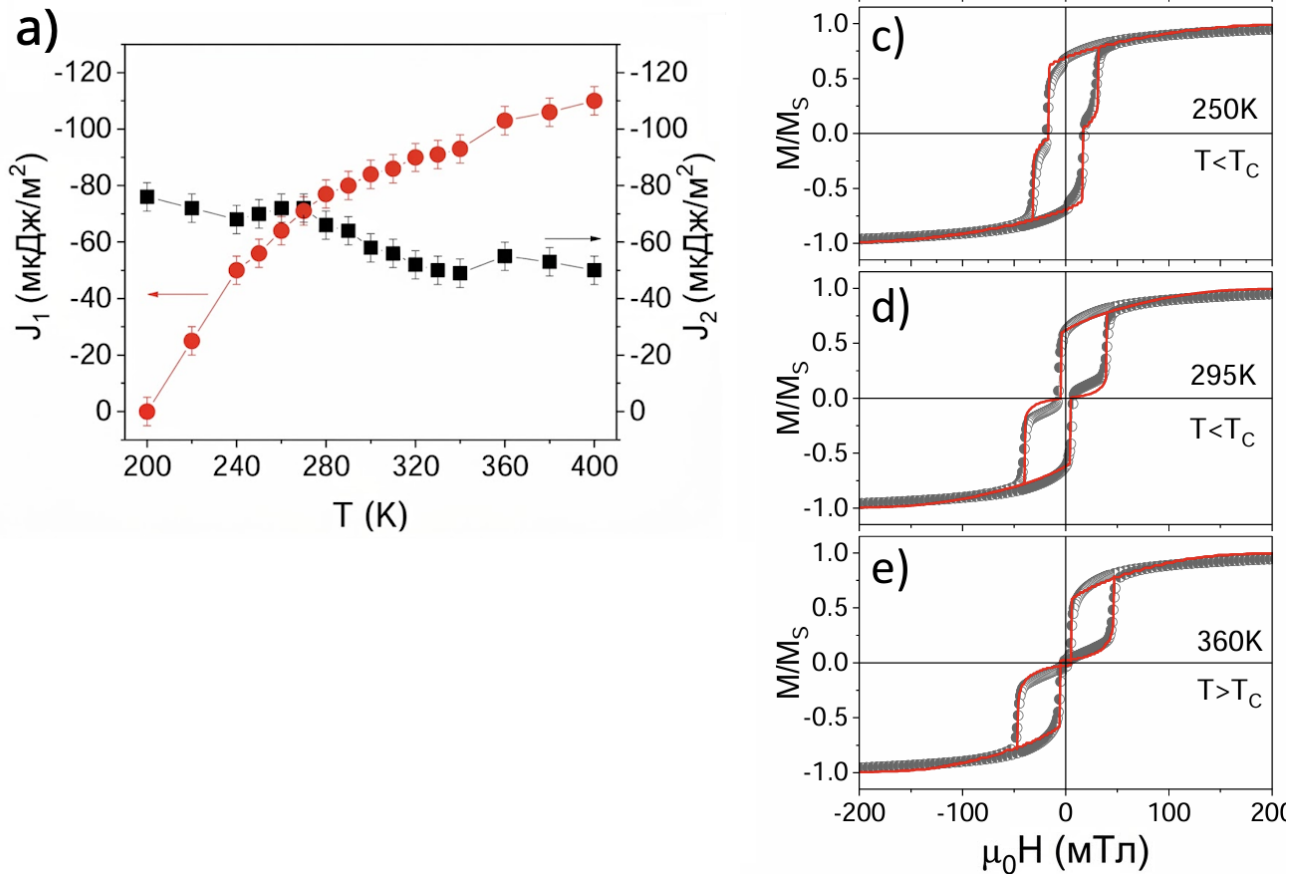


Рисунок 4.1 — (а) Температурні залежності білінійної J_1 та біквадратичної J_2 констант зв'язку, відновлених з моделювання петель гістерезису; (b–e) порівняння експериментальних петель (сірі маркери) з результатами апроксимації (червоні криві) при характерних температурах.

сутні неупорядковані магнітні моменти, які вносять додатковий вклад у J_1 та, особливо, у J_2 [24]. Наші вимірювання не дозволяють розділити ці два внески; проте, завдяки наявності немагнітних шарів чистого Cr на інтерфейсах, основним механізмом є непрямий РКІ-обмін через електрони провідності. Деяка залежність J_2 від температури додатково підтверджує внесок неупорядкованих моментів у міжшаровий зв'язок.

4.2 Колінеарна модель метамагнетика у макроспіновому наближенні

Побудовано колінеарну модель метамагнетика, в якій намагніченості шарів обмежені двома протилежними орієнтаціями вздовж прикладеного поля [82]. Таке наближення обґрунтовується сильною ефективною одновісною анізотропією досліджуваної плівки. Дія анізотропії форми та обертальної анізотропії пригнічує поперечні компоненти магнітних моментів, що підтверджується прямокутним характером перемагнічування в експериментальних петлях гістерезису.

4.2.1 Еволюція петель гістерезису з температурою

На рис. 4.2(a) наведено нормовані петлі гістерезису зразків Fe/Cr/Fe_{17,5}Cr_{82,5}/Cr/Fe в залежності від температури, а на рис. 4.2(b) — відповідні похідні dM/dH .

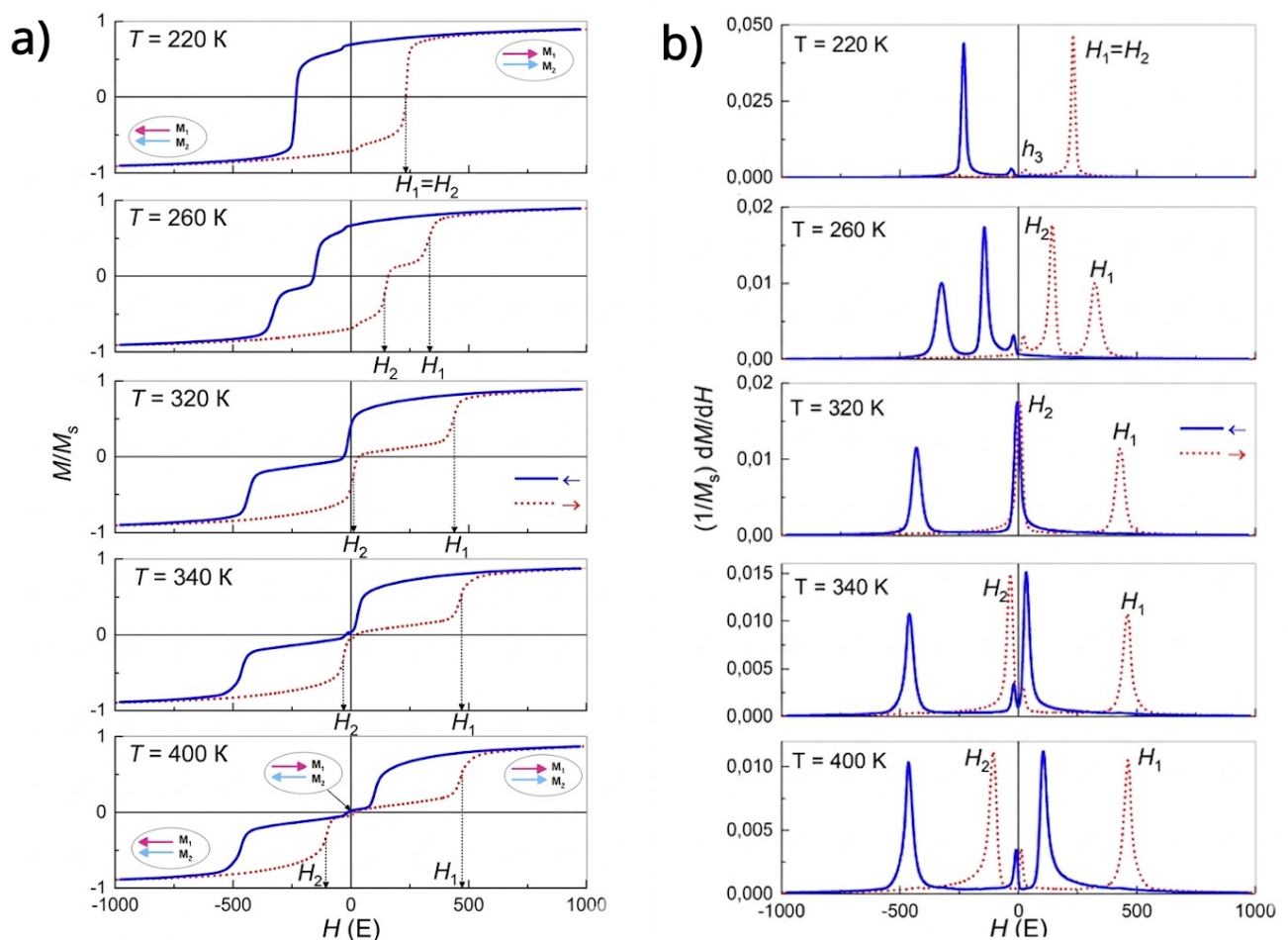


Рисунок 4.2 — (a) Нормовані петлі гістерезису в залежності від температури; (b) похідні dM/dH по полю.

Кожну виміряну петлю гістерезису Кюрі-перемикача можна подати як суперпозицію двох зміщених феромагнітних компонентів, що відповідають окре-

ним шарам Fe (рис. 4.3(a)). З підвищенням температури зміщення цих компонентів зростає (рис. 4.3(b)), що безпосередньо відображає зміну ефективної міжшарової обмінної взаємодії.

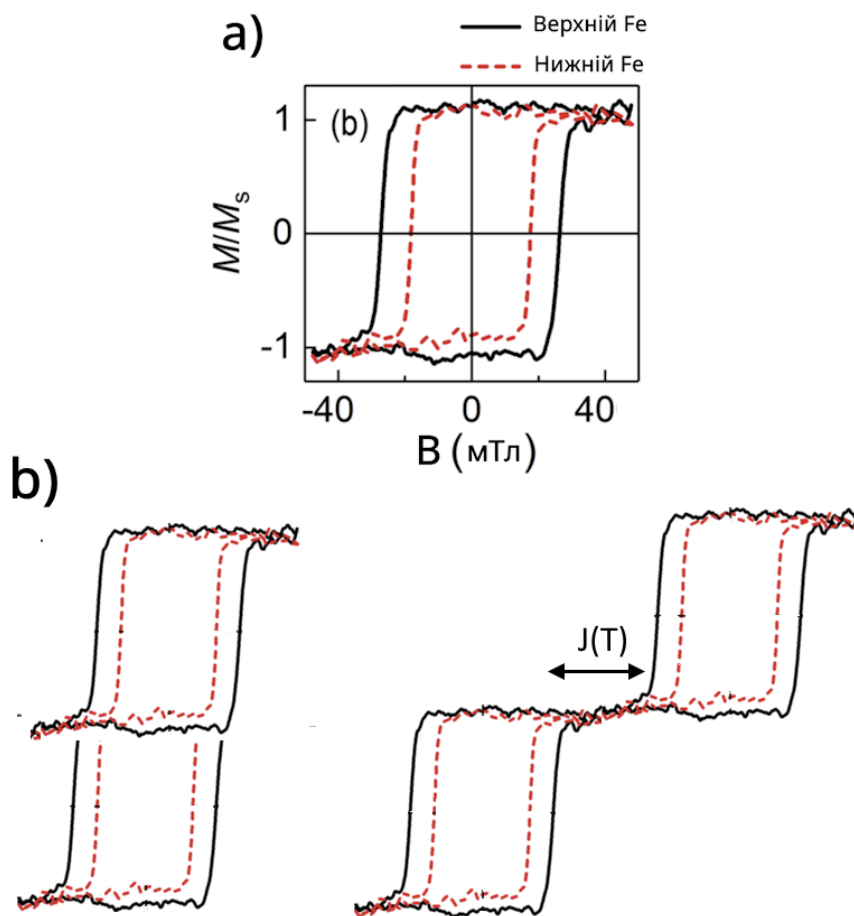


Рисунок 4.3 — (a) Петлі гістерезису для нижнього та верхнього шарів заліза. (b) Міжшарова обмінна взаємодія як міра зміщення петель.

З підвищенням температури розбавлений шар $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$ зазнає фазового переходу, що впливає на ефективний міжшаровий обмін між шарами Fe та призводить до зміни величини і, зрештою, знаку зв'язку. Зміна форми петель, найімовірніше, зумовлена трансформацією властивостей інтерфейсів структури та може впливати на біквадратичну складову обмінної взаємодії [49]. Внесок розбавленого шару в сумарний магнітний момент є незначним, оскільки магнітний момент шарів Fe значно перевищує момент прошарку. Крім того, досліджуваний температурний діапазон 200–400 K значно нижчий за температуру Кюрі заліза ($T_C^{\text{Fe}} = 1043 \text{ K}$) [1], тому магнітні властивості зовнішніх шарів Fe залишаються практично незмінними. Поведінка структури є, таким чином, аналогічною до поведінки спінового вентиля [6, 82], в якому з підвищенням температури змінюються ефективна товщина немагнітного прошарку та характеристики інтерфейсів.

4.2.2 Критичні поля та режими роботи Кюрі-перемикача

Критичні поля перемикання визначаються як положення піків похідної dM/dH (рис. 4.2(b)). Аналіз температурної еволюції цих піків (рис. 4.4) дозволяє систематизувати чотири характерні режими роботи Кюрі-перемикача.

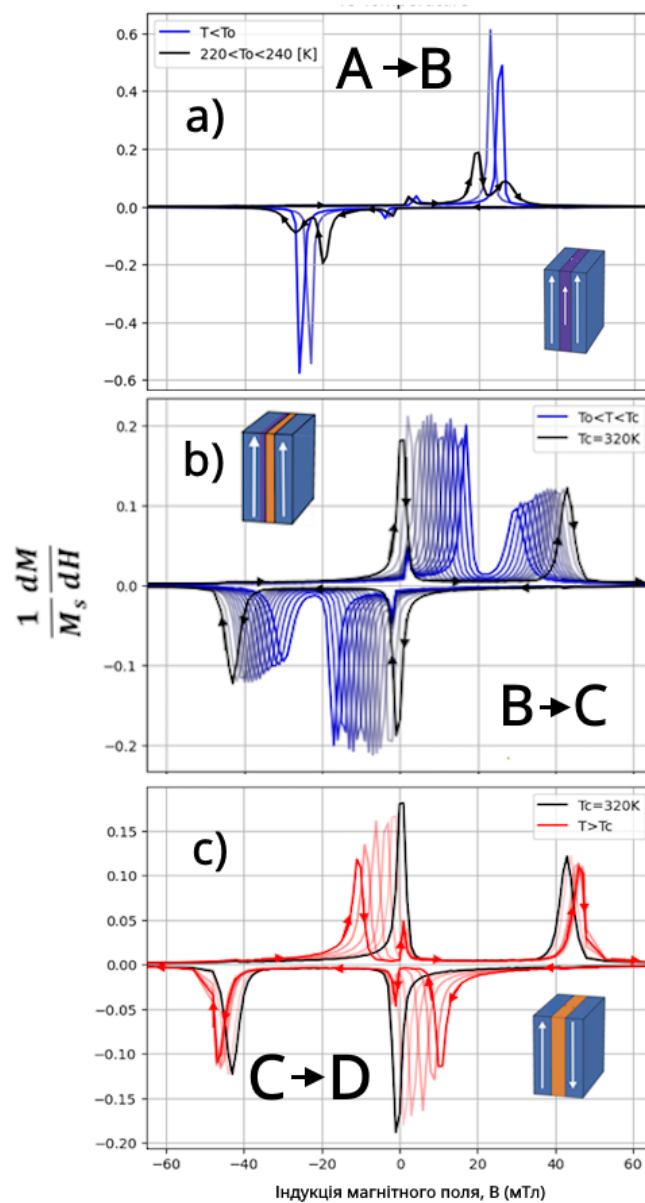


Рисунок 4.4 — Класифікація режимів за еволюцією піків похідної dM/dH : (a) перехід з режиму А в В (розщеплення піку); (b) перехід з режиму В в С (перетин одного з піків через нульове поле); (c) перехід з режиму С в D (режим САФ).

Режим А ($T < T_0$, де $T_0 \approx 220\text{--}240$ К). Домінує феромагнітний зв'язок між зовнішніми шарами Fe через впорядкований прошарок $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$. На похідній dM/dH спостерігається єдиний пік, що свідчить про синхронне перемагнічуван-

ня обох шарів Fe. Зміщення цього піку до нульового поля з ростом температури відображає поступове послаблення ефективного ФМ-зв'язку і, як наслідок, зменшення коерцитивної сили зразка.

Режим В ($T_0 < T < T_C$). Єдиний пік розщеплюється на два, що вказує на порушення синхронності перемагнічування: моменти шарів Fe перемикаються по-слідовно. Обидва піки залишаються в області додатних полів, тому при нульовому зовнішньому полі система зберігає паралельну конфігурацію (стан низького магнетоопору). В ненульовому полі проміжна антипаралельна конфігурація стабілізується, що було підтверджено магнетотранспортними вимірюваннями (рис. 3.7).

Режим С ($T \gtrsim T_C$). Піки стають більш симетричними, що свідчить про перехід прошарку в парамагнітний стан. Один із піків перетинає нульове поле — РККІ антиферомагнітного типу починає домінувати, і при нульовому полі стабілізується антипаралельна конфігурація (стан високого магнетоопору). Залишкова намагніченість m_r при нульовому полі зникає.

Режим D ($T \gg T_C$). Температурна залежність обміну стає менш вираженою, піки стабілізуються і набувають симетричної форми. Структура поводить себе як звичайний синтетичний антиферомагнетик (САФ) з незмінними параметрами зв'язку.

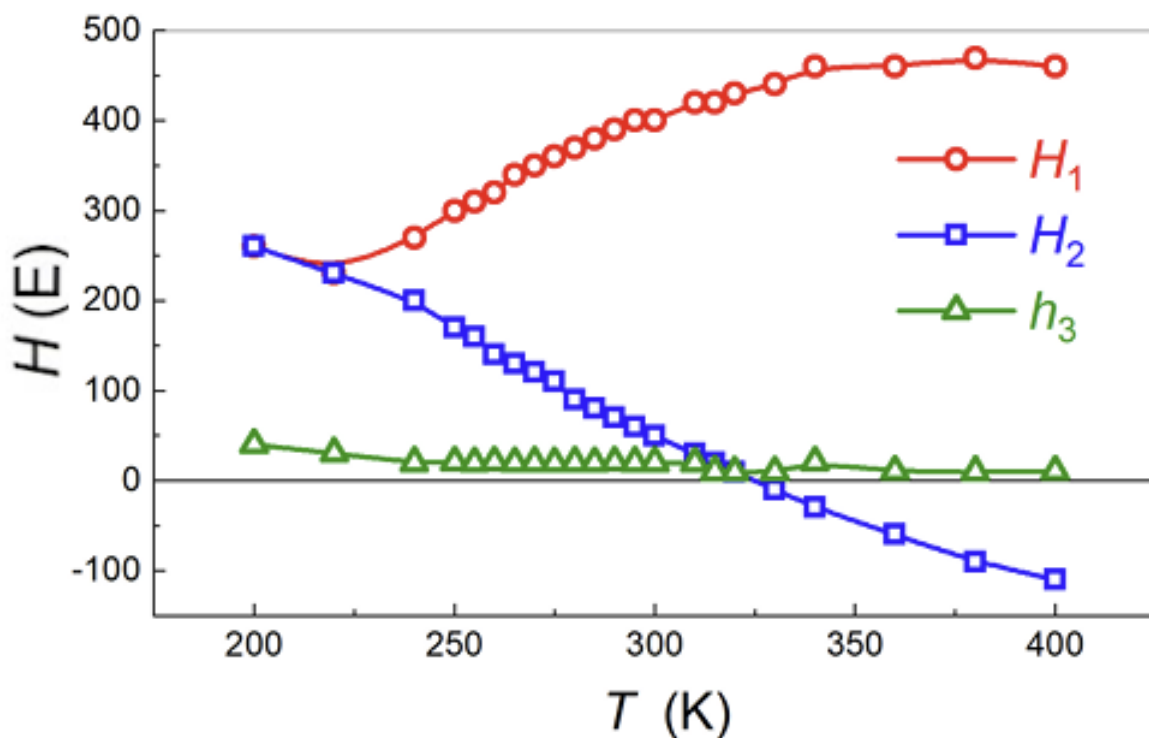


Рисунок 4.5 — Температурна залежність положення піків похідної dM/dH .

Напівсуми та напіврізниці критичних полів (рис. 4.5) безпосередньо

пов'язані з параметрами обміну та анізотропії, проте коректна інтерпретація цих величин можлива лише в рамках конкретних моделей, що розглядаються нижче. Площі під піками визначають магнітні моменти окремих шарів; з експериментальних даних випливає, що моменти обох шарів Fe є близькими за величиною і слабо залежать від температури.

4.2.3 Температурно залежний міжшаровий обмін через шар розбавленого феромагнетика

Розглянемо модель, що описує обмін між двома феромагнітними шарами, розділеними шаром розбавленого феромагнетика (режим А). Енергія системи складається з внесків ізольованих шарів та міжшарового обміну:

$$E_{\text{Struct}} = \sum_{i=1}^3 E_i^{\text{isolate}} + E_{12}^{\text{exchange}} + E_{23}^{\text{exchange}} \quad (4.5)$$

Енергія кожного ізольованого шару включає зєсманівський та анізотропний внески. Як встановлено в Розділі 3, досліджувана структура має обертальну анізотропію, тому легка вісь спрямована вздовж напрямку зовнішнього поля:

$$E_i^{\text{isolate}} = -\mathbf{M}_i \cdot \mathbf{H} - K_i (M_{iz})^2 \quad (4.6)$$

Обмін між сусідніми шарами задається виразами:

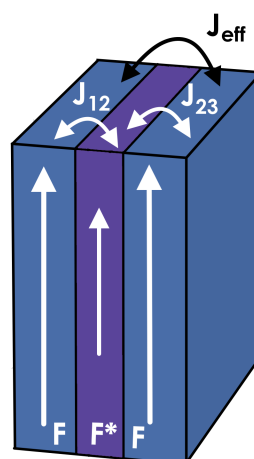


Рисунок 4.6 — Обмін через розбавлений феромагнітний шар: зовнішні шари F_1 та F_2 обмінюються через проміжний розбавлений шар F_d .

$$E_{12}^{\text{exchange}} = J_{12} \mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2 \quad (4.7a)$$

$$E_{23}^{\text{exchange}} = J_{23} \mathbf{M}_2 \cdot \mathbf{M}_3 \quad (4.7b)$$

Нижче T_C^* розбавлений прошарок є феромагнітно впорядкованим і забезпечує пряму обмінну взаємодію між зовнішніми шарами Fe; цей канал зв'язку поступово слабне з ростом температури внаслідок теплового руйнування феромагнітного порядку в прошарку. Якійсно нова ситуація виникає безпосередньо вище T_C^* , де прошарок переходить у парамагнітний стан: намагніченість $\mathbf{M}_2$ перестає бути незалежним ступенем свободи і лінійно відгукується на ефективні обмінні поля від сусідніх шарів Fe. Тому для знаходження ефективного обміну між зовнішніми шарами виразимо $\mathbf{M}_2$ через магнітну сприйнятливість $\chi(T)$ та обмінні поля:

$$\mathbf{M}_2 = -\chi(T)(J_{12}\mathbf{M}_1 + J_{23}\mathbf{M}_3) \quad (4.8)$$

де $\chi(T)$ суттєво зростає при наближенні до T_C^* . Підстановка (4.8) у повну енергію та нехтування доданком, що містить малий параметр одновісної анізотропії K_2 проміжного шару дає нам:

$$E_{\text{struct}} = -\mathbf{H} \cdot (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_3) - K_1 M_{1z}^2 - K_3 M_{3z}^2 + J_{13}^{\text{eff}}(\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_3) \quad (4.9)$$

де введено ефективний параметр:

$$J_{13}^{\text{eff}} = -\chi(T)J_{12}J_{23} \quad (4.10)$$

Оскільки магнітна сприйнятливість феромагнетика поблизу точки Кюрі залежить від температури ($\chi = \chi(T)$) обмін також є температурно залежними.

Оскільки проміжний шар виключено в явному вигляді, перенумеруємо зовнішні шари ($1 \rightarrow 1, 3 \rightarrow 2$) і запишемо ефективну енергію двошарової системи:

$$E = -\mathbf{H} \cdot (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2) - K_1(T)\mathbf{M}_1^2 - K_2(T)\mathbf{M}_2^2 + J_{12}^{\text{eff}}(T) \mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2 \quad (4.11)$$

Через геометрію тонкої плівки, вектори намагніченості лежать в площині плівки. Якщо зовнішнє поле прикладено вздовж площини плівки, доцільно роз-

глянути енергію в термінах проекції намагніченості на напрямок поля:

$$E = H \cdot (M_{1z} + M_{2z}) - K_1 M_{1z}^2 - K_2 M_{2z}^2 + J_{12}^{\text{eff}}(T) M_{1z} \cdot M_{2z} \quad (4.12)$$

Ефективні поля, що діють на кожен шар:

$$H_1^{\text{eff}} = -\frac{\partial E}{\partial M_{1z}} = H + 2K_1 M_{1z} - J_{12}^{\text{eff}}(T) M_{2z} \quad (4.13a)$$

$$H_2^{\text{eff}} = -\frac{\partial E}{\partial M_{2z}} = H + 2K_2 M_{2z} - J_{12}^{\text{eff}}(T) M_{1z} \quad (4.13b)$$

Критичні поля відповідають умові втрати стійкості ($H_i^{\text{eff}} = 0$), що визначає межу переходу з одного магнітного стану в інший. Для паралельної конфігурації при позитивному насиченні ($M_{1z} = M_{2z} = M$):

$$H_{1+} = (J_{12}^{\text{eff}}(T) - 2K_1)M \quad (4.14a)$$

$$H_{2+} = (J_{12}^{\text{eff}}(T) - 2K_2)M \quad (4.14b)$$

Аналогічно, для негативного насичення ($M_1 = M_2 = -M$):

$$H_{1-} = -(J_{12}^{\text{eff}}(T) - 2K_1(T))M \quad (4.15a)$$

$$H_{2-} = -(J_{12}^{\text{eff}}(T) - 2K_2(T))M \quad (4.15b)$$

З експериментально спостережуваної симетрії критичних полів при низьких температурах (рис. 4.7), а також із конструктивної симетрії зразка, впливає рівність параметрів обмінів та анізотропії для кожного шару:

$$K = K_1 = K_2, \quad J = J_{12} = J_{23} \quad (4.16)$$

Це дає єдине критичне поле ФМ-перемикання:

$$H_F = (4\chi J^2 - 2K)M \quad (4.17)$$

що явно пов'язує критичне поле з магнітною сприйнятливістю розбавленого шару. Монотонне наближення піку до нульового поля з ростом температури

(режим А, рис. 4.5) пояснюється зростанням $\chi(T)$ при наближенні до T_C .

Критичне поле рівності енергій ФМ та АФМ станів:

$$H_{cr} = J_{12}^{eff} M = -\chi J^2 M \quad (4.18)$$

визначає поле, при якому відбувається перехід між паралельною та антипаралельною конфігураціями.

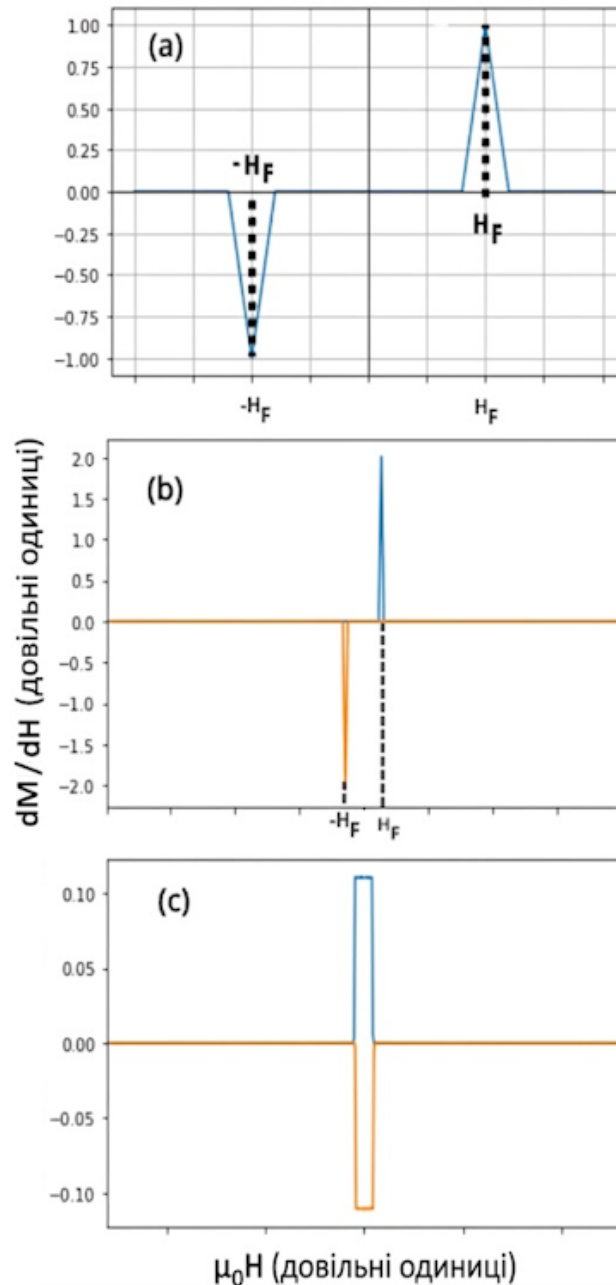


Рисунок 4.7 — Поля стійкості, отримані в рамках колінеарної моделі:
 (а) схематична ілюстрація; (б) моделювання, що підтверджує залежність (4.17);
 (с) моделювання критичних полів у точці $J = 2K$.

4.2.4 Прямий міжшаровий обмін

При температурах $T > T_C$ прошарок $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$ стає парамагнітним і одно-
рідно входить до складу спейсера, через який здійснюється РККІ-зв'язок. У цьому
режимі (режим D) структура поводить себе як звичайний САФ з білінійним та бі-
квадратичним обміном [8, 79, 80] (рис. 4.8).

$$E_{\text{struct}} = -H(\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2) - K_1 M_{1z}^2 - K_2 M_{2z}^2 - J_{\text{lin}} \mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2 - J_{\text{biquad}} (\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2)^2 \quad (4.19)$$

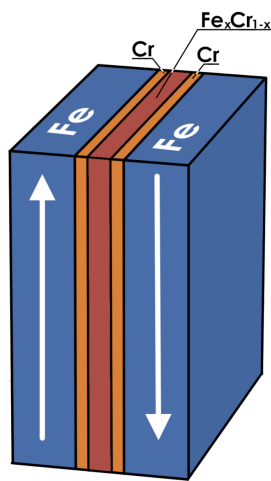


Рисунок 4.8 — Кюрі-перемикач у режимі синтетичного антиферомагнетика.

Проводячи аналогічні дії, як у попередньому підрозділі знаходимо ефектив-
ні поля для кожного шару:

$$H_1^{\text{eff}} = H + 2K_1 M_{1z} + J_{\text{lin}} M_{2z} + 2J_{\text{biquad}} (M_{1z} M_{2z}) M_{2z} \quad (4.20a)$$

$$H_2^{\text{eff}} = H + 2K_2 M_{2z} + J_{\text{lin}} M_{1z} + 2J_{\text{biquad}} (M_{1z} M_{2z}) M_{1z} \quad (4.20b)$$

Для ФМ-конфігурації при позитивному насиченні ($M_1 = M_2 = M$):

$$H_{1+} = (-J_{\text{lin}} - 2J_{\text{biquad}} M^2 - 2K_1) M \quad (4.21a)$$

$$H_{2+} = (-J_{\text{lin}} - 2J_{\text{biquad}} M^2 - 2K_2) M \quad (4.21b)$$

Для АФМ-конфігурації ($M_1 = -M_2 = M$):

$$H_1^{\text{AF}} = (J_{\text{lin}} - 2J_{\text{biquad}} M^2 - 2K_1) M \quad (4.22a)$$

$$H_2^{\text{AF}} = (-J_{\text{lin}} + 2J_{\text{biquad}}M^2 + 2K_2)M \quad (4.22b)$$

З симетрії критичних полів при високих температурах та конструктивної симетрії зразка ($K = K_1 = K_2$):

$$H_{\text{FM}} = (-J_{\text{lin}} - 2J_{\text{biquad}}M^2 - 2K)M \quad (4.23)$$

$$H_{\text{AF}} = (-J_{\text{lin}} + 2J_{\text{biquad}}M^2 + 2K)M \quad (4.24)$$

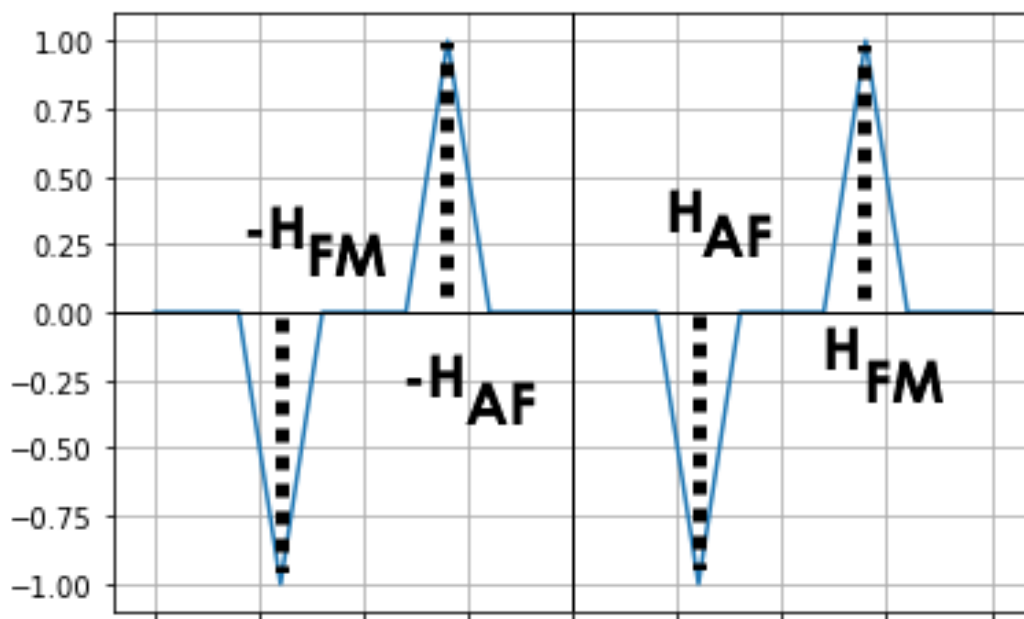


Рисунок 4.9 — Піки похідної dM/dH у режимі САФ.

4.2.5 Модель конкуруючих взаємодій

У проміжному температурному діапазоні (режими В та С) у прошарку $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$ одночасно співіснують три типи магнітних центрів: феромагнітні кластери, що можуть створювати прямий ФМ-обмін між зовнішніми шарами Fe; суперпарамагнітні кластери, через які здійснюється непрямий міжшаровий ФМ-обмін; та парамагнітні зони, де реалізується класична для структур Fe/Cr АФМ-РККІ-взаємодія. Повна енергія структури враховує конкуренцію ФМ та АФМ внесків (рис. 4.10):

$$E = -H(\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2) - \alpha(T) (K_1 M_1^2 + K_2 M_{2z}^2 - J_{12}^{\text{eff}} \mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2) - (1 - \alpha(T)) (K M_{1z}^2 + K M_{2z}^2 + J_{\text{lin}} \mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2 + J_{\text{biquad}} (\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2)^2) \quad (4.25)$$

де $\alpha(T)$ — вагова функція, що визначає частку непрямого міжшарового ФМ-обміну; при $T \ll T_C$ маємо $\alpha \rightarrow 1$ домінує непрямий ФМ-обмін через парамагнітний спейсер, при $T \gg T_C$ — $\alpha \rightarrow 0$ домінує прямий міжшаровий АФМ обмін.

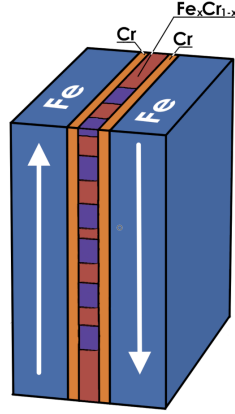


Рисунок 4.10 — Конкуренція прямого ФМ-обміну (через ферромагнітні кластери), непрямого міжшарового ФМ-обміну (через суперпарамагнітні центри спейсера) та класичного прямого міжшарового АФМ-обміну

4.2.5.1 Відновлення параметрів

Ефективний внесок парамагнітної частини розбавленого шару враховуємо неявно через магнітну сприйнятливість $\chi(T)$ проміжного шару, а вагову функцію $\alpha(T)$ помістимо всередину температурнозалежних параметрів. Прямим ФМ-обміном між розбавленим шаром і зовнішніми шарами Fe нехтуємо, оскільки вони розділені тонкими шарами Cr. Будемо вважати, що біквадратичний член впливає більше на характер перемикування (появу неколінеарних станів), ніж на зміщення полів стійкості, тому спростимо до лінійного виразу, подібно до (4.25). Тоді повна енергія системи в ненульовому полі з урахуванням прямого (АФМ-типу, $J_{\text{ex}}^{\text{dir}} > 0$), так і непрямого (ФМ-типу, $J_{\text{ex}}^{\text{indir}} < 0$) міжшарових обмінів записується як:

$$E = (J_{\text{ex}}^{\text{dir}} + J_{\text{ex}}^{\text{indir}}) M_{1z} M_{2z} - \frac{1}{2} K (M_{1z}^2 + M_{2z}^2) - H_z (M_{1z} + M_{2z}) \quad (4.26)$$

де H_z , M_{1z} , M_{2z} — проекції зовнішнього поля та намагніченостей на вісь, паралельну полю; K — константа оберальної анізотропії. По аналогії з 4.13, 4.14, 4.15,

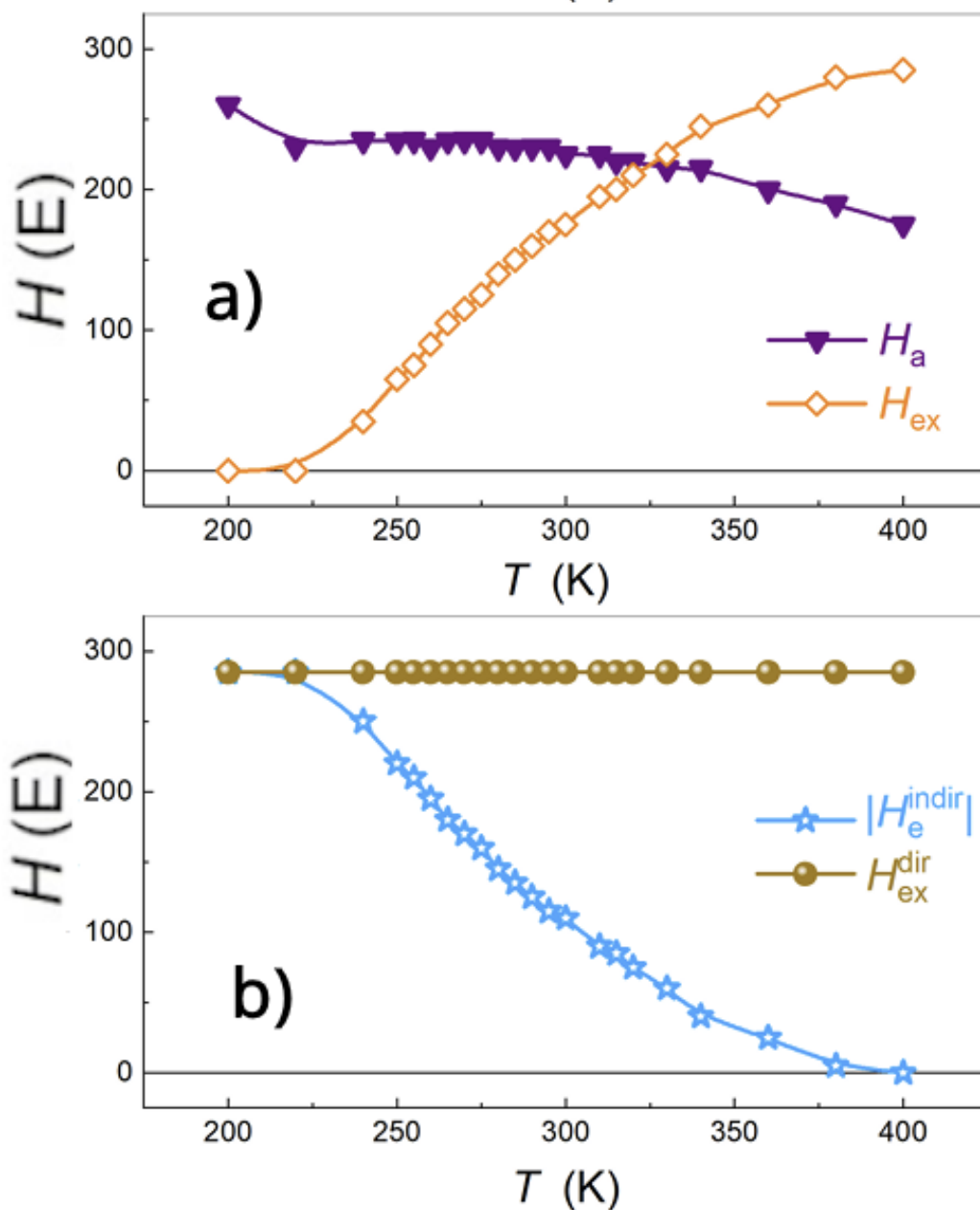


Рисунок 4.11 — (а) Поле анізотропії H_a та ефективне обмінне поле H_{ex} , відновлені з експериментальних даних; (б) прямий H_{ex}^{dir} та непрямий $|H_{ex}^{indir}|$ внески в обмінне поле як функції температури.

умови втрати стійкості антиферомагнітного стану ($M_{1z} = -M_{2z} = M_s$) та феромагнітного стану ($M_{1z} = M_{2z} = M_s$) отримуємо критичні поля:

$$H_1 = K M_s + (J_{ex}^{dir} + J_{ex}^{indir}) M_s, \quad (4.27a)$$

$$H_2 = K M_s - (J_{ex}^{dir} + J_{ex}^{indir}) M_s, \quad (4.27b)$$

де $M_s = |M_{1z}| = |M_{2z}|$ — намагніченість насичення одного шару на одиницю площі. Звідси поле анізотропії $H_a = KM_s$ та повне обмінне поле $H_{\text{ex}} = (J_{\text{ex}}^{\text{dir}} + J_{\text{ex}}^{\text{indir}})M_s$ виражаються через критичні поля:

$$H_a = \frac{H_1 + H_2}{2}, \quad H_{\text{ex}} = \frac{H_1 - H_2}{2}. \quad (4.28)$$

Оскільки сумарне обмінне поле розкладається як $H_{\text{ex}}(T) = H_{\text{ex}}^{\text{dir}} + H_{\text{ex}}^{\text{indir}}$, де $H_{\text{ex}}^{\text{dir}} = J_{\text{ex}}^{\text{dir}} M_s$ та $H_{\text{ex}}^{\text{indir}} = J_{\text{ex}}^{\text{indir}} M_s$, а прямий обмін $J_{\text{ex}}^{\text{dir}}$ можна вважати температурно незалежним при $T \ll T_C^{\text{Fe}}$, сильна температурна залежність $H_{\text{ex}}(T)$ відображає зміну $J_{\text{ex}}^{\text{indir}}(T)$.

На рис. 4.11 наведено відновлені температурні залежності обмінних полів при $H_{\text{ex}}^{\text{dir}} = \text{const}$. Залежність $|H_{\text{ex}}^{\text{indir}}(T)|$ якісно узгоджується з $\chi(T)$ проміжного шару, що підтверджує зв'язок $J_{12}^{\text{eff}}(T) = -\chi(T)J^2$.

Обидва внески діють одночасно, але мають різну фізичну природу. Прямий внесок $H_{\text{ex}}^{\text{dir}}$ зумовлений РККІ-зв'язком між іонами шарів Fe через спейсер і існує навіть за відсутності намагніченості проміжного шару. Непрямий внесок $H_{\text{ex}}^{\text{indir}}$ пов'язаний з РККІ-взаємодією між іонами Fe і іонами спейсера та безпосередньо залежить від намагніченості парамагнітного прошарку.

4.3 Моделювання прошарку FeCr методом Монте-Карло

Як встановлено в попередніх розділах, величина та знак міжшарового обмінного зв'язку залежать від товщини шарів, якості інтерфейсів та концентрації заліза в проміжному шарі. Параметри структури Fe/Cr/Fe_xCr_{1-x}/Cr/Fe повинні бути оптимізовані для досягнення чіткого перемикавання при заданій температурі [17]. Роль просторового розподілу (кластеризації) заліза всередині проміжного шару досі не була систематично досліджена. Для вивчення впливу морфології прошарку Fe_{17,5}Cr_{82,5} на магнітні властивості підсистеми Cr/Fe_{17,5}Cr_{82,5}/Cr проведено мікромагнітне моделювання методом Монте-Карло [25, 81, 86].

4.3.1 Опис моделі

Моделювання виконано на тривимірній кубічній ґратці розміром $30 \times 30 \times 12$ моношарів ($\approx 10^4$ атомних вузлів). Кожен вузол ґратки характеризується спіновою змінною $S_i = \pm 1$ та типом атома $\tau_i \in \{\text{Fe}, \text{Cr}\}$. Для моделювання геометрії тонкої плівки застосовано періодичні граничні умови в площинних напрямках (x та y) та

відкриті граничні умови вздовж нормалі (z).

Магнітна енергія системи описується гамільтоніаном Ізінга [81, 86]:

$$\mathcal{H} = - \sum_{\langle i,j \rangle} J_{\tau_i \tau_j} S_i S_j - \mu_0 H \sum_i S_i \quad (4.29)$$

де підсумовування ведеться по парах найближчих сусідів, H — зовнішнє магнітне поле, а $J_{\tau_i \tau_j}$ — інтеграл обмінної взаємодії, що залежить від типів взаємодіючих атомів. Вибір ізінгівського гамільтоніану замість гайзенбергівського обґрунтовується сильною ефективною одновісною анізотропією досліджуваної плівки: сукупна дія анізотропії форми та обертальної анізотропії пригнічує поперечні компоненти магнітних моментів і зводить задачу до двох дозволених орієнтацій вздовж осі прикладеного поля, що підтверджується прямокутною формою експериментальних петель гістерезису.

4.3.2 Параметри обміну

Константи обмінної взаємодії визначено з відношення температур об'ємного магнітного впорядкування ($T_N^{\text{Cr}}/T_C^{\text{Fe}} \approx 0,3$). У безрозмірних одиницях параметри обміну задано як: $J_{\text{Fe-Fe}} = 1,0$ (феромагнітний), $J_{\text{Cr-Cr}} = -0,3$ (антиферомагнітний) та $J_{\text{Fe-Cr}} = -0,5$ (антиферомагнітний, що враховує фрустрацію на межі поділу) [1, 38].

4.3.3 Алгоритм Метрополіса

Петлі магнітного гістерезису моделювались за допомогою алгоритму Метрополіса [25, 81]. На кожному кроці випадковим чином обирається вузол i , і обчислюється зміна енергії при інверсії спіну:

$$\Delta E = 2S_i \left(\sum_{j \in \text{nn}(i)} J_{\tau_i \tau_j} S_j + \mu_0 H \right) \quad (4.30)$$

де підсумовування ведеться по найближчих сусідах вузла i . Ймовірність прийняття інверсії:

$$W(S_i \rightarrow -S_i) = \min \left(1, \exp \left(-\frac{\Delta E}{k_B T} \right) \right) \quad (4.31)$$

Повна намагніченість системи визначається як $M = \sum_{i=1}^N S_i$. Зовнішнє поле змінювалось циклічно зі збільшеною щільністю точок поблизу $H = 0$ для точного визначення критичних полів перемикавання. Магнітна сприйнятливість χ обчислювалась безпосередньо з термодинамічних флуктуацій намагніченості:

$$\chi = \frac{1}{k_B T} (\langle M^2 \rangle - \langle M \rangle^2) \quad (4.32)$$

Температура масштабувалась на основі оцінок моделі Ізінга для ОЦК-ґраток [81], з урахуванням розмірного переходу від тривимірної (об'ємної) до квазідвовимірної (тонкоплівкової) геометрії [87].

4.3.4 Морфологія прошарку

Розглядались два типи структурної морфології прошарку $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$ (рис. 4.12).

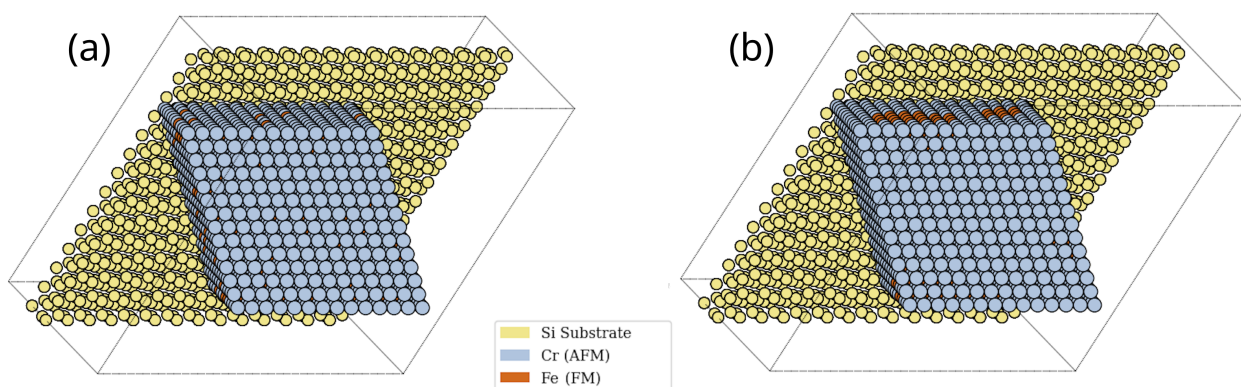


Рисунок 4.12 — Візуалізація зрізу змодельованої магнітної ґратки: (а) однорідна структура з рівномірним розподілом атомів Fe ($x = 0,175$); (б) кластеризована структура з гауссовим просторовим розподілом Fe.

Однорідна структура характеризується рівномірним розподілом атомів заліза у шарі $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$. У згенерованому зразку кластери мають середній лінійний розмір 0,37 нм ($\sigma_l = 0,07$ нм) та максимальний розмір 0,77 нм.

Кластеризована структура формується шляхом нерівномірного розподілу атомів Fe з використанням тривимірного гауссового розподілу з кількома центрами:

$$F(x, y, z) = \sum_{k=1}^{N_c} \exp\left(-\frac{d_x^2(x, x_k) + d_y^2(y, y_k) + d_z^2(z, z_k)}{2\sigma^2}\right) \quad (4.33)$$

де кількість центрів визначається як:

$$N_c = \frac{L^2 \cdot d_{\text{active}}}{\sigma} \quad (4.34)$$

Тут L — лінійний розмір системи в напрямках x та y , d_{active} — товщина активного шару вздовж осі z , а σ — параметр ширини гауссіана, що визначає характерну довжину кореляції розподілу. Координати (x_k, y_k, z_k) центрів рівномірно розподілені в об'ємі системи; відстані у площині обчислюються з урахуванням періодичних граничних умов. Концентрація Fe підтримувалась на рівні 17,5 ат.% у всіх конфігураціях.

Розміри кластерів оцінюються за формулою $L_{cl} = a N^{1/3}$, де N — кількість атомів Fe у кластері, а $a \approx 0,25$ нм — характерна міжатомна відстань. Параметр σ визначає ступінь кластеризації: менші значення σ відповідають *сильнішій* кластеризації (більшим та компактнішим кластерам), тоді як при $\sigma \rightarrow \infty$ розподіл стає однорідним. Досліджено три ступені кластеризації:

- $\sigma = 2,5$: середній розмір кластера 1,42 нм ($\sigma_l = 0,53$ нм), максимальний розмір 2,0 нм;
- $\sigma = 5,0$: середній розмір 0,77 нм ($\sigma_l = 0,39$ нм), максимальний розмір 1,97 нм;
- $\sigma = 10,0$: середній розмір 0,48 нм ($\sigma_l = 0,18$ нм), максимальний розмір 1,3 нм.

Великі неоднорідності, здатні зруйнувати інтерфейси та заблокувати РККІ-взаємодію, не розглядались.

4.3.5 Петлі намагніченості та низькотемпературна поведінка

Петлі намагніченості для однорідної структури (рис. 4.13(a)) демонструють перехід від метамагнітного стану, що є суперпозицією ФМ та АФМ внесків підгра-ток, до парамагнітного стану. У випадку кластеризованої структури (рис. 4.13(b)) з'являється додаткова мінорна петля гістерезису, зумовлена внеском залізних кластерів. Ця петля поступово зникає з підвищенням температури, зміщуючи загальний перехід у бік вищих температур.

Поблизу нульового поля в кластеризованій системі спостерігається виражене зростання магнітної сприйнятливості, що вказує на перехід кластерів заліза у

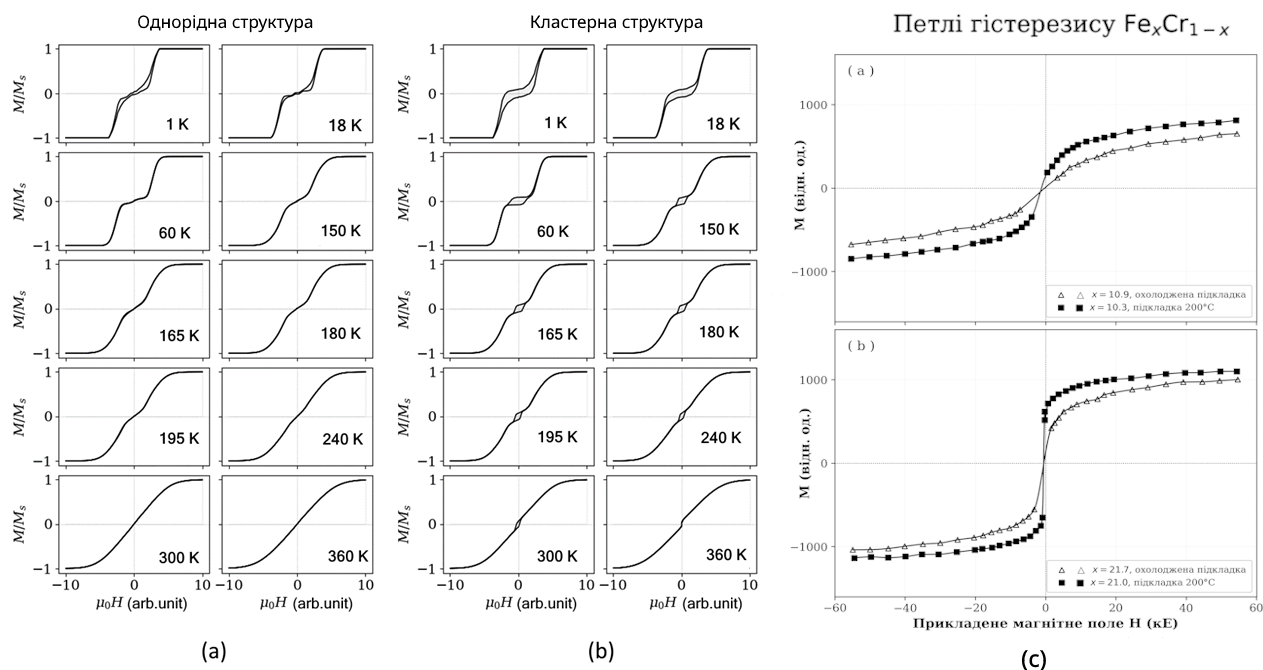


Рисунок 4.13 — Змодельовані петлі намагніченості для (а) однорідної та (б) кластеризованої морфологій прошарку. Наявність м'якої магнітної сходинки поблизу $H \approx 0$ у кластерній системі є ознакою суперпарамагнітної фракції. (с) Петлі намагніченості для $\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}$ для $x \approx 10,5$ та $x \approx 20,5$ % ат. Fe [88]

суперпарамагнітний стан. Наявність м'якої магнітної сходинки поблизу $H \approx 0$ є прямою ознакою розблокованої суперпарамагнітної фракції, що контрастує зі строго антиферомагнітним, а потім парамагнітним, відгуком однорідної структури.

4.3.6 Температурна залежність магнітної сприйнятливості

На рис. 4.14 представлено температурну залежність магнітної сприйнятливості прошарку для різних морфологій. Точки перегину сприйнятливості суттєво залежать від ступеня кластеризації. Слабка кластеризація ($\sigma = 10$) практично не зміщує температуру перемикання — відповідна структура поводить майже як гомогенна, проте з дещо вищою сприйнятливістю завдяки внеску суперпарамагнітних частинок. Зі збільшенням ступеня кластеризації (зменшенням σ) область фазового переходу зміщується у бік вищих температур, а амплітуда піка сприйнятливості зростає [36, 37].

Кластеризація модифікує ефективну обмінну взаємодію кількома шляхами: забезпечує додатковий канал прямого ФМ-зв'язку за низьких температур; сприяє ефективному непрямому обміну через термічно активовані суперпара-

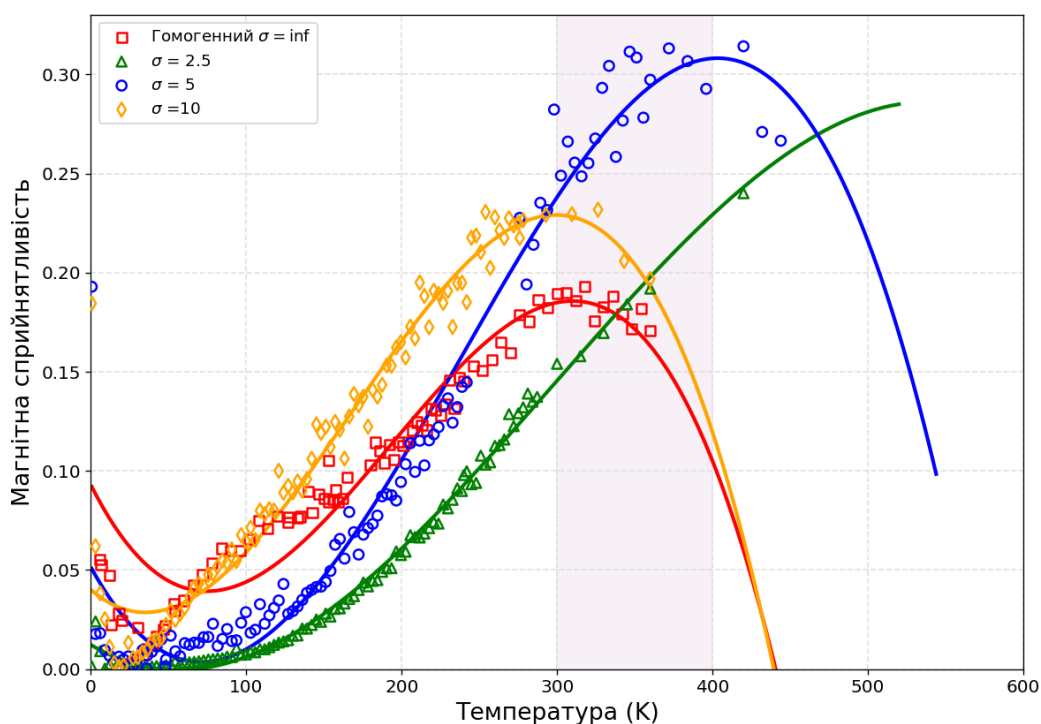


Рисунок 4.14 — Температурна залежність магнітної сприйнятливості прошарку $\text{Cr}/\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}/\text{Cr}$ для різних морфологій: гомогенний розподіл ($\sigma \rightarrow \infty$, червоні квадрати) та кластеризовані структури з $\sigma = 2,5$ (зелені трикутники), $\sigma = 5$ (сині кола) та $\sigma = 10$ (помаранчеві ромби). Затінена область ($300 < T < 400 \text{ K}$) відповідає діапазону перемикання Кюрі-перемикача.

магнітні центри; зміщує температуру переходу в парамагнітну фазу спейсера $\text{Cr}/\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}/\text{Cr}$.

4.3.7 Кореляція між сприйнятливістю прошарку та критичними полями структури

Еволюція піків магнітної сприйнятливості змодельованого прошарку (рис. 4.15(a)) безпосередньо корелює з поведінкою критичних полів структури $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}/\text{Cr}/\text{Fe}$ (рис. 4.15(b)). Зсув піків сприйнятливості до нульового поля з ростом температури відображається у відповідному зміщенні критичних полів перемикання зовнішніх шарів Fe. Аналіз залежностей dM/dH дозволяє виділити три характерні температурні діапазони, що відповідають режимам A–D, описаним у підрозділі 4.2.2.

Малий центральний пік поблизу нульового поля заслуговує окремої уваги. Нижче 240 K його положення залежить від температури, що узгоджується з внеском феромагнітного прошарку. Вище 240 K ця залежність зникає, що вказує на зв'язок піку як з неоднорідністю мікроструктури прошарку, так і з наявністю неза-

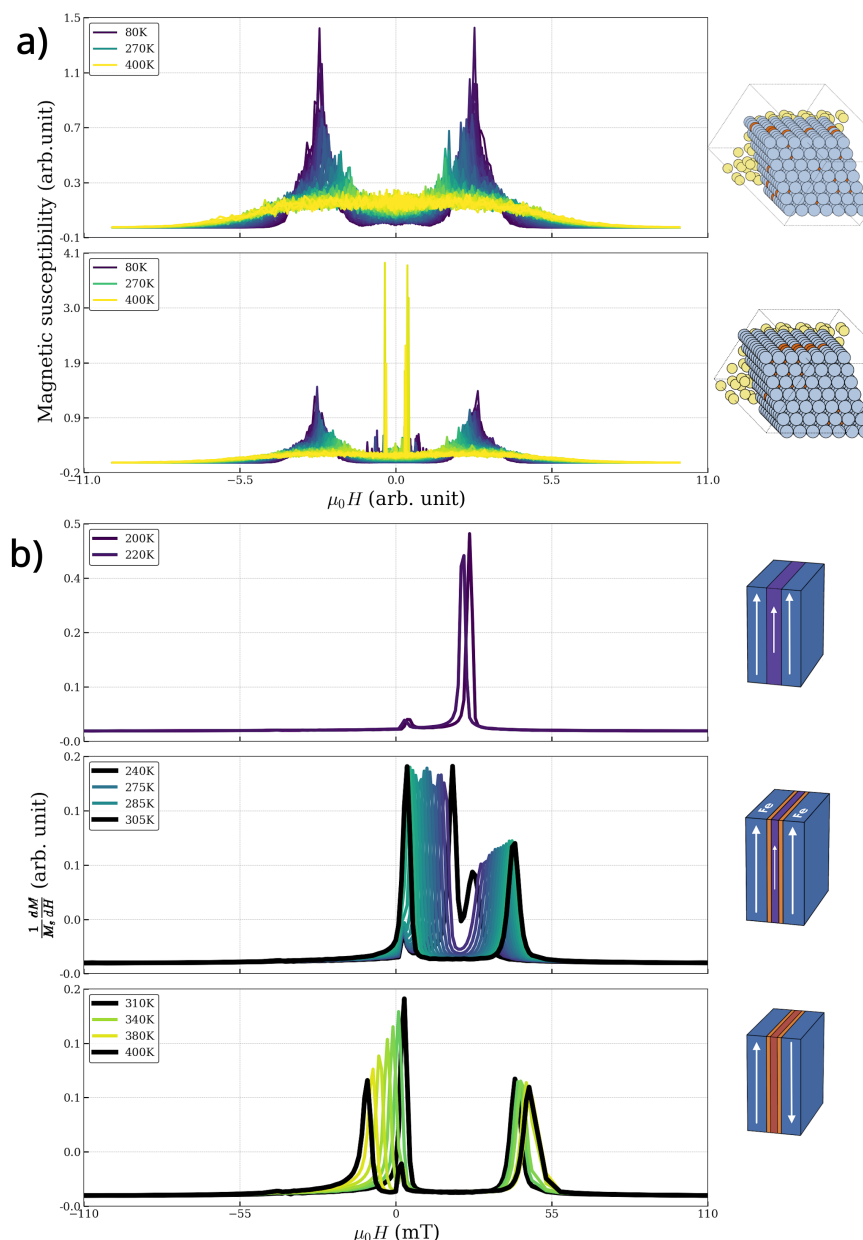


Рисунок 4.15 — (а) Польова залежність магнітної сприйнятливості змодельованого прошарку в діапазоні температур 80–400 К для однорідної (верхня панель) та кластеризованої (нижня панель) мікроструктури спейсера.

(b) Похідна нормованого магнітного моменту $\frac{1}{M_s} \frac{dM}{dH}$ структури Fe/Cr/Fe_{17,5}Cr_{82,5}/Cr/Fe як функція прикладеного поля при різних температурах.

лежної магнітної фракції заліза. Саме цей внесок відповідає за характерне збільшення амплітуди першого піку при перетині нульового поля, що простежується на кривих dM/dH у режимі В.

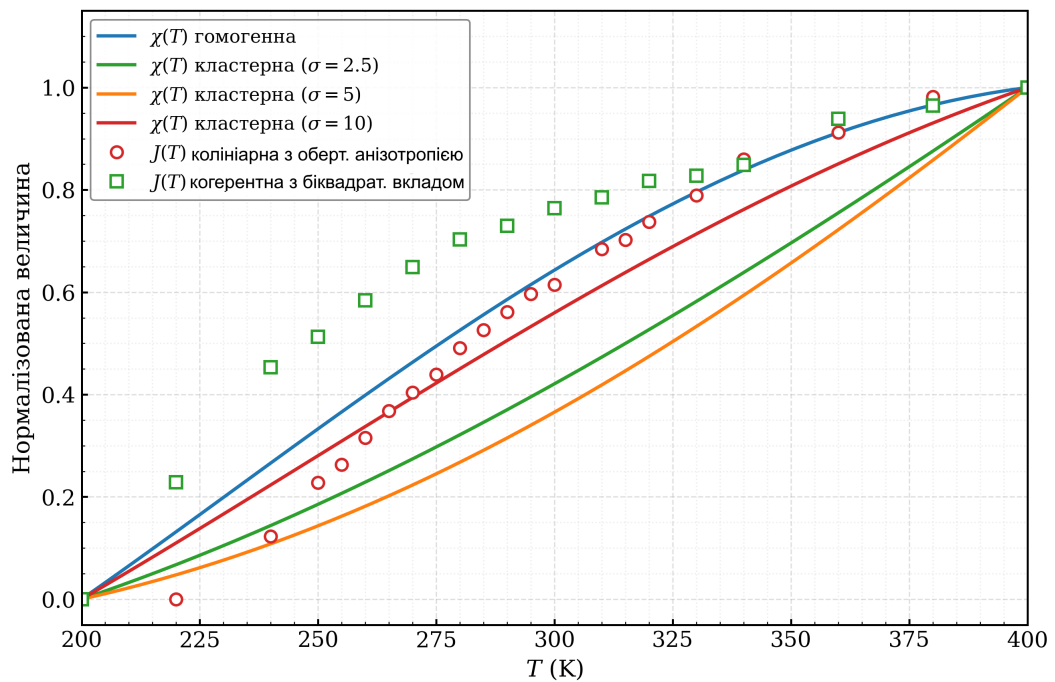


Рисунок 4.16 — Нормовані температурні залежності ефективного обмінного параметру $\tilde{J}(T)$, відновленого з експерименту в рамках колінеарної моделі (червоні кола) та векторної моделі когерентного обертання (зелені квадрати), у порівнянні з теоретичними кривими $\tilde{\chi}(T)$ для різних морфологій прошарку: гомогенний розподіл ($\sigma \rightarrow \infty$, синя крива) та кластерні моделі з $\sigma = 2,5, 5, 10$.

4.4 Порівняння моделей

Температурну залежність магнітної сприйнятливості $\chi(T)$ розбавленого шару отримано методом Монте-Карло для різних ступенів кластеризації. Оскільки з попереднього аналізу встановлено лінійний зв'язок $J(\chi) = \alpha\chi + \beta$ [17, 89], нормовані залежності на діапазоні 200–400 К $\tilde{J}(T)$ та відновлені з експерименту в рамках обох моделей порівнюються з аналогічно нормованими теоретичними кривими $\tilde{\chi}(T)$. Нормалізація величин відбувається за формулою:

$$\tilde{\alpha}(T) = \frac{\alpha(T) - \alpha(200)}{\alpha(400) - \alpha(200)} \quad (4.35)$$

З рис. 4.16 видно, що при $T > 325$ К обидві моделі однаково добре описують експериментальні дані, а відхилення між ними мінімальні. Це свідчить про достатню однорідність спейсера в цій температурній області: порівняння з кривими $\tilde{\chi}(T)$ при різних σ вказує на відсутність суттєвої кластеризації. З пониженням температури відновлені залежності $\tilde{J}(T)$ починають відхилятися в протилежні сторони відносно теоретичних кривих: значення з векторної моделі когерентно-

го обертання систематично перевищують теоретичні криві, тоді як значення ко- лінеарної моделі опускаються нижче, що може вказувати на додаткові механізми розблоковки кластерів, які не враховуються в моделі Монте Карло. Таке розходження свідчить про недостатність однорідного наближення для спейсера в діапазоні 200–325 К. Для коректного опису необхідно врахувати внесок окремих кластерів та їхню обмінну взаємодію із зовнішніми шарами Fe.

Цю невідповідність між моделями при низьких температурах слід розглядати не як їх обмеження, а як вказівку на фізично значущий структурний параметр, що піддається технологічному контролю. Ступінь кластеризації σ прошарку $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$, який визначається умовами осадження (температурою підкладки, швидкістю розпилення, концентрацією Fe), є додатковим ступенем свободи для оптимізації Кюрі-перемикача.

У гранулярних системах типу феромагнітний кластер/немагнітна матриця спін-залежне розсіювання на межах розділу є домінуючим механізмом ГМО [53, 54]. Ефект ГМО є максимальним, коли лінійний розмір кластерів d_{cl} порівняний з довжиною вільного пробігу електронів: ℓ [56]:

$$d_{cl} \sim \ell \quad (4.36)$$

Для типових гранулярних систем ГМО оптимальним є розмір кластерів $d_{cl} \approx 1\text{--}4$ нм, що відповідає розмірам кластерів, розглянутим у даній роботі ($d_{cl} \approx 0,77\text{--}1,97$ нм). Контрольована кластеризація прошарку відкриває можливість одночасної оптимізації двох ключових характеристик пристрою: температури перемикачання (через зміщення T_C прошарку) та амплітуди ГМО-сигналу (через підбір розміру кластерів під умову (4.36)).

4.5 Ефективні поля для векторної моделі САФ

Для режиму $T > 325$ К, в якому структура поводить себе як САФ, повна енергія у макроспіновому наближенні набуває вигляду [23, 79, 80]:

$$E_{\text{SAF}}^{\text{eff}} = \sum_{i=1}^2 \left[-\mu_0 M_i H \cos(\varphi_i - \varphi_H) - K_i^{\text{eff}} \cos^2(\varphi_i - \varphi_{a_i}) \right] - J_1(\chi) \cos(\varphi_1 - \varphi_2) - J_2(T) \cos^2(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (4.37)$$

Тут M_i — магнітні моменти шарів, φ_H — кут зовнішнього поля, K_i^{eff} — ефективні константи анізотропії, що включають внесок від взаємодії з кластерами. Білінійний параметр $J_1(\chi) = \alpha\chi + \beta$ явно пов'язує силу зв'язку з магнітною сприйнятливістю χ прошарку.

Ефективне магнітне поле, що діє на ν -й шар, визначається як варіаційна похідна від енергії по намагніченості:

$$\mu_0 \mathbf{H}_{\text{eff}}^\nu = -\frac{\delta E}{\delta \mathbf{M}_\nu} \quad (4.38)$$

4.5.1 Система координат та визначення кутів

Для кожного шару введено власну систему координат (X_ν, Y_ν, Z_ν) , де вісь Z_ν спрямована вздовж рівноважного напрямку намагніченості ν -го шару. Кути вектора намагніченості ϕ_ν та ψ_ν визначаються наступним чином:

- ϕ_ν — полярний кут, що вимірюється від площини плівки (xz -площина). При $\phi_\nu = 0$ намагніченість лежить у площині плівки; $\phi_\nu = \pi/2$ відповідає перпендикулярній орієнтації (вздовж нормалі y).
- ψ_ν — азимутальний кут у площині плівки, що визначає орієнтацію проекції намагніченості на площину зразка відносно обраного напрямку (зазвичай напрямку зовнішнього поля).

У цих координатах ефективне поле розкладається на статичну компоненту $H_{\text{eff}Z}^\nu$ вздовж рівноважного напрямку, яка визначає рівноважну орієнтацію намагніченості, та дві динамічні компоненти $h_{\text{eff}X}^\nu$ та $h_{\text{eff}Y}^\nu$, перпендикулярні до неї, що описують прецесійний рух та відповідають за феромагнітний резонанс.

4.5.2 Енергія Зеємана

Взаємодія намагніченості із зовнішнім полем $\mathbf{H} = H_0(\cos \phi_H \sin \psi_H, \sin \phi_H, \cos \phi_H \cos \psi_H)$:

$$E_\nu^{\text{Zeeman}} = -\mu_0 \mathbf{H} \cdot \mathbf{M}_\nu \quad (4.39)$$

Оскільки зеєманівська енергія лінійна по $\mathbf{M}_\nu$, вона дає внесок лише у статичну компоненту:

$$H_{\text{eff}Z_\nu}^{\text{Zeeman}} = H_0 (\cos \phi_\nu \cos \phi_H \cos(\psi_\nu - \psi_H) + \sin \phi_\nu \sin \phi_H) \quad (4.40a)$$

$$h_{\text{eff}X_\nu}^{\text{Zeeman}} = 0 \quad (4.40b)$$

$$h_{\text{eff}Y_\nu}^{\text{Zeeman}} = 0 \quad (4.40c)$$

4.5.3 Енергія розмагнічування

Для тонкої плівки з нормаллю вздовж y тензор розмагнічування має єдину ненульову діагональну компоненту $N_y = 1$:

$$E_{d\nu} = -\frac{\mu_0}{2} (\mathbf{M}_\nu \cdot \hat{\mathbf{y}})^2 \quad (4.41)$$

Статична компонента залежить від кута виходу намагніченості з площини плівки ϕ_ν , а динамічна — від малого відхилення m_{Y_ν} від рівноваги:

$$H_{\text{eff}Z_\nu}^{\text{Demag}} = -\mu_0 M_{s_\nu} \sin^2 \phi_\nu \quad (4.42a)$$

$$h_{\text{eff}X_\nu}^{\text{Demag}} = 0 \quad (4.42b)$$

$$h_{\text{eff}Y_\nu}^{\text{Demag}} = -\mu_0 m_{Y_\nu} \cos^2 \phi_\nu \quad (4.42c)$$

4.5.4 Енергія магнітної анізотропії

Розглядається одновісна оберտальна анізотропія [24, 47] з температурно залежною константою $K_{u_\nu}(T)$:

$$E_{u_\nu}^{\text{Anis}} = -K_{u_\nu}(T) \left(\frac{\mathbf{M}_\nu \cdot \hat{\mathbf{e}}_{u_\nu}}{M_{s_\nu}} \right)^2 \quad (4.43)$$

де $\hat{\mathbf{e}}_{u_\nu}$ — одиничний вектор легкої осі, ψ_{u_ν} — її азимутальний кут у площині плівки.

$$H_{\text{eff}Z_\nu}^{\text{Anis}} = \frac{2K_{u_\nu}(T)}{M_{s_\nu}} \cos^2 \phi_\nu \cos^2(\psi_\nu - \psi_{u_\nu}) \quad (4.44a)$$

$$h_{\text{eff}X_\nu}^{\text{Anis}} = \frac{2K_{u_\nu}(T)}{M_{s_\nu}^2} \left[m_{X_\nu} \sin^2(\psi_\nu - \psi_{u_\nu}) + \frac{1}{2} m_{Y_\nu} \sin \phi_\nu \sin 2(\psi_\nu - \psi_{u_\nu}) \right] \quad (4.44b)$$

$$h_{\text{eff}Y_\nu}^{\text{Anis}} = \frac{2K_{u_\nu}(T)}{M_{s_\nu}^2} \left[\frac{1}{2} m_{X_\nu} \sin \phi_\nu \sin 2(\psi_\nu - \psi_{u_\nu}) + m_{Y_\nu} \cos^2 \phi_\nu \sin^2(\psi_\nu - \psi_{u_\nu}) \right] \quad (4.44\text{c})$$

При збігу осі анізотропії з рівноважним напрямком намагніченості ($\psi_\nu = \psi_{u_\nu}$) динамічні компоненти поля анізотропії звертаються до нуля — це характерна риса обертальної анізотропії, що узгоджується з експериментально спостереженою ізотропією перемагнічування (Розділ 3).

4.5.5 Енергія міжшарової взаємодії

Міжшарова обмінна взаємодія включає білінійний та біквадратичний внески [12, 14, 49, 84]:

$$E^{\text{IEC}} = E^{\text{Bilinear}} + E^{\text{Biquadratic}} \quad (4.45)$$

4.5.5.1 Білінійний обмін.

$$E^{\text{Bilinear}} = J_1(\chi) \frac{\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2}{M_{s_1} M_{s_2}} \quad (4.46)$$

$$H_{\text{eff}Z_\nu}^{\text{Bilinear}} = \frac{J_1(\chi)}{M_{s_\nu} M_{s_{\bar{\nu}}}} (\cos \phi_\nu \cos \phi_{\bar{\nu}} \cos(\psi_\nu - \psi_{\bar{\nu}}) + \sin \phi_\nu \sin \phi_{\bar{\nu}}) \quad (4.47\text{a})$$

$$h_{\text{eff}X_\nu}^{\text{Bilinear}} = \frac{J_1(\chi)}{M_{s_\nu}^2 M_{s_{\bar{\nu}}}} (-m_{X_\nu} \cos \phi_{\bar{\nu}} \cos(\psi_\nu - \psi_{\bar{\nu}})) \quad (4.47\text{b})$$

$$h_{\text{eff}Y_\nu}^{\text{Bilinear}} = \frac{J_1(\chi)}{M_{s_\nu}^2 M_{s_{\bar{\nu}}}} (-m_{Y_\nu} \sin \phi_{\bar{\nu}}) \quad (4.47\text{c})$$

де індекс $\bar{\nu}$ позначає шар, протилежний до ν . Залежність $J_1(\chi)$ від сприйнятливості спейсера забезпечує температурне керування міжшаровим обміном: поблизу точки Кюрі $\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}$ сприйнятливість χ зростає, що призводить до зміни ефективного білінійного зв'язку.

4.5.5.2 Біквадратичний обмін.

$$E^{\text{Biquadratic}} = J_2(T) \left(\frac{\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2}{M_{s_1} M_{s_2}} \right)^2 \quad (4.48)$$

$$H_{\text{eff}Z\nu}^{\text{Biquad}} = \frac{2J_2(T)}{M_{s\nu}M_{s\bar{\nu}}} \left(\frac{\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2}{M_{s1}M_{s2}} \right) (\cos \phi_\nu \cos \phi_{\bar{\nu}} \cos(\psi_\nu - \psi_{\bar{\nu}}) + \sin \phi_\nu \sin \phi_{\bar{\nu}}) \quad (4.49a)$$

$$h_{\text{eff}X\nu}^{\text{Biquad}} = \frac{2J_2(T)}{M_{s\nu}^2 M_{s\bar{\nu}}} \left(\frac{\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2}{M_{s1}M_{s2}} \right) (-m_{X\nu} \cos \phi_{\bar{\nu}} \cos(\psi_\nu - \psi_{\bar{\nu}})) \quad (4.49b)$$

$$h_{\text{eff}Y\nu}^{\text{Biquad}} = \frac{2J_2(T)}{M_{s\nu}^2 M_{s\bar{\nu}}} \left(\frac{\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2}{M_{s1}M_{s2}} \right) (-m_{Y\nu} \sin \phi_{\bar{\nu}}) \quad (4.49c)$$

Біквадратичний внесок пропорційний $(\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2)$ і тому звертається до нуля як при паралельній, так і при антипаралельній орієнтації шарів, досягаючи максимуму при перпендикулярній конфігурації. Це пояснює характерну зміну форми петель гістерезису при проміжних температурах (режим В), коли внески прямого та непрямого обмінів порівнянні за величиною.

Висновки до розділу 4

У розділі проведено комплексне теоретичне моделювання магнітних властивостей структури Fe/Cr/Fe_{17,5}Cr_{82,5}/Cr/Fe у температурному діапазоні 200–400 К у рамках трьох взаємодоповнюючих підходів: векторної моделі когерентного обертання для САФ у макроспіновому наближенні, колінеарної моделі метамагнетика та мікроскопічного моделювання прошарку методом Монте-Карло.

1. У рамках векторної моделі когерентного обертання чисельно відновлено температурні залежності білінійного J_1 та біквадратичного J_2 параметрів міжшарового зв'язку. Встановлено, що $|J_1|$ монотонно зростає від ≈ 0 при 200 К до ≈ 100 мкДж/м² вище T_C , відображаючи перехід від прямого феромагнітного зв'язку через впорядкований прошарок до непрямого АФМ-РККІ-зв'язку через парамагнітний прошарок. Слабка (40%) залежність J_2 від температури свідчить про стабільність якості інтерфейсів Fe/Cr при фазовому переході в прошарку та незначний внесок невідпорядкованих магнітних моментів прошарку у біквадратичну складову.
2. У рамках колінеарної моделі метамагнетика систематизовано чотири характерні температурні режими роботи Кюрі-перемикача (А, В, С, D), що відрізняються кількістю, положенням і симетрією піків похідної dM/dH . Перехід між режимами зумовлений конкуренцією прямого ФМ-обміну через

ферромагнітний прошарок і непрямого АФМ-РКІ-зв'язку через парамагнітну матрицю спейсера.

3. Отримано аналітичний вираз для ефективного параметра міжшарового зв'язку через магнітну сприйнятливості розбавленого шару:

$$J_{12}^{\text{eff}}(T) = -\chi(T) J^2,$$

де J — константа обміну між зовнішнім шаром Fe та прошарком. Ця залежність безпосередньо пов'язує мікроскопічні параметри прошарку з макроскопічно вимірюваними критичними полями перемикавання та пояснює монотонне наближення поля H_F до нуля при нагріванні вище T_C (режим А). Розкладання сумарного обмінного поля на прямий (температурно-незалежний) і непрямий (пропорційний $\chi(T)$) внески кількісно узгоджується з експериментальними залежностями критичних полів.

4. Методом Монте-Карло на тривимірній ґратці Ізінга ($30 \times 30 \times 12$ вузлів, алгоритм Метрополіса) встановлено, що кластеризована морфологія прошарку $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$ спричиняє появу суперпарамагнітної фракції та характерної м'якої петлі гістерезису поблизу $H \approx 0$, відсутньої у однорідному розподілі. Зі збільшенням ступеня кластеризації (зменшенням параметра σ) пік магнітної сприйнятливості зміщується до вищих температур і зростає за амплітудою. Еволюція піків сприйнятливості прошарку безпосередньо корелює з температурною поведінкою критичних полів перемикавання структури $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}/\text{Cr}/\text{Fe}$.
5. Порівняння нормованих температурних залежностей ефективного обмінного параметра $\tilde{J}(T)$, відновленого з обох аналітичних моделей, з теоретичними кривими $\tilde{\chi}(T)$ для різних ступенів кластеризації показало, що при $T > 325$ К обидві моделі узгоджуються з однорідним розподілом ($\sigma \rightarrow \infty$), підтверджуючи достатню гомогенність прошарку та високу структурну якість виготовлених зразків. При $T < 325$ К відновлені залежності двох моделей систематично відхиляються від теоретичних кривих у протилежні сторони, що вказує на необхідність урахування гранулярної морфології прошарку та внеску ферромагнітних кластерів заліза у суперпарамагнітному або однодомному стані.

6. Ступінь кластеризації σ прошарку $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$ є технологічно керованим параметром оптимізації Кюрі-перемикача. Розміри кластерів у розглянутих структурах ($d_{\text{cl}} \approx 0,77\text{--}1,97$ нм) відповідають умові максимального ефекту ГМО $d_{\text{cl}} \approx \ell$ [56], що відкриває можливість одночасної оптимізації температури перемикання (через зміщення T_C) та амплітуди ГМО-сигналу (через підбір розміру кластерів).

ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі вирішено актуальну наукову задачу встановлення фізичних механізмів термічно індукованого перемикавання міжшарового обмінного зв'язку у п'ятишарових магнітних наноструктурах $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}/\text{Cr}/\text{Fe}$ (Кюрі-перемикачах), систематизації режимів їхньої роботи та розробки теоретичних моделей для кількісного опису поведінки цих структур у широкому діапазоні температур. Основні результати та висновки роботи полягають у такому.

1. Досліджено три серії зразків $\text{Fe}(2)/\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}(0,9)/\text{Cr}(0,4)/\text{Fe}(2)$ з вмістом заліза $x = 17,5, 20$ та 21 ат.%, виготовлених методом ДС-магнетронного розпилення. Для кожного складу визначено ефективну температуру орієнтаційного фазового переходу: $T_C \approx 325, 360$ та 380 К відповідно. Монотонне зростання T_C з концентрацією заліза узгоджується з фазовою діаграмою об'ємних сплавів $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$, проте абсолютні значення T_C у тонкоплівкових структурах суттєво перевищують об'ємні внаслідок ефекту обмінної близькості із сусідніми феромагнітними шарами Fe. Зразок NFC17 ($x = 17,5$ ат.%) з T_C лише на ~ 25 К вище кімнатної температури обрано як оптимальний для електричного перемикавання.
2. Встановлено відсутність вираженої внутрішньоплощинної магнітної анізотропії у зразках NFC17 та NFC20 за результатами вимірювань петель гістерезису при двох взаємно перпендикулярних орієнтаціях зовнішнього поля. Ізотропія перемагнічування узгоджується з моделлю обертальної анізотропії, за якою легка вісь орієнтується вздовж напрямку останнього поля насичення. Цей результат є принциповим для вибору теоретичної моделі та враховується при моделюванні в Розділі 4.
3. На основі температурозалежних SQUID-VSM вимірювань зразка NFC17 у діапазоні $200\text{--}400$ К встановлено поступовий оборотний перехід від феромагнітного ($T < 240$ К) до антиферомагнітного ($T > 325$ К) типу міжшарового зв'язку. Збіг залежностей нормованого залишкового моменту $m_r(T)$ при нагріванні та охолодженні підтверджує рівноважний характер переходу. Намагніченість насичення шарів Fe змінюється менш ніж на 6% у досліджу-

ваному діапазоні, що дозволяє однозначно пов'язати спостережуване перемикавання з фазовим переходом у розбавленому прошарку $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$.

4. На основі магнетотранспортних вимірювань на мікросмужках шириною 9, 7 та 4 мкм підтверджено можливість повністю електричного, безпольового перемикавання між станами паралельної (низький опір) та антипаралельної (високий опір) конфігурацій при кімнатній температурі. Максимальний ефект гігантського магнетоопору становить $\approx 0,2\%$. Геометрична залежність критичного струму від ширини смужок та параболічний закон $T = T_0 + \alpha j_{dc}^2$ однозначно підтверджують джоулевий механізм перемикавання з критичною густиною струму $j_c = 1,39 \times 10^{11} \text{ А/м}^2$.
5. Аналіз кутової залежності магнетоопору виявив, що внесок анізотропного магнетоопору (АМО) в паралельному стані ($\approx 0,12\%$) є порівняним з ефектом ГМО ($\approx 0,2\%$), тоді як в антипаралельному стані АМО значно менший ($\sim 0,03\%$) завдяки компенсації внесків двох шарів Fe. Це обґрунтовує вибір геометрії $H \parallel I$ для коректного визначення полів перемикавання.
6. У рамках векторної моделі когерентного обертання для синтетичного антиферромагнетика у макроспіновому наближенні відновлено температурні залежності білінійної (J_1) та біквадратичної (J_2) констант міжшарового зв'язку шляхом апроксимації експериментальних петель гістерезису. Встановлено, що $|J_1|$ зростає від ≈ 0 при 200 К до $\approx 100 \text{ мкДж/м}^2$ вище T_C , відображаючи перехід від домінування ФМ-обміну до АФМ-РККІ. Слабка залежність J_2 від температури свідчить про незмінність якості інтерфейсів та незначний внесок неупорядкованих магнітних моментів прошарку.
7. У рамках колінеарної моделі метамагнетика у макроспіновому наближенні систематизовано чотири характерні режими роботи Кюрі-перемикача (А, В, С, D), що відрізняються кількістю, положенням та симетрією піків похідної dM/dH . Отримано аналітичні вирази для критичних полів перемикавання та встановлено їх зв'язок з магнітною сприйнятливістю розбавленого шару:

$$J_{12}^{\text{eff}}(T) = -\chi(T) J^2,$$

що безпосередньо пов'язує мікроскопічні параметри прошарку з макроскопічно вимірюваними характеристиками перемикавання. Температурна еволю-

ція критичних полів пояснена в рамках моделі конкуруючих прямої ФМ та непрямої АФМ компонент міжшарового зв'язку.

8. Методом Монте-Карло на тривимірній ґратці ($\sim 10^4$ вузлів) з гамільтоніаном Ізінга та алгоритмом Метрополіса досліджено вплив ступеня кластеризації атомів заліза у прошарку $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$ на магнітну сприйнятливості та температуру фазового переходу. Встановлено, що сильна кластеризація (менші значення σ) зміщує область переходу до вищих температур і збільшує амплітуду піка сприйнятливості, тоді як слабка кластеризація практично не змінює температуру перемикавання. Кластеризована морфологія також зумовлює появу суперпарамагнітної фракції та характерної м'якої петлі гістерезису поблизу $H \approx 0$.
9. Порівняння нормованих температурних залежностей ефективного обмінного параметра $\tilde{J}(T)$, відновленого з обох аналітичних моделей, з теоретичними кривими $\tilde{\chi}(T)$ показало, що при $T > 325$ К обидві моделі однаково добре описують поведінку структури, а відновлені залежності узгоджуються з кривими для однорідного розподілу. Це свідчить про достатню однорідність прошарку та високу структурну якість виготовлених зразків. При $T < 325$ К відновлені залежності двох моделей систематично розходяться у протилежні сторони, що вказує на необхідність урахування гранулярної морфології прошарку — наявності феромагнітних кластерів заліза у суперпарамагнітному або однодоменному стані.
10. Встановлено, що ступінь кластеризації σ прошарку $\text{Fe}_{17,5}\text{Cr}_{82,5}$ є технологічно керованим параметром оптимізації Кюрі-перемикача як спітронного пристрою. Контрольована кластеризація відкриває можливість одночасної оптимізації температури перемикавання (через зміщення T_C) та амплітуди ГМО-сигналу (через підбір розміру кластерів під умову $d_{cl} \sim \ell$, де ℓ — довжина вільного пробігу електронів).

Таким чином, у дисертаційній роботі вперше реалізовано повністю електричне безпольове перемикавання магнітного стану спінового вентиля на основі Кюрі-перемикача при кімнатній температурі, побудовано комплекс теоретичних моделей для кількісного опису цього явища та встановлено зв'язок між мікроскопічними параметрами розбавленого прошарку і макроскопічними характеристиками пристрою.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- [1] J. M. D. Coey, *Magnetism and magnetic materials*. New York, NY: Cambridge Univ. Press, 2010. url: <https://cds.cern.ch/record/1261177>
- [2] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky та H. Sowers, "Layered Magnetic Structures: Evidence for Antiferromagnetic Coupling of Fe Layers across Cr Interlayers", *Phys. Rev. Lett.*, т. 57, с. 2442—2445, 19 листоп. 1986. DOI: 10.1103/PhysRevLett.57.2442 url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.57.2442>
- [3] M. N. Baibich та ін., "Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices", *Physical Review Letters*, т. 61, № 21, с. 2472—2475, 1988. DOI: 10.1103/PhysRevLett.61.2472
- [4] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach та W. Zinn, "Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange", *Physical Review B*, т. 39, № 7, с. 4828—4830, 1989. DOI: 10.1103/PhysRevB.39.4828
- [5] A. Fert, "Nobel Lecture: Origin, development, and future of spintronics", *Rev. Mod. Phys.*, т. 80, с. 1517—1530, 4 груд. 2008. DOI: 10.1103/RevModPhys.80.1517 url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.80.1517>
- [6] S. Bhatti, R. Sbiaa, A. Hirohata, H. Ohno, S. Fukami та S. Piramanayagam, "Spintronics based random access memory: a review", *Materials Today*, т. 20, с. 530, 2017.
- [7] B. Dieny та ін., "Opportunities and challenges for spintronics in the microelectronics industry", *Nature Electronics*, т. 3, с. 446—459, 2020.
- [8] R. A. Duine, K.-J. Lee, S. S. P. Parkin та M. D. Stiles, "Synthetic antiferromagnetic spintronics", *Nature Physics*, т. 14, № 3, с. 217—219, бер. 2018. DOI: 10.1038/s41567-018-0050-y url: <https://doi.org/10.1038/s41567-018-0050-y>

- [9] M. A. Ruderman та C. Kittel, "Indirect Exchange Coupling of Nuclear Magnetic Moments by Conduction Electrons", *Phys. Rev.*, т. 96, с. 99—102, 1 жовт. 1954. DOI: 10.1103/PhysRev.96.99 url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.96.99>
- [10] T. Kasuya, "A Theory of Metallic Ferro- and Antiferromagnetism on Zener's Model", *Progress of Theoretical Physics*, т. 16, № 1, с. 45—57, лип. 1956, ISSN: 0033-068X. DOI: 10.1143/PTP.16.45 eprint: <https://academic.oup.com/ptp/article-pdf/16/1/45/5266722/16-1-45.pdf>. url: <https://doi.org/10.1143/PTP.16.45>
- [11] K. Yosida, "Magnetic Properties of Cu-Mn Alloys", *Phys. Rev.*, т. 106, с. 893—898, 5 черв. 1957. DOI: 10.1103/PhysRev.106.893 url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.106.893>
- [12] P. Bruno, "Theory of interlayer magnetic coupling", *Phys. Rev. B*, т. 52, с. 411—439, 1 лип. 1995. DOI: 10.1103/PhysRevB.52.411 url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.52.411>
- [13] S. S. P. Parkin, N. More та K. P. Roche, "Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr", *Phys. Rev. Lett.*, т. 64, с. 2304—2307, 19 трав. 1990. DOI: 10.1103/PhysRevLett.64.2304 url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.64.2304>
- [14] M. Stiles, "Interlayer exchange coupling", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, т. 200, № 1, с. 322—337, 1999, ISSN: 0304-8853. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0304-8853\(99\)00334-0](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(99)00334-0) url: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885399003340>
- [15] J. Slonczewski, "Current-driven excitation of magnetic multilayers", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, т. 159, № 1, с. L1—L7, 1996, ISSN: 0304-8853. DOI: [https://doi.org/10.1016/0304-8853\(96\)00062-5](https://doi.org/10.1016/0304-8853(96)00062-5) url: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885396000625>
- [16] L. Berger, "Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current", *Phys. Rev. B*, т. 54, с. 9353—9358, 13 жовт. 1996. DOI: 10.1103/

- PhysRevB.54.9353 url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.54.9353>
- [17] D. M. Polishchuk, Y. O. Tykhonenko-Polishchuk, E. Holmgren, A. F. Kravets та V. Korenivski, "Thermally induced antiferromagnetic exchange in magnetic multilayers", *Phys. Rev. B*, т. 96, с. 104 427, 10 вер. 2017. DOI: 10.1103/PhysRevB.96.104427 url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.96.104427>
 - [18] D. M. Polishchuk, Y. O. Tykhonenko-Polishchuk, E. Holmgren, A. F. Kravets, A. I. Tovstolytkin та V. Korenivski, "Giant magnetocaloric effect driven by indirect exchange in magnetic multilayers", *Physical Review Materials*, т. 2, с. 114 402, 2018.
 - [19] D. Polishchuk, Y. Tykhonenko-Polishchuk, Y. Lytvynenko, A. Rostas, O. Gomonay та V. Korenivski, "Thermal gating of magnon exchange in magnetic multilayers with antiferromagnetic spacers", *Physical Review Letters*, т. 126, с. 227 203, 2021.
 - [20] V. Iurchuk та ін., "All-Electrical Operation of a Curie Switch at Room Temperature", *Phys. Rev. Appl.*, т. 20, с. 024 009, 2 серп. 2023. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.20.024009 url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.20.024009>
 - [21] *A300 Series, A3CV & CTM Magnetron Sputtering Sources: Installation & Operation Manual*, PO Box 246. TEL: 781-545-7365, FAX: 781-545-4105, www.ajaint.com, AJA International, 809 Country Way, North Scituate, MA 02060, USA, груд. 2004.
 - [22] Quantum Design, Inc., *MPMS 3 User's Manual*, 15-е вид., Part No. 1500-100, Rev. F1, Quantum Design, Inc., San Diego, CA, USA, черв. 2016. url: <https://www.mrl.ucsb.edu/sites/default/files/documents/instruments/1500-100%5C%20Rev.%5C%20F1%5C%20MPMS%5C%203%5C%20Users%5C%20Manual.pdf>
 - [23] S. Sorokin, "Magnetization dynamics and spin-pumping in synthetic antiferromagnets", Verteidigung: 07.09.2021, Dissertation, Technische Universität Dresden, вер. 2021. url: <https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:bsz:14-qucosa2-760559>

- [24] D. M. Polishchuk, Y. O. Tykhonenko-Polishchuk, V. Borynskyi, A. F. Kravets, A. I. Tovstolytkin та V. Korenivski, "Magnetic Hysteresis in Nanostructures with Thermally Controlled RKKY Coupling", *Nanoscale Research Letters*, т. 13, с. 245, 2018.
- [25] N. Metropolis, A. W. Rosenbluth, M. N. Rosenbluth, A. H. Teller та E. Teller, "Equation of State Calculations by Fast Computing Machines", *The Journal of Chemical Physics*, т. 21, № 6, с. 1087—1092, черв. 1953, ISSN: 0021-9606. DOI: 10.1063/1.1699114 eprint: https://pubs.aip.org/aip/jcp/article-pdf/21/6/1087/18802390/1087_1_online.pdf. url: <https://doi.org/10.1063/1.1699114>
- [26] O. Kozlov та ін., "Thermally Controlled Interlayer Exchange Coupling in Magnetic Multilayers: Electrical Curie Switching and Field-Induced Anisotropy Effects", в *2026 IEEE 43rd International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO)*, 2026, с. 13. url: https://elnano.ieee.org.ua/wp-content/uploads/2026/04/Program_ELNANO_2026_schedule.pdf
- [27] O. Kozlov, S. Reshetniak, A. Kravets, V. Korenivski та V. Kalita, "Current Induced Switching of Interlayer Exchange in Spin Valves at Room Temperature", в *Міжнародна конференція «Modern Problems of Solid-State Physics and Magnetism» in memory of Academician Viktor G. Baryakhtar*, Київ, 2025, с. 145—146.
- [28] О. А. Козлов, В. М. Калита та С. О. Решетняк, "Методи управління опором структур з гігантським та тунельним магнетоопором за допомогою струму", в *Збірник праць XXIII Міжнародної молодіжної науково-практичної конференції «Історія розвитку науки, техніки та освіти»*, Л. П. Пономаренко, ред., Київ, 2025, с. 164.
- [29] О. А. Козлов, Ю. Б. Скирта та С. О. Решетняк, "До історії термоелектрики", в *Збірник праць XIX Міжнародної молодіжної науково-практичної конференції «Історія розвитку науки, техніки та освіти» за темою «Фізика та формування нової світової реальності»*, Київ, 2021, с. 79—81.
- [30] О. А. Козлов, "Термоіндукований антиферомагнітний обмін в магнітній багатоплановій плівці", 133 с., Магістерська дисертація, Національний техні-

чний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», Київ, 2021.

- [31] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*. Wiley, 2004, ISBN: 9780471415268. url: <https://books.google.com.ua/books?id=kym4QgAACAAJ>
- [32] R. Bozorth та I. M. Society, *Ferromagnetism* (An IEEE Press classic reissue). IEEE Press, 1978, ISBN: 9780470544624. url: <https://books.google.com.ua/books?id=Df-uswEACAAJ>
- [33] E. Fawcett, ``Spin-density-wave antiferromagnetism in chromium'', *Rev. Mod. Phys.*, т. 60, с. 209—283, 1 січ. 1988. DOI: 10.1103/RevModPhys.60.209 url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.60.209>
- [34] E. Fawcett, H. L. Alberts, V. Y. Galkin, D. R. Noakes та J. V. Yakhmi, ``Spin-density-wave antiferromagnetism in chromium alloys'', *Rev. Mod. Phys.*, т. 66, с. 25—127, 1 січ. 1994. DOI: 10.1103/RevModPhys.66.25 url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.66.25>
- [35] S. K. Burke та B. D. Rainford, ``The evolution of magnetic order in CrFe alloys. I. Antiferromagnetic alloys close to the critical concentration'', *Journal of Physics F: Metal Physics*, т. 13, № 2, с. 441, лют. 1983. DOI: 10.1088/0305-4608/13/2/019 url: <https://doi.org/10.1088/0305-4608/13/2/019>
- [36] S. K. Burke, R. Cywinski, J. R. Davis та B. D. Rainford, ``The evolution of magnetic order in CrFe alloys. II. Onset of ferromagnetism'', *Journal of Physics F: Metal Physics*, т. 13, № 2, с. 451, лют. 1983. DOI: 10.1088/0305-4608/13/2/020 url: <https://doi.org/10.1088/0305-4608/13/2/020>
- [37] S. K. Burke та B. D. Rainford, ``The evolution of magnetic order in CrFe alloys. III. Ferromagnetism close to the critical concentration'', *Journal of Physics F: Metal Physics*, т. 13, № 2, с. 471, лют. 1983. DOI: 10.1088/0305-4608/13/2/021 url: <https://doi.org/10.1088/0305-4608/13/2/021>
- [38] Ю. А. Дорофеев, А. З. Меньшиков та Г. А. Такзей, ``Магнитная фазовая диаграмма $\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}$ сплавов'', *Физика металлов и металловедение*, т. 55, № 5, с. 948—954, 1983.

- [39] Г. А. Такзей, ``Магнитные состояния и фазовые переходы в неупорядоченных металлических системах с конкурирующими обменными взаимодействиями'', рос., Дисс. д-ра физ.-мат. наук, Институт металлофизики АН УССР, Киев, 1987.
- [40] W. Gerlach та O. Stern, ``Der experimentelle Nachweis der Richtungsquantelung im Magnetfeld'', *Zeitschrift für Physik*, т. 9, № 1, с. 349—352, 1922. DOI: 10.1007/BF01326983
- [41] G. E. Uhlenbeck та S. Goudsmit, ``Spinning Electrons and the Structure of Spectra'', *Nature*, т. 117, № 2938, с. 264—265, 1926. DOI: 10.1038/117264a0 url: <https://doi.org/10.1038/117264a0>
- [42] A. H. Compton, ``The magnetic electron'', *Journal of the Franklin Institute*, т. 192, № 2, с. 145—155, 1921. DOI: 10.1016/S0016-0032(21)90917-7
- [43] P. A. M. Dirac, ``The quantum theory of the electron'', *Proc. R. Soc. Lond. A*, т. 117, № 778, с. 610—624, 1928. DOI: 10.1098/rspa.1928.0023
- [44] E. M. Purcell, H. C. Torrey та R. V. Pound, ``Resonance Absorption by Nuclear Magnetic Moments in a Solid'', *Phys. Rev.*, т. 69, с. 37—38, 1-2 січ. 1946. DOI: 10.1103/PhysRev.69.37 url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.69.37>
- [45] Ю. М. Поплавко, О. В. Борисов, І. П. Голубєва та Ю. В. Діденко, *Магнетики в електроніці. Курс лекцій, навчальний посібник для студентів спеціальності 153 «Мікро- та наносистемна техніка» освітньої програми «Мікро- та наноелектроніка»*. Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2021, с. 365, Електронний ресурс. Електронні текстові дані (1 файл: 5,44 Мбайт). Назва з екрана.
- [46] M. Pajda, J. Kudrnovský, I. Turek, V. Drchal та P. Bruno, ``Ab initio calculations of exchange interactions, spin-wave stiffness constants, and Curie temperatures of Fe, Co, and Ni'', *Phys. Rev. B*, т. 64, с. 174402, 17 жовт. 2001. DOI: 10.1103/PhysRevB.64.174402 url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.64.174402>
- [47] R. D. McMichael, M. D. Stiles, P. J. Chen та W. F. Egelhoff, ``Ferromagnetic resonance studies of NiO-coupled thin films of Ni₈₀Fe₂₀'', *Phys. Rev. B*, т. 58, с. 8605—8612, 13 жовт. 1998. DOI: 10.1103/PhysRevB.58.8605 url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.58.8605>

- [48] S. Sorokin та ін., "Magnetization dynamics in synthetic antiferromagnets: Role of dynamical energy and mutual spin pumping", *Physical Review B*, т. 101, с. 144 410, 2020.
- [49] S. O. Demokritov, "Biquadratic interlayer coupling in layered magnetic systems", *Journal of Physics D: Applied Physics*, т. 31, № 8, с. 925, квіт. 1998. DOI: 10.1088/0022-3727/31/8/003 url: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/31/8/003>
- [50] V. V. Ustinov та E. A. Kravtsov, "A unified semiclassical theory of parallel and perpendicular giant magnetoresistance in metallic superlattices", *Journal of Physics: Condensed Matter*, т. 7, № 18, с. 3471, трав. 1995. DOI: 10.1088/0953-8984/7/18/011 url: <https://doi.org/10.1088/0953-8984/7/18/011>
- [51] T. Valet та A. Fert, "Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers", *Physical Review B*, т. 48, с. 7099—7113, 1993.
- [52] P. Holody та ін., "Giant magnetoresistance in hybrid magnetic nanostructures", *J. Magn. Magn. Mater.*, т. 148, 1995.
- [53] J. Q. Xiao, J. S. Jiang та C. L. Chien, "Giant magnetoresistance in nonmultilayer magnetic systems", *Phys. Rev. Lett.*, т. 68, с. 3749—3752, 25 черв. 1992. DOI: 10.1103/PhysRevLett.68.3749 url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.68.3749>
- [54] A. E. Berkowitz та ін., "Giant magnetoresistance in heterogeneous Cu-Co alloys", *Phys. Rev. Lett.*, т. 68, с. 3745—3748, 25 черв. 1992. DOI: 10.1103/PhysRevLett.68.3745 url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.68.3745>
- [55] S. S. P. Parkin, "Giant Magnetoresistance in Magnetic Nanostructures", *Annual Review of Materials Science*, т. 25, № 1, с. 357—388, 1995. DOI: 10.1146/annurev.ms.25.080195.002041 url: <https://doi.org/10.1146/annurev.ms.25.080195.002041>
- [56] C. Wang, Z. Guo, Y. Rong та T. Hsu (Xu Zuyao), "A phenomenological theory of the granular size effect on the giant magnetoresistance of granular films", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, т. 277, № 3, с. 273—280, 2004, ISSN: 0304-8853. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2003.10.033>

url: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885303009223>

- [57] R. Kubo, "Statistical-Mechanical Theory of Irreversible Processes. I. General Theory and Simple Applications to Magnetic and Conduction Problems", *Journal of the Physical Society of Japan*, т. 12, № 6, с. 570—586, 1957. DOI: 10.1143/JPSJ.12.570 eprint: <https://doi.org/10.1143/JPSJ.12.570>. url: <https://doi.org/10.1143/JPSJ.12.570>
- [58] H. E. Camblong та P. M. Levy, "Novel results for quasiclassical linear transport in metallic multilayers", *Phys. Rev. Lett.*, т. 69, с. 2835—2838, 1992.
- [59] H. E. Camblong, S. Zhang та P. M. Levy, "Magnetoresistance of multilayered structures for currents perpendicular to the plane of the layers", *Phys. Rev. B*, т. 47, с. 4735, 1993.
- [60] P. M. Levy, S. Zhang та A. Fert, "Electrical conductivity of magnetic multilayered structures", *Phys. Rev. Lett.*, т. 65, с. 1643, 1990.
- [61] S. Zhang та P. M. Levy, "Conductivity perpendicular to the plane of multilayered structures", *J. Appl. Phys.*, т. 69, с. 4786, 1991.
- [62] S. Zhang та P. M. Levy, "Theory of giant magnetoresistance in magnetic granular films", *J. Magn. Magn. Mater.*, т. 116, с. L171, 1993.
- [63] T. L. Hylton, K. R. Coffey, M. A. Parker та J. K. Howard, "Giant Magnetoresistance at Low Fields in Discontinuous NiFe-Ag Multilayer Thin Films", *Science*, т. 261, с. 1021—1024, 1993. DOI: 10.1126/science.261.5124.1021
- [64] G. Tosin, L. F. Schelp, M. Carara, J. E. Schmidt, A. A. Gomes та M. N. Baibich, "Annealing of Co/Ag multilayers", *J. Magn. Magn. Mater.*, т. 121, с. 399—401, 1993. DOI: 10.1016/0304-8853(93)91222-E
- [65] I. Ennen та и.и., "From Magnetic Nanoparticles to Magnetoresistive Biosensors", *Acta Phys. Pol. A*, т. 121, с. 420—425, 2012. DOI: 10.12693/APhysPolA.121.420
- [66] T. Seki, H. Tomita, A. A. Tulapurkar, M. Shiraishi, T. Shinjo та Y. Suzuki, "Spin-transfer-torque-induced ferromagnetic resonance for Fe/Cr/Fe layers with an antiferromagnetic coupling field", *Applied Physics Letters*, т. 94, № 21, с. 212 505, 2009, ISSN: 0003-6951. DOI: 10.1063/1.3143625 eprint:

- https://pubs.aip.org/aip/apl/article-pdf/doi/10.1063/1.3143625/14412413/212505_1_online.pdf. url: <https://doi.org/10.1063/1.3143625>
- [67] M. D. Kuz'min, "Shape of Temperature Dependence of Spontaneous Magnetization of Ferromagnets: Quantitative Analysis", *Phys. Rev. Lett.*, т. 94, с. 107204, 10 сеп. 2005. DOI: 10.1103/PhysRevLett.94.107204 url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.107204>
- [68] S. Chikazumi та C. D. Graham Jr, *Physics of Ferromagnetism*. Oxford University Press, лют. 1997, ISBN: 9780198517764. DOI: 10.1093/oso/9780198517764.001.0001 url: <https://doi.org/10.1093/oso/9780198517764.001.0001>
- [69] A. F. Kravets та ін., "Temperature-controlled interlayer exchange coupling in strong/weak ferromagnetic multilayers: A thermomagnetic Curie switch", *Phys. Rev. B*, т. 86, с. 214413, 21 груд. 2012. DOI: 10.1103/PhysRevB.86.214413 url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.86.214413>
- [70] S. Foner, "The vibrating sample magnetometer: Experiences of a volunteer (invited)", *Journal of Applied Physics*, т. 79, № 8, с. 4740, 1996, ISSN: 0021-8979. DOI: 10.1063/1.361657 url: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/79/8/10.1063/1.361657>
- [71] D. O. Smith, "Development of a Vibrating-Coil Magnetometer", *Review of Scientific Instruments*, т. 27, № 5, с. 261—268, 1956, ISSN: 0034-6748. DOI: 10.1063/1.1715538 url: <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1715538>
- [72] S. Foner, "Versatile and Sensitive Vibrating-Sample Magnetometer", *Review of Scientific Instruments*, т. 30, № 7, с. 548—557, 1959, ISSN: 0034-6748. DOI: 10.1063/1.1716679 url: <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1716679>
- [73] M. Buchner, K. Höfler, B. Henne, V. Ney та A. Ney, "Tutorial: Basic principles, limits of detection, and pitfalls of highly sensitive SQUID magnetometry for nanomagnetism and spintronics", *Journal of Applied Physics*, т. 124, № 16,

- c. 161 101, 2018, ISSN: 0021-8979. DOI: 10.1063/1.5045299 url: <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.5045299>
- [74] R. C. Jaklevic, J. Lambe, A. H. Silver та J. E. Mercereau, "Quantum Interference Effects in Josephson Tunneling", *Physical Review Letters*, т. 12, № 7, с. 159—160, 1964, ISSN: 0031-9007. DOI: 10.1103/PhysRevLett.12.159 url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.12.159>
- [75] J. E. Zimmerman та A. H. Silver, "Macroscopic Quantum Interference Effects through Superconducting Point Contacts", *Physical Review*, т. 141, № 1, с. 367—375, 1966, ISSN: 0031-899X. DOI: 10.1103/PhysRev.141.367 url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.141.367>
- [76] K. Fuchs, "The conductivity of thin metallic films according to the electron theory of metals", *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, т. 34, с. 100—108, 1938.
- [77] E. H. Sondheimer, "The mean free path of electrons in metals", *Advances in Physics*, т. 1, с. 1—42, 1952.
- [78] E. Stoner та E. Wohlfarth, "A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys", *IEEE Transactions on Magnetics*, т. 27, № 4, с. 3475—3518, 1991. DOI: 10.1109/TMAG.1991.1183750
- [79] S. M. Rezende, C. Chesman, M. A. Lucena, A. Azevedo, F. M. de Aguiar та S. S. P. Parkin, "Studies of coupled metallic magnetic thin-film trilayers", *Journal of Applied Physics*, т. 84, № 2, с. 958—972, лп. 1998, ISSN: 0021-8979. DOI: 10.1063/1.368161 eprint: https://pubs.aip.org/aip/jap/article-pdf/84/2/958/19064138/958_1_online.pdf. url: <https://doi.org/10.1063/1.368161>
- [80] M. Belmeguenai, T. Martin, G. Woltersdorf, M. Maier та G. Bayreuther, "Frequency- and time-domain investigation of the dynamic properties of interlayer-exchange-coupled $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Ru}/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ thin films", *Phys. Rev. B*, т. 76, с. 104414, 10 вер. 2007. DOI: 10.1103/PhysRevB.76.104414 url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.76.104414>
- [81] D. P. Landau та K. Binder, *A Guide to Monte Carlo Simulations in Statistical Physics*, 4-е вид. Cambridge University Press, 2014.

- [82] B. Dieny, "Giant magnetoresistance in spin-valve multilayers", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, т. 136, № 3, с. 335—359, 1994, ISSN: 0304-8853. DOI: [https://doi.org/10.1016/0304-8853\(94\)00356-4](https://doi.org/10.1016/0304-8853(94)00356-4) url: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0304885394003564>
- [83] B. Heinrich, "Exchange Coupling in Magnetic Multilayers", в *Magnetic Heterostructures: Advances and Perspectives in Spinstructures and Spintransport*, H. Zabel та S. D. Bader, ред. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2008, с. 185—250, ISBN: 978-3-540-73462-8. DOI: 10.1007/978-3-540-73462-8_4 url: https://doi.org/10.1007/978-3-540-73462-8_4
- [84] J. C. Slonczewski, "Fluctuation mechanism for biquadratic exchange coupling in magnetic multilayers", *Phys. Rev. Lett.*, т. 67, с. 3172—3175, 22 листоп. 1991. DOI: 10.1103/PhysRevLett.67.3172 url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.67.3172>
- [85] M. Grimsditch, S. Kumar та E. E. Fullerton, "Brillouin light scattering study of Fe/Cr/Fe (211) and (100) trilayers", *Phys. Rev. B*, т. 54, с. 3385—3393, 5 серп. 1996. DOI: 10.1103/PhysRevB.54.3385 url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.54.3385>
- [86] M. E. J. Newman та G. T. Barkema, *Monte Carlo Methods in Statistical Physics*. Oxford University Press, лют. 1999, ISBN: 9780198517962. DOI: 10.1093/oso/9780198517962.001.0001 url: <https://doi.org/10.1093/oso/9780198517962.001.0001>
- [87] M. E. Fisher та M. N. Barber, "Scaling Theory for Finite-Size Effects in the Critical Region", *Phys. Rev. Lett.*, т. 28, с. 1516—1519, 23 черв. 1972. DOI: 10.1103/PhysRevLett.28.1516 url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.28.1516>
- [88] T. Sugawara, K. Takanashi та K. Hono, "Study of giant magnetoresistance behavior in sputter-deposited Cr-Fe alloy films", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, т. 159, с. 95—102, 1996.
- [89] A. Chavent та ін., "Steady State and Dynamics of Joule Heating in Magnetic Tunnel Junctions Observed via the Temperature Dependence of RKKY Coupling", *Physical Review Applied*, т. 6, с. 034003, 2016.

ДОДАТКИ

Додаток А

Список публікацій здобувача за темою дисертації

За матеріалами дисертації опубліковано 6 наукових праць, у тому числі 2 статті у фахових виданнях та 4 тези доповідей на конференціях.

- [1] V. Iurchuk, O. Kozlov, S. Sorokin, S. Zhou, J. Lindner, S. Reshetniak, A. Kravets, D. Polishchuk, V. Korenivski. All-Electrical Operation of a Curie Switch at Room Temperature. *Phys. Rev. Appl.*, vol. 20, no. 2, p. 024009, Aug. 2023. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.20.024009 (Web of Science, Scopus Q1).

Особистий внесок здобувача: Розроблено програмне забезпечення для відновлення параметрів системи на основі петель намагніченості. Визначено параметри для моделювання з даних SQUID-VSM: намагніченість насичення та тип анізотропії. Надано відповіді рецензентам щодо моделі та параметрів.

Внесок співавторів: В. Юрчук — фотолітографія та патернізація структур у вигляді мікросмужок, магнетотранспортні виміри, обробка даних, оформлення графіків, опис експериментальної частини. С. Сорокін — постановка задачі моделювання, написання відповідного розділу, модифікація магнетотранспортної установки; рецензування та обговорення. А. Кравець — виготовлення структури Fe/Cr/Fe_xCr_{1-x}/Cr/Fe. В. Коренівський — один із авторів концепції Кюрі-перемикача, попередні дослідження зі створення оптимізованого зразка; рецензування та обговорення. Д. Поліщук — дослідження, що сприяли створенню оптимізованого зразка. С. Чжоу — виконав магнетометричні вимірювання за допомогою SQUID-VSM. Ю. Ліндер — надав допомогу в інтерпретації даних магнетотранспорту. С. Решетняк — наукове керівництво, організація співпраці та координація досліджень.

- [2] O. Kozlov. Influence of Fe Distribution in the FeCr Layer on the Magnetic Behavior of the Fe/Cr/FeCr/Cr/Fe Curie Switch. *Фізика та освітні технології*, № 1, 2026. DOI: 10.32782/pet-2026-1-1 (Фаховий журнал, категорія Б).

Особистий внесок здобувача: Ідея дослідження впливу розподілу заліза в прошарку на обмінні параметри системи. Побудова моделі методом Монте-

Карло (алгоритм Метрополіса). Визначення параметрів обміну зі співвідношень критичних температур. Інтерпретація результатів та написання статті.

Праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

- [3] O. Kozlov, S. Reshetniak, A. Kravets, V. Korenivski, V. Kalita. Thermally Controlled Interlayer Exchange Coupling in Magnetic Multilayers: Electrical Curie Switching and Field-Induced Anisotropy Effects. У зб.: *2026 IEEE 43rd International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO)*, 28 April 2026, p.13 [26]

Особистий внесок здобувача: Показано зв'язок між непрямою обмінною взаємодією та магнітною сприйнятливістю спейсера. Обробка експериментальних даних за запропонованою методологією. Виконано рисунок спін-залежного транспорту, оформлено графіки та презентацію. Усна доповідь.

Внесок співавторів: В.М. Калита — запропонував модель метамагнетика з урахуванням обертальної анізотропії для опису поведінки структури та методологію відновлення обмінних параметрів з похідних намагніченості. А. Кравець — виготовлення структури $\text{Fe/Cr/Fe}_x\text{Cr}_{1-x}/\text{Cr/Fe}$; графік відновлених параметрів. В. Коренівський — участь в обговоренні результатів. С. О. Решетняк — наукове керівництво та координація співпраці.

- [4] O. Kozlov, V. Kalita, S. Reshetniak, A. Kravets, V. Korenivski. Current Induced Switching of Interlayer Exchange in Spin Valves at Room Temperature. У зб.: *Міжнародна конференція «Modern Problems of Solid-State Physics and Magnetism» in memory of Academician Viktor G. Baryakhtar*, Київ, 2025, с. 145-146. [27]

Особистий внесок здобувача: Написання тез, оформлення презентації та рисуноків. Усна доповідь.

Внесок співавторів: В.М. Калита — обговорення та аналіз результатів. А. Кравець — виготовлення структури $\text{Fe/Cr/Fe}_x\text{Cr}_{1-x}/\text{Cr/Fe}$. В. Коренівський — участь в обговоренні результатів. С. О. Решетняк — наукове керівництво та координація співпраці.

- [5] О. А. Козлов, В. М. Калита, С. О. Решетняк. Методи управління опором структур з гігантським та тунельним магнетоопором за допомогою струму. У зб.:

Збірник праць XXIII Міжнародної молодіжної науково-практичної конференції «Історія розвитку науки, техніки та освіти», Київ, 2025 р., укладач Пономаренко Л. П., с. 164. [28]

Особистий внесок здобувача: Аналіз літератури, написання тез, оформлення презентації та рисунків. Усна доповідь.

Внесок співавторів: В.М. Калита — обговорення та аналіз результатів. С. О. Решетняк — наукове керівництво та координація співпраці.

- [6] О. А. Козлов, Ю. Б. Скирта, С. О. Решетняк. До історії термоелектрики. У зб.: *Збірник праць XIX Міжнародної молодіжної науково-практичної конференції «Історія розвитку науки, техніки та освіти» за темою «Фізика та формування нової світової реальності», Київ, 2021 р., с. 79--81. [29]*

Особистий внесок здобувача: Аналіз літератури, написання тез, оформлення презентації та рисунків. Усна доповідь.

Внесок співавторів: Ю. Б. Скирта — створення демонстраційного стенду з елементами Пельтьє. С. О. Решетняк — наукове керівництво роботою.

Додаток Б

Нижче наведено текст програми мовою Python, що реалізує алгоритм чисельної апроксимації, описаний у підрозділі 4.1.1. Програма використовує бібліотеки NumPy, SciPy та Matplotlib.

Лістинг Б.1 — Програми для відновлення параметрів сАФ

```

1  # -*- coding: utf-8 -*-
2  import numpy as np
3  import math
4  from scipy.optimize import minimize, differential_evolution
5
6  # CONFIG
7  FILENAME = "400.txt"
8  d = 2                # товщина феромагнітного і шару нм []
9  M = 1114             # намагніченість і Ам [A/m]
10
11 bounds = [
12     (21, 23),         # Ku мкДжм [J]
13     (0, np.pi),      # a1 рад [rad]
14     (-np.pi, 0),      # a2 рад [rad]
15     (-60, -40),       # J2 б (квадратична) мкДжм [J]
16     (-150, -100)      # J1 б (лінійна) мкДжм [J]
17 ]
18
19 # PHYSICS
20 def Energy(angles, B, params):
21     theta1, theta2 = angles
22     Ku, a1, a2, J2, J1 = params
23
24     Zeeman = -M * B * d * (np.cos(theta1) + np.cos(theta2))
25     d_theta = theta1 - theta2
26     Exchange = -np.cos(d_theta) * (J1 + J2 * np.cos(d_theta))
27     Anisotropy = -Ku * d * (np.cos(a1 - theta1)**2 + np.cos(a2 - theta2)**2)
28
29     return Zeeman + 10**3 * (Exchange + Anisotropy)
30
31 def get_magnetization(angles):
32     return 0.5 * (np.cos(angles[0]) + np.cos(angles[1]))
33
34 def find_equilibrium_angles(B, params, initial_guess):
35     res = minimize(Energy, initial_guess, args=(B, params),
36                   method='Nelder-Mead', tol=1e-3)
37     return res.x
38
39 def simulate_loop(params, B_series):
40     M_sim = np.zeros(len(B_series))

```

```

41     current_angles = [0.0, 0.0]
42
43     if abs(B_series[0]) > 1000:
44         current_angles = [0.0, 0.0] if B_series[0] > 0 else [np.pi, np.pi]
45
46     for i, B in enumerate(B_series):
47         current_angles = find_equilibrium_angles(B, params, current_angles)
48         M_sim[i] = get_magnetization(current_angles)
49
50     return M_sim
51
52 def objective_function(params):
53     error = np.sum((Y1 - simulate_loop(params, B1))**2)
54     error += np.sum((Y2 - simulate_loop(params, B2))**2)
55     return error
56
57 z = np.loadtxt(FILENAME)
58 left = [row[0]/10 for row in z]
59 right = [row[1] for row in z]
60 Ms_val = max(right)
61 right = [val/Ms_val for val in right]
62
63 B1, Y1, B2, Y2 = [], [], [], []
64 for i in range(len(left)-1):
65     if left[i] >= left[i+1]:
66         B2.append(left[i]); Y2.append(right[i])
67     else:
68         B1.append(left[i]); Y1.append(right[i])
69
70 B1, Y1, B2, Y2 = map(np.array, [B1, Y1, B2, Y2])
71
72 def fit_parameters():
73     result = differential_evolution(
74         objective_function, bounds,
75         strategy='best1bin', maxiter=50,
76         popsize=10, tol=0.01, disp=True
77     )
78     return result.x
79
80 best_params = fit_parameters()

```

Додаток В

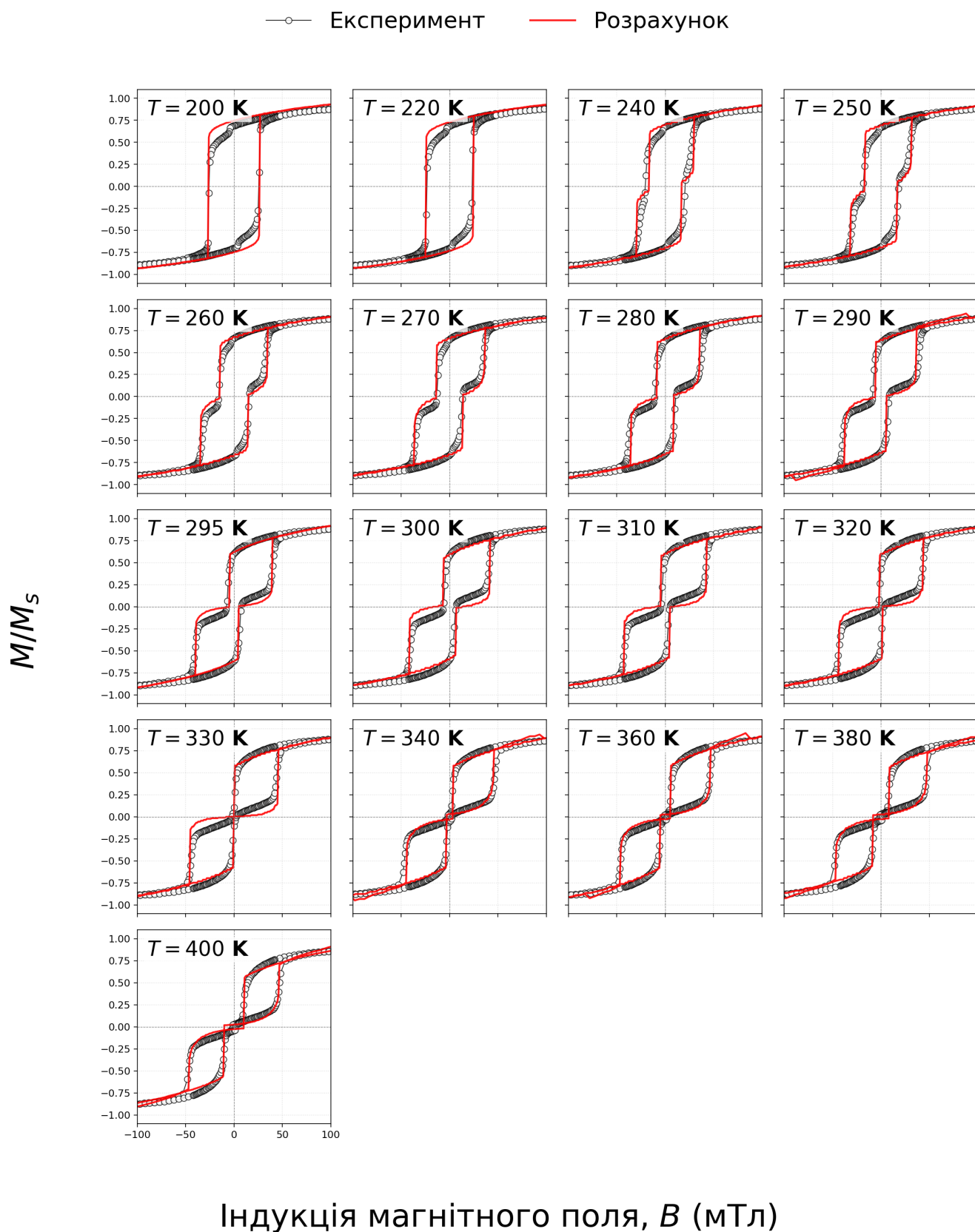


Рисунок В.1 — Петлі намагніченості та їх аналітичне відновлення