ІНСТИТУТ МАГНЕТИЗМУ ІМЕНІ В. Г. БАР'ЯХТАРА
НАЦІОНАЛЬНОЇ АКАДЕМІЇ НАУК УКРАЇНИ

Кваліфікаційна наукова праця
на правах рукопису

ХАРЛАН ЮЛІЯ ІГОРІВНА

УДК 537.6

ДИСЕРТАЦІЯ

ВПЛИВ СТРУКТУРИ ТА КОНФІГУРАЦІЇ ФЕРОМАГНІТНИХ ПЛАНАРНИХ НАНОСИСТЕМ НА ЇХНІ МАГНІТОРЕЗОНАНСНІ ВЛАСТИВОСТІ

104 Фізика та астрономія
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

_____ Ю.І. Харлан

Науковий керівник:
доктор фіз.-мат. наук,
старший науковий співробітник
Голуб Володимир Олегович

Київ – 2025

АНОТАЦІЯ

Харлан Ю. І. Вплив структури та конфігурації феромагнітних планарних наносистем на їхні магнітодинамічні властивості. — Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 104 — Фізика та астрономія. — Інститут магнетизму імені В.Г. Бар'яхтара Національної академії наук України, Київ, 2024.

Основною ***метою*** досліджень, проведених у дисертаційній роботі, було визначення впливу конфігурації та структури феромагнітних наноелементів на їхні магнітні властивості та встановлення методів керування такими характеристиками, як частота феромагнітного резонансу, закон дисперсії спінових хвиль, ширина резонансної лінії та магнітна анізотропія.

Зазначені структурі є елементною базою для створення у світлому майбутньому приладів електроніки, заснованих на принципах магноніки, яка пропонує використання спінових хвиль - колективних магнітних збуджень - для запису і зчитування інформації. Використання спінових хвиль (СХ) дозволить на кілько порядків зменшити теплові втрати і значно підвищити швидкість запису інформації. У роботі розглянуто вплив конфігурації намагніченості та анізотропії форми магнітних наноелементів а також параметрів двійникової структури в магнітних сплавах з ефектом пам'яті форми (МСЕПФ) на їхні магнітодинамічні властивості, зокрема на дисперсійне співвідношення спінових хвиль. Використовуючи класичні методи математичної фізики для розв'язку рівняння Ландау–Ліфшиця (ЛЛ), було побудовано теоретичні моделі для опису низки експериментальних ефектів, виявлених за допомогою метода феромагнітного резонансу (ФМР).

Дисертаційна робота складається з п'яти розділів. У Вступі викладено аргументацію актуальності обраної теми, визначено основну мету та завдання дослідження, а також окреслено об'єкт і предмет вивчення. Крім

того, представлено ключові наукові положення, що відображають новизну отриманих результатів, підкреслено особистий внесок здобувача у виконані роботи, які винесені на захист. Також надано інформацію про апробацію наукових результатів на конференціях та про зв’язок дисертаційного дослідження з науково-дослідними роботами.

Перший розділ дисертації має за мету ознайомити читача з явищем феромагнітного резонансу та поняттям спінових хвиль. Наведено рівняння Ландау–Ліфшиця – основне рівняння для опису магнітної динаміки, яке, зокрема, використовується для знаходження дисперсійного співвідношення для спінових хвиль. Розглянуто загальний вигляд повної енергії феромагнетика, обговорено внески диполь-дипольної, Зеєманівської та обмінної взаємодій, а також магнітокристалічної анізотропії. Окрім того, представлена низка прикладів розв’язку рівняння Ландау–Ліфшиця для систем з різноманітними анізотропією форми та типом магнітокристалічної анізотропії; виведене дисперсійне співвідношення для випадку однорідного феромагнітного резонансу, стоячих по товщині плівки та біжучих спінових хвиль.

Другий розділ присвячено дослідженню впливу типу обмінної взаємодії на границях двійникових компонент в сплавах з ефектом пам’яті форми на їхні магнітні властивості.

У **підрозділі 2.1** теоретично пояснено експериментальні результати магнітного резонансу в епітаксіальних тонких плівках $Ni_{46.0}Mn_{36.8}Sn_{11.4}Co_{5.8}$/MgO(001), згідно до яких одна резонансна лінія, що спостерігається в аустеніті, розщеплюється на три лінії в мартенситній фазі. Розвинутий теоретичний підхід показав, що додаткові резонансні лінії зумовлені слабким антиферомагнітним зв'язком феромагнітних двійникових компонентів через двійникові границі. Ця особливість демонструє сильну подібність між субмікронним двійниковим мартенситом і штучними антиферомагнітними надгратками, що дозволяє використовувати такі матеріали в якості самоорганізованих синтетичних антиферомагнетиків.

У **підрозділі 2.2** експериментально спостережена гігантська магнітна анізотропія четвертого порядку у двійникованій епітаксіальній плівці NiMnGa. Її поява була пояснена феромагнітним зв'язком між варіантами двійників з сильними одновісними магнітокристалічними анізотропіями, спрямованими ортогонально, за умови, коли поле міждвійникового обміну порівнянне з полем анізотропії. Виявлений ефект гігантської двохосної анізотропії має далекоглядні наукові та технологічні наслідки, такі як пристрої пам’яті з декількома виродженими магнітними станами, можливість суттєво зменшити критичні струми в перенесенні спіну тощо.

У **третьому** розділі побудовано теоретичну модель феромагнітного резонансу в просторово неоднорідних епітаксіальних плівках з ефектом пам’яті форми, в яких відбувається фероеластичний фазовий перехід. Запропонована теоретична модель базується на теорії мартенситного перетворення (МП) Ландау та статистичній моделі.

У **підрозділі 3.1** показано, що аномально сильна температурна залежність параметрів кристалічної ґратки мартенситної плівки привносить суттєвий внесок у температурну залежність резонансного значення зовнішнього магнітного поля. Більш того, пояснено звуження резонансного піку, яке експериментально спостерігалося при охолодженні плівки дещо нижче температури Кюрі. У **підрозділі 3.2** показано, що просторова неоднорідність матеріалу призводить до дисперсії локальних температур мартенситного перетворення, що спричиняє варіацію локальних значень магнітної анізотропії. Ця модель дозволяє пояснити різке розширення лінії феромагнітного резонансу, що спостерігається в експериментах при низьких температурах. Розроблений підхід може бути використаний для аналізу інших магнітних даних, таких як магнітна сприйнятливість, петлі магнітного гістерезису і т.д.

Дослідження, представлені в **четвертому** розділі, зосереджені на розгляді впливу конфігурації намагніченості та розмагнічуючого поля на спектр стоячих спінових хвиль в магнітних наноелементах. У **підрозділі 4.1**

експериментально і теоретично досліджено стоячі спінові хвилі в масиві нікелевих трикутних точках. Спектри феромагнітного резонансу були отримані в зовнішньому насичуючому магнітному полі, спрямованому перпендикулярно до площини масиву. Розроблений теоретичний підхід дозволяє описувати стоячі спін-хвильові моди як у перпендикулярно намагнічених правильних призмах, так і в близьких до них зрізаних пірамідах. З прикладної точки зору, дані дослідження відкривають можливість збільшення щільності запису інформації, оскільки анізотропія магнітних властивостей трикутних частинок зумовлює різноманітність спін-хвильових мод.

У **підрозділі 4.2** теоретично пояснюється експериментальне спостереження нетрадиційного одночастотного резонансного відгуку плоских циліндричних пермалоєвих наноелементів, який досягається прикладанням магнітного поля під певним критичним кутом відносно нормалі до точки. Це явище пояснюється злиттям спін-хвильових власних мод при переході спін-хвильової дисперсії від типу "прямі об’ємні хвилі" до типу "зворотні об'ємні хвилі" і може бути корисним для створення систем зі спектрально вузьким магнітним шумом.

***Ключові слова*:** спінові хвилі, феромагнітний резонанс, магнітні наноелементи, динаміка намагніченості, магнітна анізотропія, магнітні сплави з ефектом пам’яті форми, мартенситне перетворення, просторова неоднорідність, магноніка, спінтроніка.

ABSTRACT

Kharlan Y. I. The influence of the structure and configuration of ferromagnetic planar nanostructures on their magnetodynamic properties.— Qualification scientific work in the form of manuscript.

Thesis for doctor of philosophy degree in specialty 104—Physics and Astronomy. — V.G. Baryakhtar Institute of Magnetism of the National Academy of Science of Ukraine, Kyiv, 2024.

This thesis focuses on studying the control of magnetodynamic properties of ferromagnetic nanostructures, which are the ground for developing of future electronic devices based on magnonics. Magnonics proposes using spin waves— collective magnetic excitations — for recording and reading information, as they do not involve Joule heating and allow for significantly higher information recording speeds. The work investigates the impact of magnetization configuration and shape anisotropy in magnetic nanoelements, as well as the parameters of twin structures in shape memory alloys, on their magnetodynamic properties, particularly on the dispersion relation of spin waves. Theoretical models were developed using classical methods of mathematical physics to solve the Landau-Lifshitz equation to describe several experimental effects observed via ferromagnetic resonance methods.

The dissertation consists of five chapters. The **introduction** substantiates the relevance of the chosen topic, defines the primary aim and objectives of the research, and outlines the object and subject of study. It also presents key scientific propositions showing the novelty of the obtained results, highlights the author's personal contribution to the work proposed for defense, and provides information on the dissemination of scientific results at conferences and their relation to research projects.

The **first chapter** introduces the phenomenon of ferromagnetic resonance and the concept of spin waves. It presents the Landau-Lifshitz equation — the fundamental equation describing magnetic dynamics — used to derive the

dispersion relation for spin waves. A general representation of the total energy of a ferromagnet is provided, with discussions of the contributions of dipole-dipole, Zeeman, and exchange interactions, as well as magnetocrystalline anisotropy. Furthermore, several examples of solutions to the Landau-Lifshitz equation for systems with various shape anisotropies and types of magnetocrystalline anisotropy are provided. The dispersion relation is derived for cases including uniform ferromagnetic resonance, standing spin waves across the film thickness, and propagating spin waves.

The **second chapter** investigates the influence of the type of exchange interaction at the twin boundaries in shape memory alloys on their magnetic properties.

Section 2.1 explains experimental results of magnetic resonance in epitaxial thin films of $Ni_{46.0}Mn_{36.8}Sn_{11.4}Co_{5.8}$/MgO(001). These results show the splitting of a single resonance line observed in the austenite phase into three lines in the martensite phase. The developed theoretical approach revealed that the additional resonance lines result from weak antiferromagnetic coupling between ferromagnetic twin components across twin boundaries. This demonstrates a strong similarity between submicron twin martensite structures and artificial antiferromagnetic superlattices, enabling the use of such materials as self-organized synthetic antiferromagnets.

Section 2.2 presents the experimental observation of a giant fourfold magnetic anisotropy in a twinned epitaxial NiMnGa film. Its appearance is explained by ferromagnetic coupling between twin variants with strong uniaxial magnetocrystalline anisotropies oriented orthogonally, provided the inter-twin exchange field is comparable to the anisotropy field. The discovered effect has significant scientific and technological implications, such as the development of multi-degenerate state memory devices and reduction of critical spin-transfer current densities.

The **third chapter** develops a theoretical model of ferromagnetic resonance in spatially inhomogeneous epitaxial films with shape memory effects undergoing

ferroelastic phase transitions. The model is based on Landau's theory of martensitic transformation and a statistical approach.

Section 3.1 shows that the anomalously strong temperature dependence of the lattice parameters in martensitic films significantly contributes to the temperature dependence of the resonance magnetic field. Moreover, the narrowing of the resonance peak observed experimentally during cooling just below the Curie temperature is explained.

Section 3.2 demonstrates that material inhomogeneity causes dispersion in local martensitic transformation temperatures, resulting in variations in local magnetic anisotropy values. This model explains the sharp broadening of the ferromagnetic resonance line observed experimentally at low temperatures. The proposed approach can be applied to analyze other magnetic data, such as susceptibility and hysteresis loops.

The **fourth chapter** explores the influence of magnetization configuration and demagnetizing fields on the spectrum of standing spin waves in magnetic nanodots.

In **Section 4.1** one experimentally and theoretically studies standing spin waves in arrays of nickel triangular nanodots. Ferromagnetic resonance spectra were obtained in a saturating magnetic field perpendicular to the array plane. The developed theoretical approach describes standing spin-wave modes in perpendicularly magnetized prisms and truncated pyramids, offering potential for the increasing information storage density due to the diversity of spin-wave modes in triangular nanoparticles.

Section 4.2 explains the unconventional single-frequency resonance response of flat cylindrical permalloy nanodots observed experimentally under a critical magnetic field angle. This phenomenon is attributed to the merging of spin-wave eigenmodes as the spin-wave dispersion transitions between forward and backward volume wave types, which may benefit systems requiring spectrally narrow magnetic noise.

***Keywords**:* spin waves, ferromagnetic resonance, magnetic nanodots, magnetization dynamics, magnetic anisotropy, shape memory alloys, martensitic transformation, spatial inhomogeneity, magnonics, spintronics.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Матеріали дисертаційної роботи представлені у **6 статтях у наукових фахових журналах**, що індексуються міжнародними наукометричними базами даних Web of Science (WoS) та Scopus, з яких 4 статті опубліковано в журналах, які входять до квартилю Q1 відповідно до SCImago Scientific Journal Rankings:

1. Bondarenko P. V., **Kharlan J.**, Bunyaev S.A., Salyuk O., Aseguinolaza I.R., Barandiaran J. M., Kakazei G. N., Chernenko V., Golub V. O., Giant four-fold magnetic anisotropy in nanotwinned NiMnGa epitaxial films. *APL Materials 11* (12), 121114 (2023).

https://doi.org/10.1063/5.0162561 (Q1, Scopus, WoS)

2. L'vov V. A., **Kharlan J.**, Golub V. O., Nonrelaxational FMR peak broadening in spatially inhomogeneous films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, *580*, 170906 (2023).

https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2023.170906 (Q2, Scopus, WoS)

3. **Kharlan J.**, Borynskyi V., Bunyaev S. A., Bondarenko P., Salyuk O., Golub, V., Serga, A. A., Dobrovolskiy, O. V., Chumak, A., Verba, R., & Kakazei, G. N. (2022). Merging of spin-wave modes in obliquely magnetized circular nanodots. *Physical Review B*, *105*(1), 014407.

https://doi.org/10.1103/PhysRevB.105.014407 (Q1, Scopus, WoS)

4. **Kharlan J.**, L'vov V.A., Golub V.O. (2020). Ferromagnetic resonance in nanotwinned Ni–Mn–Ga film undergoing martensitic transformation. *Low Temperature Physics*, *46* (6), 615-621.

https://doi.org/10.1063/10.0001245 (Q3, Scopus, WoS)

5. **Kharlan J.**, Bondarenko P., Krawczyk M., Salyuk O., Tartakovskaya E., Trzaskowska A., Golub V., Standing spin waves in perpendicularly magnetized triangular dots. *Physical Review B*, *100*(18), 184416 (2019).

https://doi.org/10.1103/PhysRevB.100.184416 (Q1, Scopus, WoS)

6. Golub V.O., Lvov V.A., Aseguinolaza I., Salyuk O., Popadiuk D., **Kharlan Y.**, Kakazei G.N., Araujo J.P., Barandiaran J.M., Chernenko V.A., Antiferromagnetic coupling between martensitic twin variants observed by magnetic resonance in Ni-Mn-Sn-Co films. *Phys. Rev. B*. *95*, 024422, (2017).

https://doi.org/10.1103/PhysRevB.95.024422 (Q1, Scopus, WoS)

Праці, які засвідчують апробацію результатів, представлених в дисертаційній роботі:

1. Kharlan J., Sobucki K., Gruszecki P., Verba R., Krawczyk M. / Theory of three-wave scattering of bulk and edge spin waves // Book of Abstracts of the 13th Joint European Magnetic Symposia (JEMS 2023, Madrid, Spain). – August 27 – September 1, 2023. – P. 830.

2. L'vov V. A., Kharlan J., Golub V.O. / Nonrelaxational FMR peak broadening in spatially inhomogeneous films // Abstract book of the European Conference Physics of Magnetism 2023 (PM'23, Poznan, Poland). – June 26-30, 2023. – P. 157.

3. Kharlan J., Sobucki K., Klos J. / Spin waves localization induced by stray field of superconducting stripe // Sol-SkyMag 2023 International Conference (San Sebastian, Spain) . – June 19-23, 2023.

4. Kharlan J., Szulc K., Bondarenko P., Tartakovskaya E., Krawczyk M. / Study of the coupling between propagating spin waves in magnetic film // Book of Abstracts of the 12th Joint European Magnetic Symposia (JEMS 2022, Warsaw, Poland) . – July 24-29, 2022. – P. 262.

5. Kharlan J., Borynskyi V., Bunyaev S., Bondarenko P., Salyuk O., Golub V., Serga A., Dobrovolskiy O., Chumak A., Verba R., Kakazei G. / Merging of spin-wave modes in an obliquely magnetized thin circular magnetic nanodot // 4th Internetional Advanced School on Magnonics 2022 (Porto, Portugal) . – July 18-22, 2022.

6. Kharlan J., Szulc K., Bondarenko P., Tartakovskaya E., Krawczyk M. / Influence of surface anisotropy on the coupling between propagating and standing

spin waves in magnetic film // Sol-SkyMag 2022 International Conference (San Sebastian, Spain) . – 27 June 27 – July 1, 2022.

7. Kharlan Y., Golub V., Bondarenko P. / Giant fourfold magnetic anisotropy in nanotwinned NiMnGa epitaxial film // Abstract book of the Internetional Conference ”Nanomaterials: Applications & Properties” (IEEE-2021, Odessa, Ukraine) . — September 5-11, 2021. — NMM-A-02.

8. Kharlan Y., Tartakovskaya E., Bondarenko P., Krawczyk M., Golub V. O. / Spin wave eigenmodes in perpendicularly magnetized submicron triangular dots // Magnetism, Interactions and Complexity:a multifunctional aspects of spin wave dynamics and transport properties in low dimensional quantum materials (MagIC+, Poznań, Poland) . — July 5-7, 2021.

9. Kharlan J., Bondarenko P., Marinchenko A., Golub V. / Giant fourfold magnetic anisotropy in nanotwinned NiMnGa epitaxial film // Abstract book of the XII International Conference Condensed Matter & Low Temperature Physics 2021 (Kharkiv, Ukraine) . — June 6-12, 2021. — P.19.

10. Kharlan Y.I., Tartakovskaya E.V., Bondarenko P.V., Saliuk O.Y., Golub V.O. / Spin wave eigenmodes in perpendicularly magnetized submicron triangular dots // X International Conference for Professionals & Young Scientists “Low temperature physics” (Kharkiv, Ukraine) . — June 3-7, 2019.

11. Kharlan Y. I., Lvov V.A. / Ferromagnetic resonance frequencies in the Ni-Mn-Ga shape memory alloys // IX International Conference for Professionals & Young Scientists “Low temperature physics (Kharkiv, Ukraine). —June 4-8, 2018.

12. Kharlan Yu., Popadiuk D. / Antiferromagnetic resonance in mesotwined NiMnCoSn films // VII International Conference for Young Scientists ”Low Temperature Physics” (Kharkiv, Ukraine) . — June 6-10, 2016.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ ТА СКОРОЧЕНЬ 15

ВСТУП 16

РОЗДІЛ 1. Огляд літератури 24

1.1 Однорідний феромагнітний резонанс 24

1.2 Спінові хвилі 28

1.3 Стоячі когерентні спінові хвилі в плівках 36

1.4 Ефекти, пов’язані з формою зразка 39

1.5 Ефективне внутрішнє поле у феромагнетику, загальна формула для резонансної частоти 41

1.6 Вплив кристалічної магнітної анізотропії 45

РОЗДІЛ 2. Вплив типу обмінної взаємодії на границях двійникових компонент в сплавах з ефектом пам’яті форми на їхні магнітні властивості. 51

2.1. Антиферомагнітний зв'язок між мартенситними двійниковими варіантами в мартенситі в епітаксіальній плівці Ni-Mn-Sn-Co 53

2.1.1 Експеримент 53

2.1.2 Теорія 54

2.1.3 Результати і обговорення 58

2.2 Гігантська магнітна анізотропія четвертого порядку в нанодвійникованих епітаксіальних плівках NiMnGa 61

2.2.1 Експеримент 61

2.2.2 Теорія 64

2.3 Висновки до розділу 68

РОЗДІЛ 3. Теоретична модель феромагнітного резонансу в просторово неоднорідних наноплівках з ефектом пам’яті форми, в яких відбувається фероеластичний фазовий перехід 70

3.1. Вплив температурної залежності параметрів ґратки на частоту ФМР та уширення піку ФМР при наближенні до температури Кюрі 73

3.1.1. Теоретичні та експериментальні основи 73
3.1.2 Результати 80
3.1.3 Обговорення результатів 84
3.2 Нерелаксаційне уширення піку ФМР у просторово неоднорідних плівках 87
3.2.1 Формулювання моделі 87
3.2.1. Обчислення і результати 92
3.3. Висновки до розділу 95
РОЗДІЛ 4. Вплив конфігурації намагніченості та розмагнічуючого поля на спектр стоячих спінових хвиль в магнітних наноелементах 97
4.1. Стоячі спінові хвилі в перпендикулярно намагнічених трикутних точках 99
4.1.1 Експеримент 99
4.1.2 Теоретична модель 101
4.1.3 Модель правильної призми 104
4.1.4 Модель зрізаної піраміди 109
4.2 Злиття спін-хвильових мод у похило намагнічених циліндричних магнітних наноелементах 115
4.2.1. Методика експерименту та експериментальні результати 115
4.2.2 Мікромагнітне моделювання 118
4.2.3. Теоретична модель 123
4.3 Висновки до розділу 129
ВИСНОВКИ 132
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ 134
ДОДАТОК А. Список публікацій за темою дисертації 150

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ ТА СКОРОЧЕНЬ

МП	–	мартенситне перетворення
МСЕПФ	–	магнітні сплави з пам’яттю форми
СХ	–	спінові хвилі
рівняння ЛЛ	–	рівняння Ландау–Ліфшиця
ФМР	–	феромагнітний резонанс

ВСТУП

Актуальність теми

Сьогоденне суспільство потребує підвищення ефективності та швидкості обробки даних, в той час як сучасна електроніка зустрічається з нерозв'язними проблемами, такими як обмежена швидкість запису інформації через повільну зарядку конденсаторів і величезні теплові втрати через протікання струму. Для подолання цих обмежень наука шукає рішення, засновані на альтернативних фізичних принципах. Одними з найбільш перспективних фундаментальних підходів у цьому напрямку є спінтроніка та магноніка, які пропонують використовувати спін (або спін-поляризований струм) та спінові хвилі (колективне магнітне збудження) відповідно, для запису, зчитування та обробки інформації, оскільки вони супроводжуються тепловими втратами, на 2-3 порядки меншими, ніж при використанні звичайних струмів в напівпровідниковій техніці, і можуть забезпечити набагато вищу швидкість запису інформації.

Інше, але не менш привабливе застосування, елементи спінтроніки знаходять у високочутливих датчиках магнітного поля для автомобільної та авіаційної промисловості, робота яких заснована на ефекті гігантського магнітоопору та які дозволяють реєструвати магнітні поля порядку 10^{-8}–10^{-2} Тл за одиниці наносекунд. Також корисними є датчики деформації, які не потребують джерела струму та реєструють деформації через зміну намагніченості. Спінові наногенератори НВЧ діапазону, спінові діоди та транзистори — далеко не увесь список новітніх приладів, заснованих на вище згаданих принципах.

Однак і спінтроніка, і магноніка стикаються з певними проблемами, які необхідно вирішити для реалізації принципу обчислень та інших застосувань на основі спінових ефектів у реальних пристроях. Однією з головних проблем є керування динамікою намагніченості та низкою магнітних

параметрів, таких як магнітна анізотропія, резонансна частота, ширина резонансної лінії, обмінна константа тощо.

Незважаючи на те, що в останні десятиліття дослідження у цих галузях зробили крок далеко вперед, спінтроніка залишається наукою в зародковому стані та є полігоном для пошуку нових ефектів, оскільки виробництво приладів потребує відповіді на запитання: як отримати матеріали з заданими параметрами. В дисертаційній роботі запропонована можливість керування магнітними параметрами матеріалів, які можуть слугувати основою приладів спінтроніки, за допомогою конфігурації та структури.

Під конфігурацією розуміється основний стан намагніченості та анізотропія форми в магнітних наноелементах. Оскільки зниження симетрії системи за допомогою форми або порушення симетрії шляхом прикладання зовнішнього магнітного поля призводить до збільшення різноманіття спін-хвильових мод, такі дослідження є безумовно актуальними для підвищення густини запису інформації.

Під структурою тут розуміється макроструктура епітаксіальних плівок магнітних сплавів з ефектом пам’яті форми, в яких в мартенситному стані формується періодична двійникова структура, параметри якої (обмінна взаємодія на границі двійникових варіантів, їхня ширина та магнітна анізотропія) можуть докорінно змінювати властивості і призводити до ефектів, які не можливі в інших матеріалах, в той час як виготовлення такої структури є технологічно простим, оскільки вона самоорганізована і є наслідком фазового перетворення з високо симетричної кристалічної аустенітної фази в низько симетричну мартенситну фазу при охолодженні даних сплавів. Окрім того, оскільки характеристики МСЕПФ дуже чутливі навіть до незначних дефектів та спотворень кристалічної гратки, в роботі розглянуто вплив неоднорідності структури на магніто-резонансні властивості.

Треба зазначити, що окрім ефекту пам’яті форми, інтерес до цих матеріалів зумовлений відкриттям низки пов'язаних з цим чудових фізичних

ефектів, таких як індукована магнітним полем надпружність, прямий і зворотний магнітокалоричний ефект, гігантський магнітоопір, обмінний зсув тощо. Деякі МСЕПФ можуть бути наполовину металевими і забезпечувати 100-відсоткову спінову поляризацію електронів. Зокрема, напівметалевою електронною зонною структурою в цих сплавах можна керувати, змінюючи ступінь атомного впорядкування. Ця особливість робить їх дуже привабливими для застосування в спінтроніці, а вузька лінія магнітного резонансу та низьке затухання в цих сплавів дозволяють розглядати їх як чудовий матеріалом для пристроїв магноніки.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами

Дисертаційна робота виконана в Інституті Магнетизму імені В.Г. Бар'яхтара Національної академії наук України в рамках гранту «Розробка фізичних основ магнітної наноелектроніки» (2021-2022 рр., номер держ. реєстр. 0120U104903), в рамках відомчих тем «Фізичні основи створення функціональних матеріалів для магнітної наноелектроніки» (2019-2021 рр., номер держ. реєстр. 0119U001229), «Магнітна динаміка композитних наноструктур з антиферомагнітним зв'язком » (2022-2026 рр., номер держ. реєстрації 0122U001885), а також в рамках НДР молодих вчених Національної академії наук України «Ефекти квантування та дипольного закріплення спінових хвиль у мікрохвильовій динаміці магнітних наноструктур» (2019-2020 рр., номер держ. реєстрації 0119U102487), «Спінові збудження у магнітних наноелементах при зниженні симетрії магнітного стану» (2021-2022 рр., номер держ. реєстр. 0121U111807).

Мета роботи і завдання досліджень

Основною ***метою*** досліджень, проведених у дисертаційній роботі, було визначення впливу конфігурації та структури феромагнітних наноелементів на їхні магнітні властивості та встановлення методів керування такими характеристиками, як частота феромагнітного резонансу,

закон дисперсії спінових хвиль, ширина резонансної лінії та магнітна анізотропія.

Для досягнення мети дисертаційної роботи були сформульовані наступні ***завдання***:

1. Проаналізувати вплив антиферомагнітної взаємодії на границі феромагнітних двійникових варіантів в сплавах Гейслера з ефектом пам'яті форми на магніторезонансні властивості.

2. Дослідити вплив феромагнітного обмінного зв'язку в сплавах Гейслера між двійниковими варіантами з одновісними анізотропіями в площині плівки, орієнтованими ортогонально, на формування ефективної магнітної анізотропії четвертого порядку в системі.

3. Побудувати статистичні моделі для опису температурної залежності ширини лінії феромагнітного резонансу в неоднорідних плівках сплавів Гейслера, в яких неоднорідність структури спричиняє розкид локальних значень температури Кюрі та величини магнітної анізотропії.

4. Описати стоячі спінові хвилі в перпендикулярно намагнічених магнітних наноелементах трикутної форми з сильно неоднорідним розподілом розмагнічуючих полів.

5. Проаналізувати еволюцію спектру феромагнітного резонансу в тонких циліндричних магнітних наноелементах з відхиленням зовнішнього магнітного поля від нормалі. Пояснити експериментально виявлений факт злиття стоячих спін-хвильових мод при певному куті нахилу поля.

Об'єкт дослідження – феромагнітний резонанс і спінові хвилі в магнітних нанооб'єктах і гетерогенних структурах.

Предмет дослідження – вплив структури і конфігурації форми та намагніченості на магніторезонансні властивості магнітних нанооб'єктів.

Методи дослідження: феромагнітний резонанс, методи математичної фізики, варіаційний метод Рітца, статистичні методи усереднення по ансамблю, теорія фазових переходів Ландау, числові розрахунки в середовищі Python.

Наукова новизна отриманих результатів полягає в наступному**:**

1. Вперше теоретично показано, що в сплавах Гейслера можливий слабкий антиферомагнітний обмінний зв'язок між феромагнітними двійниковими варіантами, який на два-три порядки нижче, ніж у звичайних антиферомагнітних твердих тілах. Ця особливість демонструє сильну подібність між субмікронним двійниковим мартенситом і штучними антиферомагнітними надгратками.

2. Вперше теоретично виявлено, що феромагнітний обмінний зв’язок в сплавах Гейслера між двійниковими варіантами з одновісними анізотропіями в площині плівки, орієнтованими ортогонально, призводить до формування гігантської двовісної магнітної анізотропії, на порядок більшої, ніж типові значення кристалічної анізотропії четвертого порядку, за умови, що обмінна взаємодія порівнянна з полем одновісної анізотропії.

3. Вперше теоретично досліджено модифікацію магнітних властивостей у просторово неоднорідних епітаксіальних плівках сплавів з ефектом пам'яті форми у мартенситному стані зі зміною температури. Показано, що просторова неоднорідність матеріалу призводить до дисперсії локальних температур мартенситного перетворення та температур Кюрі, що призводить до варіації значень локальної магнітної анізотропії та намагніченості відповідно. Ця модель дає змогу описати різке розширення лінії феромагнітного резонансу при низьких температурах та незначне розширення при високих температурах, що спостерігається в експериментах в епітаксіальних плівках сплавів з магнітною пам'яттю форми.

4. Вперше експериментально і теоретично досліджено стоячі спінові хвилі в трикутних наноелементах (трикутних призмах та зрізаних пірамідах), намагнічених перпендикулярно до площини масиву. Розроблений теоретичний підхід дозволяє описувати стоячі спінові хвилі в довільних правильних n-кутних нанопризмах (включаючи циліндр), в яких латеральні розміри порівняні з висотою.

5. Вперше теоретично пояснене експериментально спостережене явище нетипового одночастотного резонансного відгуку в тонких циліндричних наноелементах при відхиленні зовнішнього поля на певний критичний кут від нормалі точки. Це спостереження пояснюється злиттям спін-хвильових власних мод при переході спін-хвильової дисперсії від типу прямих об'ємних хвиль до зворотних об'ємних.

Практичне значення отриманих результатів

1. Продемонстрована в роботі можливість реалізації антиферомагнітного обміну між двійниковими компонентами в мартенситній фазі магнітних сплавів з ефектом пам'яті форми дозволяє використовувати такі матеріали в якості самоорганізованих синтетичних антиферомагнетиків, а виявлений ефект гігантської анізотропії четвертого порядку має далекоглядні наукові та технологічні наслідки, такі як пристрої пам'яті з декількома виродженими магнітними станами, розробка топологічних спінових текстур, а також можливість суттєво зменшити критичні струми в перенесенні спіну або застосування спін-орбітального крутного моменту.

2. Розроблений підхід опису резонансних властивостей мартенситної плівки, який в дисертаційній роботі в основному сфокусований на аналізі ширини лінії ФМР, може бути використаний для аналізу інших магнітних параметрів (магнітна сприйнятливість, петлі магнітного гістерезису тощо), а також є ключовим фактором до розуміння складної температурної поведінки чистої магнітної анізотропії реальних зразків МСЕПФ.

3. Дослідження стоячих спінових хвиль в трикутних наноелементах відкриває можливість збільшення щільності запису інформації, оскільки анізотропія магнітних властивостей трикутних частинок зумовлює різноманітність спін-хвильових мод, а виявлення існування критичного кута намагніченості, при якому спектри СХ в циліндричних наноелементах

стають одночастотними, може бути корисним для створення систем зі спектрально вузьким магнітним шумом.

Особистий внесок здобувача. Дисертація є самостійною науковою працею, в якій висвітлені власні ідеї та розробки автора, що дозволили вирішити поставлені питання. У всіх роботах дисертант відповідав частково або повністю за побудову теоретичної моделі, аналітичні та числові розрахунки. Здобувач особисто здійснював розв'язання рівняння Ландау–Ліфшиця в статтях [1], [3], [5], [6] та розрахунки ширини лінії феромагнітного резонансу з використанням статистичної моделі мартенситу в роботах [2], [4]. Окрім того, дисертант проводив виміри феромагнітного резонансу для зразків в роботах [1] та [5]. Використані в дисертації ідеї, положення чи гіпотези інших авторів мають відповідні посилання і використані лише для підкріплення ідей здобувача.

Апробація результатів дисертації

За матеріалами дисертації опубліковано 6 наукових статей у провідних фахових міжнародних наукових журналах, що індексуються міжнародними наукометричними базами даних Scopus та Web of Science, з яких 4 мають квартиль Q1.

Окрім того, матеріали дисертаційної роботи представлені у вигляді доповідей на міжнародних наукових конференціях:

— 13th Joint European Magnetic Symposia (JEMS 2023), Madrid, Spain, August 27 – September 1, 2023.

— The European Conference Physics of Magnetism 2023 (PM'23), Poznan, Poland, June 26-30, 2023.

— Sol-SkyMag 2023 International Conference, San Sebastian, Spain, June 19-23, 2023.

— 12th Joint European Magnetic Symposia (JEMS 2022), Warsaw, Poland, July 24-29, 2022.

— 4th Internetional Advanced School on Magnonics 2022, Porto, Portugal, July 18-22, 2022.

— Sol-SkyMag 2022 International Conference, San Sebastian, Spain, 27 June 27 – July 1, 2022.

— IEEE-2021 Internetional Conference ”Nanomaterials: Applications & Properties”, Odessa, Ukraine, September 5-11, 2021.

— Magnetism, Interactions and Complexity:a multifunctional aspects of spin wave dynamics and transport properties in low dimensional quantum materials (MagIC+), Poznań, Poland, July 5-7, 2021.

— XII International Conference Condensed Matter & Low Temperature Physics 2021, Kharkiv, Ukraine, June 6-12, 2021.

— X International Conference for Professionals & Young Scientists “Low temperature physics”, Kharkiv, Ukraine, June 3-7, 2019.

— IX International Conference for Professionals & Young Scientists “Low temperature physics”, Kharkiv, Ukraine, June 4-8, 2018.

— VII International Conference for Young Scientists ”Low Temperature Physics”, Kharkiv, Ukraine, June 6-10, 2016.

Структура та обсяг роботи

Дисертація складається із вступу, чотирьох розділів, висновків та списку цитованої літератури. Вона викладена на 151 сторінці та містить 34 рисунки, 1 таблицю і список літературних джерел (140 найменувань).

РОЗДІЛ 1. Огляд літератури

1.1 Однорідний феромагнітний резонанс

Вперше феромагнітний резонанс спостерігався В. К. Аркадьєвим у 1911 р [1]. Якісне квантове пояснення явища ФМР було дано у 1923 р. Я. Г. Дорфманом [2]. Однак, тільки на початку сорокових років минулого століття фізики знов повернулися до експериментального вивчення резонансного поглинання в феромагнетиках, яке в найбільш яскраво було зареєстровано в нікелі та залізо-кремнієвому сплаві Є. К. Завойським [3] і Гріффітсом [4]. Послідовний теоретичний опис ФМР був представленим Л. Д. Ландау та Є. М. Ліфшицем [5].

Феромагнетики на відміну від парамагнетиків мають власну спонтанну намагніченість. При цьому спіни магнітних іонів в околі нульової температури, орієнтовані колінеарно. Зазвичай, у феромагнітних кристалах ми маємо справу зі спіновим магнетизмом. Тому g-фактор має дорівнювати 2 (точніше 2.0023). Однак фактичні значення g-фактору у феромагнетиках, які отримують з експериментальних дослідів, помітно відрізняється від 2 (як правило, більше 2). З іншого боку, магнітомеханічне відношення g' виявляється дещо меншим за 2 (≈5%). Ці відхилення g- і g' факторів від 2 були теоретично пояснені Кітелем, Полдером та ін. Вони зумовлені невеликими домішками орбітального магнетизму. В більшості випадків у кристалах електричне поле гратки майже повністю заморожує орбітальні магнітні моменти, що лише частково підмагнічуються спіновим моментом через спін-орбітальну взаємодію. При визначенні g і g'- факторів у резонансних і гіромагнітних дослідах ця домішка орбітального магнетизму проявляється по-різному.

На відмінну від електронного парамагнітного резонансу (ЕПР), у феромагнетику повний, сумарний для всіх магнітних іонів магнітний момент, прецесує навколо зовнішнього магнітного поля. В цьому випадку енергія зовнішнього змінного магнітного поля, що прикладене перпендикулярно до

зовнішнього поля, буде сильно поглинатися, якщо його частота співпадає з частотою прецесії. Це явище можна описати в термінах квантування макроскопічного вектору повного спіну S феромагнетику в постійному магнітному полі, вважаючи, що відстань між енергетичними рівнями такої системи пропорційні звичайним Зеєманівським частотам. Як і у випадку ЕПР, діють ті самі правила відбору для магнітного квантового числа $\Delta m_s = \pm 1$, які дозволяють переходи тільки між сусідніми рівнями. Цікавою тут є величезна, за атомними мірками, величина повного спіну $S \approx S_1 \cdot N$, де S_1 — спін окремого іона, N — число атомів зразка ≈ 10^{22} - 10^{23} см$^{-3}$.

Зміні квантового числа $\Delta m_s = \pm 1$ відповідає надзвичайно мала зміна квантового числа проекції на напрямок намагніченості повного спіну S, порядок якої – $2S/(10^{22} - 10^{23})$. Але навіть такі малі відносні зміни повного спіну призводять до резонансних переходів при поглинанні квантів надвисокочастотного електромагнітного випромінювання при кімнатних температурах. Тобто, подібно до надпровідників, в феромагнетиках при резонансі проявляються квантові ефекти в макроскопічному масштабі, але при високих температурах.

Типові феромагнетики мають велику спонтанну намагніченість (~10^3 Гс), тому магнітне резонансне поглинання в них дуже велике. Воно є пропорційним магнітній сприйнятливості і тому на декілька порядків більше, ніж у парамагнітних речовинах. Важливою особливістю ФМР є також і те, що у феромагнетиках існують сильні внутрішні поля магнітної анізотропії, які зумовлені обмінною взаємодією між електронами, що беруть участь у спонтанному магнітному моменті, та кристалічним полем. Крім кристалографічної анізотропії в феромагнетиках, існує ще й анізотропія, яка пов'язана з формою зразка, оскільки розмагнічуюче поле зразка є порівнянним за величиною із зовнішнім полем. У випадку парамагнетиків власне поле зразка є мізерним і ним часто нехтують.

Таким чином, можна виділити такі особливості ФМР:

1) Поперечні компоненти магнітної сприйнятливості χ і χ' є дуже великими, оскільки намагніченість феромагнетику в зовнішньому статичному магнітному полі у багато разів більша за намагніченість електронних парамагнетиків і, тим паче, більша за намагніченість ядерних парамагнетиків у тому ж полі;

2) Величезну роль відіграє форма зразка, поле анізотропії якого є порівняним із зовнішнім полем. Спектр ФМР сильно залежить від розмагнічуючих полів, які визначаються розмагнічуючими факторами форми;

3) Сильний обмінний зв'язок між феромагнітними електронами може пригнічувати взаємодію спінів з коливаннями кристалічної решітки (спін-граткову взаємодію), що сприяє звуженню ліній феромагнітного резонансу. За сприятливих умов, як, наприклад, у феритах-гранатах, лінії ФМР можуть бути дуже вузькими (<1 Гс);

4) З тієї ж причини ефекти насичення ФМР проявляються при відносно низьких рівнях зовнішнього збуджуючого електромагнітного поля;

5) Система спінів феромагнетику є досить стійкою і нею неможливо керувати як у парамагнетику;

6) Феромагнітне резонансне збудження розпадається на окремі спін-хвильові моди при незначному відхиленні вектору намагніченості від свого рівноважного напрямку.

Для теоретичного опису ФМР треба згадати, що сумарний магнітний момент зразка прецесує навколо напрямку локального статичного магнітного поля H_{eff} з Ларморівською частотою. Для збудження прецесії в напрямку, перпендикулярному до постійного магнітного поля H_0 прикладається високочастотне поле $h(t)$. Коли частота цього поля співпадає з частотою прецесії, зразок починає поглинати енергію змінного поля.

Рух намагніченості навколо положення рівноваги описується рівнянням Ландау-Ліфшиця-Гільберта (див., наприклад, [6-8]):

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma\left[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}\right] + \frac{G}{\gamma M^2}\left(\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}\right), \qquad (1.1)$$

де ефективне магнітне поле H_{eff} включає в себе зовнішнє постійне магнітне поле, змінне магнітне поле $h(t)$, осцилююче з частотою $f = \omega / 2\pi$, розмагнічуюче поле, поле магнітокристалічної анізотропії, тощо; $\gamma = g\mu_Б\hbar^{-1}$ — гіромагнітне відношення (g — спектроскопічний фактор розщеплення, $\mu_Б$ — магнетон Бора, $\hbar$ — постійна Планка), G - параметр затухання Ґільберта. Для вільного електрона з g = 2.0023, γ = 1.7588 107 Гц Oe^{-1}. $M = M(T,H)$ - намагніченість, яка залежить від поля і температури. У випадку, якщо в ультратонких плівках (з товщиною набагато меншою за глибину скін шару та довжини обмінної кореляції) всі магнітні моменти на поверхні та в об'ємі колінеарні і намагніченість плівки можна вважати однорідною в усьому зразку, магнітний момент плівки поводиться як гігантський спін, що прецесує навколо поля.

Для визначення резонансної частоти з рівняння (1.1) найчастіше використовуються два наступні підходи. Перший полягає у розв'язку зв'язаних диференціальних рівнянь для залежних від часу компонент намагніченості, що детально описано в роботах [7, 9, 10]. Цей метод дозволяє розрахувати інтенсивність, форму сигналу та ширину резонансної лінії. Альтернативний і простіший спосіб визначення лише резонансної частоти (нехтуючи динамічними параметрами ФМР) був викладений в роботі [11] і проаналізований в ряді робіт (див., наприклад, [8]). Резонансна частота визначається подвійними похідними $F_{\vartheta\vartheta}$, $F_{\varphi\varphi}$ від анізотропної частини магнітної густини вільної енергії F по сферичних координатах θ і φ (полярний і азимутальний кути намагніченості) [11-13]:

$$\omega_{res} = \frac{\gamma}{M_s \sin\vartheta}\left(F_{\vartheta\vartheta}F_{\varphi\varphi} - F_{\vartheta\varphi}^2\right)^{1/2} \qquad (1.2)$$

Рівняння (1.2) має бути обчислено для рівноважних кутів ϑ і φ намагніченості $M(T,H)$. Вивід цього рівняння (1.2) буде розглянуто в підрозділі 1.5.

1.2 Спінові хвилі

До цього часу розглядався лише однорідний ФМР - просторово рівномірна прецесія намагніченості по всьому зразку. Мовою спінових хвиль, це магнон з найнижчою енергією (спінова хвиля з хвильовим вектором k = 0). При виведенні умови резонансу припускалося, що намагніченість зразка однорідна (всі моменти паралельні).

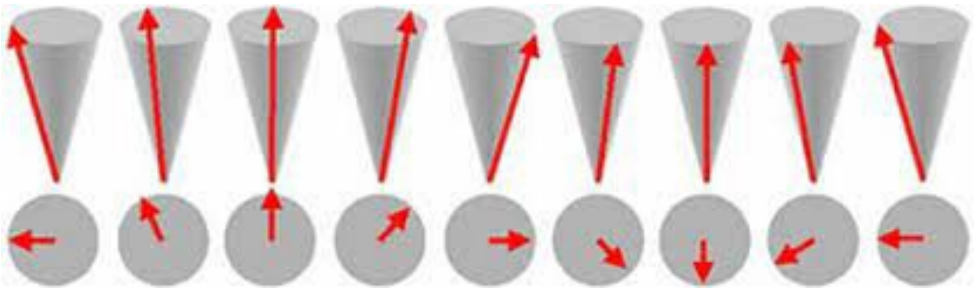

Рис. 1.1. Поширення хвилі прецесії спінів у феромагнетику.

В основному стані феромагнетику всі спіни спрямовані в один бік. Тому найнижчий збуджений стан відповідає відхиленню одного спіну від цього напрямку. Оскільки цей спін взаємодіє з іншими спінами на сусідніх іонах, то спін, що відхилився, може перестрибнути на сусідній вузол. Взаємодія між сусідніми спінами аналогічна пружній міжатомній взаємодії в теорії коливань ґратки: вона призводить до того, що відхилений спін не може залишатися локалізованим на атомі, а прагне рухатися. За аналогією з рухом вектора зміщення в теорії ґраткових коливань можна сказати, що переміщення відхилення спінів матиме хвильовий характер. Такі хвилі називаються спіновими хвилями, а їхні кванти називаються магнонами. В граничному випадку довгих хвиль магнони являють собою класичні хвилі намагніченості в кристалі. Частоти типових магнонів лежать у мікрохвильовій області ~ 10^{10} с, і їх енергія становить порядку $5 \cdot 10^{-5}$ еВ.

Спінові хвилі існують у феромагнетику за будь-якої температури, нижчої за температуру Кюрі, і їх інтенсивність тим більша, чим вища температура. Згідно з принципом корпускулярно-хвильового дуалізму, енергія ε та момент кількості руху $\mathbf{p}$ одного магнона дорівнює:

$$\varepsilon = \hbar\omega, \mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}, \tag{1.3}$$

де ω та $\mathbf{k}$ — частота та хвильовий вектор відповідно.

Спінові хвилі, про які до цього йшла мова, збуджуються тепловим рухом і знаходяться в термодинамічній рівновазі з іншими збудженнями, передусім з фононами. Їх розподіл по ω та $\mathbf{k}$ є досить широким, а фази досить хаотичними. Такі спінові хвилі є, таким чином, некогерентними, і їх можна назвати тепловими. Але у феромагнетику можуть існувати й когерентні спінові хвилі з певними ω та $\mathbf{k}$ і впорядкованими фазами, які, наприклад, змінюються за законом біжучої або стоячої хвилі. Такі спінові хвилі можуть бути збуджені за певних умов змінним магнітним полем.

Закон дисперсії, тобто залежність ω від $\mathbf{k}$, є найважливішою характеристикою будь-яких хвиль (або частинок). Для спінових хвиль можливі два шляхи знаходження цього закону: макроскопічний (класичний) і мікроскопічний (квантовомеханічний). В першому випадку спінові хвилі трактуються як хвилі намагніченості в неперервному середовищі (континуумі) з постійною намагніченістю, і для знаходження закону дисперсії використовується рівняння Ландау-Ліфшиця (1.1).

Обмежимося випадком нескінченного ізотропного феромагнетику, намагніченого до насичення однорідним постійним полем $\mathbf{H}_0$. Тоді в $\mathbf{H}_{eff}$ увійдуть магнітне поле $\mathbf{H}_0 + \mathbf{h}$ (де $\mathbf{h}$ — змінне магнітне поле, що є розв'язком рівнянь Максвелла в магнітостатичному наближенні) і ефективне поле обмінного взаємодії. Останнє враховує додаткову обмінну енергію, що виникає внаслідок непаралельності сусідніх спінів, якщо намагніченість залежить від координат. В цьому випадку це поле буде містити тільки змінну складову намагніченості.

При розгляді спінових хвиль слід врахувати хвильовий характер **h** і змінної намагніченості **m**, і тоді можна використовувати комплексний метод. Нехтуючи втратами, з розв'язку рівняння в лінійному наближенні ($m \ll M_s$ і $h \ll H_0$) можна отримати високочастотну магнітну проникність феромагнетику $\hat{\mu}$. Вона є тензором, що містить уявні антисиметричні компоненти $i\mu_a$ та $-i\mu_a$. Це означає, що змінна магнітна індукція $\mathbf{b} = \hat{\mu}\mathbf{h}$ міститиме складову, яка є перпендикулярною до поля **h** і зсунутою по фазі на 90°.

Компоненти тензора магнітної проникності прямують у нескінченність (оскільки ми нехтуємо втратами) при $\omega \to \omega_H + \eta k^2$, де $\omega_H = \gamma H_0$, а η — константа неоднорідної обмінної взаємодії, яка характеризує додаткову обмінну енергію, що виникає в спіновій хвилі. Однак величина $\omega_H + \eta k^2$ не є частотою спінової хвилі з хвильовим вектором **k**. Для отримання цієї частоти, тобто знаходження закону дисперсії, необхідно розв'язати рівняння Максвелла (в магнітостатичному наближенні), використовуючи знайдені компоненти магнітної проникності. В результаті отримуємо дисперсійне співвідношення

$$\omega^2 = (\omega_H + \eta k^2)(\omega_H + \eta k^2 + \omega_M \sin^2 \theta_k), \qquad (1.4)$$

де $\omega_M = 4\pi M_s$, а θ_k — кут між напрямком розповсюдження спінової хвилі (тобто вектором **k**) і постійною намагніченістю M_s (Рис.1.2а).

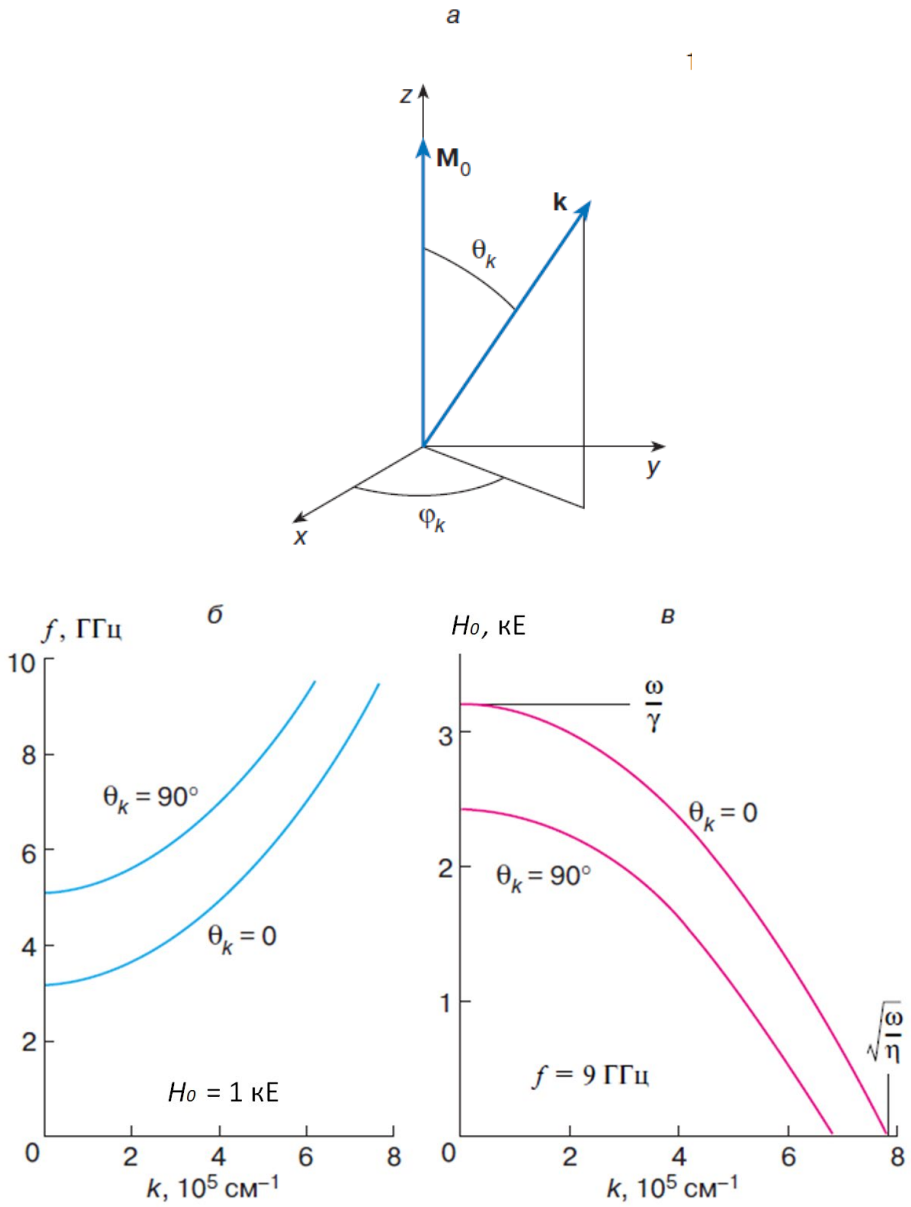

Рис. 1.2. Система координат (а) та дисперсійні характеристики спінових хвиль в ізотропному феромагнетику, отримані у квазікласичному наближенні (континуум з намагніченістю M_s) (б,в). Залежність частоти від хвильового вектору спінової хвилі для фіксованого значення зовнішнього поля (б) та залежність резонансного поля від хвильового вектору за постійної частоти (в). При розрахунку прийнято $4\pi M_s = 1750\,Гс$, що відповідає намагніченості залізо-ітрієвому гранату за кімнатної температури.

Дисперсійні характеристики, що випливають з рівняння (1.4), показані на Рис. 1.2 у координатах $\omega(k)$ при $H_0 = const$ (рис. 1.2, б) та $H_0(k)$ при

$\omega = const$ (рис. 1.2, в). Видно, що частота спінових хвиль зростає (в розглянутій континуальній моделі необмежено) зі зростанням k, а при фіксованій частоті спінові хвилі існують лише при постійних полях, менших за ω / γ. На рис. (1.2, б, в) дисперсійні характеристики наведені для двох граничних значень кута θ_k. При довільних кутах спектр частот спінових хвиль займає всю смугу, розташовану між наведеними кривими.

Інший шлях знаходження закону дисперсії спінових хвиль полягає в застосуванні методів квантової механіки до мікроскопічних моделей феромагнетиків. Для неметалевих феромагнетиків (а в деяких випадках це приблизно виконується і для металів) може бути використана модель Гейзенберга, яка представляє собою (див., наприклад, [14]) ґратку спінових магнітних моментів (спінів), локалізованих на атомах або іонах і пов'язаних між собою обмінною взаємодією.

Розглянемо для цього магнітний іон, що перебуває у точці $\mathbf{R}$ і взаємодіє із z найближчими сусідами, розташованими в точках $(\mathbf{R} + \mathbf{r}_0)$ простої кубічної гратки. Представимо обмінний Гамільтоніан у вигляді

$$H_{ex} = -2J \sum_{\mathbf{r}_0} \mathbf{S}_{\mathbf{R}} \cdot \mathbf{S}_{\mathbf{R}+\mathbf{r}_0} \ , \tag{1.5}$$

де підсумовування виконується за найближчими шістьма вузлами $\mathbf{R} + \mathbf{r}_0$. Рівняння руху Гейзенберга для вектора $\mathbf{S}_{\mathbf{R}}$ має наступний вигляд:

$$\dot{\mathbf{S}}_{\mathbf{R}} = -\frac{i}{\hbar}[\mathbf{S}_{\mathbf{R}}, \mathbf{H}_{обм}] = \frac{2}{\hbar} J \cdot \mathbf{S}_{\mathbf{R}} \times \sum_{\mathbf{r}_0} \mathbf{S}_{\mathbf{R}+\mathbf{r}_0} = \frac{2J}{\hbar} \sum_{\mathbf{r}_0} (\mathbf{S}_{\mathbf{R}} \times \mathbf{S}_{\mathbf{R}+\mathbf{r}_0}) \tag{1.6}$$

Або в декартових проекціях:

$$\begin{aligned}
\dot{S}^x_{\mathbf{R}} &= \frac{2J}{\hbar} \left(S^y_{\mathbf{R}} \sum_{\mathbf{r}_0} S^z_{\mathbf{R}+\mathbf{r}_0} - S^z_{\mathbf{R}} \sum_{\mathbf{r}_0} S^y_{\mathbf{R}+\mathbf{r}_0} \right) \\
\dot{S}^y_{\mathbf{R}} &= \frac{2J}{\hbar} \left(S^z_{\mathbf{R}} \sum_{\mathbf{r}_0} S^x_{\mathbf{R}+\mathbf{r}_0} - S^x_{\mathbf{R}} \sum_{\mathbf{r}_0} S^z_{\mathbf{R}+\mathbf{r}_0} \right) \\
\dot{S}^z_{\mathbf{R}} &= \frac{2J}{\hbar} \left(S^x_{\mathbf{R}} \sum_{\mathbf{r}_0} S^y_{\mathbf{R}+\mathbf{r}_0} - S^y_{\mathbf{R}} \sum_{\mathbf{r}_0} S^x_{\mathbf{R}+\mathbf{r}_0} \right)
\end{aligned} \tag{1.7}$$

Рівняння (1.7) є нелінійними за проекціями спінів $\mathbf{S}_\mathbf{R}$, але їх можна лінеаризувати, припустивши, що $S^z_\mathbf{R} \approx S$ і $S^x_\mathbf{R} S^y_\mathbf{R} \ll S$. Для простої кубічної ґратки кількість найближчих сусідів дорівнює 6, з урахуванням координат сусідів

$$\mathbf{r}_0 = \begin{cases} (\pm a, 0, 0) \\ (0, \pm a, 0), \\ (0, 0, \pm a) \end{cases} \tag{1.8}$$

отримуємо просту систему рівнянь:

$$\begin{aligned} \dot{S}^x_\mathbf{R} &= \frac{2JS}{\hbar}\left(6S^y_\mathbf{R} - \sum_{\mathbf{r}_0} S^y_{\mathbf{R}+\mathbf{r}_0} \right) \\ \dot{S}^y_\mathbf{R} &= \frac{2JS}{\hbar}\left(6S^x_\mathbf{R} - \sum_{\mathbf{r}_0} S^x_{\mathbf{R}+\mathbf{r}_0} \right) \\ \dot{S}^z_\mathbf{R} &= 0 \end{aligned} \tag{1.9}$$

Ці рівняння в ґратці з трансляційною симетрією мають розв'язок у вигляді біжучої хвилі

$$\begin{aligned} S^x_\mathbf{R} &= u \cdot \exp[i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{R} - \omega t)] \\ S^y_\mathbf{R} &= v \cdot \exp[i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{R} - \omega t)] \end{aligned} \tag{1.10}$$

При підстановці (1.10) в (1.9) отримуємо алгебраїчні рівняння

$$\begin{aligned} -i\omega u &= \frac{2JS}{\hbar}\left(6 - \sum_{n_0} \exp(i\,\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_0) \right) v \\ -i\omega v &= \frac{2JS}{\hbar}\left(6 - \sum_{n_0} \exp(i\,\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_0) \right) u \end{aligned} . \tag{1.11}$$

З умови рівності нулю визначника системи рівнянь (1.11) отримуємо спектр коливань:

$$\hbar\omega_k = 2JS\left(6 - \sum_{n_0} \exp(i\,\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_0) \right) = 2JS\left(6 - \sum_{n_0} \cos(i\,\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_0) \right), \tag{1.12}$$

де a — постійна ґратки. За малих k, $|\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_0| \ll 1$ отримуємо квадратичний закон дисперсії для магнонів, як і для частинок з ненульовою масою спокою, наприклад для електронів:

$$\hbar\omega_k \cong 2JS(k\cdot a)^2, \tag{1.13}$$

де $\omega_k = \dfrac{k^2}{2\hbar m^*}$ з ефективною масою магнона $m^* = \dfrac{\hbar^2}{4JSa^2}$.

Своєрідність ситуації полягає в тому, що, як і фонони або фотони, магнони є Бозе-частинками з цілим спіном, оскільки дозволені зміни магнітного квантового числа дорівнюють ± 1. Водночас, на відміну від фононів або фотонів, магнони мають не нульову масу спокою — m^*, як не залежить від хвильового числа. Для типових феромагнетиків з температурою Кюрі 300 K, $m^* \approx 10\,m_e$.

Розглянемо квантування спінових хвиль. Значення повного спінового квантового числа системи N спінів S дорівнюють NS, $NS-1$, $NS-2$, ... Це випливає з квантовомеханічної теорії для моменту кількості руху. В основному стані феромагнетику повне спінове число дорівнює NS — усі спіни паралельні. Збудження спінових хвиль зменшує величину повного спіну, оскільки спіни стають не паралельними. Будемо шукати співвідношення між амплітудою спінової хвилі та величиною зменшення z - компоненти повного спінового квантового числа.

Розглянемо для простоти спінову хвилю в одновимірному кристалі

$$\begin{aligned} S^x_{\mathbf{R}} &= u\cdot \mathrm{e}^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}-\omega t)} = S^x_p = u\cdot \mathrm{e}^{i(pka-\omega t)} \\ S^y_{\mathbf{R}} &= v\cdot \mathrm{e}^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}-\omega t)} = S^y_p = v\cdot \mathrm{e}^{i(pka-\omega t)} \end{aligned}. \tag{1.14}$$

Компоненти спіну вздовж осі z рівні й не залежать від номера вузла p і від t. Для малих амплітуд $u/S << 1$ для S - компоненти маємо

$$S^z = (S^2 - u^2)^{\frac{1}{2}} \approx S - \frac{u^2}{2S}. \tag{1.15}$$

Для різності $N(S-S_z)$ квантова теорія допускає лише цілочислові значення. Якщо N — повне число спінів, а $NS-n_k$ — z компонента повного спіну, при збудженні спінової хвилі k, то згідно з (1.15) маємо умову квантування для спінової хвилі з амплітудою u_k:

$$n_k \approx \frac{Nu_k^2}{2S} \quad \text{або} \quad u_k^2 \approx \frac{2Sn_k}{N}. \tag{1.16}$$

Тут n_k — ціле число, що дорівнює числу магнонів, збуджених із хвильовим вектором k . Кожен магнон зменшує z - компоненту повного спіну на одиницю. Виникає питання про енергію магнонів ε_k: чи задовольняє вона тій самій квантовій умові, як для фотонів або фононів

$$\varepsilon_k = n_k \hbar \omega_k. \tag{1.17}$$

Обмінна енергія залежить від косинуса кута між напрямками спінів, що перебувають у сусідніх вузлах p і $p+1$. Різниця фаз між сусідніми спінами в фіксований момент часу t дорівнює ka радіан. Кінці двох спінових векторів на рис.1.1 розташовані на відстані $2u\cdot\sin(ka/2)$. Отже, кут φ між цими векторами визначається співвідношенням

$$\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right) = \frac{u}{S}\sin\left(\frac{ka}{2}\right). \tag{1.18}$$

При $u/S \ll 1$ $\cos\varphi$ можна представити у вигляді

$$\cos\varphi = 1 - 2\left(\frac{u}{S}\right)^2 \sin^2\left(\frac{ka}{2}\right) \tag{1.19}$$

Тоді обмінна енергія U визначатиметься співвідношеннями

$$\begin{aligned} U &= -2J\sum_{p=1}\mathbf{S}_p\cdot\mathbf{S}_{p+1} \approx -2J\cdot N\cdot S^2 + 3J\cdot N\cdot u^2\sin^2\left(\frac{ka}{2}\right) = \\ &= -2J\cdot N\cdot S^2 + 2J\cdot N\cdot u^2\left(1-\cos(ka)\right) \end{aligned}. \tag{1.20}$$

Енергія збудження спінової хвилі з амплітудою u_k і хвильовим вектором k дорівнює другому доданку в (1.20):

$$\varepsilon_k = 2J\cdot N\cdot u_k^2\left(1-\cos(ka)\right). \tag{1.21}$$

З урахуванням умови квантування (1.16) маємо

$$\varepsilon_k = 4J \cdot S\left(1 - \cos ka\right) n_k = n_k \hbar \omega_k , \qquad (1.22)$$

де $\hbar \omega_k = 4J \cdot S\left(1 - \cos ka\right)$ відповідає закону дисперсії магнонів у одновимірному випадку.

1.3 Стоячі когерентні спінові хвилі в плівках

Як випливає з закону дисперсії (1.4), при частотах НВЧ-діапазону і звичайних постійних магнітних полях (одиницях або десятках кілоерстед) хвильові числа спінових хвиль можуть змінюватися в широкому інтервалі, досягаючи значень порядку 10^6 рад/см. Електромагнітні хвилі у вакуумі або немагнітному слабко провідному (неметалічному) середовищі мають при таких частотах хвильові числа порядку одиниці. Ця різниця призводить до суттєвих труднощів при збудженні когерентних спінових хвиль змінним електромагнітним полем резонатора або хвилевода.

Спосіб, який дає можливість подолати вказані труднощі, було запропоновано вперше в 1958 році Ч. Кіттелем [15]. Він полягає у використанні тонких магнітних плівок з товщиною, яка є порівнянною з довжиною $2\pi/k$ спінових хвиль. Перш ніж описати його, необхідно розглянути питання про додаткові (або обмінні) граничні умови. Ці умови враховують той факт, що магнітні моменти в тонкому поверхневому шарі знаходяться в іншому оточенні ніж у середині феромагнетику. Щоб не досліджувати їхні параметри в цьому шарі, можна виключивши його з розгляду, наклавши додаткові граничні умови на намагніченість у феромагнетику на його поверхні. Кіттель припустив, що спіни закріплені на поверхні і динамічна намагніченість там

$$\mathbf{m} = 0 \qquad (1.23)$$

Інший граничний випадок, "вільні спіни", був розглянутий дещо раніше У. С. Аментом та Д. Е. Радо в задачі про феромагнітний резонанс у металах. Радо та Д.Р. Вертмен [16] запропонували більш загальну граничну умову :

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial n} + \xi \mathbf{m} = 0, \qquad (1.24)$$

де $\partial/\partial n$ — похідна по нормалі до поверхні, а ξ — параметр закріплення, який дорівнює нескінченності у випадку закріплення спінів на поверхні та дорівнює нулю для випадку вільних спінів.

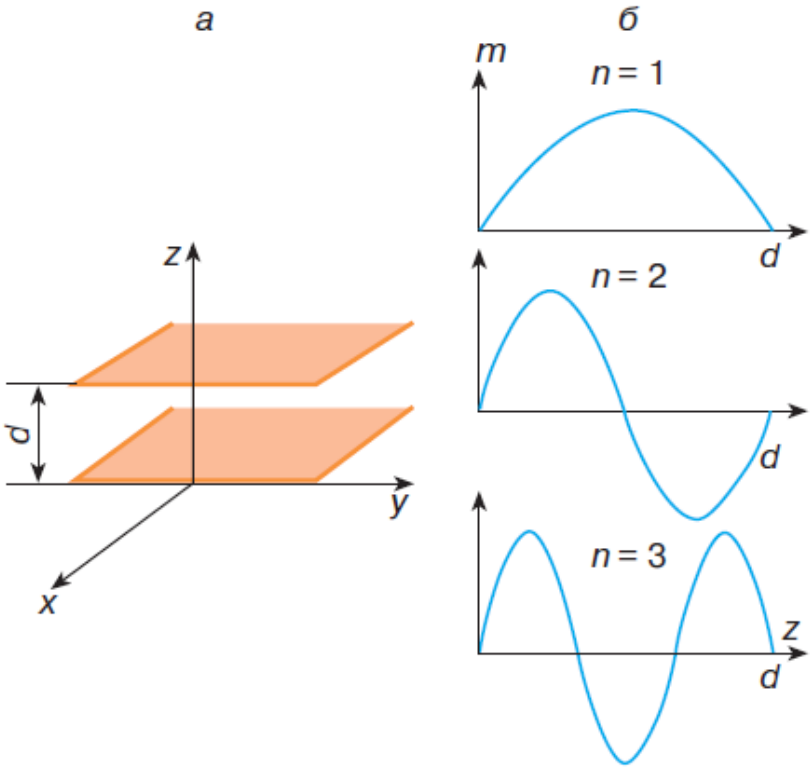

Рис. 1.3 Спін-хвильовий резонанс у феромагнітній плівці, намагніченій нормально до її поверхні, із закріпленими спінами ($\xi = \infty$): (a) — система координат, (b) — розподіл динамічної намагніченості по товщині плівки.

Розглянемо спінові хвилі в плівці товщиною d, яка намагнічена перпендикулярно до її поверхні (рис. 1.3). Стояча спінова хвиля в такій плівці з профілем намагніченості $m = m_0 \sin(kz)$ задовольняє граничній умові (1.23) на обох поверхнях плівки при

$$k = \frac{n\pi}{d}, \quad \text{де} \quad n = 1,2,3... \qquad (1.25)$$

Підставляючи (1.25) в дисперсійне співвідношення (1.4) (для даного випадку $\theta_k = 90^0$) та вважаючи (це відповідає звичайній експериментальній

ситуації), що частота $\omega = const$, а постійне поле H_0 змінюється, отримаємо значення резонансного поля при різних *n*:

$$H_0 = \frac{\omega}{\gamma} - \frac{\eta}{\gamma}\left(\frac{n\pi}{d}\right)^2 \qquad (1.26)$$

Зазначимо, що тут, як і в (1.4), H_0 є внутрішнім полем. У даному випадку $H_0 = H_{e0} - 4\pi M_s$, де H_{e0} - зовнішнє постійне магнітне поле.

Розподіл динамічної намагніченості по товщині плівки при різних *n* показано на рис. 1.3, б. Видно, що для непарних *n* сумарний магнітний момент не дорівнює нулю. Однорідне зовнішнє змінне магнітне поле може "зачепитися" за цей момент і збудити даний тип стоячих хвиль у плівці. І якщо H_{e0} буде змінюватися (при постійній частоті), то послідовно збуджуватимуться стоячі хвилі з непарними *n*. Це призведе до появи серії максимумів поглинання в електромагнітному резонаторі, в який поміщена плівка (рис. 1.4, а).

Розглянуте явище збудження стоячих спінових хвиль у плівці однорідним змінним магнітним полем отримало назву спін-хвильового резонансу. Його дослідженню спочатку в металевих плівках, а потім і в феритах присвячено величезну кількість робіт. З'ясувалося, що спін-хвильовий резонанс має місце і при тангенціальному намагнічуванні плівки, і при інших значеннях параметра закріплення ξ, крім випадку вільних спінів ($\xi = 0$), коли збуджується тільки однорідний тип коливань намагніченості.

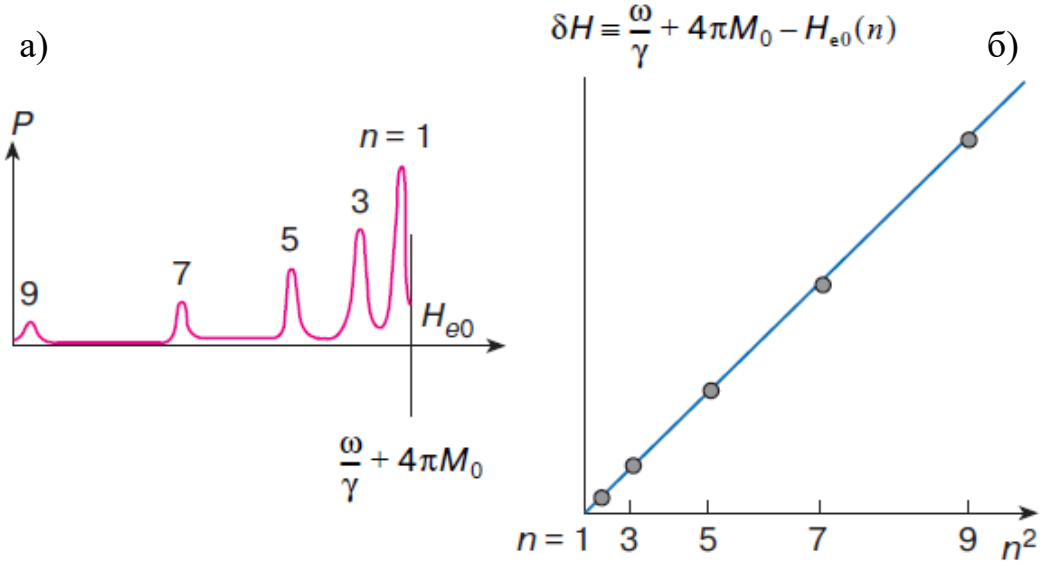

Рис. 1.4 Спін-хвильовий резонанс у нормально намагніченій феромагнітній плівці із закріпленими спінами ($\xi = \infty$): а) спостережувані максимуми поглинання; б) залежність положення максимумів від номера n.

1.4 Ефекти, пов’язані з формою зразка

Розглянемо вплив ефектів, зумовлених формою зразка, на резонансну частоту однорідного резонансу [17, 18]. Нехай зразок із кубічною кристалічною структурою має форму еліпсоїда з головними осями вздовж осей x, y, z декартової системи координат. Позначимо розмагнічуючі фактори форми через N_x, N_y, N_z. Отримання виразів для них у випадку тіл простої форми (еліпсоїд, сфера, циліндр) можна знайти, наприклад, в [19]. Розмагнічуючі фактори пов'язані співвідношенням

$$N_x + N_y + N_z = 4\pi\,. \tag{1.27}$$

Компоненти внутрішнього поля H^i пов'язані із зовнішнім полем H^0 наступним чином:

$$\begin{aligned} H_x^i &= H_x^0 - N_x M_x \\ H_y^i &= H_y^0 - N_y M_y \\ H_z^i &= H_z^0 - N_z M_z \end{aligned} \tag{1.28}$$

Поле Лоренца $(4\pi/3)M$ і обмінне поле λM не дають внеску в зміну обертального моменту, оскільки для кожного з них векторний добуток із вектором намагніченості тотожно дорівнює нулю в силу колінеарності цих полів із намагніченістю. Використовуючи рівняння (1.1) та вважаючи, що зовнішнє поле спрямоване вздовж осі z, тобто $H^0 = H_z^0$, отримаємо таку систему рівнянь:

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma\left(M_y H_z^i - M_z H_y^i\right) = \gamma\left(M_y(H^0 - N_z M) + M N_y M_y)\right) = \\ = \gamma\left(H^0 + (N_y - N_z)M\right)M_y \quad ,$$

$$\frac{dM_y}{dt} = -\gamma\left(M_x(H^0 - N_z M) + M N_x M_x)\right) = -\gamma\left(H^0 + (N_x - N_z)M\right)M_x \tag{1.29}$$

де в першому наближенні було покладено $dM_z / dt = 0$ і $M_z = M$. Якщо шукати розв'язок у вигляді гармонічних коливань $M \sim \exp(-i\omega t)$, то система рівнянь (1.29) стає системою однорідних алгебраїчних рівнянь. Ненульовий розв'язок можливий лише, коли визначник цієї системи дорівнює нулю

$$\begin{vmatrix} i\omega & \gamma\left(H^0 + (N_y - N_z)M\right) \\ -\gamma\left(H^0 + (N_x - N_z)M\right) & i\omega \end{vmatrix} = 0 \tag{1.30}$$

З розв'язку (1.30) отримуємо резонансну частоту

$$\omega_0^2 = \gamma^2\left(H^0 + (N_x - N_z)M\right)\left(H^0 + (N_y - N_z)M\right). \tag{1.31}$$

Частоту ω_0 називають частотою однорідної моди на відміну від частот інших мод. Усі спіни прецесують у фазі та з однією і тією ж амплітудою. По суті однорідна мода є спіновою хвилею з нескінченно великою довжиною.

У випадку сфери $N_x = N_y = N_z = 4\pi / 3$ і, як наслідок,

$$\omega_0 = \gamma H^0 . \tag{1.32}$$

Для тонкої пластини, що знаходиться у зовнішньому магнітному полі H^0, перпендикулярному до її площини, ($N_x = N_y = 0,\ N_z = 4\pi$) резонансна частота згідно з (1.31) визначається

$$\omega_0 = \gamma\left(H^0 - 4\pi M\right). \qquad (1.33)$$

Якщо вектор H^0 лежить у площині пластини, і осі *x* та *z* лежать у тій самій площині:

$$\omega_0 = \gamma\sqrt{H^0\left(H^0 + 4\pi M\right)}. \qquad (1.34)$$

Формули (1.31), (1.33) і (1.34) показують, що у випадку зразка феромагнетику несферичної форми спектр ФМР має анізотропію пов'язану з формою зразка. Вирази (1.33) і (1.34) є зручним способом визначення намагніченості *M* феромагнетику. Якщо відомі намагніченість і спін магнітного атома або іона, то можна визначити концентрацію таких атомів або іонів. Це особливо важливо для вдосконалення синтезу нанорозмірних тонких плівок. Для цього проводяться вимірювання ФМР при перпендикулярній та паралельній до магнітного поля орієнтації площини феромагнітного шару. Визначаються значення $H_{\perp}^0$ і $H_{\parallel}^0$, що відповідають положенню максимуму резонансного поглинання при цих двох орієнтаціях зразка. Оскільки вимірювання проводяться при одній і тій самій частоті ω_0, ми можемо прирівняти праві частини виразів (1.33) і (1.34) і отримати звідси рівняння для намагніченості *M*.

1.5 Ефективне внутрішнє поле у феромагнетику, загальна формула для резонансної частоти

Розгляд проведемо, використовуючи підхід Г. В. Скротцького і Л. В. Курбатова, наведений в [18, 20]. Як вперше було зазначено Л. Д. Ландау і Е. М. Ліфшицем, різні взаємодії у феромагнетику можна врахувати феноменологічно, вважаючи, що відповідальні за феромагнетизм спіни прецесують із частотою ω_0 не в зовнішньому полі $H^0 = H^i$, а в деякому внутрішньому ефективному полі H^{eff}, еквівалентному за своєю дією зовнішньому полю. Відмінність ефективного поля від зовнішнього поля зумовлює зміщення частоти ларморівської прецесії ω_0. Величина і напрямок

внутрішнього ефективного поля, згідно з Л. Д. Ландау і Е. М. Ліфшицем, можуть бути визначені з варіаційного принципу для вільної енергії феромагнетику *F*. На початку зручно перейти до сферичної системи координат, де орієнтації вектору *M* відносно декартової системи координат (x_1, x_2, x_3) визначають відповідно полярним і азимутальним кутами ϑ і φ (Рис.1.5):

$$\begin{aligned} M_{x_1} &= M\sin\vartheta\cos\varphi \\ M_{x_2} &= M\sin\vartheta\sin\varphi\,. \\ M_{x_3} &= M\cos\vartheta \end{aligned} \tag{1.35}$$

У цьому випадку радіальна H_M, полярна H_ϑ і азимутальна H_φ складові ефективного поля пов'язані з декартовими складовими співвідношеннями

$$\begin{aligned} H_M &= H_{x_1}\sin\vartheta\cos\varphi + H_{x_2}\sin\vartheta\sin\varphi + H_{x_3}\cos\vartheta \\ H_\vartheta &= H_{x_1}\cos\vartheta\cos\varphi + H_{x_2}\cos\vartheta\sin\varphi - H_{x_3}\sin\vartheta \\ H_\varphi &= H_{x_1}\sin\varphi + H_{x_2}\cos\varphi \end{aligned} \tag{1.36}$$

і рівняння руху (1.1), нехтуючи затуханням, приймає вигляд

$$\dot{\vartheta} = \gamma H_\varphi;\ \dot{\varphi} = -\gamma H_\vartheta\,, \tag{1.37}$$

де враховано, що *M* = const.

У стані термодинамічної рівноваги напрямок вектору намагніченості *M* феромагнетика збігається з напрямком внутрішнього ефективного поля H^i, величина якого визначається через вільну енергію одиниці об'єму феромагнетика *F* наступним чином:

$$\mathbf{H}^i = -\frac{\partial F}{\partial \mathbf{M}}. \tag{1.38}$$

У цьому разі компоненти ефективного поля H_ϑ і H_φ відсутні. Рівноважна орієнтація вектора *M*, яка визначається кутами ϑ_0 і φ_0, знаходиться з рівнянь

$$F_\vartheta = \frac{\partial F}{\partial \vartheta} = 0,\ F_\varphi = \frac{\partial F}{\partial \varphi} = 0\,, \tag{1.39}$$

з розв'язків яких вибирають ті, для яких вільна енергія має мінімум.

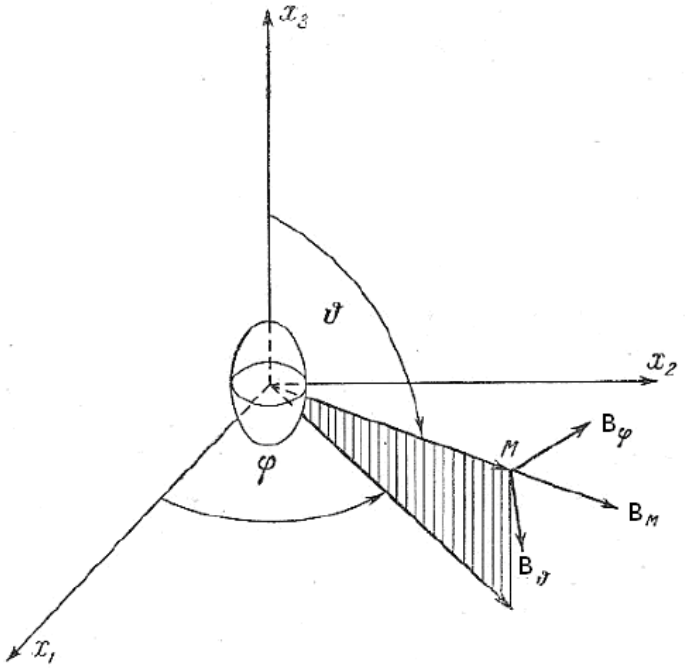

Рис. 1.5. Складові ефективного внутрішнього поля — радіальна H_M, полярна H_ϑ і азимутальна H_φ, у сферичній системі координат (компоненти поля *B* співпадають з відповідними компонентами поля *H*).

Слід зазначити, що процедура мінімізації вільної енергії за кутами дає змогу однозначно визначити напрямок намагніченості лише в тому випадку, якщо вона однорідна по всьому об'єму феромагнетику або якщо він розбитий на кінцеве число однорідно намагнічених областей.

Розглянемо нерівноважний стан із малими відхиленнями намагніченості від рівноважного положення. У цьому випадку (1.39) уже не виконується й орієнтація вектора *M* змінюватиметься під дією відмінних від нуля складових поля

$$H_\vartheta = -\frac{F_\vartheta}{M};\ H_\varphi = -\frac{F_\varphi}{M \sin\vartheta}. \tag{1.40}$$

За малих відхилень від рівноваги

$$\delta\vartheta(t) = \vartheta(t) - \vartheta_0;\quad \delta\varphi(t) = \varphi(t) - \varphi_0 \tag{1.41}$$

є малими у порівнянні з рівноважними значеннями ϑ_0 і φ_0, і тому можна обмежиться лінійними членами розкладання F_ϑ і F_φ

$$F_\vartheta = F_{\vartheta\vartheta}\delta\vartheta + F_{\vartheta\varphi}\delta\varphi;\ F_\varphi = F_{\varphi\vartheta}\delta\vartheta + F_{\varphi\varphi}\delta\varphi, \tag{1.42}$$

де другі похідні за кутами $F_{\vartheta\vartheta}$, $F_{\varphi\varphi}$ і $F_{\vartheta\varphi}$ обчислюються для положень рівноваги. Із (1.37) з урахуванням (1.40) і (1.42) отримуємо систему лінійних рівнянь, що описують вільні коливання вектору намагніченості біля положення рівноваги

$$\begin{aligned} -\gamma^{-1}M\sin\vartheta_0\delta\dot{\vartheta} &= F_{\varphi\vartheta}\delta\vartheta + F_{\varphi\varphi}\delta\varphi \\ \gamma^{-1}M\sin\vartheta_0\delta\dot{\varphi} &= F_{\vartheta\vartheta}\delta\vartheta + F_{\vartheta\varphi}\delta\varphi. \end{aligned} \tag{1.43}$$

Система однорідних рівнянь (1.43) має періодичні розв'язки, пропорційні $exp(i\omega t)$, де частота ω визначається з рівності нулю визначника системи алгебраїчних рівнянь, отриманої з (1.43) після підстановки $\delta\theta,\ \delta\varphi \sim\ exp(i\omega t)$

$$F_{\vartheta\varphi}^2 - F_{\vartheta\vartheta}F_{\vartheta\varphi} + \omega^2\gamma^{-2}M^2\sin\vartheta_0 = 0. \tag{1.44}$$

Звідки отримуємо резонансну формулу для резонансної частоти (1.2):

$$\omega_0 = \gamma H^{eff} = \frac{\gamma}{M_s sin\vartheta}\left(F_{\vartheta\vartheta}F_{\varphi\varphi} - F_{\vartheta\varphi}^2\right)^{1/2}.$$

Для знаходження резонансної частоти необхідно мати інформацію про внески різних чинників у питому вільну енергію *F*, яку можна представити у вигляді

$$F = F_0 + F_p + F_a + F_{мп} + F_{обм} + F_д \tag{1.45}$$

де F_0 — енергія взаємодії із зовнішнім магнітним полем; F_p — енергія розмагнічуючого поля поверхневих «магнітних зарядів» або енергія, що враховує кінцеві розміри зразка і залежить від його форми; F_a — енергія кристалічної магнітної анізотропії; $F_{мп}$ — магнітно-пружна енергія, що є функцією, яка залежить від напряму намагніченості та механічних напружень; $F_{обм}$ — обмінна енергія, яка пов'язана з просторовою

неоднорідністю намагніченості; $F_д$ — енергія граничних шарів між доменами. У вираз (1.45) не входить густина обмінної енергії, пов'язаної з «молекулярним полем», відповідальним за намагніченість насичення M_S, оскільки вона не залежить від орієнтації вектору M_S.

Густина енергії взаємодії із зовнішнім полем F_0 має вигляд

$$F_0 = -M_S H_0 \tag{1.46}$$

Внесок у густину вільної енергії, пов'язаний із розмагнічуючими полями зразка кінцевих розмірів F_p, виражається через розмагнічуючі фактори, що вже згадувалися в підрозділі 1.4:

$$F_p = \frac{1}{2}\left(N_x M_x^2 + N_y M_y^2 + N_z M_z^2\right) \tag{1.47}$$

Рівняння для резонансної частоти (1.31), що враховують лише внесок тільки від форми зразка виходять із (1.2) підстановкою $F = F_0 + F_p$ з виразами (1.46) і (1.47) для доданків густини вільної енергії.

Якщо зовнішнє поле досить велике, щоб намагнітити зразок до стану насичення, то поведінка феромагнетика подібна до області просторово однорідної намагніченості. У цьому разі в (1.45) можна не враховувати енергію доменних границь $F_д$. У слабких підмагнічуючих полях доменна структура, надзвичайно чутлива до різних дефектів, домішок, тощо, що буде істотно ускладнювати спектр ФМР. Поряд із густиною енергії розмагнічування в (1.45) значний вклад може давати густина енергії кристалічної магнітної анізотропії.

1.6 Вплив кристалічної магнітної анізотропії

На частоту ФМР найбільш сильно кристалічна анізотропія впливає у монокристалічних феромагнетиках. При фіксованій частоти НВЧ резонансне поля буде найменшим поблизу напрямків легкого намагнічування, оскільки в цьому випадку внутрішнє поле буде найбільшим. Напрямки осей легкого і важкого намагнічування пов'язані з кристалічною магнітною симетрією

кристала. Густина енергії кристалічної магнітної анізотропії може бути представлена у вигляді степеневого ряду за напрямними косинусами вектору намагніченості по відношенню до головних осей кристала. Для кристалів кубічної симетрії

$$F_a = K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_2^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 + \ldots \qquad (1.47)$$

де α_1 α_2, α_3 — напрямні косинуси M_S щодо ребер куба, K_1 і K_2 — перша і друга константи анізотропії. «Нульова» константа анізотропії K_0, що залежить від нормування густини енергії, має сенс густини енергії монокристала, намагніченого вздовж осі легкого намагнічування.

Для кристалів одновісної симетрії

$$F_a = K_0' + K_1'\alpha_3^2 + K_2'\alpha_3^4 + \ldots = K_0 + K_1\beta_3^2 + K_2\beta_3^4 + \ldots \ . \qquad (1.48)$$

Тут β_3 — синус кута між намагніченістю і віссю симетрії. У напрямках уздовж і перпендикулярно осі симетрії функція F_a має екстремуми. Константи анізотропії дуже малі поблизу температури Кюрі, але швидко зростають зі зниженням температури. Значення першої константи анізотропії в різних феромагнетиках коливаються в межах 10^3-10^6 ерг/см^3 і в більшості випадків істотно перевищують значення другої і наступних констант анізотропії.

В якості першого прикладу розглянемо одновісний кристал еліпсоїдальної форми з гексагональною магнітною симетрією і $K_1 > 0$. За полярну вісь системи координат візьмемо гексагональну вісь легкого намагнічування кристала $\left[10\bar{1}0\right]$. Тоді густина вільної енергії може бути представлена у вигляді

$$\begin{aligned} F = {} & K_1 \sin^2\theta - M_S H_0\left[\sin\theta\sin\vartheta\cos(\Phi-\varphi) + \cos\theta\cos\vartheta\right] + \\ & + \frac{1}{2}M_S^2\left[N_x\sin^2\vartheta\cos^2\varphi + N_y\sin^2\vartheta\sin^2\varphi + N_z\cos^2\vartheta\right] \end{aligned} \qquad (1.49)$$

де θ і Ф, відповідно полярний і азимутальний кути, що визначають орієнтацію зовнішнього поля H_0. За не надто низьких температур членами вищого порядку й анізотропією в базисній площині можна знехтувати.

Завдання знаходження рівноважної орієнтації вектора намагніченості M при довільній орієнтації магнітного поля по відношенню до гексагональної осі є досить складним. Якщо H_0 лежить у базисній площині $\theta = \pi/2$ і утворює прямий кут з віссю x ($\Phi = \pi/4$), то резонансну частоту обчислюють наступним чином. Якщо величина поля обмежена умовою

$$\left(N_y - N_x\right)M_S < H_0 < \frac{2K_1}{M_S} + \left(N_y - N_z\right)M_S, \tag{1.50}$$

то $\varphi_0 = \dfrac{\pi}{2};\ \sin\vartheta_0 = \dfrac{H_0}{\dfrac{2K_1}{M_s} + \left(N_y - N_z\right)M_S}$ і

$$\left(\frac{\omega_0}{\gamma}\right)^2 = \left[\left(\frac{2K_1}{M_S} + \left(N_y - N_z\right)M_S\right)^2 - H_0^2\right]\frac{2K_1 + \left(N_x - N_z\right)M_S^2}{2K_1 + \left(N_y - N_z\right)M_S^2}. \tag{1.51}$$

Якщо $H_0 > \dfrac{2K_1}{M_s} + \left(N_y - N_z\right)M_S$, то $\varphi_0 = \dfrac{\pi}{2};\ \sin\vartheta_0 = \dfrac{\pi}{2}$ і

$$\left(\frac{\omega_0}{\gamma}\right)^2 = H_0^2 - \frac{2K_1}{M_S}H_0 - \left(N_y - N_x\right)\left(H_0M_S - 2K_1\right) - \\ - M_S\left(N_y - N_z\right)\left(H_0 - \left(N_y - N_x\right)M_S\right). \tag{1.52}$$

У разі, якщо поле H_0 спрямоване вздовж осі $\left[10\bar{1}0\right]$, коли $\Phi = 0$, слід скрізь замінити N_x на N_y і навпаки. Для довільного еліпсоїда $N_x \neq N_y$, резонансна частота внаслідок анізотропії форми залежитиме від орієнтації магнітного поля в базисній площині навіть за відсутності кристалографічної анізотропії.

Для еліпсоїда обертання $N_x = N_y = N_\perp$, $N_z = N_\parallel = 4\pi - 2N_\perp$, анізотропія форми в базисній площині відсутня і резонансна частота визначається виразом

$$\left(\frac{\omega_0}{\gamma}\right)^2 = \left(\frac{2K_1}{M_S} - \left(4\pi - 3N_\perp\right)M_S\right)^2 - H_0^2, \tag{1.53}$$

якщо $H_0 < \frac{2K_1}{M_S} + \left(4\pi - 3N_\perp\right)M_S$ і

$$\left(\frac{\omega_0}{\gamma}\right)^2 = H_0\left(H_0 - \frac{2K_1}{M_S} + \left(4\pi - 3N_\perp\right)M_S\right), \tag{1.54}$$

якщо $H_0 > \frac{2K_1}{M_S} + \left(4\pi - 3N_\perp\right)M_S$.

Із цих формул випливає, що вплив анізотропії можна звести до еквівалентного поля

$$H_a = \frac{2K_1}{M_S}. \tag{1.55}$$

Якщо зовнішнє поле спрямоване вздовж гексагональної осі, $\theta = 0$, для сферичного зразка напрямки векторів M_S завжди збігаються, а внутрішнє поле дорівнює сумі зовнішнього поля H_0 і еквівалентного поля анізотропії H_a, а резонансна частота визначається відомою формулою Кітеля:

$$\frac{\omega}{\gamma} = H_0 + \frac{2K_1}{M_S}. \tag{1.56}$$

Феромагнітні сполуки $NiMnO_3$ і $CoMnO_3$, що мають структуру ільменіту, мають одновісну магнітну симетрію з $K_1 < 0$. На відміну від гексафериту барію, резонанс в полі, спрямованому вздовж гексагональної осі, що є віссю легкого намагнічування, неможливий. Для поля, спрямованого під кутом $0 < \theta \le \pi / 2$ до гексагональної осі, можливий тільки один резонансний пік. Якщо знехтувати слабкою анізотропією в базисній площині, то вираз для резонансної частоти визначається (1.54) с заміною знаку у K_1

$$\left(\frac{\omega_0}{\gamma}\right)^2 = H_0\left(H_0 + \frac{2K_1}{M_S}\right). \qquad (1.57)$$

Зазначимо, що вищенаведені формули можуть виявитися корисними, коли феромагнітні частинки з одновісною магнітною анізотропією знаходяться в немагнітній матриці, і осі всіх частинок мають однаковий напрямок внаслідок або кристалічної анізотропії матриці, або анізотропії, пов'язаної з пружними напруженнями.

Інший приклад — особливо цікавий випадок кристала з кубічною симетрією, тому що симетрія більшості феромагнетиків є кубічною. Зазвичай у монокристалах з від'ємними константами анізотропії K_1 і K_2 ребра елементарної кубічної комірки є напрямками важкого намагнічування, а просторові діагоналі куба — легкого. У монокристалах із додатними константами має місце зворотна ситуація. В обох випадках діагоналі куба є напрямками «проміжного» намагнічування. Для простоти ми обмежимося зразками сферичної форми. Задачу можна розв'язати, якщо зовнішнє поле лежить в одній із площин симетрії.

В якості осей декартової системи координат *x*, *y*, *z* виберемо осі [010], [001] і [100]. Відраховуючи полярні кути від [100], а азимутальні від [010], для густини вільної енергії отримаємо

$$\begin{aligned} F &= F_a - M_s H_0 = K_1 f(\vartheta,\varphi) - \\ &- M_s H_0\left(\sin\theta\sin\vartheta\cos(\Phi-\varphi) + \cos\theta\cos\vartheta\right) \end{aligned} \qquad (1.58)$$

де

$$f(\vartheta,\varphi) = \frac{1}{4}\left(\sin^2 2\vartheta + \sin^4\vartheta\sin^2 2\varphi\right). \qquad (1.59)$$

Тут вважається, що ми обмежуємося тільки однією константою анізотропії K_1.

Нехай $\Phi = \pi/4$, тобто зовнішнє поле лежить у площині (011). Тоді з рівняння рівноваги (1.39) і виразу (1.58) знаходимо такі рівняння, що визначають рівноважну орієнтацію вектору намагніченості

$$\eta\frac{\partial f}{\partial \vartheta}=\sin\theta\cos\vartheta\sin\left(\varphi+\frac{\pi}{2}\right)-\cos\theta\sin\vartheta$$
$$\eta\frac{\partial f}{\partial \vartheta}=-\sin\theta\cos\vartheta\sin\left(\varphi-\frac{\pi}{2}\right) \quad , \qquad (1.60)$$

де $\eta=K_1/H_0M_S$. Тоді з загальної формули для резонансної частоти отримуємо

$$\frac{\omega_0 M_S}{\gamma K_1}=\frac{1}{\sin\vartheta}\left\{\begin{array}{l}\left[\cos\theta\cos\vartheta+\sin\theta\sin\vartheta\sin\left(\varphi+\frac{\pi}{2}\right)+\eta\frac{\partial^2 f}{\partial\vartheta^2}\right]\times\\ \times\left[\sin\theta\sin\vartheta\sin\left(\varphi+\frac{\pi}{2}\right)+\eta\frac{\partial^2 f}{\partial\varphi^2}\right]-\\ -\left[\sin\theta\cos\vartheta\sin\left(\varphi-\frac{\pi}{2}\right)+\eta\frac{\partial^2 f}{\partial\vartheta\partial\varphi}\right]\end{array}\right\}^{1/2} \qquad (1.61)$$

Для визначення явної залежності резонансної частоти ω_0 від кута θ, що визначає орієнтацію зовнішнього поля в площині (011), необхідно підставити в (1.61) значення $\frac{\partial^2 f}{\partial\vartheta^2}$, $\frac{\partial^2 f}{\partial\varphi^2}$, $\frac{\partial^2 f}{\partial\varphi\partial\vartheta}$, знайдені з (1.59). Потім в отримані вирази треба замість ϑ і φ підставити їхні рівноважні значення ϑ_0 і φ_0, що визначаються як розв'язки рівнянь (1.60). За довільної орієнтації поля в розглянутій площині виходять трансцендентні рівняння, які можуть бути розв’язані тільки чисельно.

РОЗДІЛ 2. Вплив типу обмінної взаємодії на границях двійникових компонент в сплавах з ефектом пам’яті форми на їхні магнітні властивості

Даний розділ присвячено дослідженню магнітних властивостей і, зокрема, магнітної динаміки в періодичних системах обмінно зв’язаних нанодвійників.

Сплави Гейслера з магнітною пам'яттю форми (МСЕПФ) інтенсивно досліджуються протягом останніх десятиліть завдяки їхнім незвичайним фізичним властивостям та потенційним можливостями застосування в різних галузях технологій [21]. Інтерес до цих матеріалів пов'язаний з відкриттям ефекту магнітної пам'яті форми, який полягає у різкій зміні розмірів зразка (до 12%) внаслідок індукованого магнітним полем руху границь двійникових компонент [22-24].

Подальші дослідження виявили низку пов'язаних з цим чудових фізичних ефектів у цих матеріалах, таких як індукована магнітним полем надпружність, прямий і зворотний магнітокалоричний ефект, гігантський магнітоопір, обмінний зсув тощо [24-29]. Було доведено [30, 31], що деякі МСЕПФ можуть бути напівметалевими і забезпечувати 100-відсоткову спінову поляризацію електронів. Зокрема, напівметалевою електронною зонною структурою в цих сплавах можна керувати, змінюючи ступінь атомного впорядкування. Ця особливість робить їх дуже привабливими для застосування в спінтроніці. Вузька лінія магнітного резонансу і низьке затухання в деяких з цих сплавів дозволяють розглядати їх у якості чудових матеріалів для магноніки [32].

З фундаментальної точки зору, МСЕПФ привертають велику увагу, оскільки в них може відбуватися послідовність структурних перетворень (премартенситних, мартенситних та інтермартенситних), а також магнітних фазових переходів. Для деяких з цих сплавів температура мартенситного перетворення першого роду збігається з температурою феромагнітного

впорядкування, при якій відбувається магнітоструктурний фазовий перехід першого роду [26, 23]. Такі магнітоструктурні фазові переходи першого роду супроводжуються сильною зміною магнітних параметрів, а також гігантським магнітоопором, магнітокалоричним ефектом та ефектом Холла [26, 33, 34], якими можна керувати за допомогою зовнішнього магнітного поля.

Сплави Гейслера Ni-Mn-Ga є одними з найбільш вивчених МСЕПФ. Мартенситне перетворення в цих сплавах зазвичай відбувається з феромагнітного аустеніту до феромагнітного мартенситу з лише з невеликим збільшенням намагніченості насичення мартенситу порівняно з аустенітом. На відміну від Ni-Mn-Ga МСЕПФ, деякі сполуки з високим вмістом Mn $Ni_{50}Mn_{50-y}Z_y$ (Z = In, Sn, Sb), які називаються метамагнітними сплавами з пам'яттю форми (МетаМСЕПФ), демонструють магнітоструктурний фазовий перехід від феромагнітного аустеніту до слабомагнітного або немагнітного мартенситу (див. [24, 26, 33] та посилання в них). У цих сплавах зазвичай Ni частково заміщують Co або Fe для контролю температури Кюрі аустеніту і температури МП, а також збільшення стрибка намагніченості при мартенситному перетворенні [35-38]. Цим сплави проявляють гігантський зворотний магнітокалоричний ефект при фазовому переході, що робить їх перспективними для магнітного охолодження [34-36, 39, 40].

В Гейслерівських МСЕПФ існує сильна взаємодія між феромагнітними та антиферомагнітними обмінними взаємодіями (див. [41, 42] та посилання на них), що призводить до різкої зміни їх магнітних властивостей при фазових перетвореннях в залежності від складу, атомного порядку, кристалічних дефектів тощо. Зокрема, на магнітні параметри сильно впливає двійникова структура матеріалу МСЕПФ [43], особливо яскраво це проявляється в тонких плівках [44].

У цьому розділі увагу зосереджено на дослідженнях магнітних властивостей епітаксійних МСЕПФ, щоб пролити світло на особливості

магнітного впорядкування в двійниковому мартенситному стані в двох різних типах МСЕПФ: ФСЕПФ та МетаМСЕПФ.

2.1. Антиферомагнітний зв'язок між мартенситними двійниковими варіантами в мартенситі в епітаксіальній плівці Ni-Mn-Sn-Co

2.1.1 Експеримент

Дослідження магнітних властивостей епітаксіальної плівки $Ni_{46.0}Mn_{36.8}Sn_{11.4}Co_{5.8}$ методом феромагнітного резонансу показало наявність слабкого антиферомагнітного зв'язку між феромагнітно впорядкованими двійниковими компонентами. В результаті було інтерпретовано, що двійникові компоненти цього матеріалу утворюють штучні антиферомагнітні надґратки, які є аналогом класичних антиферомагнітно зв'язаних багатошарових структур [45, 46].

Монокристалічна підкладка MgO(100) забезпечувала епітаксіальний ріст плівки $Ni_{46.0}Mn_{36.8}Sn_{11.4}Co_{5.8}$ в аустенітному стані. Умова збереження площі поверхні зумовила перехід плівки в мартенситний стан за рахунок дрібнодисперсного двійникування. У сплавах $Ni_{50}Mn_{50-y}Z_y$ (Z = In, Sn, Sb) тип обмінного зв'язку між магнітними іонами залежить як від їх просторового розташування (тобто атомного порядку), так і від відстані між ними [41, 42]. Експериментальні дослідження показали, що в плівці $Ni_{46.0}Mn_{36.8}Sn_{11.4}Co_{5.8}$ спіновий обмін є феромагнітним всередині двійників і антиферомагнітним на границі між двійниками. Границі двійників є практично ідеальними площинами, які забезпечують рівномірний обмін через них. Цей обмін між двійниковими компонентами призводить до формування тетрагональної магнітної анізотропії плівки, тоді як двійникові компоненти мають орторомбічну кристалічну структуру. Така "тетрагоналізація анізотропії" є аналогічною до описаної вище для випадку феромагнітного обміну через двійникові границі.

2.1.2 Теорія

Згідно з ідеєю про слабкий антиферомагнітний зв'язок між двійниковими компонентами, розглянемо двійникові компоненти з векторами намагніченості $\mathbf{M}_1$ та $\mathbf{M}_2$, які взаємодіють між собою через антиферомагнітний обмін. Теорія антиферомагнітного резонансу (АФР) в антиферомагнетиках з двома магнітними підґратками є загальновідомою [47]. Цю теорію можна адаптувати до випадку двох двійникових компонент. Для цього зручно виразити густини вільної енергії F як суму густин енергій двійникових компонент F_1 і F_2 та густини енергії обмінної взаємодії між ними F_{12}:

$$\begin{aligned} F &= F_1 + F_2 + F_{12} \\ F_1 &= \frac{1}{2}\beta M_{1z}^2 - \mathbf{M}_1\mathbf{H}, \\ F_2 &= \frac{1}{2}\beta M_{2z}^2 - \mathbf{M}_2\mathbf{H}, \\ F_{12} &= \delta \mathbf{M}_1\mathbf{M}_2, \end{aligned} \tag{2.1}$$

де $\mathbf{H}$ — магнітне поле, перший і другий доданки в правих частинах рівнянь для F_1 і F_2 (2.1) — густина енергії магнітної анізотропії та Зеєманівської енергії відповідно. Координатна вісь z перпендикулярна до площини плівки. Безрозмірні параметри β і δ є константою анізотропії та константою обміну відповідно. Двійникові компоненти вважаються фізично еквівалентними, а отже, $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| \equiv M(T)$. Температурна залежність намагніченості мартенситної плівки задовільно описується стандартним рівнянням Вейса

$$M(T) = M(0)\tanh\left[T_C M(T) / TM(0)\right]. \tag{2.2}$$

Зручно характеризувати плівку за допомогою поля анізотропії $H_A(T) = \beta M(T)$ і обмінного поля $H_E(T) = \delta M(T)$, що залежать від температури.

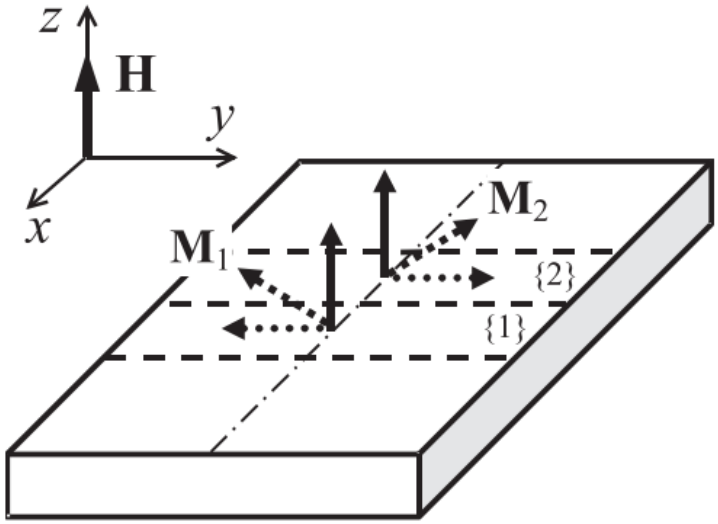

Рис. 2.1. Схема двійникованої магнітної плівки в перпендикулярному зовнішньому магнітному полі. Границі двійників показано штриховими лініями. Числами {1} і {2} позначено компоненти двійників. Пунктирні, штрихові та суцільні стрілки показують напрямки векторів намагніченості для значень поля $H = 0$, $H < H_{A-F}$ і $H > H_{A-F}$ відповідно. Тут H_{A-F} - поле фазового переходу двійників з антиферомагнітного у феромагнітний стан.

Антипаралельна орієнтація векторів намагніченості зменшує вільну енергію двійника, якщо $\delta > 0$. Згідно з експериментальними даними та теоретичними міркуваннями, викладеними в роботі [44], внутрішнє двійникування зменшує одновісну магнітокристалічну анізотропію плівки майже до нуля. У цьому випадку $\beta \approx 4\pi > 0$, а отже, магнітостатичне поле плівки орієнтує вектори намагніченості в площині плівки. Як показано на Рис. 2.1, магнітне поле $H_z \equiv H$, прикладене по нормалі до плівки, повертає вектори намагніченості у фіксованій площині, яку можна вважати yz площиною системи координат. У цьому випадку рівноважні значення компонент вектора намагніченості $\bar{M}_{1i}$ і $\bar{M}_{2i}$, задовольняють співвідношенням

$$\begin{aligned}
&\bar{M}_{1x} = \bar{M}_{2x} = 0,\\
&\bar{M}_{1y} = -\bar{M}_{2y} = M(T)\sin\theta(H,T),\\
&\bar{M}_{1z} = \bar{M}_{2z} = M(T)\cos\theta(H,T),
\end{aligned} \tag{2.3}$$

де $\theta(H,T)$ — кут між векторами $\mathbf{M}_1$ і $\mathbf{H}$. Умова мінімуму для густини вільних енергій (2.1) призводить до рівняння

$$\cos\theta(H,T) = \begin{cases} H / H_{A-F}(T) & \text{if } H < H_{A-F}, \\ 1 & \text{otherwise}, \end{cases} \tag{2.4}$$

де $H_{A-F}(T) = H_A(T) + 2H_E(T)$ – характеристичне поле, що відповідає фазовому переходу двійника з антиферомагнітного стану в феромагнітний, тобто в стан з $\theta(H,T) = 0$. У теорії антиферомагнетизму це поле називається "поле спін-фліпу".

Як відомо, динамічні рівняння для векторів намагніченості мають вигляд

$$\begin{aligned}
&\frac{1}{\gamma}\cdot\frac{d\mathbf{M}_1}{dt} = \frac{\partial F_1}{\partial \mathbf{M}_1}\times\mathbf{M}_1,\\
&\frac{1}{\gamma}\cdot\frac{d\mathbf{M}_2}{dt} = \frac{\partial F_2}{\partial \mathbf{M}_2}\times\mathbf{M}_2,
\end{aligned} \tag{2.5}$$

де γ — гіромагнітне відношення. За стандартною процедурою вектори намагніченості подано у вигляді суми рівноважної та змінної з часом частин,

$$\mathbf{M}_{1,2} = \bar{\mathbf{M}}_{1,2} + \mathbf{m}_{1,2}(t), \tag{2.6}$$

де $\mathbf{m}_{1,2}(t) \propto \exp(i\omega t)$, t — час, ω — кутова частота. Зручно перетворити динамічні рівняння в систему рівнянь для змінних

$$\mathbf{l} = \mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2, \quad \mathbf{m} = \mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2, \tag{2.7}$$

які є змінними частинами вектора феромагнетизму $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$ та вектора антиферомагнетизму $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$, що широко використовуються в теорії магнетизму [48].

Лінеаризована система рівнянь для компонент вектора $\mathbf{l}$ має вигляд

$$
\begin{aligned}
i\omega l_x &= \gamma[H - (H_A + 2H_E\cos\theta)]l_y, \\
i\omega l_y &= -\gamma[H - (H_A + 2H_E\cos\theta)]l_x.
\end{aligned}
\tag{2.8}
$$

При лінеарізації динамічних рівнянь нехтуємо зміною z-компоненти намагніченості. Резонансна частота для коливань вектору **l** знаходиться шляхом прирівнювання визначника системи рівнянь (2.8) до нуля. Ця частота дорівнює

$$
\omega_l = \gamma[H - (H_A + 2H_E)\cos\theta]. \tag{2.9}
$$

Приймаючи до уваги рівняння (2.4) та (2.9), можна побачити, що $\omega_l = 0$, якщо $H < H_{A-F}$ і

$$
\omega_l = \gamma(H - H_A - 2H_E) \tag{2.10}
$$

в іншому випадку.

Лінеарізована система рівнянь для компонент вектора **m** має вигляд

$$
\begin{aligned}
i\omega m_x &= \gamma(H - H_A\cos\theta)m_y - H_A\sin\theta\, l_z, \\
i\omega m_y &= -\gamma(H - H_A\cos\theta)m_x, \\
i\omega l_z &= 2H_E\sin\theta\, m_x.
\end{aligned}
\tag{2.11}
$$

Резонансна частота для осциляцій вектора **m** дорівнює

$$
\omega_m = \gamma[(H - H_A\cos\theta)^2 + 2H_AH_E\sin^2\theta]^{1/2}. \tag{2.12}
$$

У діапазоні поля $H > H_{A-F}$ ця частота дорівнює частоті феромагнітного резонансу

$$
\omega_{fm} = \gamma(H - H_A), \tag{2.13}
$$

оскільки в цьому діапазоні полів рівноважні напрямки векторів намагніченості двійникових компонент паралельні один одному і осі *z*, а отже, плівка перебуває у феромагнітному стані.

2.1.3 Результати і обговорення

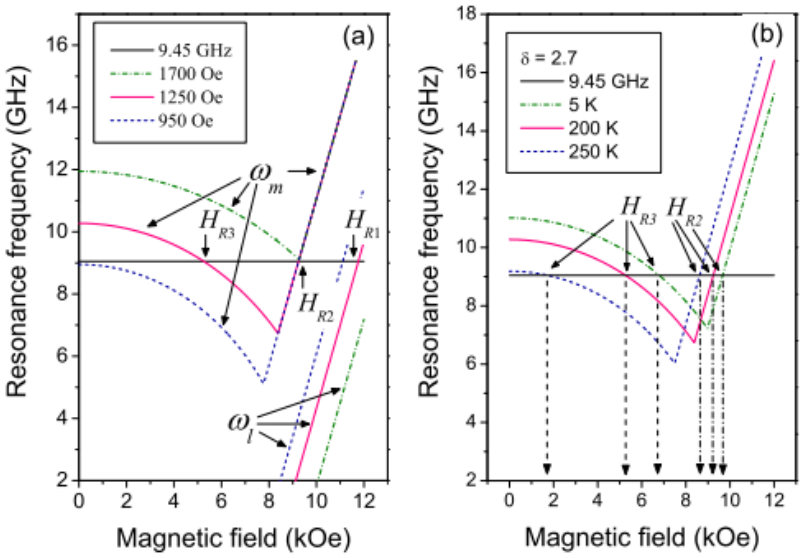

Рис. 2.2. Резонансні частоти, розраховані за рівняннями (2.9) і (2.12) для полів обміну 950 *E*, 1250 *E* і 1700 *E*, (а); стрілками позначено значення резонансного поля, що відповідає обмінному полю 1250 *E*. Резонансна частота ω_m, обчислена з рівняння (2.12) для фіксованого значення константи обміну і трьох значень температури, (б); вертикальні штрих-пунктирна і пунктирна стрілки вказують на значення резонансного поля H_{R2} і H_{R3} відповідно.

Покладемо, що $M(0) = 500$ Гс (оцінено з даних магнітометрії), $T_C = 360$ K і $H_A = 4\pi M$ (тобто поле магнітної анізотропії вважається рівним магнітостатичному полю плівки). У цьому випадку рівняння (2.2) дає значення $H_A = 5850\,E$ для температури 200 К. На рис. 2.2(а) показано частоти магнітного резонансу, розраховані для цього поля анізотропії та різних значень обмінного поля, H_E. Горизонтальна лінія показує експериментальне значення мікрохвильової частоти. Для всіх значень H_E графіки функції $\omega_l(H)$ є прямими лініями, які перетинають горизонтальну лінію. Точки перетину відповідають спостережуваним значенням резонансного поля, позначеним як H_{R1}. Функція $\omega_m(H)$ є немонотонною для

малих значень поля обміну. Її графік перетинає горизонтальну лінію при двох значеннях резонансного поля H_{R2} і H_{R3} якщо значення обмінного поля більше 950 E, але менше 1700 E, тобто якщо $2.1 < \delta < 3.6$. У цьому випадку на мікрохвильовій частоті 9.45 ГГц спостерігаються три значення резонансного поля H_{R1}, H_{R2} і H_{R3}. У випадку, якщо $H_E < 950\ E$ можна отримати тільки резонансні поля H_{R1} і H_{R2}. Якщо $H_E \geq 1700\ E$, на заданій мікрохвильовій частоті можна виявити лише значення резонансного поля H_{R1}. Слід зазначити, що функція $\omega_m(H)$ стає монотонною при $H_E > 3\ \kappa E$.

На рисунку 2.2(б) зображено залежності резонансних частот від зовнішнього магнітного поля. Частоти розраховані для різних температур. Вертикальні стрілки вказують на значення резонансного поля, що відповідають різним температурам. Видно, що обидві величини H_{R2} і H_{R3} є спадними функціями температури, але температурна залежність H_{R3} є більш вираженою.

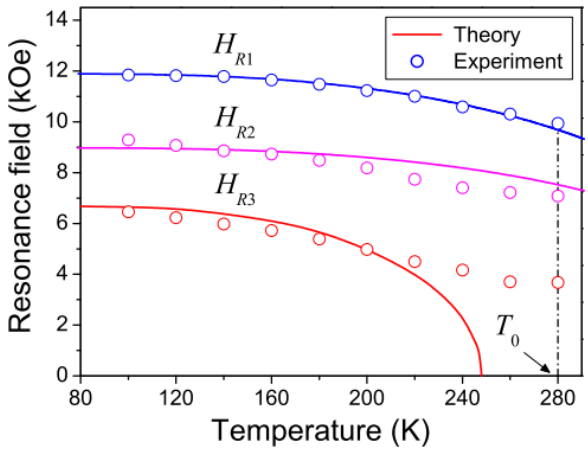

Рис. 2.3. Теоретичні (лінії) та експериментальні (кола) температурні залежності резонансних полів. Температура T0 приблизно відповідає початку зворотного МП.

Безрозмірна константа магнітної анізотропії β = 11.2 і поле магнітної анізотропії $H_A(T)$ були визначені з рівняння (2.13) шляхом підгонки теоретичної кривої $H_{R2}(T)$ до експериментальних точок у температурному

діапазоні від 100 K до 200 K (Рис. 2.3). Було виявлено хорошу відповідність між теоретичними та експериментальними значеннями H_{R2} у всьому температурному діапазоні мартенситної фази (Рис. 2.3). Значення параметра β близьке до магнітостатичного значення 4π. Це вказує на незначну одноосну магнітокристалічну анізотропію зразка плівки.

Константа обмінної взаємодії спінів, δ = 2,92 і характеристичне поле $H_E(T)$ були визначені з рівняння (2.10) шляхом підгонки теоретичної кривої $H_{R1}(T)$ до експериментальних точок. Отримане значення константи обміну відповідає дуже низькому обмінному полю, близько 1.5 *кЕ*, оскільки кількість магнітних іонів, що антиферомагнітно взаємодіють через двійникову границю, набагато менша за загальну кількість магнітних іонів у двійнику. На Рис. 2.3 показано відмінну відповідність між теоретичними та експериментальними залежностями $H_{R1}(T)$. Цей факт підтверджує застосовність рівняння (2.2) для функції $M(T)$ до досліджуваної плівки і правильність прийнятого значення для обчислення T_C.

Нарешті, теоретична залежність $H_{R3}(T)$ була визначена з рівняння (2.12) без додаткової підгонки характеристичних параметрів плівки. У температурному діапазоні від 100 K до 220 K спостерігалася хороша відповідність між теоретичними та експериментальними даними (Рис. 2.3). Розходження між теорією та експериментом у температурному діапазоні $220\ K < T < T_0$ може бути викликане слабкою залежністю ωm від магнітного поля за низьких полів. На кривих $\omega_m(H)$ для $H < 2\ кЕ$ (Рис. 2.2) спостерігаються майже горизонтальні ділянки. Аналізуючи пунктирну лінію на Рис. 2.2, можна зробити висновок, що зменшення мікрохвильової частоти на Δω ~ 0,1 ГГц призводить до збільшення резонансного поля від нуля до $2кЕ$. Крім того, нестабільність ґратки в температурному діапазоні мартенситного переходу може викликати температурну зміну параметрів β і δ. Однак експериментальне дослідження таких змін є складною задачею.

2.2 Гігантська магнітна анізотропія четвертого порядку в нанодвійникованих епітаксіальних плівках NiMnGa

2.2.1 Експеримент

Плівки $Ni_{48.5}Mn_{30.9}Ga_{20.6}$ товщиною 1 мкм були нанесені методом магнетронного розпилення при постійному струмі на нагріті (773 K) монокристалічні MgO (001) підкладки в атмосфері аргону високої чистоти. Для виготовлення використовували мішень $Ni_{44.0}Mn_{34.2}Ga_{21.8}$, тиск аргону $2{,}6\cdot10^{-2}$ мбар і потужність 150 Вт. Склад плівки визначали з похибкою 0,5ат% за допомогою енергодисперсійної рентгенівської спектроскопії. Структурну характеристику проводили за кімнатної температури за допомогою дифракції рентгенівських променів, забезпечивши 14M-мартенситну фазу з орторомбічною елементарною коміркою та параметрами ґратки: a = 5,94Å, b = 5,77Å, c = 5,62Å. Температуру мартенситного перетворення та точку Кюрі визначали за температурною залежністю слабопольової намагніченості, які дорівнювали 310 K та 367 K відповідно. Основні магнітні параметри плівки були отримані з даних феромагнітного резонансу. Вимірювання ФМР проводили при $\omega_0/2\pi$ = 9,46 ГГц (X-діапазон) на спектрометрі електронного спінового резонансу Bruker ELEXSYS-E500 в діапазоні температур 100-400 K для різних орієнтацій зразка відносно напрямку зовнішнього магнітного поля. Також для вимірювань ФМР використовувався копланарний широкосмуговий (до 20 ГГц) векторний мережевий аналізатор при магнітному полі, прикладеному в площині плівки за кімнатної температури.

Рентгенівські дифракційні вимірювання і площинні кутові залежності спектрів ФМР підтвердили епітаксіальний ріст плівки кубічного аустеніту на монокристалічній підкладці MgO. Нижче 300 K плівка знаходиться в мартенситному стані з орторомбічною елементарною коміркою з найдовшою, a, і найкоротшою, c, осями, що лежать у площині плівки вздовж напрямку <110> підкладки MgO, тоді як вісь b перпендикулярна до площини плівки.

Спектри ФМР X-діапазону в аустенітному стані складаються з однієї вузької резонансної лінії. Дослідження площинних кутових залежностей резонансного поля показало, що кубічна магнітокристалічна анізотропія в цьому діапазоні температур досить мала і не перевищує кількох десятків Е. Початок мартенситного перетворення при охолодженні призводить до появи додаткової ширшої резонансної лінії (для будь-якої орієнтації зовнішнього магнітного поля), пов’язаної з утворенням мартенситної фази, як це спостерігалося раніше в [49]. Однак у чистому мартенситному стані (нижче 300 К) ситуація стає іншою, ніж спостережена в [49]. Тут після зникнення лінії, пов’язаної з аустенітною фазою, «мартенситна» лінія розпадається на два піки. Це розщеплення для магнітного поля, перпендикулярного площині плівки, становить близько 3 *кЕ* і трохи змінюється залежно від температури (див. рис. 2.4). Така поведінка характерна для матеріалів, що містять дві слабообмінно зв'язані області з різними магнітними параметрами [50] і, зокрема, для деяких нанодвійникових структур [51]. Крім того, коли магнітне поле прикладене в площині плівки на частоті 9,46 ГГц, резонанс можна спостерігати лише у вузькокутових областях, близьких до напрямків <110> MgO (що відповідає напрямку <100> плівки NiMnGa в аустенітному стані, див. нижче). Резонансні спектри для цих чотирьох напрямків еквівалентні (90^{O}-симетрія): неоднорідно розширена лінія спостерігається поблизу 4 кЕ. Резонанси як у площині, так і поза площиною спостерігаються в полях, вищих за $\omega_0/\gamma \approx 3270$ *Е*, що припускає існування сильної анізотропії четвертого порядку в площині плівки. Але той факт, що резонансні піки в площині виникають лише у вузьких діапазонах кутів у кілька градусів, не дозволяє віднести їх до звичайної анізотропії четвертого порядку.

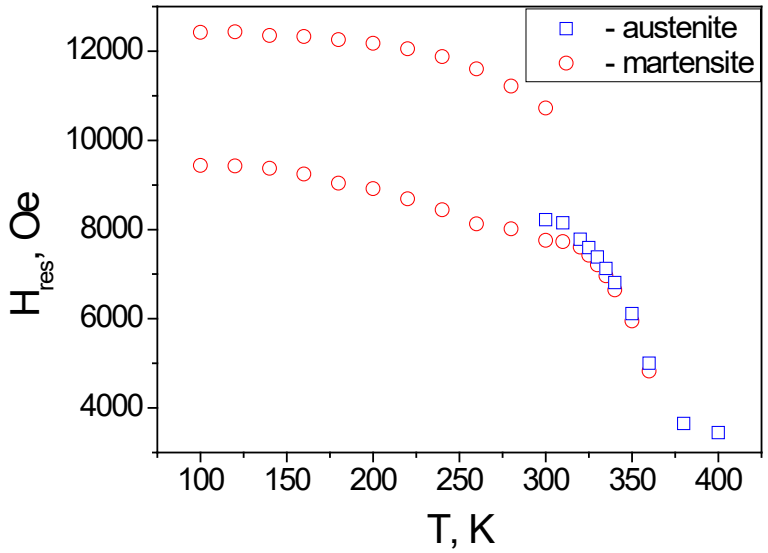

Рис.2.4. Температурна залежність резонансних полів плівки при частоті $\omega_0/2\pi$ = 9,46 ГГц. Магнітне поле прикладене перпендикулярно до площини плівки.

В епітаксіальних плівках мартенситне перетворення часто супроводжується утворенням субмікронних періодичних двійникових структур [51-53]. Якщо ширина двійникових варіантів порівнянна з довжиною обмінної кореляції, а поле обмінного зв'язку між двійниковими варіантами набагато вище, ніж поле анізотропії (сильний обмінний зв'язок), лише члени анізотропії четвертого порядку сприятимуть анізотропії в площині [51, 44]. Проблема полягає в тому, що таке поле анізотропії не може перевищувати 1 *кЕ* (подробиці див. [44, 54]), що набагато менше, ніж експериментальні результати цієї роботи. Однак, якщо поле обмінного зв'язку буде порівнянним з полем одновісної магнітокристалічної анізотропії в двійникових варіантах, ситуація може радикально змінитися. У такому випадку магнітні моменти в сусідніх двійникових варіантах не паралельні один одному, що може призвести до появи анізотропії четвертого порядку, навіть коли кубічна магнітокристалічна анізотропія нехтовно мала. Крім того, налаштування сили міжкомпонентної взаємодії в багатокомпонентній системі слід розглядати як загальний спосіб підвищення порядку магнітної

анізотропії зі збереженням величини поля анізотропії. Хоча експериментальні результати, описані тут, були отримані для системи нанодвійників, подібний підхід справедливий для широкого класу зв'язаних магнітних систем: обмінно-зв'язаних мультишарів, масивів дипольно та/або обмінно-зв'язаних наноелементів тощо.

2.2.2 Теорія

Розглянемо нанодвійниковану плівку з одновісними осями магнітної анізотропії двійникових варіантів, що лежать у площині плівки та ортогонально орієнтовані в сусідніх двійникових варіантах. Для досліджуваних плівок напрямок осі анізотропії збігається з найкоротшою кристалографічною віссю *c*. Заради простоти нехай члени анізотропії вищого порядку не враховуються. Густину вільної магнітної енергії можна представити як:

$$F = -\mathbf{H}(\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2) + \frac{\alpha}{2}(M_{z_1}^2 + M_{z_2}^2) + \alpha_{12} M_{z_1} M_{z_2} - \frac{\beta}{2}(M_{x_1}^2 + M_{y_2}^2) - \delta \mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2 . \quad (2.14)$$

Тут індекси 1 і 2 відповідають варіантам двійників. Перший член — це густина Зеєманівської енергії, де H — зовнішнє магнітне поле, а $\boldsymbol{M}_i$ — намагніченості. Другий член описує z-компоненту магнітостатичної взаємодії між двійниковими варіантами одного типу, α – zz-компонента тензора розмагнічування. Третій член описує магнітостатичну взаємодію між двійниками різного типу, α_{12} – zz-компонента тензора взаємного розмагнічування. Четвертий член відповідає густині енергії одновісної анізотропії двійникових варіантів в площині плівки. β – безрозмірна константа анізотропії (див. посилання [54]). Останній член у рівнянні (2.14) – ефективна густина енергії обмінної взаємодії, де δ – константа обміну. Якщо двійникові варіанти фізично еквівалентні (як у нашому випадку), то $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M$.

На рис. 2.5 представлена схема такої конфігурації для випадку магнітного поля, прикладеного в площині плівки.

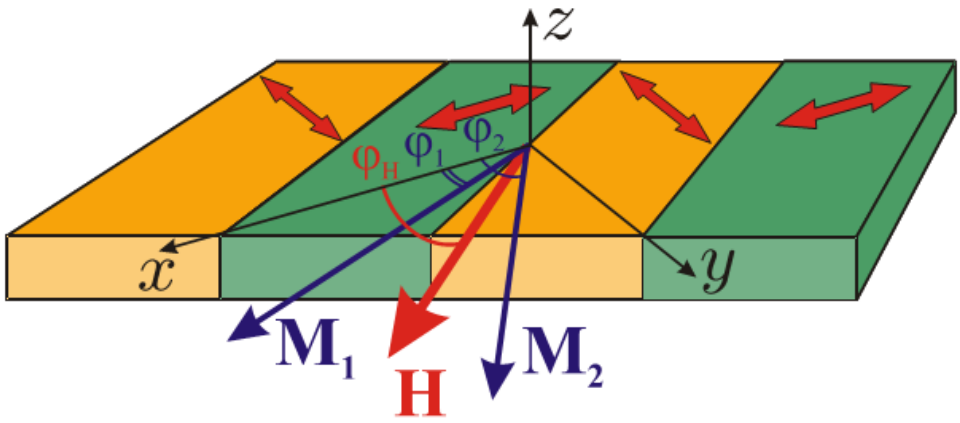

Рис. 2.5. Схема двійникової структури в системі координат, що використовується в моделі. Двійникові варіанти однакового типу показані однаковими кольорами. Червоні подвійні стрілки вказують на напрямки легких осей анізотропії, які збігаються з напрямками осей *x* і *y*. φ_1, φ_2 та φ_H – кути в площині намагніченостей двійникових компонент та зовнішнього магнітного поля по відношенню до осі *x* відповідно.

Для отримання резонансних умов було розв'язано стандартні рівняння ЛЛ для динаміки намагніченостей (2.2). Аналітичні рішення рівнянь (2.2) для конфігурації, представленої на рис. 2.5, можна отримати лише для $\varphi_H = \pi/4$:

$$\left(\frac{\omega_1}{\gamma}\right)^2 = \left(H_{\|1} + \frac{1}{2}\beta M\left(\sin\phi + \cos\phi\right) + (\alpha + \alpha_{12})M\cos\phi\right)\left(H_{\|1} + \beta M\sin\phi\right) +$$
$$+\beta M\cos\phi\left(\frac{1}{2}\beta M\left(\sin\phi + \cos\phi\right) + (\alpha + \alpha_{12} - 2\delta)M\sin\phi\right),$$
$$\left(\frac{\omega_2}{\gamma}\right)^2 = \left(H_{\|2} + \frac{1}{2}\beta M\left(\sin\phi + \cos\phi\right) + (\alpha - \alpha_{12} + 2\delta)M\cos\phi\right)\times \qquad (2.15)$$
$$\times\left(H_{\|2} + \beta M\sin\phi + 2\delta\cos\phi\right) +$$
$$+\left(\beta M\cos\phi - 2\delta\sin\phi\right)\left(\frac{1}{2}\beta M\left(\sin\phi + \cos\phi\right) + (\alpha - \alpha_{12})M\sin\phi\right),$$

де $\phi = \pi/4 - \varphi_1 = \varphi_2 - \pi/4$. Також можна отримати аналітичні рішення для випадку, коли зовнішнє магнітне поле спрямоване перпендикулярно до

площини плівки. Якщо це поле досить велике, щоб наситити плівку, можна отримати наступний вираз:

$$\frac{\omega_{1,2}}{\gamma} = \pm\delta M + \sqrt{(H_{\perp_{1,2}} + (\delta - \alpha - \alpha_{12})M)(H_{\perp_{1,2}} + (\delta - \alpha - \alpha_{12} - \beta)M)}\,. \qquad (2.16)$$

Розщеплення резонансної лінії тут в основному визначається міждвійниковим обміном і не повинно помітно змінюватися навіть значно нижче температури Кюрі, як це спостерігалося в експерименті (див. рис. 2.4)

Параметри α і α_{12} в рівняннях (2.15), (2.16) були отримані за допомогою стандартної процедури розрахунку диполь-дипольної взаємодії для смужок [55]. Було виявлено, що компоненти *x* і *y* цієї взаємодії набагато менші, ніж *z*-компонента, і для спрощення їх можна не враховувати. Взявши типове значення намагніченості насичення (M = 400 *емо/см*^{3} за кімнатної температури) і g-фактор 2,03 [49], значення: δ=4,1 і β=10,1 були витягнуті з експериментальних резонансів у площині та поза площиною плівки.

На рис.2.6 представлені теоретичні кутові залежності резонансного поля, коли зовнішнє поле прикладене в площині плівки для $\omega_0/2\pi$ = 9,46 ГГц (як в експерименті), а також для $1{,}5\omega_0$ і $2\omega_0$. Легко бачити, що для ω_0 резонанс може спостерігатися лише в околі кутів φ_H, = 0, $\pi/2$, π або $3\pi/2$. Резонансні поля, отримані в результаті аналізу резонансних спектрів, записаних для цих кутів, також показані на рис.2.6 кружками. Розрахунки показали, що резонанс можна спостерігати для всіх φ_H на частотах значно вище 10 ГГц.

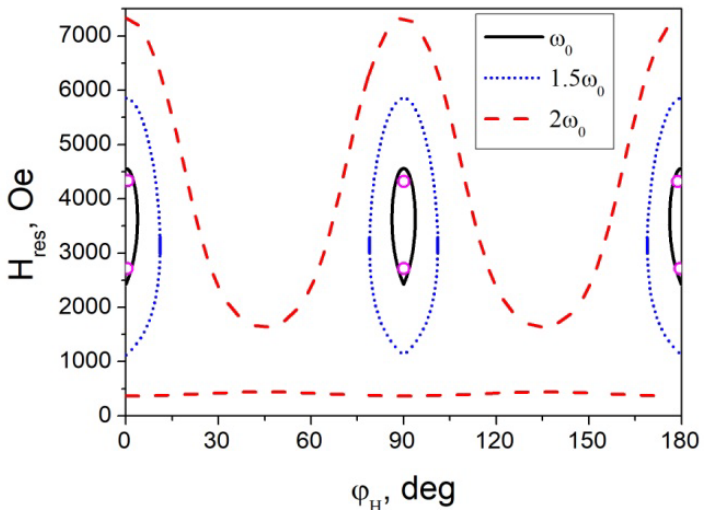

Рис.2.6. Теоретичні залежності (лінії) резонансного поля H_{res} від азимутального кута φ_H розраховані для експериментальної $\omega_0/2\pi$=9,46 ГГц, а також для $1{,}5\omega_0$ і $2\omega_0$. Маленькі кружечки — це резонансні поля, отримані в експерименті.

Для перевірки коректності запропонованої моделі були проведені додаткові широкосмугові резонансні вимірювання в діапазоні частот до 20 ГГц для магнітного поля, прикладеного в площині плівки. На рис. 2.7 наведені експериментальні та теоретичні залежності резонансних частот від зовнішнього магнітного поля для φ_H = 0°, 10° та 45°. Як видно, експеримент чудово узгоджується з теорією для всіх кутів у діапазоні частот 7 – 20 ГГц. На жаль, резонансний сигнал нижче 7 ГГц (випадок φ_H = 0) знаходився поблизу досить інтенсивного парамагнітного резонансу від монокристалічної підкладки MgO, який складається з набору вузьких піків, що не дозволяє правильно визначити $\omega_r/2\pi$.

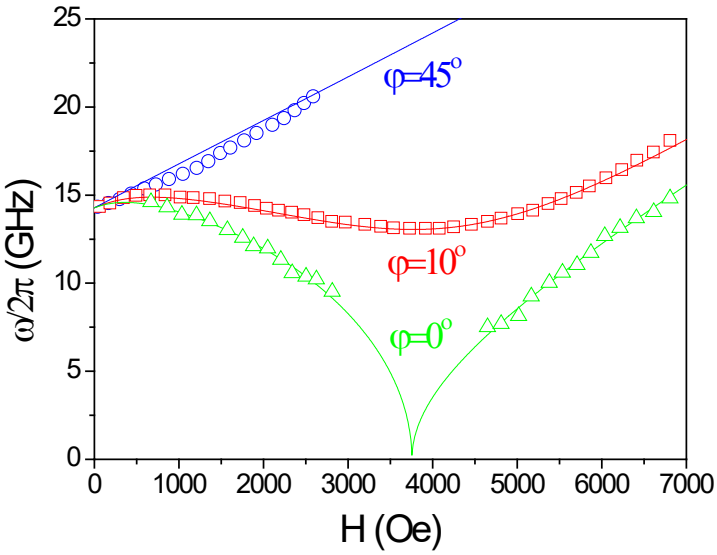

Рис. 2.7. Експериментально спостережені залежності частот резонансу в площині плівки від зовнішнього магнітного поля для різних кутів φ_H (точки, колір). Теоретично розраховані залежності $\omega/2\pi(H)$ для відповідних кутів показані лініями.

2.3 Висновки до розділу

Магнітно-резонансні вимірювання епітаксіальної плівки $Ni_{46.0}Mn_{36.8}Sn_{11.4}Co_{5.8}/MgO$ (001) виявили одну резонансну лінію в аустенітній фазі та три лінії у двійниковій мартенситній фазі. Розроблений кількісний теоретичний аналіз спектра магнітного резонансу дає змогу пояснити появу трьох резонансних ліній в мартенситній фазі, припускаючи слабку антиферомагнітну обмінну взаємодію між феромагнітними двійниковими компонентами в мартенситній плівці.

Безрозмірну константу магнітної анізотропії $\beta = 11.2$ і константу обміну $\alpha = 2.92$ оцінено з підгонки експериментальних резонансних полів за допомогою рівнянь (2.10) і (2.13). Було досягнуто кількісного узгодження між положеннями розрахованих і виміряних резонансних ліній. Отримане значення константи обміну відповідає дуже низькому полю обміну, близько 1,5 кОе, оскільки кількість магнітних іонів, що антиферомагнітно взаємодіють через двійникову межу, набагато менша за загальну кількість

магнітних іонів у двійнику. Подібна ситуація має місце в штучних антиферомагнітних структурах, таких як ті, що використовуються в пристроях з гігантським магнітоопором і спінових клапанах.

Окрім того, експерименти з феромагнітного резонансу в епітаксіальних плівках $Ni_{48.5}Mn_{30.9}Ga_{20.6}$/MgO (001) у мартенситному стані показали сильно анізотропні властивості в площині плівки. Ця анізотропія має симетрію четвертого порядку з важкою віссю намагнічування, що збігається з основним кристалографічним напрямком епітаксіальної плівки в площині, і характерними полями приблизно в декілька кЕ. Це не можна віднести до звичайної анізотропії, оскільки для такого матеріалу це нереальне значення. Тому ми пояснюємо появу такої анізотропії в термінах обмінного зв'язку між двійниковими варіантами, що мають сильні одноосьові магнітокристалічні анізотропії ($H_A \approx 4$ kOe), спрямовані ортогонально, коли міждвійникове обмінне поле порівняне з полем анізотропії. Запропонована модель дозволяє пояснити експериментальні дані феромагнітного резонансу в широкому діапазоні частот. Слід зазначити, що навіть невелике відхилення напрямку зовнішнього поля в площині плівки призводить до різкої зміни умов резонансу, що відкриває шлях для ефективного керування частотою в приладах спінтроніки і магноніки.

РОЗДІЛ 3. Теоретична модель феромагнітного резонансу в просторово неоднорідних наноплівках з ефектом пам’яті форми, в яких відбувається фероеластичний фазовий перехід

Цей розділ також присвячено дослідженню магнітних характеристик сплавів з магнітним ефектом пам’яті, але основна увага приділяється впливу неоднорідностей на основні магнітні та магнітодинамічні параметри.

Просторова неоднорідність часто зустрічається у феромагнітних плівках (див., наприклад, [56]). Просторова неоднорідність притаманна, зокрема, плівкам сплавів з магнітною пам'яттю форми [57, 58]. Для МСЕПФ вона може бути пов'язана з ієрархічною мікроструктурою, що виникає внаслідок структурного мартенситного перетворення від високотемпературної кубічної фази (аустеніту) до низькотемпературної фази з нижчою симетрією кристалічної ґратки (див., наприклад, [52]).

МП є одним з наслідків нестабільності кристалічної ґратки. Нестабільність ґратки також призводить до аномальної температурної залежності параметрів ґратки нижче температури Кюрі та вираженого розм'якшення пружних модулів у широкому діапазоні температур поблизу температури Кюрі (див., наприклад, [59, 60]).

Велика кількість МСЕПФ зазнає фазового переходу в феромагнітну фазу нижче температури Кюрі, яка може бути вищою або нижчою за температуру МП, залежно від хімічного складу сплаву. Нестабільність кристалічної ґратки має сильний вплив на магнітні властивості МСЕПФ. Зокрема, кубічно-тетрагональне МП призводить до появи одновісної магнітокристалічної анізотропії, причому параметр анізотропії пропорційний тетрагональному викривленню кристалічної ґратки $1-c(T)/a(T)$, де $c(T)$ і $a(T)$ - залежні від температури параметри ґратки.

Феромагнітний резонанс є одним з найпотужніших методів дослідження магнітних властивостей матеріалів, який надає інформацію про

їх намагніченість та магнітну анізотропію, магнітні фази, магнітостатичний, магнітопружний та обмінний зв'язок, магнітодинаміку, механізми магнітної релаксації тощо. [49, 61, 62]. Як було згадано вище, одним з ключових факторів, що визначають значення частоти ФМР є магнітна анізотропія. Тому не тільки температурна залежність величини намагніченості (як у випадку феромагнітних твердих тіл зі стабільною кристалічною ґраткою), але й температурна залежність параметрів ґратки повинна робити внесок у температурну залежність частоти ФМР. Якщо мікрохвильова частота фіксована, то температурна залежність параметрів ґратки повинна призводити до температурного зсуву значення резонансного поля.

Окрім того, багато експериментів, зокрема, присвячено вивченню резонансної ширини лінії для отримання інформації про розсіювання мікрохвильової енергії від спінової системи до ґратки (однорідне уширення), що є критично важливим, наприклад, для застосувань у магноніці, і про різні магнітні недосконалості (неоднорідне уширення). Швидкість магнітної релаксації і ширина ліній ФМР залежать від частоти мікрохвиль, температури феромагнітного зразка і деяких інших факторів, включаючи мікроструктуру і структуру дефектів реальних зразків (див., наприклад, [63] і посилання в ній). Зазвичай лінії ФМР розширюються при нагріванні феромагнітного тіла, і їхня ширина найсильніше зростає, коли температура наближається до температури Кюрі [61, 64, 65], що пов'язано з тепловими флуктуаціями і швидким зменшенням величини намагніченості. Але вимірювання ФМР плівок МСЕПФ в мартенситному стані показали особливість, не характерну для більшості інших феромагнетиків: різке збільшення ширини резонансної лінії зі зменшенням температури. Для полікристалічних плівок це зростання більш-менш вдало пояснювалося збільшенням величини магнітокристалічної та магнітопружної анізотропії нижче температури МП за рахунок випадкової орієнтації осей магнітної анізотропії (див., наприклад, [66]). Однак нещодавно було показано (див., наприклад, [67]), що в епітаксіальних плівках, де має місце практично

ідеальне вирівнювання осі магнітної анізотропії, спостерігається сильне збільшення резонансної ширини зі зниженням температури. Ці результати наочно демонструють, що ситуація є набагато складнішою і слід розвивати інші підходи для розуміння уширення резонансної лінії. Беручи до уваги сильну варіацію ширини лінії ФМР в інтервалі температур, де зміна намагніченості є незначною, можна припустити, що спостережуване уширення піків ФМР не пов'язане з температурною залежністю швидкості релаксації і може бути віднесене до нерелаксаційного уширення (НУ).

Основні характеристики МП для об'ємних МСЕПФ та їхніх тонких плівок сильно залежать від їхнього хімічного складу, дефектної структури, атомного впорядкування, внутрішніх механічних напружень тощо. Всі ці фактори є різними для різних просторових областей МСЕПФ.

У цьому розділі отримано теоретичну оцінку впливу нестабільності та просторової неоднорідності кристалічної ґратки на спектри ФМР двійникованих феромагнітних плівок МСПЕФ. Окрім того, тут представлено розгляд ФМР у мартенситній плівці, який базується на поєднанні статистичної моделі просторово неоднорідного мартенситного стану з добре розробленою теорією Ландау для кубічно-тетрагональних МП, що спостерігаються у широко вивчених сплавах Ni-Mn-Ga (аналітичний огляд теорій МП типу Ландау представлено в нещодавній публікації [68]). Хоча в реальних мартенситних плівках симетрія мартенситної фази може бути нижчою (орторомбічною або навіть моноклінною), теоретичні результати, отримані для кубічно-тетрагонального МП, задовільно описують спостережувану температурну залежність ширини піку ФМР. Статистична модель мартенситу розглядає просторово неоднорідний мартенситний стан як статистичний ансамбль малих просторових доменів з різними деформаційними властивостями [69] і температурами Кюрі [70]. Розгляд, представлений нижче, в основному сфокусований на аналізі ширини лінії ФМР, але розроблений підхід опису резонансних властивостей мартенситної плівки може бути використаний для аналізу інших магнітних даних (магнітна

сприйнятливість, петлі магнітного гістерезису і т.д.). Слід також зазначити, що ця робота дає ключ до розуміння складної температурної поведінки чистої магнітної анізотропії реальних зразків МСЕПФ (див., наприклад, [71]).

3.1. Вплив температурної залежності параметрів ґратки на частоту ФМР та уширення піку ФМР при наближенні до температури Кюрі

3.1.1. Теоретичні та експериментальні основи

Електронно-мікроскопічні дослідження [44] показали формування квазіперіодичної кристалографічної двійникової структури в мартенситних плівках Ni-Mn-Ga з періодом близько 100 нм. Двійникування зменшує поле магнітної анізотропії плівки в 2 рази [43]. Густина вільної енергії двійникової плівки в магнітному полі $\mathbf{H}$ може бути представлена як

$$F(T)=\frac{1}{2}K_u(T)m_z^2+2\pi(\mathbf{mn})^2M^2(T)-\mathbf{mH}M(T), \qquad (3.1)$$

де перший, другий і третій доданки описують магнітокристалічну анізотропію, магнітостатичну і Зеєманівську взаємодію відповідно; $\mathbf{m}=\mathbf{M}(T)/M(T)$, $\mathbf{M}(T)$ - вектор намагніченості, $\mathbf{n}\,||\,z$ - одиничний вектор, спрямований перпендикулярно до площини плівки, z - перпендикуляр до осей легкого намагнічування кристалографічних двійників (x і y), $K_u(T)$ - константа одновісної магнітокристалічної анізотропії мартенситної фази. Поле магнітної анізотропії дорівнює $2K_u(T)/M$ для однорідної кристалічної ґратки і $K_u(T)/M$ для двійникової плівки. Для кубічної аустенітної фази $K_u=0$, тоді як для тетрагональної мартенситної фази значення цього параметра визначається безрозмірною магнітопружною константою δ і залежними від температури параметрами ґратки $a(T)$ і $c(T)$ [43]:

$$K_u(T)=-6\delta[1-c(T)/a(T)]M^2(T). \qquad (3.2)$$

Для тетрагональної мартенситної фази сплавів Ni-Mn-Ga, що зазнають МП у феромагнітній фазі $c(T)<a(T)$, $\delta<0$, а отже, $K_u>0$. Осі легкого

намагнічування паралельні **n** для двійникових *z*-варіантів тетрагональної фази і перпендикулярні **n** для *x*- і *y*-варіантів.

Частоту ФМР можна знайти зі стандартного рівняння ЛЛ (1.1). Для перпендикулярного до площини плівки магнітного поля це рівняння має нетривіальний розв'язок, якщо

$$H = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M(T) + H_A(T), \tag{3.3}$$

де $H_A(T) = K_u(T)/M(T)$ - поле магнітокристалічної анізотропії плівки.

Температурна залежність намагніченості $M(T)$ може бути чисельно описана рівнянням Вейса:

$$M(T) = M(0)\,\mathrm{th}\left(\frac{T_C M(T)}{T M(0)}\right) \tag{3.4}$$

як в аустенітній, так і в мартенситній фазах [67]. У випадку послідовності фазових переходів парамагнітний аустеніт - феромагнітний аустеніт - феромагнітний мартенсит температура Кюрі аустенітної фази $T_C = T_{CA}$, яка безпосередньо вимірюється в експериментах, тоді як температура Кюрі мартенситної фази $T_C = T_{CM}$ може бути оцінена теоретично з температурної залежності намагніченості нижче температури МП. Різниця між температурними залежностями намагніченості, виміряними в аустенітній і мартенситній фазах, є результатом різниці енергій спін-обмінної взаємодії в аустенітній і мартенситній фазах і просторової неоднорідності мартенситного стану сплаву [72].

Плівки феромагнітних МСЕПФ є просторово неоднорідними. Для врахування неоднорідності плівки було розроблено статистичну модель. Вона була успішно використана для опису магнітних і магнітокалоричних властивостей феромагнітних МСЕПФ [40, 72]. Згідно з цією моделлю феромагнітний МСЕПФ розглядається як ансамбль просторових доменів, що зазнають фазового переходу з парамагнітного (ПМ) у феромагнітний (ФМ) стан при різних температурах Кюрі $T_C(n)$, де $n = 1, 2, ..., N$. Дисперсія значень

намагніченості може бути розрахована з рівняння (3.4) з урахуванням різних значень $T_C(n)$. Різниця в значеннях намагніченості призводить до різниці в локальних резонансних полях:

$$H_R(T,n)=\frac{\omega}{\gamma}+4\pi M(T,n)+H_A(T,n). \tag{3.5}$$

Об'ємна частка доменів з температурою Кюрі $T_C(n)$ та намагніченістю $M(T,n)$ може бути описана функцією Гауса

$$p_n=\frac{\exp\left[-\frac{\left(T_C(n)-T_C(N/2)\right)^2}{2T_G^2}\right]}{\sum_{n=1}^{N}\exp\left[-\frac{\left(T_C(n)-T_C(N/2)\right)^2}{2T_G^2}\right]}. \tag{3.6}$$

Теоретичне значення $T_C(N/2)\equiv T_C$ відповідає температурі Кюрі просторово неоднорідної плівки, виміряній в експерименті. Середнє значення намагніченості становить

$$M(T)=\sum_n p_n M(T,n). \tag{3.7}$$

Чим сильніше виражена просторова неоднорідність плівки, тим більший гаусівський параметр T_G і дисперсія значень резонансного поля $H_R(T,n)$. Значення $T_G=T_{GM}$ і $T_G=T_{GA}<T_{GM}$ були прийняті для мартенситної та аустенітної фаз і підставлені в рівняння (3.6), щоб врахувати, що просторова неоднорідність мартенситної фази більша, ніж аустенітної.

Розглянемо сплав, в якому відбувається фазовий перехід першого роду. Сплав перебуває в аустенітному стані, якщо $T>T_{MS}$, в двійникованому мартенситному стані, якщо $T<T_{MF}$, і в змішаному аустенітно-мартенситному стані, якщо $T_{MF}<T<T_{MS}$. У цьому випадку резонансний пік можна моделювати функцією

$$I(n,T)=I_0\left\{\alpha(T)p_n^{(M)}+[1-\alpha(T)]p_n^{(A)}\right\}, \tag{3.8}$$

де

$$\alpha(\mathrm{T}) = \frac{1}{2}\left[1 + \tanh\left(\frac{T_0 - T}{\Delta}\right)\right] \tag{3.9}$$

є об'ємною долею мартенситу, $T_0 = (T_{MS} + T_{MF})/2$ — середина інтервалу МП, $\Delta = (T_{MS} - T_{MF})/2$. Температурний інтервал МП — $T_0 - \Delta < T < T_0 + \Delta$.

Рівняння (3.5) і (3.8) дають параметричне представлення функції $I(H,T)$. Максимум резонансного піку повинен спостерігатися при

$$H_R(T) \equiv H_R(T, N/2). \tag{3.10}$$

Як зазначалося вище, однією з найважливіших особливостей феромагнітних МСЕПФ є нестабільність кристалічної ґратки, що призводить до мартенситного перетворення та аномально сильної температурної залежності параметрів кристалічної ґратки в мартенситній фазі. Цю залежність зручно характеризувати тетрагональною деформацією кристалічної ґратки в мартенситній фазі $1 - c(T)/a(T)$. Величина тетрагональної деформації, виміряна відразу після закінчення кубічно-тетрагонального МП, змінюється від 0,03 до 0,6 для різних представників Ni-Mn-Ga, Co-Ni-Ga та деяких інших сплавів [70, 73, 74]. Подальше зниження температури сплаву призводить до поступового зростання тетрагональної деформації зі швидкістю $\sim 10^{-4}\,\mathrm{K}^{-1} - 10^{-3}\,\mathrm{K}^{-1}$. Низькотемпературна намагніченість об'ємних зразків таких сплавів, $M(0)$, становить близько 500 – 700 емо/см^3 (200 - 300 емо/см^3 при кімнатній температурі, див., наприклад, [72, 75]), температура Кюрі $T_C = T_{CA}$ досить близька до 400 К для Ni-Mn-Ga і близько 300 К для об'ємних зразків Co-Ni-Ga. Для сплаву $Ni_{52.6}Mn_{23.5}Ga_{23.9}$ це значення було отримано в роботі [72]. Враховуючи, що для плівок Ni-Mn-Ga значення $M(0)$ зазвичай є меншим, ніж для об'ємних зразків, розглянемо репрезентативну плівку, яка характеризується "типовими" значеннями $M(0) = 450$ емо/см^3, $T_{CA} = 400$ K, $T_{CM} = 430$ K.

Експериментальні криві $M(T)$, отримані для плівок, в яких відбувається фазовий перехід від парамагнітної до феромагнітної фази в

мартенситному стані, мають яскраво виражені "високотемпературні хвости" [44], які показують, що максимальна різниця між локальними температурами Кюрі становить близько 50 К або навіть більше. Ця особливість поведінки намагніченості притаманна також об'ємним зразкам Ni-Mn-Ga з $T_{MF} > T_C$ [72]. Такий статистичний розкид температур Кюрі в мартенситному стані може бути змодельований функцією Гауса, рівняння (3.6), при $T_{GM} = 30$ K.

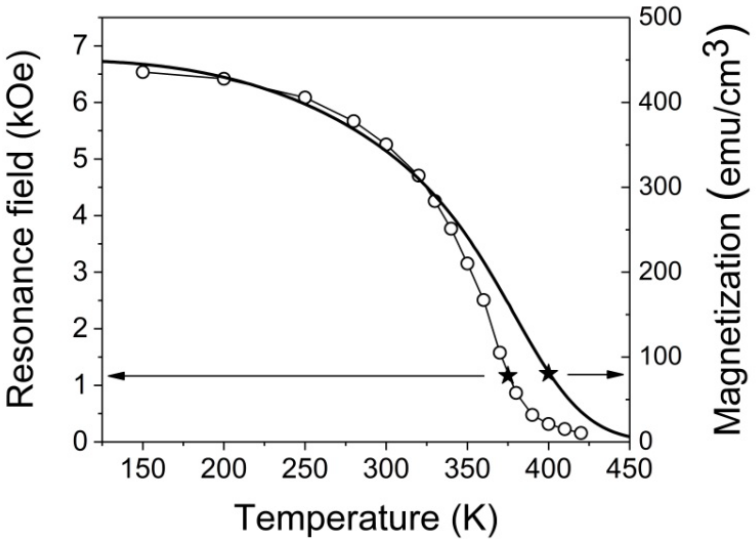

Рис. 3.1. Теоретична температурна залежність намагніченості репрезентативної плівки (жирна лінія) та експериментальні значення намагніченості мартенситної плівки Ni-Mn-Ga (кружечки, тонка лінія - орієнтир для ока), наведені в роботі [44]. Зірочками позначено "високотемпературні хвости" кривих $M(T)$ і H_R (T). Горизонтальні стрілки вказують на значення M^* і H^*, згадані в тексті.

Як відомо, значення намагніченості однорідної кристалічної ґратки і поле магнітної анізотропії різко падають до нуля, коли температура досягає точки Кюрі. При цьому резонансне поле різко зменшується до значення $H_R = \omega / \gamma$ (див. рівняння (3.3), (3.5)). З рис. 3.1 видно, однак, що експериментальне значення резонансного поля, отримане в роботі [44], повільно зменшується в широкому діапазоні температур $375\ \text{K} < T < 425\ \text{K}$, тобто в інтервалі температур $\Delta T = 50$ K вище температури 375, яку можна

інтерпретувати як температуру Кюрі ненапруженої плівки, експериментально досліджену в роботі [44]. Така ж поведінка притаманна і функції намагніченості, розрахованій для репрезентативної плівки в інтервалі температур $\Delta T = 50$ K вище температури Кюрі аустеніту $T_{CA} = 400$ K (див. рис. 3.1). Враховуючи, що ефективне поле пропорційне величині намагніченості, можна зробити висновок, що функція Гауса з $T_G = 30$ K адекватна впливу просторової неоднорідності мартенситного стану на температурну залежність намагніченості плівки. У випадку, коли температура МП помітно нижча за T_C, високотемпературний хвіст намагніченості майже не спостерігається [72], і тому для аустенітної фази можна взяти мале значення параметра Гауса $T_{GA} = 3$ K.

Для різних нестехіометричних сплавів Ni-Mn-Ga температури МП відрізняються. Для ілюстрації особливостей ФМР в аустенітній та змішаній мартенситно-аустенітній фазі можна взяти реалістичні значення температур початку та кінця МП $T_{MS} = 360$ K і $T_{MF} = 300$ K, відповідно.

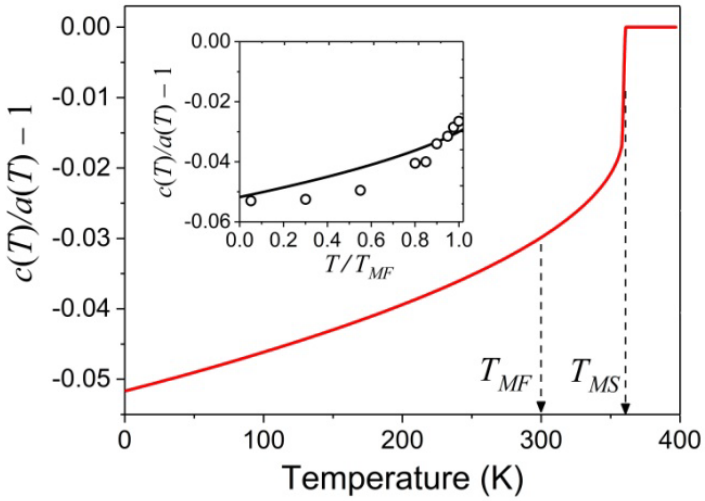

Рис. 3.2. Температурна залежність тетрагональних деформацій кристалічної ґратки, розрахована для репрезентативної плівки. Вставка: тетрагональна деформація, взята з експериментальних залежностей параметрів ґратки, наведених у роботі [70] для мартенситної фази сплаву Ni_2MnGa (кружечки) і змодельованої функції (лінія), використаної тут для

розрахунків; тетрагональна деформація представлена в порівнянні з T/T_{MF}, оскільки існує різниця між температурами МП сплаву Ni_2MnGa, дослідженого в [70], і репрезентативної плівки.

На рис. 3.2 показано типову температурну залежність тетрагональних деформації кристалічної ґратки МСЕПФ, що зазнає МП при цих температурах. Ця теоретична залежність була отримана на основі теорії феропружних фазових переходів, що буде більш детально розглянуто в підрозділі 3.2, але коротко суть полягає в наступному.

Теоретична температурна залежність спонтанної тетрагональної деформації кристалічної ґратки, спричиненої кубічно-тетрагональним фазовим переходом, отримана шляхом мінімізації густини пружної енергії кристала. Ця густина енергії має наступний вигляд:

$$F = \frac{1}{2}c_2(T)u^2 + \frac{1}{3}a_4u^3 + \frac{1}{4}b_4u^4, \tag{3.11}$$

де $u(T) = 2[c(T)/a(T) - 1]$, коефіцієнти a_4 та b_4 є лінійними комбінаціями пружних модулів третього та четвертого порядку [76]. Коефіцієнт $c_2(T)$ — зростаюча функція температури, $c_2(T) > c_t$ в кубічній фазі, $0 < c_2(T) < c_t$ в температурному інтервалі МП і $c_2(T) < 0$ в тетрагональній фазі. Таким чином, температурна залежність тетрагональних деформацій була розрахована за виразом

$$c_2(T) = c_t \frac{T - T_{MF}}{T_{MS} - T_{MF}} \tag{3.12}$$

і значень $a_4 = 30$ ГПа, $b_4 = 500$ ГПа. Ці значення забезпечують реалістичну температурну залежність модуля пружності зсуву та $u(T)$ [76].

Енергія мінімальна, якщо $u(T)$ задовольняє умові $\partial F / \partial u = 0$, що призводить до виразу

$$u(T)=\begin{cases}-(a_4/2b_4)\left[\ 1+\sqrt{1-c_2(T)/c_t}\ \right], & T\le T_{MS},\\ 0, & T>T_{MS},\end{cases} \tag{3.13}$$

де $c_t=a_4^2/4b_4>0$. Тетрагональна деформація, зображена на Рис. 3.2, дорівнює $u(T)/2$.

На вставці показано, що ця теорія задовільно описує експериментальну температурну залежність тетрагональної деформації кристалічної ґратки, наведену в роботі [77] для мартенситної фази Ni_2MnGa. Ця функція буде використана в наступних розрахунках температурної залежності резонансного поля $H_R(T)$. При збільшенні температури від нуля до T_{MF}, тетрагональна деформація змінюється від -0.05 до -0.025. Цей факт дуже важливий для розуміння впливу нестабільності ґратки на температурну залежність поля ФМР.

Безрозмірний параметр магнітопружного зв'язку $\delta=-23$ був оцінений на основі магнітних вимірювань, проведених для ряду сплавів Ni-Mn-Ga в роботі [72]. Цей параметр входить у рівняння (3.2), яке буде використано нижче для визначення параметра магнітокристалічної анізотропії мартенситної фази.

3.1.2 Результати

На рис. 3.3 наведено криві резонансного поля, обчислені для температурно-залежних тетрагональних деформацій і постійних значень параметрів ґратки. Видно, що внесок температурної залежності намагніченості Δ_1 в загальну температурну залежність резонансного поля близький за величиною до внеску Δ_2, зумовленого сильною температурною залежністю параметрів ґратки: $\Delta_2/\Delta_1\approx 1.14$. Різні мартенситні сплави характеризуються різними температурними залежностями намагніченості та параметрів ґратки, проте можна зробити висновок, що величини Δ_1 і Δ_2

мають однаковий порядок величини для всіх мартенситних плівок. Це є проявом нестабільності ґратки в резонансних властивостях МСЕПФ.

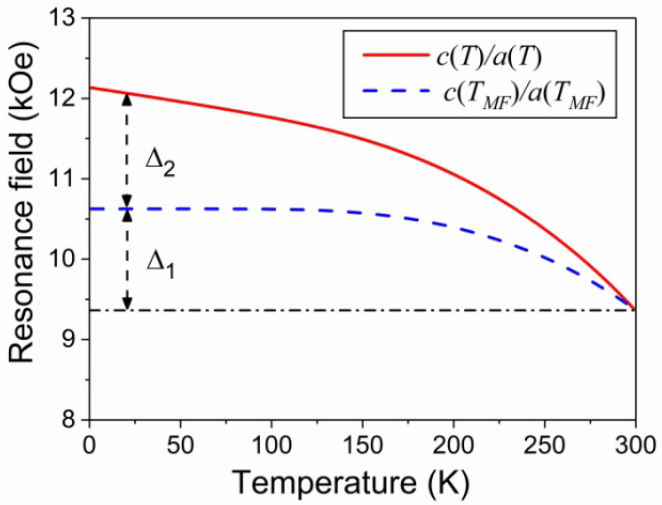

Рис. 3.3. Температурна залежність резонансного поля, розрахованого для двійникової мартенситної плівки з температурно-залежними параметрами ґратки (суцільна лінія). Для порівняння наведено резонансне поле, розраховане для постійних значень параметрів ґратки (штрихова лінія). Двосторонніми стрілками показано зміни резонансного поля, спричинені температурними залежностями намагніченості (Δ_1) та параметрів ґратки (Δ_2). Горизонтальна штрих-пунктирна лінія показує значення резонансного поля, розраховане для температури кінця МП.

Як було сказано вище, МСЕПФ є просторово неоднорідним, і просторова неоднорідність більш виражена в мартенситній фазі, ніж в аустенітній. Загальновизнано, що неоднорідність феромагнітних МСЕПФ і теплові флуктуації визначають ширину піку ФМР. Вплив просторової неоднорідності плівки на напівширину піку можна оцінити з рівнянь (3.5) і (3.8): при фіксованій температурі сплаву ці рівняння дають параметричне представлення функції $I(H)$. Резонансні піки, розраховані для температур, що належать до діапазону температур змішаного аустенітно-мартенситного стану плівки, $T_{MF} < T < T_{MS}$, представлені на рис. 3.4. На рисунку добре видно

зміну амплітуд сигналів ФМР, що відповідають аустенітній та мартенситній фазам. Ця особливість ФМР зумовлена, головним чином, температурними залежностями об'ємних часток співіснуючих мартенситної та аустенітної фаз.

Піки, що відповідають мартенситній фазі, значно ширші, ніж ті, що розраховані для аустенітної фази, через різницю між параметрами функцій Гаусса T_{GA} і T_{GM}, які характеризують просторову неоднорідність зразка сплаву в аустенітній та мартенситній фазах відповідно. З рисунка 3.4 також видно, що аустенітний пік звужується при зниженні температури. На рисунку 3.5 показано звуження резонансних піків під час охолодження плівки, що перебуває в мартенситному стані.

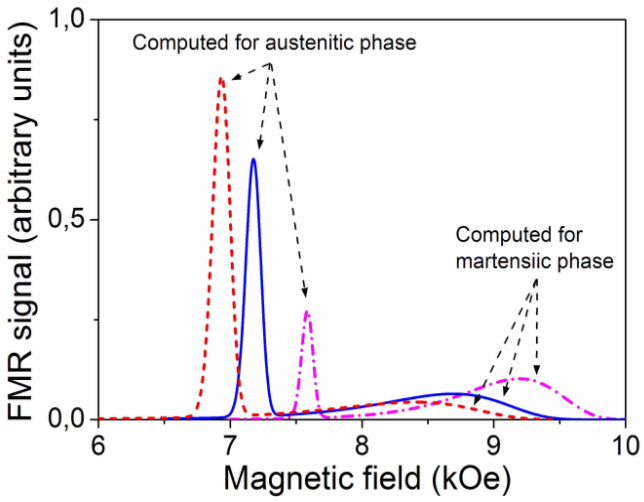

Рис. 3.4. Резонансні піки, розраховані для 310 К (штрих-пунктирна лінія), 330 К (суцільна лінія) та 340 К (штрихова лінія).

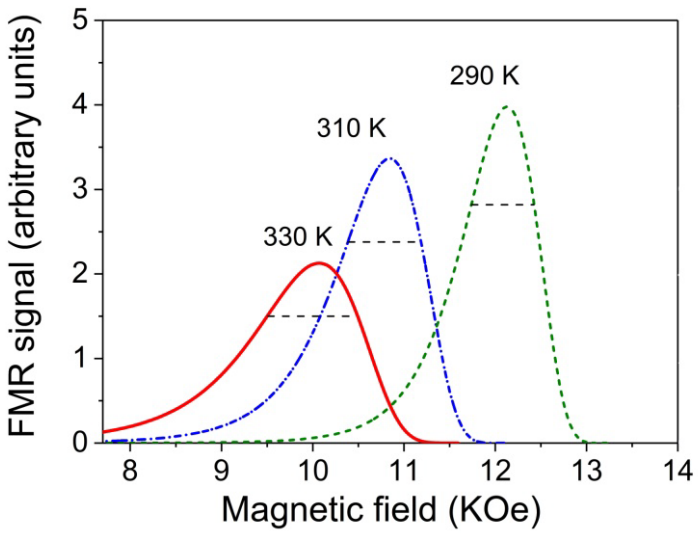

Рис. 3.5. Еволюція напівширини (горизонтальна пунктирна лінія) резонансних піків, що відповідають мартенситній фазі, з температурою.

З рис. 3.6 видно, що зменшення напівширини резонансних піків при охолодженні мартенситної плівки зумовлене різницею між локальними значеннями намагніченості $M(T,n)$, причому ця різниця зменшується зі зниженням температури. Криві намагніченості {1} і {3}, зображені на рис. 3.6, розраховані для просторових областей мартенситної фази, температури Кюрі яких відповідають половині ширини гаусівського розподілу з $T_G = T_{GM} = 30\,\mathrm{K}$. Проміжна крива {2} зображує температурну залежність середнього значення намагніченості $M(T)$, що виражається рівнянням (3.7). Звуження резонансних піків зумовлене зближенням кривих {1} і {3} у низькотемпературній області (див. рис. 3.6).

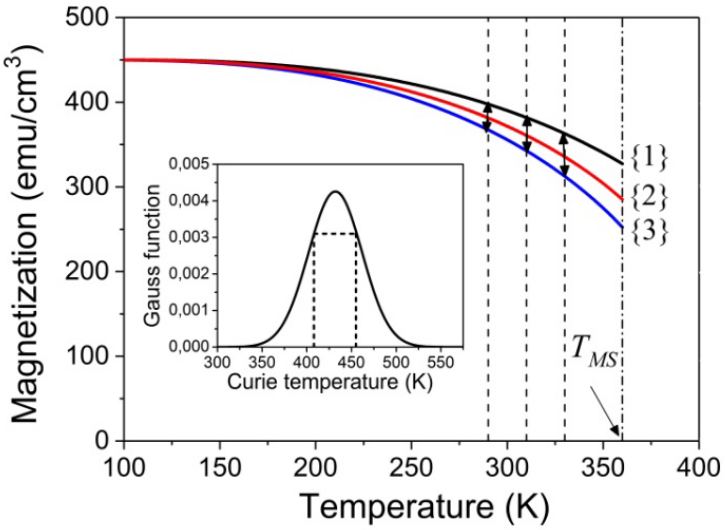

Рис. 3.6. Функції намагніченості *M(T,n)*, обчислені для мартенситної фази. Криві {1} і {3} розраховані для чисел *n*, що відповідають половині ширини функції Гаусса, показаної на вставці. Крива {2} показує середнє значення намагніченості.

3.1.3 Обговорення результатів

Представлена вище теоретична модель ФМР у плівці, в якій відбувається МП, базується на статистичній моделі феромагнітного мартенситу. Ця модель була сформульована в роботах [40, 72] для опису магнітних властивостей МСЕПФ в насичуючому магнітному полі. Відповідно до цієї моделі, мартенситний сплав є статистичним ансамблем малих просторових доменів з різними значеннями температури Кюрі. Вважається, що різниця в температурах Кюрі доменів зумовлена різницею відмінністю локальних значень параметра магнітного обміну, тоді як відмінністю локальних параметрів магнітної анізотропії нехтуємо. Таке спрощення моделі є прийнятним у випадку вільних плівок або товстих релаксованих плівок, нанесених на відповідну підкладку. У цьому випадку модель приводить до двох висновків:

і) сильна температурна залежність параметрів ґратки мартенситної плівки дає помітний внесок у температурну залежність резонансного зовнішнього магнітного поля;

іі) різниця в локальних значеннях температури Кюрі призводить до звуження резонансного піку при охолодженні плівки.

Експериментальна температурна залежність резонансного поля зумовлена температурною залежністю параметрів ґратки (див. рівняння (3.2), (3.5), (3.10)), а отже, перший висновок може бути використаний для визначення температурної залежності тетрагональної деформації кристалічної ґратки в мартенситній фазі плівки. Слід зазначити, що підкладка перешкоджає розширенню/стисканню тонкої мартенситної плівки, зменшує аномально сильну температурну залежність параметрів кристалічної ґратки, яка притаманна МСЕПФ в мартенситному стані, а отже, мінімізує вплив цього фактора на величину резонансного поля. Однак механічне напруження, індуковане підкладкою в плівці, експоненційно зменшується зі збільшенням ширини плівки, тому температурна залежність параметрів ґратки може бути добре вираженою в товстих плівках.

Звуження резонансного піку при охолодженні плівки експериментально спостерігається лише в інтервалі температур, досить близькому до температури Кюрі (див. рис. 3.7), оскільки чим вища температура, тим сильніше виражена різниця між локальними значеннями намагніченості (рис. 3.6).

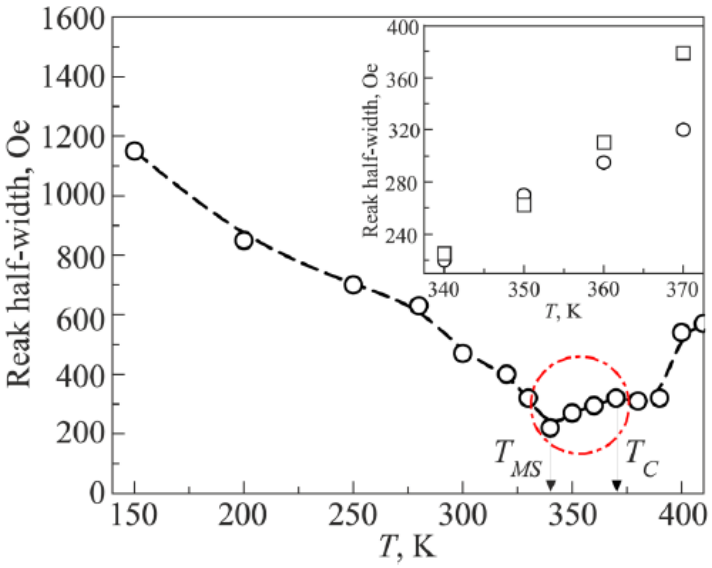

Рис.3.7. Температурна залежність напівширини резонансного піку, виміряна для тонкої плівки з $T_C < T_{MF}$ (кружечки) [67]. Штрихова лінія нанесена для зручності сприйняття. Штрих-пунктирною лінією обведені експериментальні точки, що демонструють звуження резонансного піку при охолодженні нижче температури Кюрі T_C. На вставці показано, що теорія (квадрати) задовільно описує експериментальні дані (кола).

Експеримент показує, що в інтервалі температур від 150 К до 340 К охолодження сплаву призводить до різкого уширення лінії резонансного піку (див. рис. 3.7). Цей факт спричинений, очевидно, осьовою деформацією плівки через різницю між коефіцієнтами температурного розширення плівки і підкладки: охолодження мартенситної плівки, яка була нанесена на підкладку при підвищеній температурі, індукує залежну від температури пружну деформацію. Локальні значення деформації можуть помітно відрізнятися через просторову неоднорідність плівки в мартенситному стані. Цей ефект детально буде розглянуто в підрозділі 3.2.

3.2 Нерелаксаційне уширення піку ФМР у просторово неоднорідних плівках

3.2.1 Формулювання моделі

Запропонована модель базується на таких припущеннях: і) просторова неоднорідність МСЕПФ впливає на температуру початку та кінця МП; іі) параметри гратки в мартенситній фазі сильно залежать від температури (відповідні експериментальні дані див., наприклад, в [70, 73]). Згідно з цими припущеннями, аналогічно до того, як це було зроблено в підрозділі 3.1, просторово неоднорідну мартенситну плівку можна представити як ансамбль N просторово однорідних доменів, позначених індексами $i = 1,2,3...N$. Кожна область характеризується температурою початку та кінця МП $T_{MS}^{(i)}$ і $T_{MF}^{(i)}$. Температури перераховані в порядку зростання. Згідно зі статистичною моделлю мартенситу [69], об'ємні частки доменів описуються нормальним розподілом

$$p^{(i)} = \frac{1}{Z}\exp\left\{-\frac{[T_{MS}^{(i)} - T_{MS}^{(N/2)}]^2}{2T_G^2}\right\},$$
$$Z = \sum_{i=1}^{N}\exp\left\{-\frac{[T_{MS}^{(i)} - T_{MS}^{(N/2)}]^2}{2T_G^2}\right\}, \qquad (3.14)$$

де T_G — параметр Гауса. Індекс $i = N/2$ відповідає області з максимальною об'ємною часткою, що має середнє значення температури початку та кінця МП $T_{MS}^{(N/2)} \equiv T_{MS}$, $T_{MF}^{(N/2)} \equiv T_{MF}$. Для просторово неоднорідної плівки від індексу i повинні залежати не тільки температури початку і кінця МП, але й різниця "локальних" температур МП, $\Delta T^{(i)} \equiv T_{MS}^{(i)} - T_{MF}^{(i)}$. Цю різницю можна виразити як

$$\Delta T^{(i)} = \begin{cases} \Delta T^{(N/2)} + \psi[T_{MS}^{(N/2)} - T_{MS}^{(i)}], \text{ if } T_{MS}^{(i)} > T_{MF}^{(i)} + 1, \\ \Delta T^{(i)} = 1 \text{ K, інакше.} \end{cases} \qquad (3.15)$$

Рівняння (3.15) враховує, що мінімальні температурні інтервали експериментально спостережуваних МП становлять близько 1 К (див. [78, 79]

та посилання на них). Безрозмірний параметр $\psi = -d\Delta T^{(i)} / dT_{MS}^{(i)}$ є додатним, якщо фактори, що затримують початок МП, призводять до розширення температурного інтервалу МП; від'ємні значення параметра ψ відповідають випадку звуження температурного інтервалу МП; нульове значення цього параметра відповідає температурному інтервалу МП для просторово однорідного сплаву, $\Delta T^{(i)} = \Delta T^{(N/2)}$. "Тетрагональність" кристалічної ґратки в області i мартенситної фази можна охарактеризувати параметром $(1 - c/a)^{(i)}$, де a і c - параметри ґратки в i-й області при температурі T.

Теорія Ландау, що описує фазове перетворення кубічної комірки кристала в тетрагональну комірку з чотирикратною віссю симетрії, паралельною осі z системи координат, була описана з використанням наступного виразу для густини вільної енергії Гіббса деформованого кубічного кристала:

$$G_{\text{el}} = \frac{1}{2}c_1 u_1^2 + \frac{1}{2}c_2(T)u_3^2 + a_2 u_1 u_3^2 + \frac{1}{3}a_4 u_3^2 + \frac{1}{4}b_4 u_3^4 + \frac{1}{2}b_7 u_1 u_3^3 + PV, \qquad (3.16)$$

де змінна u_1 пов'язана з відносною зміною об'єму кристалічної гратки, $v = \Delta V / V$, як $u_1 = v/3$, змінна $u_3 = 2\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{yy} - \varepsilon_{xx}$, ε_{ik} — компоненти тензора деформації, коефіцієнти c_1, $c_2(T)$, a_2, a_4 та b_4 — феноменологічні константи [80]. Ці константи є лінійними комбінаціями пружних модулів другого, третього та четвертого порядків.

Для спонтанної деформації, що виникає внаслідок кубічно-тетрагональної МП ідеального кристала, компоненти тензора деформації задовольняють умову $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} \approx -\varepsilon_{zz}/2$, а, отже,

$$|v| << |\varepsilon_{zz}|,\ u_3 \approx 3\varepsilon_{zz}. \qquad (3.17)$$

Для мартенситних плівок зміна об'єму, що супроводжує МП, може бути набагато більшою, ніж для монокристалів [80]. Можна описати "додаткову" зміну об'єму, вводячи "внутрішній" тиск $P_{\text{in}} = -Bv_{\text{ad}}$, де B —

модуль об'ємної густини. Внутрішній тиск є від'ємним, якщо існує внутрішній фактор, який перешкоджає тісному пакуванню атомів.

Умова $\partial G_{\text{el}} / \partial u_1 = 0$ призводить до прямої пропорційності змінної u_1 до $P_{\text{in}} u_3^2$. Завдяки цьому рівняння густини вільної енергії (3.16) можна подати у вигляді

$$G_{\text{el}} = \frac{1}{2} c_2^*(T) u_3^2 + \frac{1}{3} a_4^*(P) u_3^2 + \frac{1}{4} b_4^* u_3^4, \tag{3.18}$$

де

$$\begin{aligned} c_2^*(T,P) &= c_2(T) - 3a_2 P_{\text{in}} / c_1, \\ a_4^*(P) &= a_4 - 9b_7 P / 2c_1, \\ b_4^* &= b_4 - a_2^2 / 2c_1. \end{aligned} \tag{3.19}$$

Спонтанна деформація, що виникає в результаті кубічно-тетрагонального МП, задовольняє умову $\partial G_{\text{el}} / \partial u_3 = 0$, що приводить до співвідношення

$$u_3(T, P_{\text{in}}) = -\frac{a_4^*(P_{\text{in}})}{2b_4^*} \left\{ 1 + [1 - c_2^*(T, P_{\text{in}}) / c_t(P_{\text{in}})]^{1/2} \right\}, \tag{3.20}$$

де $c_t(P_{\text{in}}) = a_4^{*2}(P_{\text{in}}) / 4b_4^*$.

МП починається при

$$c_2^*(T, P_{\text{in}}) = c_t(P_{\text{in}}) \tag{3.21}$$

і закінчується при

$$c_2^*(T, P_{\text{in}}) = 0. \tag{3.22}$$

Важливо, що рівняння (3.21) для температура початку МП включає внутрішній тиск, помножений на коефіцієнти a_2 / c_1 і b_7 / c_1, тоді як рівняння (3.22) для температури кінця МП включає P_{in}, помножений лише на множник a_2 / c_1. Через це вплив недосконалості кристалічної ґратки на температуру початку МП може відрізнятися від її впливу на температуру кінця МП. Згідно

з теорією фазового переходу Ландау коефіцієнт $c_2^*(T, P_{\text{in}})$ вважається лінійною функцією температури. Рівняння (3.21), (3.22) мають розв'язок

$$c_2^*(T, P_{\text{in}}) = c_t \frac{T - T_{MF}(P_{\text{in}})}{T_{MS}(P_{\text{in}}) - T_{MF}(P_{\text{in}})}. \tag{3.23}$$

Враховуючи умови (3.17), (3.23) і рівняння

$$u_3(T_{MF}, P_{\text{in}}) = a_4^*(P_{\text{in}}) / b_4^*, \tag{3.24}$$

що випливає з рівнянь (3.20), (3.21), можна пов'язати параметри ґратки тетрагональної фази:

$$1 - \frac{c}{a} = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{c}{a}\right)_{MF} \left\{1 + \left[\frac{T_{MS}(P_{\text{in}}) - T}{T_{MS}(P_{\text{in}}) - T_{MF}(P_{\text{in}})}\right]^{1/2}\right\}. \tag{3.25}$$

Параметри ґратки тетрагональної кристалічної решітки пов'язані зі спонтанною деформацією $\varepsilon_{zz}(T)$, що виникає в результаті МП, як $1 - c/a = 3\varepsilon_{zz}/2$.

Таким чином, тетрагональність кристалічної решітки пов'язана з температурою МП як

$$\left(1 - \frac{c}{a}\right)^{(i)} = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{c}{a}\right)_{MF}^{(N/2)} \left\{1 + \left[\frac{T_{MS}^{(i)} - T}{T_{MS}^{(i)} - T_{MF}^{(i)}}\right]^{1/2}\right\}, \tag{3.26}$$

де $(1 - c/a)_{MF}^{(N/2)}$ — тетрагональність при температурі кінця МП для домену з $i = N/2$. Рівняння (3.26) і численні експерименти (див., наприклад, [70, 73]) показують, що абсолютна величина спотворення ґратки суттєво зростає при охолодженні МСЕПФ від температури початку МП до температури рідкого гелію. Як відомо, магнітокристалічна анізотропія феромагнітного твердого тіла характеризується постійною магнітної анізотропії. Одновісна магнітокристалічна анізотропія K_u малих просторових доменів тетрагональної мартенситної фази визначається

$$K_u^{(i)}(T) = -6\delta(1 - c/a)^{(i)} M^2(T), \tag{3.27}$$

де $M(T)$ — намагніченість насичення МСЕПФ, δ — безрозмірна константа (див. [43]). Ці параметри залежать від температури через температурну залежність тетрагональності та намагніченості. Значення намагніченості $M^{(i)}(T)$ відрізняються для різних доменів, але ця різниця є суттєвою лише поблизу температури Кюрі і може бути знехтувана для температур, значно нижчих за температуру Кюрі.

Резонансне магнітне поле для перпендикулярно намагніченої плівки можна знайти за допомогою стандартного рівняння

$$H_{\text{res}}^{(i)} = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M(T) + \frac{K_u^{(i)}(T)}{M(T)}, \tag{3.28}$$

де ω — резонансна частота і γ — гіромагнітне відношення. Поглинання мікрохвиль кожного мартенситного домену плівки можна вважати пропорційним об'ємній частці $p^{(i)}$ цього домену в мартенситній фазі. Експерименти показують, що "залишкова" аустенітна фаза присутня в МСЕПФ значно нижче температури кінця МП. Тому поглинання мікрохвильової енергії в домені i можна описати як

$$I^{(i)}(T) = \alpha(T) p^{(i)}, \tag{3.29}$$

де

$$\alpha(T) = \frac{1}{2}\left[1 + \tanh\left(\frac{T_0 - T}{\Delta}\right)\right] \tag{3.30}$$

є об'ємною часткою мартенситу в плівці, яка дорівнює 0.5 при температурі $T_0 = (T_{MS} + T_{MF})/2$ і стає близькою до одиниці значно нижче середнього значення температури закінчення мартенситу; параметр $\Delta = (T_{MS} - T_{MF})/2$ — половина ширини температурного інтервалу МТ. Рівняння (3.28) - (3.30) дозволяють обчислити велику кількість пов'язаних значень $(H_{\text{res}}^{(i)}, I^{(i)})$ та побудувати залежність інтенсивностей мікрохвильового поглинання $I(H,T)$ та їхні похідні ($\partial I / \partial H$)для певної температури. Інтервал між екстремумами

цієї похідної і є шириною лінії ФМР, яку зазвичай вимірюють в експериментах.

3.2.1. Обчислення і результати

Аномальна температурна залежність ширини лінії є досить поширеним явищем для мартенситних плівок, але тут ми наводимо порівняння теоретичних результатів з експериментальними даними для плівки Ni-Mn-Ga, взятими з роботи [67] (ті ж самі дані були використані у підрозділі 3.1).

Експериментальні температурні залежності ширини ФМР, величини намагніченості та величини резонансного поля показано на рис. 3.8. Рис.3.8 ілюструє яскраво виражене уширення піків ФМР зі зниженням температури. Температурна залежність намагніченості (рис. 3.8 (b)) була підігнана функцією $M(T)$, яка була використана для обчислення значень резонансного поля. На рис. 3.8 (c) показано експериментальні значення резонансного поля та середнє резонансне поле $H_{\text{res}}^{(N/2)}(T)$, розраховані з використанням температурної залежності "тетрагональності" кристалічних комірок (див. рис. 3.9), та магнітопружної константи $\delta = -23$, оціненої раніше для сплавів Ni-Mn-Ga [81]. Температура МП 420 К була вказана для цієї плівки в роботі [67]. Цю температуру розглядали як середнє значення температури початку МП $T_{MS}^{(N/2)}$ для розрахунків температурно-залежного параметру $(1-c/a)^{(N/2)}$, необхідного для визначення $K_u^{(N/2)}(T)$ і $H_{\text{res}}^{(N/2)}(T)$. Значення $(1-c/a)_{MF}^{(N/2)} = -0.0225$ було скориговано, щоб підігнати розраховане значення резонансного поля до експериментального значення, виміряного для цієї температури (див. Рис. 3.8 (c)).

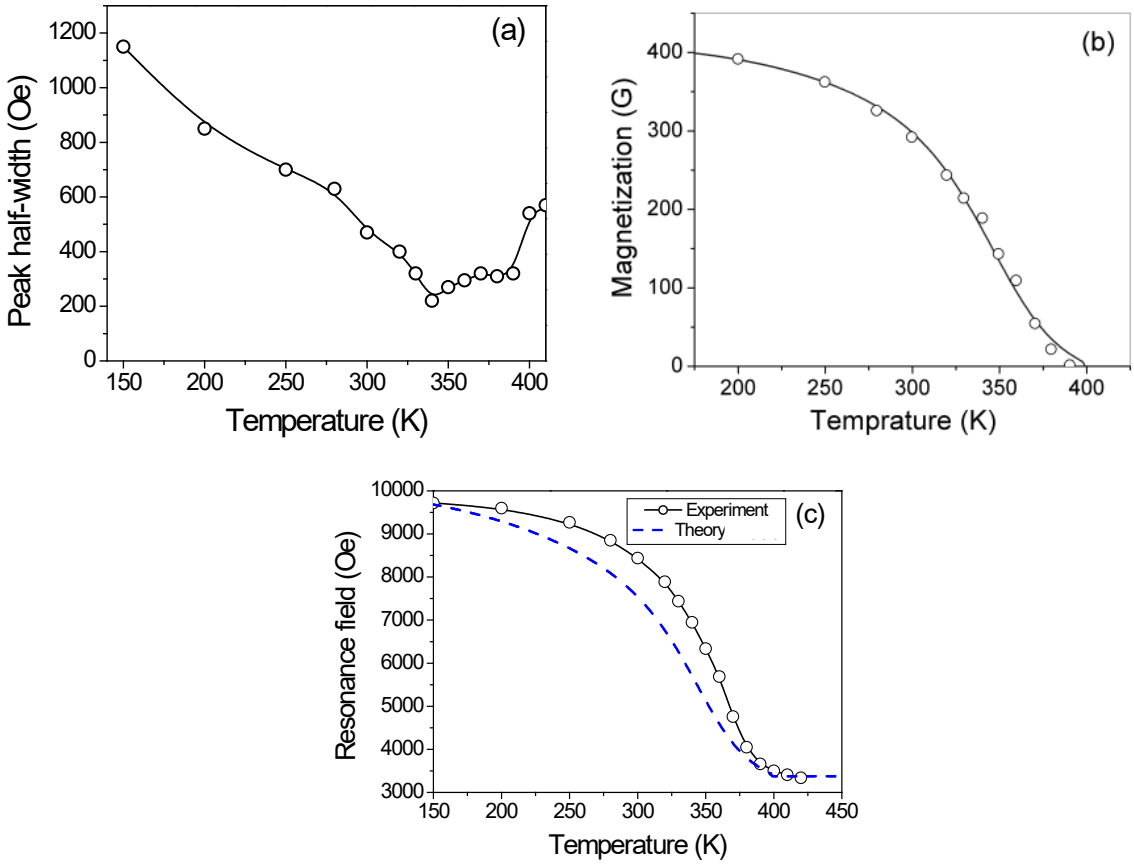

Рис. 3.8. Експериментальна температурна залежність ширини піку [67], (а); експериментальна температурна залежність намагніченості (кружечки) та графік функції *M(T)*, що використовувався для розрахунків, (б); температурна залежність резонансного поля, (в).

З рис. 3.8 (с) видно, що теоретична крива $H_{\text{res}}^{(N/2)}(T)$ досить близька до експериментальних точок. Відхилення кривої від експериментальних точок є очікуваним, оскільки симетрія кристалічної ґратки в мартенситній плівці [67] нижча за тетрагональну, а отже, температурна залежність параметра магнітокристалічної анізотропії не може бути точно описана за допомогою виразу (3.27).

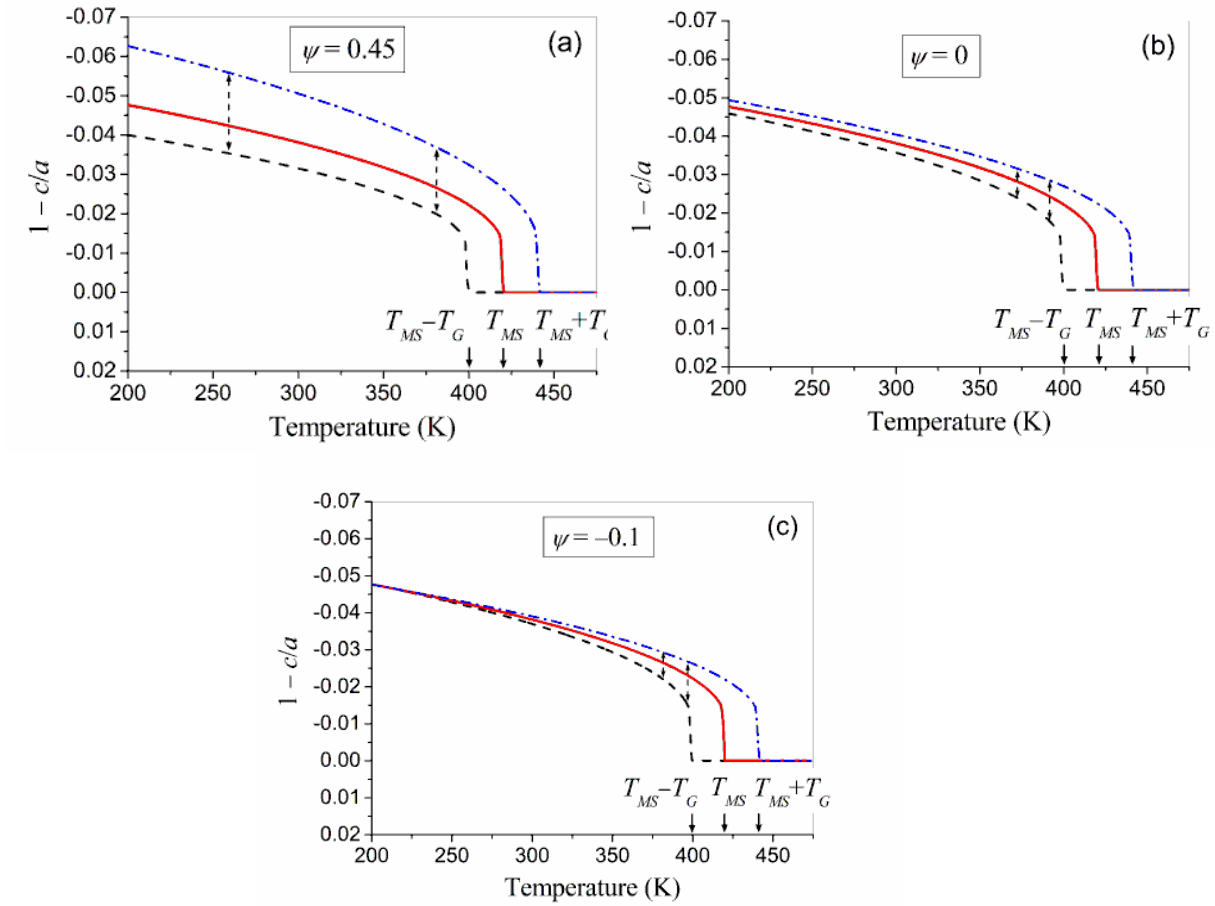

Рис. 3.9. Теоретичні температурні залежності тетрагональності елементарних комірок кристалічної ґратки в доменах з температурами початку МТ показані односторонніми стрілками; T_{MS} — середнє значення локальних температур початку МП; двосторонніми стрілками показано збільшення (а) та зменшення (б), (с) різниці між значеннями тетрагональності доменів.

На рис. 3.9 показано залежність тетрагональності елементарних комірок від температури. Значення тетрагональності $\Delta T = T_G = 20$ K розраховано за рівняннями (3.14), (3.15) і (3.26) для різних значень параметра ψ. Двосторонні стрілки на рис. 3.9 показують, що охолодження МСЕПФ призводить до збільшення різниці значень тетрагональності в просторових областях з різними T_{MS}, якщо зниження температури МП супроводжується розширенням температурного інтервалу МП ($\psi = 0.45$). У цьому випадку має відбуватися розширення піку ФМР. Цей висновок підтверджується

розрахунками, виконаними для плівки, експериментально дослідженої в [67]: зниження температури початку МП і розширення температурного інтервалу МП ($\psi > 0.1$) призводить до розширення піку ФМР з 190 Oe до 870 Oe при охолодженні плівки з 350 К до 150 К (див. рис. 3.10). Якщо зниження температури початку МП супроводжується звуженням температурного інтервалу МП, то ширина піку стає немонотонною функцією температури, яка прямує до нуля зі зниженням температури.

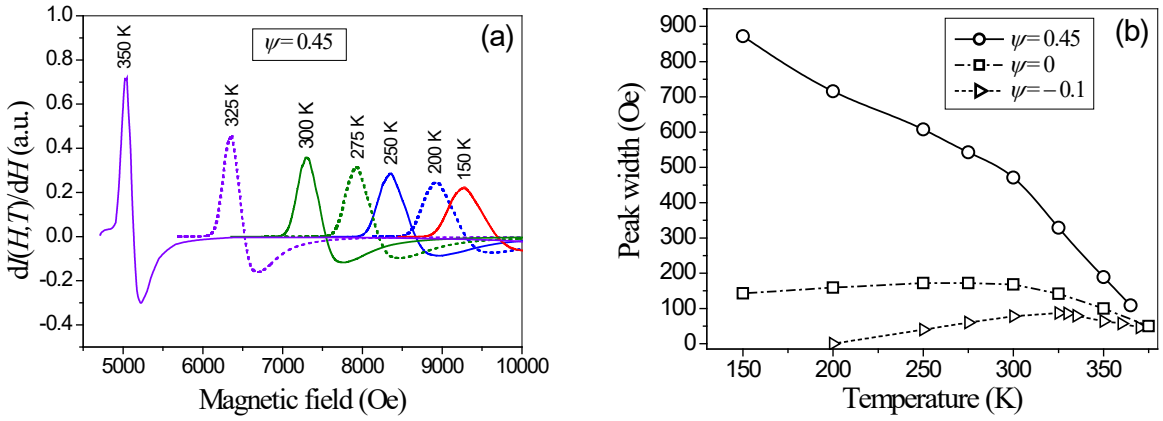

Рис. 3.10 Теоретичні розрахунки параметрів ФМР-сигналу: (а) профілі піків, розраховані для $\psi = 0.45$ і різних температур, (б) ширина піків ФМР; результати розрахунків показані символами. Лінії показано для зручності ока.

3.3. Висновки до розділу

Для побудови теорії феромагнітного резонансу та аналізу магнітної анізотропії в МСЕПФ, в яких відбувається мартенситне перетворення, використано статистичну модель просторово неоднорідного мартенситного стану та теорію Ландау для кубічно-тетрагональних МП. Відповідно до статистичної моделі мартенситний сплав для високих температур можна розглядати як статистичний ансамблем малих просторових доменів з різними значеннями температури Кюрі. Вважається, що різниця в температурах Кюрі доменів зумовлена відмінністю локальних значень параметра магнітного обміну, тоді як відмінністю локальних параметрів магнітної анізотропії

знехтувано, оскільки вона мала при високих температурах. В той же час, для низьких температур можна знехтувати відмінністю температур Кюрі доменів, а просторова неоднорідність реальних плівок МСЕПФ призводить до відмінності "локальних" температур МП, і може спричиняти "локальну" зміну констант магнітної анізотропії в мартенситному стані. Представлена статистична модель дозволила пояснити різке розширення лінії ФМР, що спостерігається для епітаксіальних плівок МСЕПФ з пониженням температури та незначне розширення лінії ФМР при наближенні до температури Кюрі. Окрім того, було показано, що сильна температурна залежність параметрів ґратки мартенситної плівки дає помітний внесок у температурну залежність резонансного зовнішнього магнітного поля. Варто зазначити, що просторова неоднорідність ієрархічно структурованих мартенситних станів може призводити до нетривіальної температурної поведінки чистої магнітної анізотропії МСЕПФ.

РОЗДІЛ 4. Вплив конфігурації намагніченості та розмагнічуючого поля на спектр стоячих спінових хвиль в магнітних наноелементах

Останній розділ цієї роботи присвячений дослідженню конфігураційних ефектів на спінову динаміку наноелементів та їх ансамблів. На відміну від попередніх розділів, для спрощення аналізу, ефекти взаємодії між наноелементами будуть нехтуватись.

Вивчення феромагнітних обмежених об'єктів (наночастинок) та їхніх масивів викликає великий інтерес в останні десятиліття у зв'язку з можливістю їхнього застосування для магнітної пам'яті (magnetoresistive random-access memory), біометричних датчиків, магнітних логічних пристроїв тощо [82-84]. Дослідження магнітної динаміки таких структур в основному зосереджені на вивченні стоячих спінових хвиль в ізольованих елементах або поширення СХ в масивах взаємодіючих наночастинок, оскільки їхній спектр і структура є однією з найважливіших динамічних характеристик магнітних наноелементів. Справді, спін-хвильові моди визначають відгук елементів на НВЧ, магнітне поле або спіновий струм [85, 86], стабільність конфігурації статичної намагніченості та, у випадку нестабільності, тип цієї нестабільності [87], нелінійні та параметричні процеси також чутливі до структури на симетрії спін-хвильових мод [88-90]. Конкуренція між магнітними взаємодіями (обмінна та дипольна взаємодії, анізотропія, Зеєманівська енергія) створює велике різноманіття основних станів та метастабільних магнітних конфігурацій в масивах магнітних наночастинок, які сильно залежать від їхньої форми та прикладеного магнітного поля; і структура спін-хвильових мод та їх спектри, звісно, критично, залежать від статичного магнітного стану.

Майже два десятиліття інтенсивних досліджень спін-хвильових мод в масивах магнітних наноелеметів забезпечили глибоке розуміння особливостей спін-хвильових мод в багатьох важливих випадках. Однак, слід відзначити, що більшість робіт була зосереджена на високосиметричних

структурах, наприклад, циліндричних [91, 92], прямокутних [93, 94], еліптичних [95, 96] плоских магнітних елементах, сферах [97], кільцях [98, 99], тощо, і розглянуті конфігурації намагніченості були також симетричними – квазіоднорідний стан [91, 93-96], вихровий [92, 100, 101], магнітні скирміони [102, 103], … Пониження симетрії геометрії і відхилення від симетричної конфігурації намагніченості, зазвичай, вважалися небажаними. Такі відхилення, як правило, спричиняють проблеми для ідентифікації та класифікації спін-хвильових мод, призводять до розщеплення мод та загалом ускладнюють спектр СХ. [104, 105].

Тим не менш, нещодавні роботи демонструють, що порушення симетрії геометрії та/або магнітного стану може призвести до якісно нових особливостей, які не спостерігаються у симетричних випадках. Наприклад, в майже найпростіших структурах – тонких магнітних плівках – відхилення зовнішнього магнітного поля від площини плівки призводить до появи квазібіжучих спін-хвильових мод (замість стандартних стоячих мод), які зокрема, можуть переносити спіновий струм по товщині плівки [106]. Подібні за природою моди спостерігались у відносно товстих нанодисках у вихровому стані, в якому симетрія порушується через великі розмагнічуючі поля ядра вихору [107]. Також було виявлено, що порушення магнітної симетрії є вирішальним моментом для зняття заборони на вироджені тримагнонні процеси розщеплення та злиття [89].

Якщо говорити про пониження симетрії, то перш за все на думку приходить розглянути трикутну форму об’єктів. Дослідження магнітних властивостей трикутних елементів в основному були зосереджені на експериментальному вивченні та комп'ютерному моделюванні вихрових магнітних структур. Розглядалися проблеми формування та маніпулювання магнітними вихорами [108, 109], їхньої хіральності та полярності [110], вихрової динаміки [111, 112], резонансних властивостей вихрового ядра [113]. Було зроблено кілька спроб моделювання магнітної динаміки трикутних точок у вихровому, Y- та пряжковому станах [114-116]. Однак на

даний момент немає ні експериментальних результатів щодо магнітної динаміки трикутних точок у насиченому стані, ні аналітичної теорії, подібної до тієї, що була розроблена для циліндричних і квадратних точок. Таке дослідження є актуальним, оскільки анізотропія магнітних властивостей трикутних частинок зумовлює різноманітність спін-хвильових мод і можливість збільшення щільності запису інформації.

В даному розділі представлено результати експериментальних спостережень стоячих спін-хвильових мод у трикутних точках у зовнішньому насичуючому магнітному полі, спрямованому перпендикулярно до їхньої площини. Розроблено аналітичний підхід для опису магнітної динаміки як у правильних трикутних призмах, так і в зрізаних пірамідах. Окрім того, досліджено еволюції спектрів та структури мод спінових збуджень у циліндричних магнітних наноелементах при відхиленні кута поля підмагнічування від нормалі до площини наноелемента та вивчено можливості та умови реалізації ефекту злиття мод.

4.1. Стоячі спінові хвилі в перпендикулярно намагнічених трикутних точках

4.1.1 Експеримент

Зразки для експериментів були виготовлені за допомогою добре розробленого методу наносферної літографії [117]. Процес виготовлення здійснювався в три етапи. На першому етапі на поверхню підкладки Si (111) наносили моношар кульок PS-латексу. Розмір зразка становив 1×1 см^2, діаметр кульок - 570 нм. На другому етапі на підкладку наносили нікель методом електронно-променевого випаровування. Атоми нікелю проникають між гранулами і утворюють на поверхні Si острівці висотою близько h=70 нм (див. рис.4.1). Потім моношар PS-латексних кульок видаляли з поверхні, занурюючи зразки в тетрагідрофуран на 15 хвилин. Детальний опис підготовки зразків можна знайти в роботах [117, 118]. Топографію зразків досліджували при кімнатній температурі за допомогою атомно-силової

мікроскопії, що працює в контактному режимі. Розмір досліджуваної ділянки становив 3мк × 3мк. Дослідження методом атомної силової мікроскопії (рис.4.1) показало, що форма острівців нікелю близька до зрізаної правильної трикутної піраміди зі стороною основи a=270 нм. Припущення, що острівці мають трикутну форму, було використано в теоретичній моделі, представленій тут.

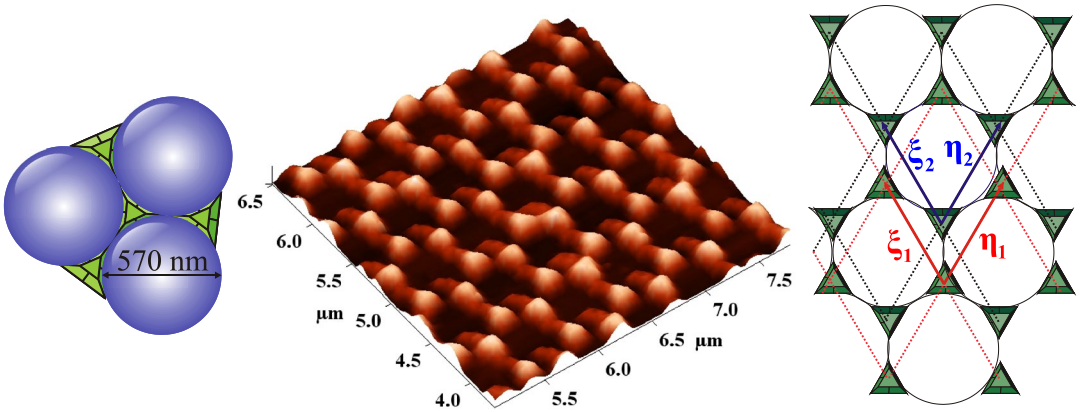

Рис. 4.1. Схематичне зображення масиву трикутних точок методом наносферної літографії (ліва панель). Зображення атомної силової мікроскопії періодичного масиву нікелевих острівців, що використовувався в експериментах (центральна панель). Схематичне зображення масиву трикутних точок (права панель). Гексагональний масив утворений вкладеними правильними трикутними гратками з базисними векторами $\boldsymbol{\zeta}_1$, $\boldsymbol{\eta}_1$ and $\boldsymbol{\zeta}_2$, $\boldsymbol{\eta}_2$.

Для запису спектрів феромагнітного резонансу при кімнатній температурі використовувався стандартний спектрометр електронного спінового резонансу Bruker ELEXSYS E500, що працює на частоті 9.86 ГГц. Зовнішнє магнітне поле прикладалося перпендикулярно до площини ґратки. В експерименті спостерігалися чотири практично рівновіддалені резонансні піки (рис. 4.2). Відстань між ними становить близько 500 Е. Такий тип спектра дуже схожий на той, що спостерігався в тонких дископодібних феромагнітних точках [91], де дипольні власні моди (кругові коливання

мембрани) природно мають форму функції Бесселя нульового порядку, що призводить до практично рівновіддаленого розташування резонансних піків.

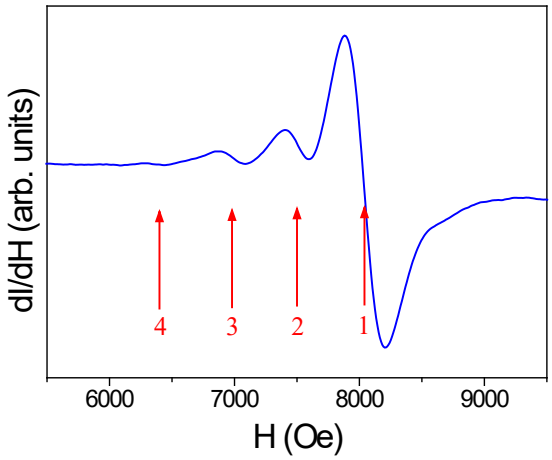

Рис. 4.2. Спектр феромагнітного резонансу масиву нікелевих трикутних точок, записаний при кімнатній температурі на частоті 9.86 ГГц. Магнітне поле перпендикулярне до площини масиву. Положення резонансних ліній позначено стрілками, а відповідні значення резонансних полів наведено в табл. 4.1.

4.1.2 Теоретична модель

Розроблено теорію спектра СХ, яка апроксимує форму нікелевих острівців правильною трикутною призмою та зрізаною пірамідою (зі стороною основи *a* та висотою *h*, див. рис. 3). Попередній аналіз з використанням стандартного методу фіктивного магнітного заряду показав, що магнітостатична взаємодія між перпендикулярно намагніченими точками досить мала: середнє магнітостатичне поле, створюване іншими точками, становить близько 130 Е для трикутних призм і ще менше для масиву зрізаних пірамід. Ця величина набагато менша, ніж варіація полів розмагнічування всередині точок, і в подальшому теоретичному аналізі нею знехтувано. Крім того, в перпендикулярно намагнічених точкових масивах міжточкова диполь-дипольна взаємодія створює додаткове ефективне перпендикулярне поле зсуву, яке практично не змінює структуру спектра

спінових хвильових мод [91]. Воно може бути введене в аналіз експериментальних спектрів шляхом незначної модифікації величини перпендикулярної анізотропії. Значення резонансного магнітного поля для всіх спостережуваних резонансних мод достатньо велике, щоб вирівняти середню намагніченість у напрямку поля, а значення намагніченості близьке до намагніченості насичення.

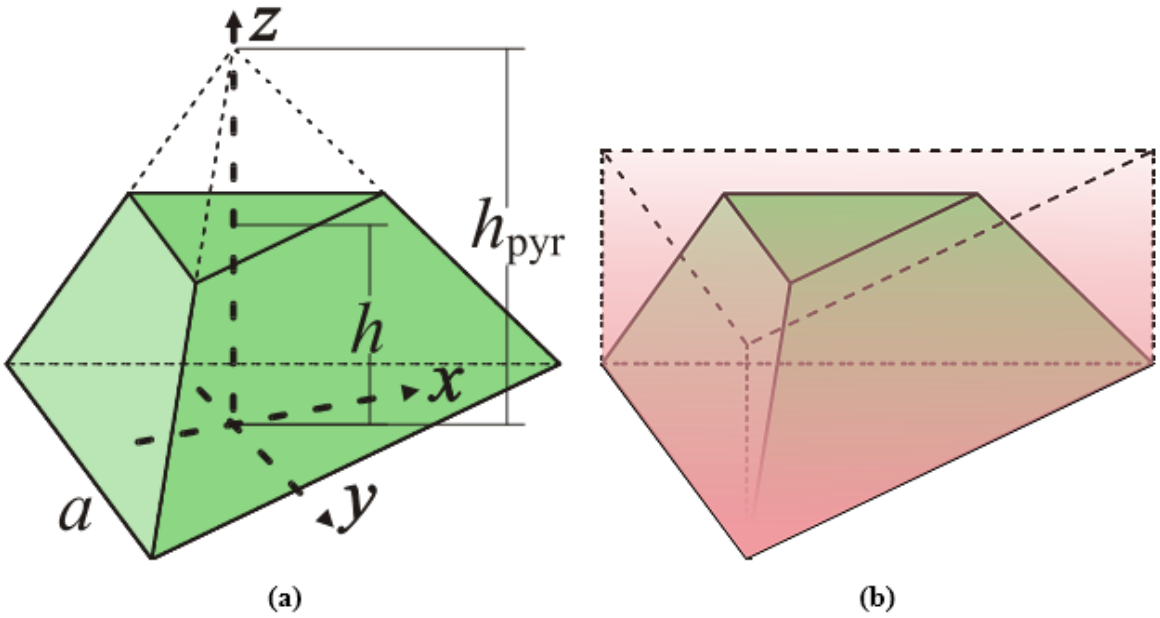

Рис. 4.3. (a) Система координат та її положення відносно піраміди. Тут a — сторона основи зрізаної піраміди, h — її висота, h_{pyr} — висота відповідної не зрізаної піраміди. (b) Ескіз призми та її перетворення в піраміду.

Прецесію намагніченості в лінійному наближенні можна описати наступним чином: z-компонента намагніченості постійна і дорівнює намагніченості насичення, тоді як залежна від часу мала компонента ($m << M_0$) лежить у площині xy, тобто $\mathbf{M} = M_0\mathbf{e}_z + \mathbf{m}e^{i\omega t}$.

Магнітна вільна енергія системи може бути представлена як:

$$F = \int_{V_p}\left[\frac{1}{2}\alpha(\nabla\mathbf{M})^2 - \mathbf{H}^0\cdot\mathbf{M} - \frac{1}{2}\mathbf{H}^m\cdot\mathbf{M} - \frac{1}{2}\beta\mathbf{M}_z^2\right]dV, \qquad (4.1)$$

де інтегрування виконується за об'ємом піраміди V_p. Перший доданок є енергією неоднорідного обміну, другий — енергією Зеємана, третій — енергією диполь-дипольної взаємодії і останній — енергією анізотропії. $\mathbf{H}^0$ — зовнішнє магнітне поле, яке спрямоване перпендикулярно до площини гратки; $\mathbf{H}^m$ — розмагнічуюче поле, $\alpha = 2A / M_0^2$ — константа обміну, A — константа обмінної жорсткості.

Магнітна динаміка системи може бути описана рівнянням Ландау-Ліфшиця (1.1). Беручи до уваги (4.1) і (1.1), можна отримати наступну систему лінеаризованих рівнянь ЛЛ:

$$\begin{cases} i\omega m_x = \gamma\left[-\alpha M_0 \Delta m_y + (H^0 + H_z^m + H_A)m_y - M_0 h_y\right] \\ -i\omega m_y = \gamma\left[-\alpha M_0 \Delta m_x + (H^0 + H_z^m + H_A)m_x - M_0 h_x\right] \end{cases}, \tag{4.2}$$

де $\Delta = \dfrac{\partial^2}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2}{\partial y^2} + \dfrac{\partial^2}{\partial z^2}$ — оператор Лапласа у декартовій системі координат, γ — гіромагнітне відношення, z-компонента статичного розмагнічуючого поля має вигляд:

$$H_z^m = -M_0 \frac{\partial}{\partial z} \int_{V_P} dV' \frac{\partial}{\partial z'} \frac{1}{\left|\mathbf{r} - \mathbf{r}'\right|}, \tag{4.3}$$

а планарні компоненти динамічного розмагнічуючого поля мають вигляд

$$h_\eta = -\frac{d}{d\eta} \int_{V_P} dV' (\mathbf{m} \cdot \nabla') \frac{1}{\left|\mathbf{r} - \mathbf{r}'\right|}, \quad \eta = x, y, \tag{4.4}$$

$H_A = \beta M_0$ — поле магнітної анізотропії.

У більшості випадків неможливо отримати точний аналітичний розв'язок рівняння ЛЛ для СХ в наноструктурах з сильно неоднорідними розмагнічуючими полями. Зазвичай для знаходження наближених розв'язків використовують метод Рітца [119]. Ці розв'язки можуть бути обрані виходячи з форми частинок і граничних умов намагніченості.

У раніше розглянутих випадках [91, 120-126] характерні планарні розміри точок здебільшого значно перевищували їхню товщину. Як наслідок,

розмагнічуюче поле було практично однорідне по всьому об'єму точки. Зміна поля розмагнічування спостерігається лише поблизу границь точки.

Для тонких циліндричних точок функції Бесселя нульового порядку першого роду є гарним наближенням для опису 2D профілів стоячих хвиль ("барабанні моди") [91]. Суперпозиція функцій Бесселя першого та другого роду була використана для опису профілів хвиль у кільцях [126]. Тригонометричні функції слугували для опису профілів хвиль у прямокутних точках і смужках (плоскі хвилі) [124, 127]. У випадку трикутної тонкої призми ($a >> h$) розмагнічуюче поле практично однорідне по всьому об'єму і в якості профілів спінових хвиль можуть бути обрані 2D профілі стоячих хвиль трикутного середовища (коливання трикутної мембрани) (див. нижче).

Ситуація з нашими зрізаними пірамідами відрізняється від описаної вище. Ці піраміди не можна розглядати як плоскі частинки, оскільки a і h є порівнянними. Як наслідок, розподіл локальних розмагнічуючих полів є неоднорідним по всьому об'єму піраміди. Ця неоднорідність відіграє роль потенційної ями для СХ.

На жаль, висоту незрізаної піраміди $h_{\text{руг}}$ (див. рис. 4.3а) не можна точно оцінити з вимірювань атомної силової мікроскопії. У першому наближенні вважатимемо форму точок призмоподібною ($h << h_{\text{руг}}$, тут h - висота зрізаної піраміди, див. рис. 4.3). Це призводить до суттєвого спрощення аналітичних розрахунків через майже однорідний розподіл розмагнічуючого поля по висоті. Це дозволяє відокремити просторові змінні в рівнянні власних мод. Варто зазначити, що аналітичний підхід, розроблений тут для правильних трикутних призм, може бути застосований для довільних товстих n-гональних правильних призм (включаючи циліндр).

4.1.3 Модель правильної призми

Розподіл локального розмагнічуючого поля в правильній трикутній призмі $H_z^m(x,y)$ розраховано за рівнянням (4.3) і представлено на рис. 4.4

для нікелевої призми з параметрами, близькими до параметрів досліджуваних в експерименті призм. У тонких дисках [91, 120-123], кільцях [125, 126] або прямокутниках [115], досліджених раніше, було доведено, що розмагнічуюче поле є однорідним у площині точок, за винятком невеликих областей поблизу країв. Це дає можливість вибрати функції Бесселя (для плоских частинок круглої форми) або тригонометричні функції (для прямокутних) як гарне наближення для форми власних мод.

Однак це припущення про однорідне розмагнічуюче поле в площині точки не є справедливим у нашому випадку. Розрахована площинна залежність локального розмагнічуючого поля (рис.4.4) може бути апроксимована симетричним параболоїдом. Розрахунок також показав, що локальне розмагнічуюче поле практично не змінюється з висотою і може вважатися постійним у напрямку *z*. Це дає можливість застосувати аналітичний підхід, розвинутий у [128] для спінових хвиль у параболічному потенціалі. H_z^m було апроксимовано як:

$$H_z^m = \left|H_z^{m(0)}\right|\left(-1 + C(x^2 + y^2)\right) \tag{4.5}$$

де $\left|H_z^{m(0)}\right|$ визначає глибину ями, C — параметр кривизни ями. Для розглянутої призми зміну статичного розмагнічуючого поля можна підібрати за допомогою таких параметрів: $H_z^{m(0)} = 4033\,E$, $C = 5.3 \cdot 10^9\,см^{-2}$.

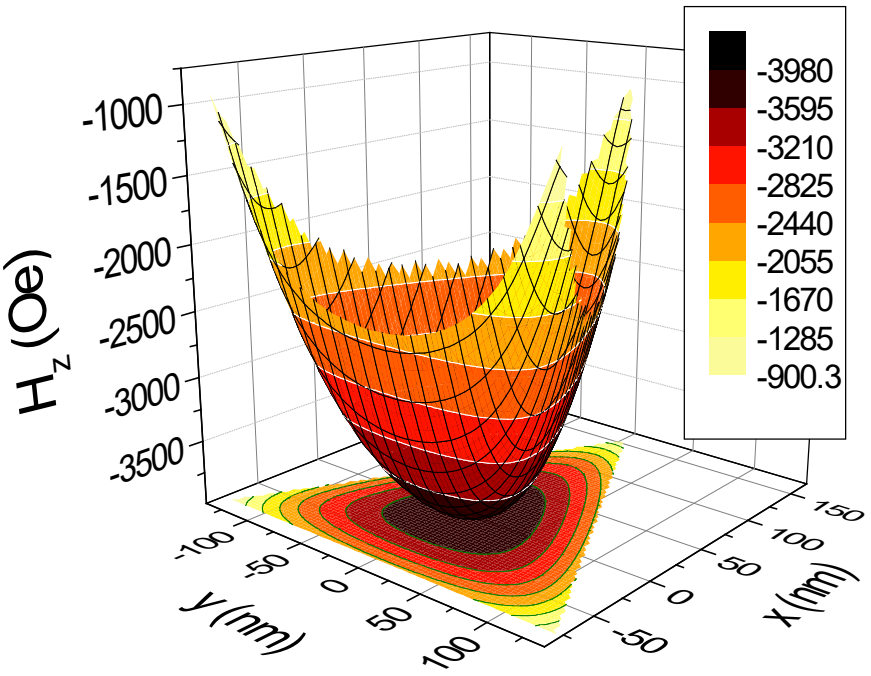

Рис. 4.4. Площинна залежність розмагнічуючого поля призми в площині *xy* розрахована за (4.3) з такими параметрами: $a = 270\ нм$, $h = 70\ нм$ та $M_0 = 484\ емо / см^3$.

Така поведінка розмагнічуючого поля подібна до розподілу магнітних полів всередині тонкої феромагнітної плівки, індукованої магнітною сферою [128]. Було показано [128], що рівняння ЛЛ для СХ у цьому випадку можна звести до системи зв'язаних шредінгерівських рівнянь для квантового гармонічного осцилятора. Тому хвильову функцію можна представити як добуток однокоординатних функцій, які пропорційні поліномам Ерміта для координат *x* і *y* та гармонічній функції для *z*. Припускається сильне закріплення на границях.

$$\Psi_{nml}(\mathbf{r}) = \varphi_n(Kx)\varphi_m(Ky)\phi_l(z), \tag{4.6}$$

де $\phi_l(z) = \sqrt{2/h}\sin(k_z lz)$, $k_z = \pi / h$, n, m, l — цілі числа; величина $K = \left(C\left|H_z^{m(0)}\right|/\alpha M_0\right)^{1/4}$ має розмірність хвильового вектора,

$\varphi_i(u) = \frac{1}{\sqrt{2^i\sqrt{2\pi}}} H_i(u) e^{-\frac{u^2}{2}}$; $i = m,n$; $u = Kx, Ky$, m,n — індекси мод,

$H_i(u) = (-1)^i e^{\frac{u^2}{2}} \frac{d^i}{du^i} e^{-\frac{u^2}{2}}$ — поліноми Ерміта. K в $\varphi_m(Kx)$ та $\varphi_n(Ky)$ мають однакові значення завдяки симетрії потенційної ями в площині xy.

В такому випадку $\Psi_{nml}(\mathbf{r})$ є власними функціями гамільтоноподібного оператора $\hat{\mathbf{H}}(\mathbf{r})$:

$$\hat{\mathbf{H}}(\mathbf{r})\Psi_{nml}(\mathbf{r}) \equiv \left(-\Delta + K^4(x^2+y^2)\right)\Psi_{nml}(\mathbf{r}) = \varepsilon_{nml}\Psi_{nml}(\mathbf{r}) \qquad (4.7)$$

де $\varepsilon_{nml} = \left[(2n+1)+(2m+1)\right]K^2 + k_z^2 l^2$ — його власні значення. Це справедливо лише для низькоенергетичних рівнів з відповідними хвильовими функціями, локалізованими всередині призми.

Нехтуючи членами h_x і h_y в (4.2), можна отримати точні розв'язки рівняння ЛЛ. Відповідні СХ моди можна вважати незалежними.

Для теоретичного пояснення спін-хвильових резонансів у трикутних призмах тут використано діагональне наближення, як це було зроблено раніше в роботах [121, 123, 128]. Без інтегро-диференціальних членів h_x, h_y в (4.2) набір ортогональних функцій (4.6) може бути точним розв'язком рівнянь (4.2) з розмагнічуючим полем (4.5). У цьому випадку моди з різними індексами не зв'язані між собою. Існування динамічного дипольного поля h_x, h_y призводить до взаємодії між модами з різними індексами. Щоб уникнути цієї проблеми, як перше наближення було використано діагональне наближення, розвинуте в роботах [121, 123, 128]. Це наближення ґрунтується на припущенні про малі значення недіагональних членів динамічного дипольного оператора порівняно з діагональними. Наші чисельні розрахунки показали, що це справедливо для точок призмоїдальної форми. Згідно з рівняннями (4.2), (4.5), (4.6), матричне представлення відповідного оператора в цьому випадку має просту діагональну форму з відповідним допустимим набором локалізованих стоячих мод і власних значень.

У діагональному наближенні дисперсійне співвідношення має вигляд:

$$\omega_{nml} = \gamma\sqrt{\left(H^0 + H_{nml} - \left\langle h_x \right\rangle_{nml}\right)\left(H^0 + H_{nml} - \left\langle h_y \right\rangle_{nml}\right)} \qquad (4.8)$$

де $H_{nml} = \alpha M_0 \varepsilon_{nml} + H_A - \left|H_z^{m(0)}\right|$ і резонансне поле H^0 при фіксованій частоті

$$H^0 = -H_{nml} + \frac{\left\langle h_x + h_y \right\rangle_{nml}}{2} + \sqrt{\frac{\omega_{nml}^2}{\gamma^2} + \frac{\left\langle h_x - h_y \right\rangle_{nml}^2}{4}}\,. \qquad (4.9)$$

Тут $\left\langle h_x \right\rangle_{nml}$ та $\left\langle h_y \right\rangle_{nml}$ мають вигляд:

$$\left\langle h_\eta \right\rangle_{nml} = -M_0 \int\limits_{V_P} dV \int\limits_{V_P} dV' \Psi_{nml}(\mathbf{r}) \Psi_{nml}(\mathbf{r}') \frac{d^2}{dr_\eta dr'_\eta} \frac{1}{\left|\mathbf{r} - \mathbf{r}'\right|} \qquad (4.10)$$

Для чисельних розрахунків резонансних полів СХ використовувалися наступні параметри: $M_0 = 484\,E$, $A = 8 \cdot 10^{-7}\ erg/cm$, $K = 2.6 \cdot 10^5\ cm^{-1}$, $f = 9.86\ GHz$. Значення намагніченості насичення M_0 і константи обмінної жорсткості A є типовими для Ni. Значення резонансної частоти f є таким, як і в експерименті. Константа магнітної анізотропії K використовувалася як параметр, що відповідає положенню найінтенсивнішої резонансної лінії. У нашому випадку цей параметр не впливає на відстань між піками, але зміщує положення спектра.

Профілі мод з непарними індексами m і n є антисиметричними, і ці СХ не можуть бути зареєстровані методом ФМР через нульову амплітуду відповідних резонансних сигналів. Експериментально можна спостерігати лише моди з парними індексами m і n. Слід зазначити, що ці моди можна було б спостерігати в експерименті з бріллюенівського розсіяння світла, але існують технічні проблеми для застосування цього методу для дослідження стоячих спінових хвиль у досліджуваних структурах. Моди з найменшими індексами мають найбільшу інтенсивність, а саме $\left|001\right\rangle$, $\left|201\right\rangle$ та $\left|221\right\rangle$, і повинні спостерігатися в експерименті. Слід зазначити, що профіль другої резонансної моди симетричний відносно x та y і, як наслідок, є двічі виродженим (індекси $\left|201\right\rangle$ та $\left|021\right\rangle$). Ці лінії спектра практично

рівновіддалені, як це спостерігається в експерименті. Розрахований інтервал між резонансними лініями відповідних мод становить близько 1200 Е. Слід зазначити, що описаний аналітичний підхід може бути використаний для широкого спектра форм точок, де залежність розмагнічуючого поля від площинних координат може бути апроксимована параболою. Однак відстані між резонансними піками, отримані в рамках моделі форми призми, вдвічі більші, ніж в експерименті. Ця розбіжність пов'язана з тим, що нікелеві острівці не є призмами. Форма острівців може бути краще апроксимована формою зрізаної піраміди.

4.1.4 Модель зрізаної піраміди

У зрізаній піраміді площинна залежність локального розмагнічуючого поля різко змінюється з висотою *z*, проте її форма близька до параболоїда. У випадку зрізаної піраміди неможливо розділити змінні в (4.2). Одним з найпростіших способів подолання цієї проблеми є використання підходу квантово-механічного варіаційного методу: зміщення границь призми для отримання зрізаної піраміди (див. рис. 4.3б). Беручи висоту незрізаної піраміди $h_{\text{руг}}$ як вільний параметр, найкращу кореляцію з експериментом можна отримати для $h_{\text{руг}} = 2h$. Однак у цьому випадку лише один енергетичний рівень знаходиться всередині параболічного потенціалу. Всі інші моди знаходяться над параболоїдним потенціалом і обмежені трикутними границями ями. Власні функції квантового осцилятора в цьому випадку вже не є гарним набором для опису власних мод зрізаної піраміди через сильну зміну розмагнічуючого поля з висотою. Тому замість ермітівських функцій за основу взято ортогональну множину 2D профілів стоячих хвиль трикутного середовища [129].

$$\Psi^{(\mathrm{pr})}_{nml}(\mathbf{r}) = A_m \psi^{(\mathrm{tr})}_{nm}(x,y)\phi_l(z), \tag{4.11}$$

де $\phi_l(z) = \sqrt{2/h}\sin(\pi l z/h)$ і

$$\psi^{(\mathrm{tr})}_{nm} = \sin[(n-m)k_x x_c]\cos[(m+n)k_y y] + \sin[(2m+n)k_x x_c]\cos[nk_y y] - \\ -\sin[(2n+m)k_x x_c]\cos[mk_y y]$$

де $n > m$, $x_c = x - a/\sqrt{3}$, $k_x = 2\pi/a\sqrt{3}$ і $k_y = 2\pi/a$, де $x = a\sqrt{3}/2$ і $y = \pm x/\sqrt{3}$ — довжини сторін поперечного перерізу трикутної призми, $A_m = 4\left(3\sqrt{3}a^2(1+\delta_{m0})\right)^{-1/2}$ — константа нормування, δ_{nm} — дельта Кронекера.

Відповідні власні значення оператора Лапласа для цих функцій мають вигляд:

$$-\Delta_{x,y}\psi_{nm}(x,y) = 4k_x^2\left(n^2+m^2+nm\right)\psi_{nm}(x,y). \tag{4.12}$$

СХ власні моди у зрізаній піраміді можуть бути розкладені по «призмоїдальному» СХ базису: $\Psi^{(\mathrm{pyr})} = \sum C^{\alpha}_{nml}\Psi^{(\mathrm{pr})}_{nml}$ і компоненти динамічної намагніченості мають форму:

$$m_x = \sum_{\mathbf{n}} X_{\mathbf{n}}\Psi^{(\mathrm{pr})}_{\mathbf{n}},\ m_y = \sum_{\mathbf{n}} Y_{\mathbf{n}}\Psi^{(\mathrm{pr})}_{\mathbf{n}}, \tag{4.13}$$

де $\mathbf{n} = (n,m,l)$ для стислості. Діагональне наближення (4.8) для зрізаної піраміди було б надто грубим, оскільки функції $\Psi^{(\mathrm{pr})}_{\mathbf{n}}$ є власними функціями лише для лапласіана без урахування координатної залежності розмагнічуючого поля $H^m_z(\mathbf{r})$. Враховуючи взаємодію призмоїдальних мод, (4.2) зводиться до стандартного рівняння власних значень:

$$-\left(H^0 + H_A\right)\begin{pmatrix} X_{\mathbf{n}} \\ Y_{\mathbf{n}}\end{pmatrix} = \sum_{\mathbf{m}}\begin{pmatrix} E_{\mathbf{n}}\delta_{\mathbf{nm}} + \left\langle H^m_z\right\rangle_{\mathbf{nm}} - \left\langle h_x\right\rangle_{\mathbf{nm}} & -i\dfrac{\omega}{\gamma}\delta_{\mathbf{nm}} \\ i\dfrac{\omega}{\gamma}\delta_{\mathbf{nm}} & E_{\mathbf{n}}\delta_{\mathbf{nm}} + \left\langle H^m_z\right\rangle_{\mathbf{nm}} - \left\langle h_y\right\rangle_{\mathbf{nm}}\end{pmatrix}\begin{pmatrix} X_{\mathbf{m}} \\ Y_{\mathbf{m}}\end{pmatrix} \tag{4.14}$$

де $E_{\mathbf{n}} = \alpha M_0\left(4k_x^2\left(n^2+m^2+nm\right) + \left(\dfrac{\pi l}{h}\right)^2\right)$, $\left\langle H^m_z\right\rangle_{\mathbf{nm}} = \int\limits_{V_{\mathrm{pyr}}} dV\Psi^{(\mathrm{pr})}_{\mathbf{n}}(\mathbf{r})H^m_z(\mathbf{r})\Psi^{(\mathrm{pr})}_{\mathbf{m}}(\mathbf{r})$ і $\left\langle h_{x(y)}\right\rangle_{\mathbf{nm}}$ обчислюються за формулою (4.10), де інтегрування виконується за

об'ємом зрізаної піраміди. Для опису резонансів, що спостерігаються в експерименті, було обрано усічений базисний набір трикутних власних функцій (4.11) з найменшими власними значеннями $\{\Psi^{(\mathrm{pr})}_{101}, \Psi^{(\mathrm{pr})}_{201}, \Psi^{(\mathrm{pr})}_{211}, \Psi^{(\mathrm{pr})}_{301}, \Psi^{(\mathrm{pr})}_{311}, \Psi^{(\mathrm{pr})}_{321}, \Psi^{(\mathrm{pr})}_{401}, \Psi^{(\mathrm{pr})}_{411}, \Psi^{(\mathrm{pr})}_{421}$ і $\Psi^{(\mathrm{pr})}_{501}\}$. Відповідна матриця (4.14) є строго діагонально домінантною матрицею, в якій значення елементів четвертої діагоналі вже не перевищує 2% від значень відповідних елементів головної діагоналі. За теоремою про коло Гершгоріна відхилення власного значення матриці від діагонального не перевищує суми абсолютних значень недіагональних елементів цього рядка: $\left|\lambda_i - H_{ii}\right| \le \sum_{j\neq i}\left|H_{ij}\right|$. Тому навіть для перших шести власних функцій з усіченого базису похибка у визначенні відповідних власних значень не перевищує 5%.

Для призми ($h / h_{\mathrm{pyr}} \to 0$) лише трикутні власні моди з індексом $m = 0$ мають ненульові чисті амплітуди і можуть експериментально спостерігатися за допомогою методу ФМР.

Інтенсивність резонансного сигналу для відповідних власних мод пропорційна інтегрованому профілю власної функції:

$$I_{nm} \sim \left(\int \psi^{(\mathrm{tr})}_{nm}(x,y)dxdy\right)^2 = A_m^2\left(\int_0^a dx\left(\int_{-x/\sqrt{3}}^{x/\sqrt{3}} \psi^{(\mathrm{tr})}_{nm}(x,y)dy\right)\right)^2 \qquad (4.15)$$

Враховуючи явний вигляд профілів СХ (4.12), інтеграл за площею поперечного перерізу для синусоїдального та косинусоїдального добутків у (4.15) можна звести до:

$$\int_0^{a\sqrt{3}/2} dx \sin\left(\beta k_x x\right) \int_{-x/\sqrt{3}}^{x/\sqrt{3}} \cos\left(\alpha k_x \sqrt{3} y\right) dy = \frac{2}{\alpha k_x \sqrt{3}} \int_0^{a\sqrt{3}/2} \sin\left(\beta k_x x\right)\sin\left(\alpha k_x x\right) dx =$$

$$= \frac{1}{\alpha k_x \sqrt{3}} \int_0^{a\sqrt{3}/2} \left(\cos\left(\alpha-\beta\right)k_x x - \cos\left(\alpha+\beta\right)k_x x\right) dx =$$

$$= \frac{1}{\alpha k_x^2 \sqrt{3}}\left(\frac{\sin\left(\alpha-\beta\right)\pi}{\alpha-\beta} - \frac{\sin\left(\alpha+\beta\right)\pi}{\alpha+\beta}\right) \qquad (4.16)$$

і цей вираз для цілих α і β відмінний від нуля лише тоді, коли $\alpha \pm \beta = 0$. Для додатних n та від'ємних m це має місце лише тоді, коли $m = 0$. Таким чином, для функцій $|n0\rangle$:

$$I_{n0} \sim A_0^2 \left(\int \left[2\sin\left(nk_x x\right)\cos\left(nk_y y\right) - \sin\left(2nk_x x\right) \right] dxdy \right)^2 = A_0^2 \left(\frac{\sqrt{3}\pi}{k_x^2 n} \right)^2 = \frac{3^{3/2}}{2} \left(\frac{a}{\pi n} \right)^2$$

$$I_{nm} \sim \left(\int \psi_{nm}^{(\mathrm{tr})}(x,y) dxdy \right)^2 = \frac{3^{3/2}}{2} \left(\frac{a}{\pi n} \right)^2 \delta_{m0} \qquad (4.17)$$

Усі моди зі спостережуваною інтенсивністю мають симетрію рівностороннього трикутника (рис. 4.5).

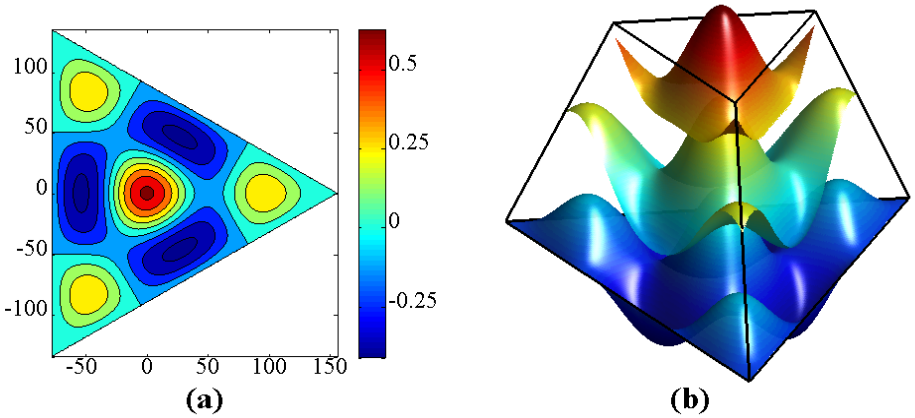

Рис. 4.5. Профіль власних коливань трикутної мембрани (a), розрахований за формулою (4.11) з параметрами, описаними в тексті. Світлий і темний кольори відповідають ділянкам, що коливаються в протифазі. (b) Ті ж самі профілі власних функцій для висот $z = 0$, $h/2$, h в зрізаній піраміді.

Строго кажучи, рівняння (4.17) справедливе для призми, але не може бути застосоване для зрізаної піраміди. Перехід до зрізаної піраміди призводить до зменшення симетрії системи і можуть спостерігатися раніше невидимі моди. Як приклад, щоб продемонструвати це, розглянемо моду $|211\rangle$. Профіль цієї моди представлено на рис. 4.5a. Незбурена мода (призмоїдальна) має сім екстремумів. Коливання, що відбуваються в трьох

областях, розташованих поблизу сторін трикутника, компенсують протифазні коливання в чотирьох інших областях в околі центру та кутів трикутника. Оскільки плоска призмоїдальна хвильова функція $\psi_{nm}^{(\mathrm{tr})}(x,y)$ не залежить від z, то її інтенсивність дорівнює нулю. Але профіль відповідної моди зрізаної піраміди змінюється з висотою, і в результаті ця мода має ненульову інтенсивність. Наприклад, біля верхньої основи зрізаної піраміди може з'явитися лише один екстремум амплітуди магнітних коливань $|211\rangle$, як це було показано в роботі [131]. Аналогічний ефект повинен спостерігатися і тут (див. рис. 4.5б).

Наші розрахунки показують, що для вибраних параметрів власне значення E_{301} моди $|301\rangle$ близьке до E_{102} моди $|102\rangle$. Оскільки ця мода змінюється з висотою і через її сильну локалізацію в площині вона не може спостерігатися як у випадку призми, так і у випадку зрізаної піраміди.

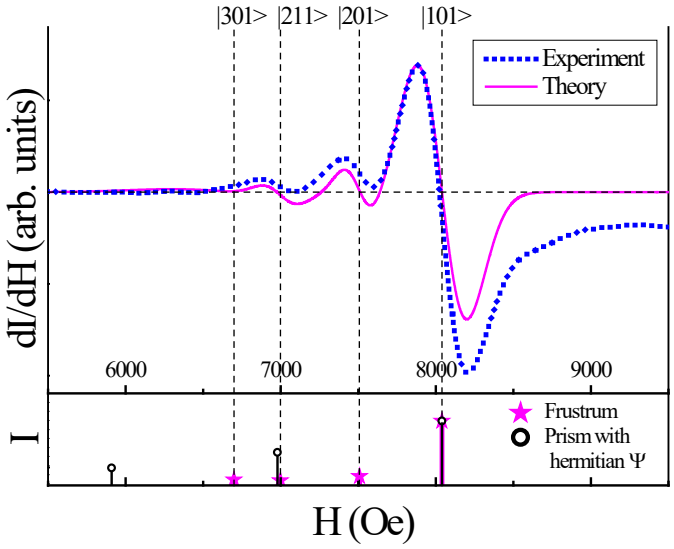

Рис. 4.6. Спектр магнітного резонансу нікелевих точок: експеримент (пунктирна лінія) і теорія для зрізаної піраміди (суцільна лінія). Теоретичні положення ліній (див. нижню вставку) для випадків правильних призм (кружечки) і зрізаних пірамід (зірочки) були отримані при розв'язанні рівнянь (4.8) і (4.14) відповідно. Інтенсивності ліній розраховано за стандартною методикою $I_j \sim \left(\int \Psi_j dV\right)^2$. Теоретичний спектр побудовано в припущенні

гауссівської форми ліній. Дисперсію оцінено з експерименту.

Тому спектр зрізаної піраміди в основному визначається "призмоподібними" СХ $|101\rangle$, $|201\rangle$, $|211\rangle$ і $|301\rangle$. Але у випадку зрізаної піраміди є суттєва домішка сусідніх станів. Слід також зазначити, що мода $|211\rangle$ може спостерігатися за допомогою ФМР для зрізаної піраміди, але не може спостерігатися для призми.

Порівняння експериментальних і теоретичних (розрахованих для зрізаної піраміди) резонансних полів наведено в табл. 4.1. Для розрахунків використовувалися такі параметри: $M_0 = 484$ Ое, $A = 8 \cdot 10^{-7}$ Ерг/см, $\gamma = 1.82 \cdot 10^7\ c^{-1}E^{-1}$, $f = \omega / 2\pi = 9{,}86\ ГГц$.

Відстані між резонансними лініями визначаються статичним і динамічним розмагнічуючими полями та розрахованим вище обмінним полем, тоді як положення ліній сильно залежить від H_A. Найкраще узгодження з експериментальними даними отримано при $H_A = \beta M_0$, де $\beta = -5.8$, тобто в припущенні, що в нікелевих точках існує магнітна анізотропія типу легка площина. Зазвичай розтягувальні напруження в плівках нікелю призводять до формування перпендикулярної до площини плівки одновісної анізотропії. Але досліджувані нікелеві точки були вирощені на монокристалічній підкладці 111 Si, що призводить до виникнення в них напружень стиску. Це твердження (розтягуючі напруження на поверхні кремнієвої підкладки і відповідні стискаючі напруження в точках Ni) підтверджується експериментами з поширення поверхневих фононів у такій структурі [130].

Номер моди j	$H_j^0,(E)$ (експеримент)	$H_j^0,(E)$ (теорія)	Головна базисна функція
1	8040	8040	$\|101\rangle$
2	7500	7508	$\|201\rangle$
3	6980	7000	$\|211\rangle$
4	6400	6700	$\|301\rangle$

Таблиця 4.1. Порівняння теоретично розрахованих значень резонансних полів для СХ мод з експериментальними даними.

Отримані аналітичні результати (див. рис. 4.6) добре узгоджуються з експериментальними даними. Однак запропонований теоретичний підхід можна вдосконалити, врахувавши наступні нелінійні члени в рівнянні (1.1) [131] або більш делікатним аналізом інтегро-диференціальних рівнянь ЛЛ (4.2) [132].

4.2 Злиття спін-хвильових мод у похило намагнічених циліндричних магнітних наноелементах

4.2.1. Методика експерименту та експериментальні результати

Досліджувані зразки – квадратні масиви циліндричних пермалоєвих ($Ni_{80}Fe_{20}$) дисків були виготовлені на кремнієвій підкладці з окисленою поверхнею колегами з Технічного університету Кайзерслаутерна (Німеччина). Детально методика виготовлення зразків описана у [104]. Магнітні наноелементи мали наступні розміри: товщина h = 40 нм для усіх зразків, діаметр D = 500 нм, 750 нм, 1500 нм, 2000 нм, та 4000 нм. Відстань між центрами наноелементів в кожному масиві дорівнює $2D$, що є достатнім для нехтування впливом дипольної взаємодії між наноелементами. Кожний зразок містив невелику область неперервної плівки, яка використовувалася для визначення магнітних параметрів: намагніченості насичення M_s та

гіромагнітного співвідношення γ. На Рис. 4.7(a) представлене зображення масиву наноелементів діаметром 1500 нм, отримане за допомогою скануючої електронної мікроскопії.

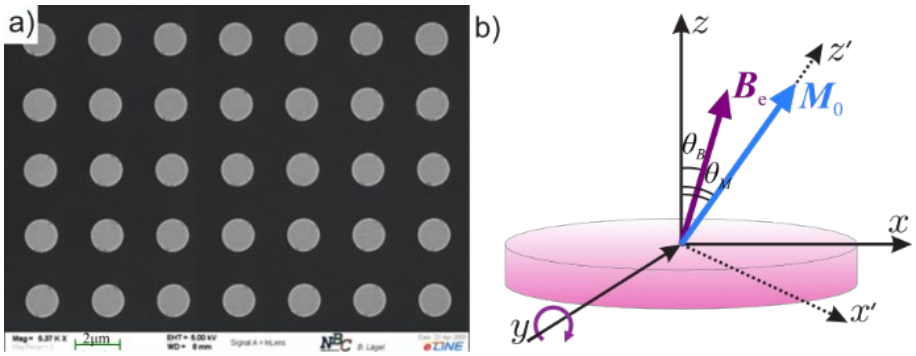

Рис. 4.7. a) Зображення масиву пермалоєвих циліндричних наноелементів з діаметром $D = 1500$ нм, товщиною $h = 40$ нм та відстанню між центрами наноелементів 3000 нм, отримане за допомогою скануючої електронної мікроскопії. b) Схематичне зображення наноелемента, напрямку зовнішнього поля $\boldsymbol{B}_e$ і статичної намагніченості $\boldsymbol{M}_0$, та відповідної системи координат, яка використана у тексті.

Вимірювання спін-хвильового резонансу проводилися за кімнатної температури на частоті 9.85 ГГц за допомогою спектрометра електронного спінового резонансу Bruker ELEXYS 500. Спектри СХР були отримані для різних кутів θ_B між зовнішнім магнітним полем $\boldsymbol{B}_e$ та нормаллю до площини дисків в діапазоні 0^o - 14^o з кроком 0.25^o з використанням автоматичного гоніометру. Геометрія експерименту представлена на Рис. 4.7(b), а експериментальні спектри СХР для масивів дисків з діаметрами 500 нм, 1500 нм та 4000 нм для різних θ_B представлені на Рис. 4.8. У випадку, коли зовнішнє магнітне поле прикладене вздовж нормалі ($\theta_B = 0^o$), спостерігається добре відомі спін-хвильових спектри для перпендикулярно намагнічених циліндричних наноелементів. Вони чудово описуються із використанням аналітичної теорії, розробленої у [91], в якій показано, що профілі спін-хвильових мод описуються функціями Бесселя першого роду. Невеличкий

пік більшому при полі (B_e = 1.32 *Тл*) для всіх зразків відповідає області суцільної плівки.

При малих відхиленнях магнітного поля від нормалі наноелементів ($\theta_B \sim 1^o - 4^o$) ми спостерігаємо розщеплення спін-хвильових мод у повній відповідності до попередніх досліджень [104] (через використаний масштаб на Рис. 4.8 розщеплення побачити важко, див. [104] для більш детального розгляду процесу). Тим не менш, при більших кутах прикладеного магнітного поля поведінка спектрів якісно змінюється. У той час як розщеплення мод робить спектр більш складним за малих кутів θ_B, при певному більшому куті $\tilde{\theta}_B$ спектр стає більш регулярним і містить лише один помітний резонансний пік (див. криві для $\theta_B = 6.5^o$ та $\theta_B = 6^o$ на Рис. 4.8 (b,c), відповідно). Таке спрощення спектрів спін-хвильового резонансу є досить неочікуваним в такий геометрії з очевидно порушеною симетрією. Очевидно, це явище неможливо пояснити в рамках теорії збурень, розвиненої в [104], оскільки вона справедлива лише для дуже малих кутів. Окрім фундаментального інтересу, це явище може бути корисним для практичного застосування магнітних наноелементів, наприклад, в магнітних головках зчитування-запису інформації, комірках магнітної оперативної пам'яті тощо. В таких пристроях додаткові спін-хвильові моди відіграють роль магнітного шуму [133]. Отже, правильний вибір напрямку зовнішнього магнітного поля може призвести до мінімізації такого шуму.

При більших значеннях кута поля $\theta_B > \tilde{\theta}_B$ спектр спін-хвильового резонансу також містить декілька резонансних піків. Але позиція мод більш високого порядку по відношенню до основної (найбільш інтенсивної) змінюється – в той час як при $\theta_B < \tilde{\theta}_B$ вищі моди мають резонансне поле менше, ніж у основної моди, при $\theta_B > \tilde{\theta}_B$ піки вищих мод розташовані при більших полях по відношенню до найбільш інтенсивного. Також, з експериментальних результатів видно, що критичний кут злиття піків $\tilde{\theta}_B$ трохи зменшується зі збільшенням діаметру дисків. Окрім того, видно, що

даний ефект більш виражений для більших дисків – якщо спектри СХР для дисків з D = 1500 нм та D = 4000 нм містять чіткий одиничний пік при $\tilde{\theta}_B$ (і ця риса характерна для всіх досліджених зразків, окрім дисків з D = 500 нм), то у випадку найменших досліджуваних дисків з D = 500 нм одномодовий відгук не спостерігався за жодного значення кута прикладеного поля, у найкращому випадку спектр містить два близько розташованих резонансних піки (див. криву для θ_B = 8.5° на Рис. 4.8(a)).

Наостанок необхідно відзначити, що подібний випадок (спін-хвильовий резонанс в намагнічених під кутом циліндричних наноелементах) досліджувався в [122], однак відсутність систематичних вимірювань як функції кута поля не дозволила авторам помітити явище злиття мод.

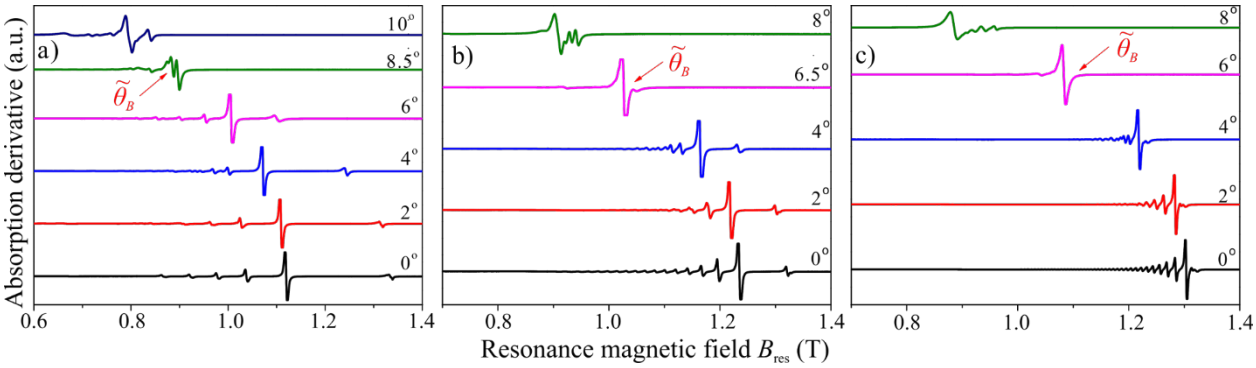

Рис. 4.8. Виміряні спектри спін-хвильового резонансу для масивів дисків за різних кутів прикладеного статичного магнітного поля. Діаметри дисків: D = 500 нм (a), D = 1500 нм (b), і D = 4000 нм (c).

4.2.2 Мікромагнітне моделювання

Загалом, відхилення магнітного поля від нормалі призводить до декількох якісних змін, кожна з яких може бути причиною спостереженого явища зміни резонансного відгуку системи до ефективно одномодового. По-перше, (і) змінюється профіль внутрішнього статичного магнітного поля всередині дисків. Справді, у випадку перпендикулярної намагніченості ($\theta_B = 0$) поле розмагнічування має потенціальні «пагорби» біля країв диску,

що призводить до майже нульової амплітуди спін-хвильових мод біля країв диску (тобто спін-хвильові моди майже повністю закріплені) [91]. Навпаки, коли зовнішнє поле прикладене в площині, на краях дисків виникають дві потенціальні ями, і з'являються так звані «крайові моди», локалізовані в цих ямах, в той час як інші моди («об'ємні» моди) формуються поза межами цих ям. [92-94]. Інший механізм, який також сильно впливає на профілі мод, це ефективне дипольне закріплення, яке є наслідком впливу динамічних полів розмагнічування в тонких магнітних мікро- та наноелементах. [134-135]. Оскільки тільки одна динамічна компонента намагніченості (та, що лежить в площині і паралельна границі) відповідає за цей механізм закріплення [136], очевидно, що цей ефект дипольного закріплення також чуттєвий до напрямку статичної намагніченості. Обидва ці механізми впливають на профілі мод, і можна очікувати перетворення спін-хвильових мод вищого порядку в моди з малим загальним магнітним моментом, що, природно, зробить їх невидимими в спектрах спін-хвильового резонансу.

Такий випадок очікується, наприклад, у прямокутних магнітних елементах, якщо внутрішнє магнітне поле близьке до однорідного і закріплення на краях відсутнє (вільні граничні умови). Останнім можливим механізмом є (iii) перетворення спектру СХ при нахилі поля, що, за певних умов, може призвести до виродження найбільш інтенсивних спін-хвильових мод.

Щоб отримати перше уявлення про спостережене явище ми зробили серію мікромагнітних моделювань із використанням програмного забезпечення MuMax3 [137]. Тут представлені результати для диску діаметром $D = 1500$ нм, моделювання для $D = 2000$ нм та $D = 500$ нм показали якісно подібні риси. Розмір комірки в модулюванні був встановлений $5.86 \times 5.86 \times 40$ нм^3, і були використані стандартні матеріальні параметри пермалою, а саме, намагніченість насичення $M_s = 810 \times 10^3$ А/м, обмінна жорсткість $A = 10.5 \times 10^{-12}$ Дж/м, гіромагнітне співвідношення $\gamma = 2\pi \times 29.6$ ГГц/Тл. Оскільки моделювання спін-хвильових спектрів із

розгорткою поля (як в експерименті) є надмірно ресурсоємним, ми, натомість, моделюємо частотні спектри з постійним зовнішнім полем, використовуючи стандартну техніку імпульсного збудження з подальшим перетворенням Фур'є часової еволюції динаміки намагніченості. Імпульс поля збудження, звісно, просторово однорідний. Величина зовнішнього поля встановлювалася рівною експериментально виміряному резонансному полю найбільш інтенсивної моди при заданому куті поля.

Результати моделювання спектрів представлені на Рис. 4.9. Слід відзначити, що тут показані спектри, а не їхні похідні, як на експериментальному Рис. 4.8, тому позиції мод відповідають пікам спектрів (похідні спектрів важко отримати без небажаного згладжування через скінченну точність даних моделювання). Відзначимо досить хороший опис позиції основної моди. Певні невеликі відхилення від експериментального значення 9.85 ГГц є, ймовірно, наслідком деякої відмінності реальних матеріальних параметрів зразків від використаних, але оскільки ми шукаємо якісне пояснення, то строге кількісне узгодження експериментальних даних не є потрібним.

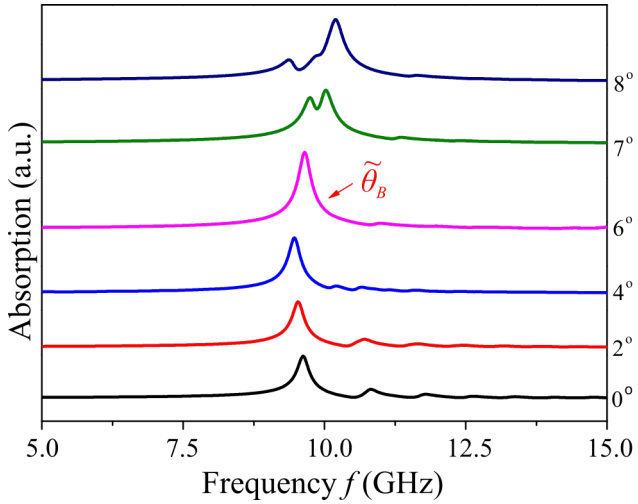

Рис. 4.9. Змодельований резонансний спектр для дисків з $D = 1500$ нм для різних кутів зовнішнього поля.

Мікромагнітне моделювання гарно відтворює головні експериментальні спостереження. Дійсно, при $\tilde{\theta}_B = 6^{\circ}$ чітко видно один пік в спектрі спін-хвильового резонансу, а моди вищого порядку невидимі. До речі, експериментальне значення критичного кута для D=1500 нм дуже близьке до отриманого в моделюванні $\tilde{\theta}_B = 6^{\circ}$ (Рис. 4.8(b)). Ще одне важливе спостереження полягає в тому, що при наближенні кута прикладеного поля до $\tilde{\theta}_B$ відстань між видимими піками суттєво зменшується, принаймні 2-й, 3-й, та 4-й піки наближуються до найбільш інтенсивного. Ця спостереження є важливим для розуміння фізичної причини спостережуваного явища.

Використовуючи метод одночастотного збудження (див. [107]), були отримані профілі спін-хвильових мод, які показані на Рис. 4.10 для двох найінтенсивніших піків у змодельованому спектрі спін-хвильового резонансу. При $\theta_B = 0$ це добре відомі циліндричні моди, профілі яких описуються функціями Бесселя $J_0(k_n r)$. При малих відхиленнях напрямку поля від нормалі, найінтенсивніша мода наближено зберігає циліндричну симетрію (Рис. 4.10 (b1)). Однак, це не виконується для мод вищого порядку, які набувають прямокутної симетрії та стають подібними до стоячих мод зворотних об'ємних магнітостатичних хвиль. На Рис. 4.10 (b2) зображено 3-тю стоячу моду, подібну до зворотних об'ємних магнітостатичних хвиль; інші видимі піки в спектрі спін-хвильового резонансу при $\theta_B = 4^{\circ}$ відповідають 5-й та 7-й модам, відповідно. Очевидно, що моди з парними індексами (2-га, 4-та, 6-та, тощо) не видно в спектрах спін-хвильового резонансу, оскільки вони повністю антисиметричні. Профіль збудження при критичному куті $\tilde{\theta}_B = 6^{\circ}$, коли в спектрі поглинання залишається лише один пік, досить незвичайний і схожий на суперпозицію декількох мод (Рис. 4.10(c)), що пояснене нижче. І нарешті, при кутах поля, більших за критичний, спостережені піки відповідають квазіоднорідній та симетричній крайовій модам (Рис. 4.10(d1) і 4.10(d2), відповідно).

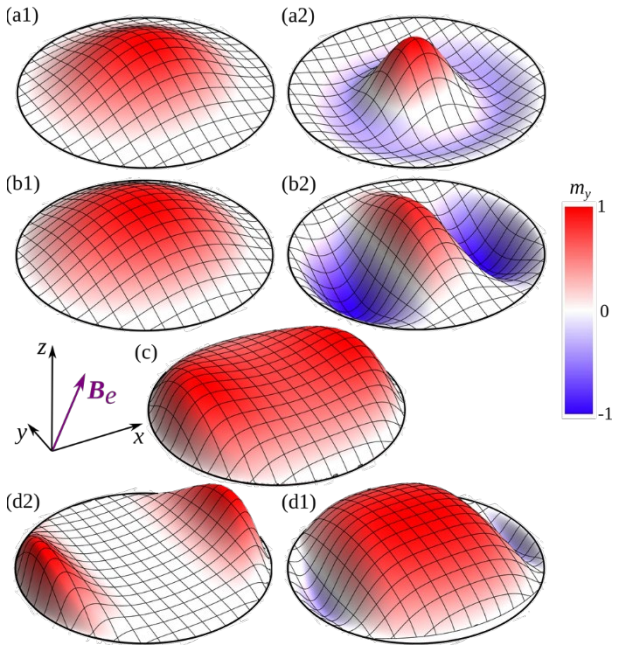

Рис. 4.10. Мікромагнітні профілі (нормована динамічна компонента m_y) двох найінтенсивніших мод в змодельованому спектрі спін-хвильового резонансу для різних кутів поля: (a) $\theta_B = 0$, (b) $\theta_B = 4^\circ$, (c) $\theta_B = 6^\circ$, і (d) $\theta_B = 7^\circ$; ліва колонка — мода з нижчою частотою, права – з вищою. Індекси 1 і 2 відповідають першій та другій моді за інтенсивністю. При 6° в спектрі видно лише один пік.

Важливою особливістю, яку можна помітити зі змодельованих профілів спін-хвильових мод, є те, що при всіх кутах зовнішнього поля спін-хвильові моди залишаються досить сильно закріпленими на краях диска, навіть крайові моди закріплюються. Певне слабке розкріплення відбувається лише на паралельних до площинної проекції поля краях диску. Це означає, гіпотеза про розкріплення моди, згадана на початку підрозділу, не справджується і не може бути відповідальною за зникнення резонансних піків у спектрах спін-хвильового резонансу.

4.2.3. Теоретична модель

Для більш глибокого розуміння експериментальних спостережень побудуємо просту аналітичну модель спектру СХ у похило намагніченому круглому наноелементі. Для випадку перпендикулярної статичної намагніченості існує добре розроблена теорія спектру і структури спін-хвильових мод [91]. У разі похилої намагніченості проблема власних мод СХ стає занадто складною для строгого аналітичного вирішення, і на сьогодні розвинена лише теорія збурень, яка справедлива для малого відхилення кута намагніченості від нормалі.

У нашому випадку в діапазоні, який нас цікавить, відхилення статичної намагніченості від нормалі диску є великим ($\theta_M \sim 30^\circ$, див Рис. 4.12 нижче), і теорію збурення не можна застосовувати. СХ моди повністю втрачають циліндричну симетрію і набувають наближено прямокутну симетрію з осями, що визначаються проекцією статичної намагніченості (і зовнішнього поля) на площину диску. Ця особливість відома для намагніченого в площині наноелемента [92, 100]. Дійсно, в даному випадку спроба описати СХ моди за допомогою циліндричних функцій Бесселя зазнала невдачі [123], і лише з урахуванням прямокутної симетрії, заданої напрямком намагніченості, разом із наближеним задоволенням граничних умов (які, природно, мають циліндричну симетрією), вдалося побудувати складний, але досить точний напіваналітичний метод розрахунку спектрів та структури спін-хвильових мод [138].

У даній роботі нас не цікавить побудова строгої теорії (яку можна зробити подібно до теорії з [138]). Замість цього зробимо просту оцінку позицій спін-хвильових мод як частот біжучих СХ у тонкій плівці з хвильовими числами, заданими умовами квантування. Дисперсія СХ у тонкій плівці добре відома [14]:

$$\omega_{\boldsymbol{k}}^2 = \left(\omega_H + \omega_M \lambda_{\text{ex}}^2 k^2 + \omega_M F_{\boldsymbol{k}}^{(x'x')}\right)\left(\omega_H + \omega_M \lambda_{\text{ex}}^2 k^2 + \omega_M F_{\boldsymbol{k}}^{(yy)}\right), \qquad (4.18)$$

(тут ми опустили недіагональний член $F_{\boldsymbol{k}}^{(x'y)}$, оскільки такі недіагональні елементи зазвичай зникають в скінченних магнітних системах, наприклад, в магнітних стрічках, прямокутних елементах, тощо [130]). У рівнянні (4.18) $\omega_H = \gamma B$, B — модуль статичного внутрішнього магнітного поля в диску, $\omega_M = \gamma\mu_0 M_s$, $\lambda_{\text{ex}} = \sqrt{2A/\mu_0 M_s^2}$ — обмінна довжина, $k^2 = k_x^2 + k_y^2$, $F_{\boldsymbol{k}}^{(x'x')} = F_{\boldsymbol{k}}^{(xx)}\cos^2(\theta_M) + F_{\boldsymbol{k}}^{(zz)}\sin^2(\theta_M)$ — компонента тензору динамічного розмагнічування в поверненій системі координат $(x'yz')$ із z'-віссю, спрямованою вздовж напрямку статичної намагніченості (див. Рис. 4.7(b)), у «природній» системі координат (xyz) тензор $\hat{\boldsymbol{F}}$ дорівнює

$$\hat{\boldsymbol{F}}_{\boldsymbol{k}} = \begin{pmatrix} k_x^2 f/k^2 & k_x k_y f/k^2 & 0 \\ k_x k_y f/k^2 & k_y^2 f/k^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1-f \end{pmatrix}, \tag{4.19}$$

де $f = 1 - \left(1 - e^{-|k|h}\right)/\left(|k|h\right)$. Значення статичного внутрішнього магнітного поля B разом з кутом намагніченості θ_M знаходяться з урахуванням геометрії дисків в наближенні однорідного розподілу статичної намагніченості з системи рівнянь

$$\begin{cases} B\cos\theta_M = B_e\cos\theta_B - \mu_0 M_s N_{zz}\cos\theta_M \\ B\sin\theta_M = B_e\sin\theta_B - \mu_0 M_s N_{xx}\sin\theta_M \end{cases}, \tag{4.20}$$

де $N_{xx} = N_{yy} = \left(1 - N_{zz}\right)/2$, і

$$N_{zz} = \frac{2}{h}\int_0^\infty \frac{(1-e^{-qh})J_1^2(qR)}{q^2}dq \approx 1 - \frac{h}{\pi R}\left(\log\frac{8R}{h} - \frac{1}{2}\right) \tag{4.21}$$

є компонентами статичного тензора розмагнічування нанодиска [139] (наближення праворуч справедливе при $h \ll R = D/2$ [140]).

Як випливає з вище представлених результатів мікромагнітного моделювання, які показують сильне закріплення динамічної намагніченості на бічних гранях, квантовані хвильові числа спін-хвильових мод можна оцінити як $k_x^{(n)} = \pi n/D$ та $k_y^{(m)} = \pi m/D$, де n, m = 1, 2, 3…— номера мод. У

спектрах спін-хвильового резонансу неможливо спостерігати моди з парними профілями (непарні індекси мод n або/та m). Також, в мікромагнітному моделюванні ми спостерігали лише моди без вузлів в напрямку y (інші моди мають мати іще меншу інтенсивність піків і знаходитись значно вище фундаментальної моди). Отже, нижче ми зосередимо увагу на (n,1) модах з n = 1, 3, 5, …

Дисперсійне співвідношення $\omega = \omega(k_x)\big|_{k_y=\pi/D}$, розраховане в рамках описаного підходу, показане на Рис. 4.11 для наноелементів з різними діаметрами D (діаметр впливає на фіксовані значення хвильових векторів $k_y = \pi / D$) і різними кутами θ_B прикладеного поля. На дисперсійних залежностях позначено позиції дискретних спін-хвильових мод (n,1), які мають бути видимими у спектрах спін-хвильового резонансу. Значення зовнішнього магнітного поля було обрано так, що $\omega_{(1,1)} / 2\pi = 9.85\,\text{GHz}$.

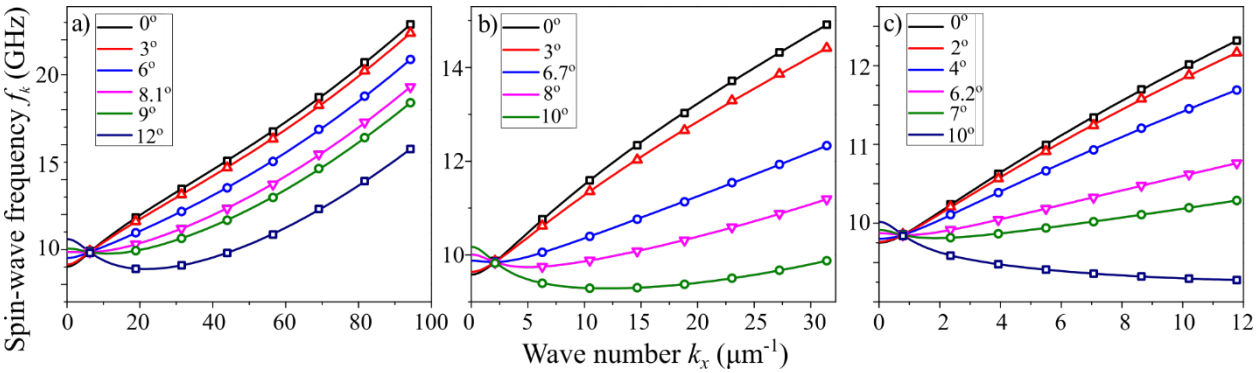

Рис. 4.11. Теоретично розрахована дисперсія СХ $\omega = \omega(k_x)\big|_{k_y=\pi/D}$ для різних кутів зовнішнього поля та різних діаметрів: a) D = 500 нм, b) D = 1500 нм, та c) D = 4000 нм. Символи позначають позиції непарних стоячих спінових мод (n,1), які мають бути видимими у спектрах спін-хвильового резонансу.

При перпендикулярно прикладеному полі (θ_B = 0) дисперсійні залежності, природно, є прямими – частота СХ зростає з k_x. Коли поле відхиляється, дисперсійні криві трансформуються у зворотні (частота СХ

спадає з k_x), і, при певному куті частина дисперсійних кривих стає майже плоскою, див. наприклад, криві для $\theta_B = 6.2^{\circ}$ і $\theta_B = 7^{\circ}$ на Рис. 4.11(c), які майже плоскі в діапазоні $k_x \sim (0-2)\text{мкм}^{-1}$ і $k_x \sim (1-5)\text{мкм}^{-1}$ відповідно. Якщо декілька спін-хвильових мод з квантовими хвильовими числами $k_{x,n}$ потрапляють в цей плоский інтервал, їхні частоти будуть дуже близькі між собою. Звичайно, гібридизація мод (розштовхування мод) не дозволяє декільком модами мати точно однакові частоти, але відмінності можуть бути малими порівняно з шириною резонансної лінії, і відповідні моди стають нерозрізненими у вимірюваннях спін-хвильового резонансу.

Збіг частот мод більш виражений для більших діаметрів дисків, як це легко побачити, порівнюючи дисперсійні залежності для різних *D* на Рис. 4.5. Дійсно, у великих дисках квантовані спін-хвильові моди локалізовані ближче у *k*-просторі з відстанню між сусідніми непарними модами (*n*,1) $\Delta k = 2\pi / D$. Дисперсійна крива і, отже, розмір плоского інтервалу, визначається головним чином товщиною дисків та обмінною довжиною, і слабо залежить від діаметру диска (див. про вплив діаметру нижче). Отже, чим більший диск, тим більше мод потрапляє в плоский інтервал і мають нерозрізнимі частоти. Наприклад, відмічаючи, що ширина резонансної лінії пермалою на досліджуваній частоті складає порядку 200-300 МГц (повна ширина на половині максимального значення), можна побачити з Рис. 4.11, що для *D* = 4000 нм 5-6 мод потрапляють в межі ширини лінії при оптимальному куті, в той час як при *D* = 500 нм – тільки дві.

Ця картина повністю узгоджується з нашими експериментальними спостереженнями та мікромагнітним моделюванням. Справді, ми спостерігаємо зменшення відстані між модами при наближенні до кута $\tilde{\theta}_B$, при кутах, більших за $\tilde{\theta}_B$ резонансні піки з'являються з іншого боку відносно головного піка (нижча частота або вище резонансне поле, відповідно, див. Рис. 4.8 і 4.9), зрештою, при $\tilde{\theta}_B$ профілі мод мають змішану або

гібридизовану структуру (Рис. 4.10). Усі ці риси випливають з теоретичної моделі, якщо врахувати, що в реальному експерименті можливо спостерігати лише декілька перших спін-хвильових мод (з найнижчими індексами мод n) – моди вищих порядків мають занадто мале перекриття з однорідним збудженням. Отже, можна зробити висновок, що природа спостереженого явища полягає в приблизному виродженні найінтенсивніших мод під час переходу від прямого до оберненого типу дисперсії СХ.

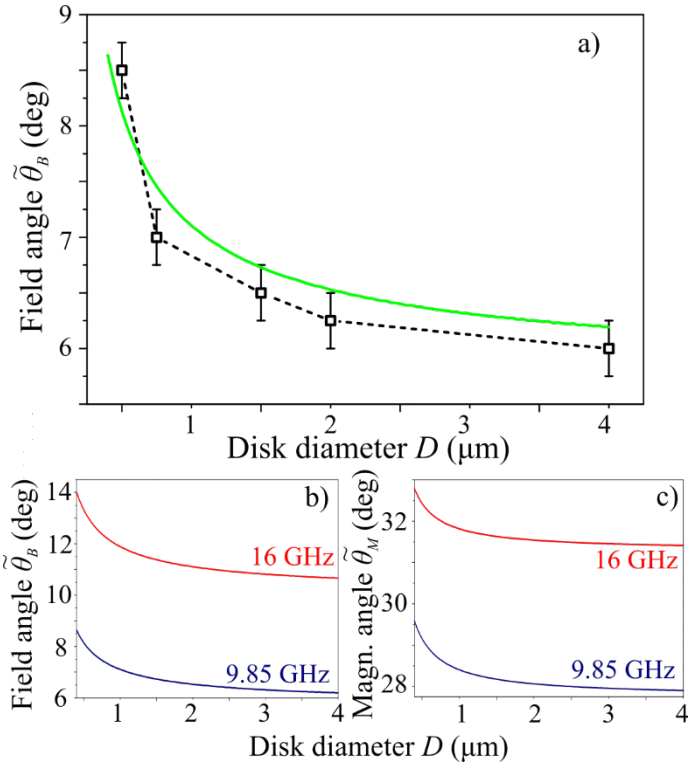

Рис. 4.12. (a) Експериментальні (точки) та теоретичні (суцільні лінії) залежності критичного кута $\tilde{\theta}_B$ від діаметру дисків. На вкладках (b) та (c) показано теоретичні залежності критичного кута поля $\tilde{\theta}_B$ і відповідного кута намагніченості $\tilde{\theta}_M$ для різних частот основної моди (1,1) (тобто для різних частот СХР вимірювань).

Загалом, можливо записати декілька різних критеріїв для обчислення кута $\tilde{\theta}_B$ з теоретичних дисперсійних співвідношень. Тут ми використовуємо

наступний – плоскість (тобто нульова перша похідна) дисперсії в позиції фундаментальної моди (1,1):

$$\left.\frac{\partial\omega}{\partial k_x}\right|_{k_x=k_y=\pi/d}=0. \qquad (4.22)$$

Використовуючи цей критерій було обчислено залежність «кута виродження» $\tilde{\theta}_B$ від діаметру дисків, яка показала досить гарну кореляцію з експериментальними даними (Рис. 4.12(a)), особливо як для такої спрощеної теорії.

Тут слід відзначити два важливих моменти. По-перше, перехід спін-хвильової дисперсії від прямого типу до зворотного, звичайно, добре відомий. Тим не менш, в тонкій плівці це відбувається при іншому куті. Поклавши $k_y=0$ у (4.18) можна легко знайти, що групова швидкість СХ у напрямку x при малих k, $v_{gr}=\partial\omega_{\boldsymbol{k}}/\partial k_x\big|_{k_x\to 0}$, обертається на нуль при куті намагніченості $\theta_M=45^{\circ}$. З Рис. 4.12(c) можна побачити, що кут намагніченості, що відповідає злиттю спін-хвильових мод, очевидно, менший. Це є наслідком ненульового поперечного хвильового числа квантованих спін-хвильових мод $k_y=\pi/D$, який також відповідає за залежність критичного кута $\tilde{\theta}_M$ від розміру дисків (Рис. 4.12(c)). Залежність відповідного кута поля $\tilde{\theta}_B$ від розміру дисків дещо посилюється додатковою залежністю статичного розмагнічуючого фактору.

По-друге, тут використано формалізм для об’ємних мод і повністю проігноровано крайові моди. Отже, такий розгляд коректний, якщо злиття мод відбувається при відхиленні поля і намагніченості від нормалі диска меншому за те, при якому статичні поля розмагнічування призводять до формування потенціальних ям біля границь дисків, і, як наслідок, до появи крайових мод. У нашому випадку ці явища мають місце досить близько один до одного, але формування чітко визначених крайових мод відбувається при більшому куті (див Рис. 4.10). Загалом, формування потенціальних ям поля

на границях дисків відбувається також поблизу кута намагніченості $\theta_M = 45^{\circ}$. Справді, біля границі, перпендикулярній напрямку *x*, *yy*-компонента просторово залежного тензора розмагнічування є несуттєвою, а інші компоненти задовольняють співвідношенню $N_{xx}(x) \approx 1 - N_{zz}(x)$. Компонента N_{zz} сприяє формуванню потенціальних пагорбів на границях, в той час як *xx*-компонента – потенціальних ям. При $\theta_M = 45^{\circ}$, вони компенсують одна одну, і очікується однорідний профіль внутрішнього поля. У реальних циліндричних наноелементах картина виглядає дещо складніше через вплив *yy*-компоненти, а також через певну неоднорідність розподілу статичної намагніченості, але кут $\theta_M = 45^{\circ}$ все одно буде характерним для формування потенціальної ями. У підсумку, якщо теоретично розрахований кут злиття мод $\tilde{\theta}_M$ менший за 45°, можна використовувати представлену теорію; інакше, слід враховувати формування крайових мод (може виявитися, що в такому випадку явище злиття мод не буде спостерігатися взагалі). У нашому випадку $\tilde{\theta}_M < 45^{\circ}$ в широкому діапазоні частот (див Рис. 4.12(c)). У загальному випадку ми не знайшли обмеження, що $\tilde{\theta}_M$ має бути меншим за 45°, і такий випадок, мабуть, може бути реалізований для інших співвідношень між товщиною дисків та обмінною довжиною.

4.3 Висновки до розділу

В даному розділі досліджено вплив конфігурації намагніченості та розмагнічуючого поля на спектри спін-хвильового резонансу магнітних точок, а саме розглядається випадки пониження симетрії геометрії і відхилення від симетричної конфігурації намагніченості.

Експериментально і теоретично досліджено стоячі спінові хвилі в трикутних точках у перпендикулярному насичуючому магнітному полі. В експерименті спостерігалися чотири резонансні моди. Хоча ці моди досить подібні до тих, що спостерігалися раніше для тонких магнітних

субмікронних точок різної форми (круглої, прямокутної тощо), добре розроблений теоретичний підхід [91, 120-123, 126] не може бути застосований для нашого випадку через сильну латеральну варіацію розмагнічуючих полів. Спочатку припускалося, що геометрична форма точок є призмоїдальною. Тоді варіацію розмагнічуючих полів можна апроксимувати параболоїдною функцією, а спін-хвильову моду з найнижчою енергією можна представити як власну моду основного стану двовимірного гармонічного осцилятора. Високоенергетичні моди були прийняті як власні моди трикутної мембрани. Слід зазначити, що розвинутий теоретичний підхід може бути застосований для магнітних частинок n-гональної форми правильної призми (у тому числі циліндра), де співвідношення сторін не є нехтовно малим і просторовою залежністю розмагнічуючого поля не можна нехтувати. Але в цьому наближенні теоретичні інтервали між резонансними полями вдвічі більші за експериментально спостережувані. Для покращення кореляції між теорією та експериментом враховано, що реальна форма точок ближча до зрізаних пірамід. Власні спін-хвильові моди у зрізаній піраміді отримано як суперпозицію призмоїдальних власних функцій з урахуванням міжмодової взаємодії в рамках квантово-механічного варіаційного методу. Це дозволило досягти ідеального узгодження між теорією та експериментом.

Також у даному розділі досліджено спектри спін-хвильового резонансу у тонких магнітних наноелементах, намагнічених під кутом до їх нормалі, та їх еволюцію зі зміною кута прикладеного поля θ_B. При певному критичному куті $\tilde{\theta}_B$ зовнішнього магнітного поля відносно нормалі нанодиска було спостережено регуляризацію спектру спін-хвильового резонансу - замість багатомодового спектру, який реалізується за інших значень кута поля, при $\tilde{\theta}_B$ спектр стає ефективно одномодовим, у ньому залишається лише один виражений пік. За допомогою мікромагнітного моделювання і аналітичної теорії було встановлено, що фізична причина такої якісної зміни резонансних спектрів полягає в наближеному виродженні багатьох спін-хвильових мод

при зміні дисперсії СХ від прямої до зворотної. Хоча такий перехід добре відомий для суцільних плівок, виявлено, що в наноелементах на нього сильно впливає ненульове значення перпендикулярного проекції поля квантового хвильового числа k_y – ненульве k_y призводить до спостереження злиття мод при меншому нахилі статичної намагніченості. Явище злиття спін-хвильових мод спостережено у великому діапазоні діаметрів магнітних дисків і може бути корисним для спектрального звуження магнітного шуму. Для пермалоєвих дисків товщиною 40 нм це явище зникає лише в малих дисках з діаметром, меншим за 500 нм через велику відстань між модами в k-просторі, при якій стає неможливим потрапляння декількох мод в інтервал плоскої дисперсії за жодного кута прикладеного поля.

ВИСНОВКИ

Головним результатом дисертаційної роботи є розв’язання наукової задачі впливу конфігурації та структури феромагнітних планарних наноелементів на їхні магніторезонансні властивості. Проведено теоретичні дослідження, які дозволили зробити наступні висновки:

1. Виявлено антиферомагнітну обмінну взаємодію між феромагнітними двійниковими компонентами в мартенситній епітаксіальній плівці $Ni_{46.0}Mn_{36.8}Sn_{11.4}Co_{5.8}$/MgO (001) та показано, що це призводить до появи трьох резонансних, які спостерігаються в експерименті. Подібна ситуація може мати місце в штучних антиферомагнітних структурах, таких як ті, що використовуються в пристроях із гігантським магнітоопором і спінових клапанах.

2. Продемонстровано, що обмінний зв'язок між двійниковими варіантами з перпендикулярно розташованими осями магнітної анізотропії призводить до появи анізотропії четвертого порядку, якщо обмінне поле між двійниковими компонентами є порівнянним з полем анізотропії. Це дозволило пояснити експерименти з феромагнітного резонансу в епітаксіальних плівках $Ni_{48.5}Mn_{30.9}Ga_{20.6}$/MgO (001) у мартенситному стані. Ця анізотропія досягає величини у декілька кілоерстед, що значно більше ніж спостерігається в звичайних феромагнетиках. Показано, що навіть невелике відхилення напрямку зовнішнього поля в площині плівки призводить до різкої зміни умов резонансу, що відкриває шлях для ефективного керування частотою в приладах спінтроніки і магноніки.

3. Використовуючи статистичну модель просторово неоднорідного мартенситного стану та теорію Ландау для кубічно-тетрагональних мартенситних перетворень, показано, що мартенситний сплав для високих температур можна розглядати як статистичний ансамбль малих просторових доменів з різними значеннями температури Кюрі, за рахунок відмінності локальних значень параметра магнітного обміну. В той же час, для низьких температур можна знехтувати відмінністю температур Кюрі доменів, а

просторова неоднорідність реальних плівок магнітних сплавів з ефектом пам’яті форми призводить до відмінності "локальних" температур мартенситного перетворення і може спричиняти "локальну" зміну констант магнітної анізотропії в мартенситному стані та нетривіальної температурної поведінки ефективної магнітної анізотропії магнітних сплавів з ефектом пам’яті форми.

4. Показано, що просторовий розподіл размагнічуючих полів в наноелементах у вигляді правильних трикутних призм можна апроксимувати параболоїдною функцією, а спін-хвильову моду з найнижчою енергією можна представити як власну моду основного стану двовимірного гармонічного осцилятора, в той час, як інші моди можна представити, як власні моди трикутної мембрани. Показано, що цей теоретичний підхід може бути застосований до магнітних частинок, що мають форму n-гональної правильної призми. В той ще час, спін-хвильові моди у зрізаній піраміді можна отримати, як суперпозицію призмоідальних власних функцій з урахуванням міжмодової взаємодії використовуючи квантово-механічний варіаційний методу. Це дозволило описати експериментальні результати з феромагнітного резонансу в ансамблях нікелевих трикутних наноелементів.

5. Показано, що при певному критичному куті зовнішнього магнітного поля відносно нормалі до площини нанодиску відбувається перетворення спектру спін-хвильового резонансу з багатомодового до одномодового. Встановлено, що причина такої модифікації резонансного спектру полягає у виродженні багатьох спін-хвильових мод при зміні дисперсії спінових хвиль від прямої до зворотної, що може бути корисним для спектрального звуження магнітного шуму в магнітних наносистемах.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

[1] В. К. Аркадьев, “Теория электромагнитного поля в ферромагнитном металле”, *ЖРФХО, физ. отд.*, – Т. 45, с. 312. 1913.

https://phys.msu.ru/upload/iblock/f1f/arkadiev.pdf

[2] J. Dorfman “Einige Bemerkungen zur Kenntnis des Mechanismus magnetischer Erscheinungen”, *Zeitschrift für Physik*, Bd. 17, H. 2, S. 98–111, 1923.

[3] Е.К. Завойский, “Парамагнитная абсорбция в перпендикулярных и параллельных полях для солей, растворов и металлов”, Докт. дис., М.:ФИАН,с. 84, 1945.

[4] J. H. E. Griffiths, “Anomalous High-frequency Resistance of Ferromagnetic Metals,” *Nature*, vol. 158, no. 4019, pp. 670–671, Nov. 1946, doi: 10.1038/158670a0.

[5] L. Landau, E. Lifshits, “On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies”, *Phys. Zeitsch. der Sow*. 8, pp. 153–169, 1935.

[6] P. E. Wigen, “Dipole-Narrowed Inhomogeneously Broadened Lines in Ferromagnetic Thin Films,” *Phys. Rev.*, vol. 133, no. 6A, pp. A1557–A1562, Mar. 1964, doi: 10.1103/PhysRev.133.A1557.

[7] B. Heinrich and J. A. C. Bland, Eds., *Ultrathin Magnetic Structures II*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1994. doi: 10.1007/b138706.

[8] J. Pelzl and U. Netzelmann, “Locally Resolved Magnetic Resonance in Ferromagnetic Layers and Films,” in *Photoacoustic, Photothermal and Photochemical Processes at Surfaces and in Thin Films*, vol. 47, P. Hess, Ed., in Topics in Current Physics, vol. 47. , Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1989, pp. 313–365. doi: 10.1007/978-3-642-83945-0_12.

[9] B. Heinrich and J. F. Cochran, “Ultrathin metallic magnetic films: magnetic anisotropies and exchange interactions,” *Advances in Physics*, vol. 42, no. 5, pp. 523–639, Oct. 1993, doi: 10.1080/00018739300101524.

[10] Z. Celinski, K. B. Urquhart, and B. Heinrich, “Using ferromagnetic resonance to measure the magnetic moments of ultrathin films,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 166, no. 1–2, pp. 6–26, Feb. 1997, doi: 10.1016/S0304-8853(96)00428-3.

[11] J. Smit, H. J. Beljers, “Ferromagnetic resonance absorption in $BaFe_{12}O_{19}$, a highly anisotropic crystal”, *Philips Res. Rep*., 1955, vol. 10, No. 2, pp. 113-130.

[12] L. Baselgia *et al.*, “Derivation of the resonance frequency from the free energy of ferromagnets,” *Phys. Rev. B*, vol. 38, no. 4, pp. 2237–2242, Aug. 1988, doi: 10.1103/PhysRevB.38.2237.

[13] J. O. Artman, “Ferromagnetic Resonance in Metal Single Crystals,” *Phys. Rev.*, vol. 105, no. 1, pp. 74–84, Jan. 1957, doi: 10.1103/PhysRev.105.74.

[14] A.G. Gurevich and G.A. Melkov, Magnetization Oscillations and Waves, CRC Press, 1996.

[15] C. Kittel, “Excitation of Spin Waves in a Ferromagnet by a Uniform rf Field,” *Phys. Rev.*, vol. 110, no. 6, pp. 1295–1297, Jun. 1958, doi: 10.1103/PhysRev.110.1295.

[16] G. T. Rado and J. R. Weertman, “Spin-wave resonance in a ferromagnetic metal,” *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, vol. 11, no. 3–4, pp. 315–333, Oct. 1959, doi: 10.1016/0022-3697(59)90233-1.

[17] A. I. Akhiezer, V. G. Baryakhtar, S. V. Peletminskii, “Spin Waves”, *North-Holland Publishing Co.*, Amsterdam, 1968.

[18] “Ферромагнитный резонанс. Явление резонансного поглощения высокочастотного магнитного поля в ферромагнитных веществах”, Под ред. С. В. Вонсовского. М.: ФМ, 1961.

[19] Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. “Спиновые волны”, М: Наука, 30 с. 1967.

[20] С. А.Альтшуллер, Б. М. Козырев, “ЭПР соединений элементов промежуточных групп”, М.: Наука, 1972.

[21] C. Felser and A. Hirohata, Eds., *Heusler Alloys: Properties, Growth, Applications*, vol. 222. in Springer Series in Materials Science, vol. 222. Cham: Springer International Publishing, 2016. doi: 10.1007/978-3-319-21449-8.

[22] S. J. Murray, M. Marioni, S. M. Allen, R. C. O'Handley, and T. A. Lograsso, "6% magnetic-field-induced strain by twin-boundary motion in ferromagnetic Ni–Mn–Ga," *Applied Physics Letters*, vol. 77, no. 6, pp. 886–888, Aug. 2000, doi: 10.1063/1.1306635.

[23] O. Heczko, A. Sozinov, and K. Ullakko, "Giant field-induced reversible strain in magnetic shape memory NiMnGa alloy," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 36, no. 5, pp. 3266–3268, Sep. 2000, doi: 10.1109/20.908764.

[24] M. Acet, Ll. Mañosa, and A. Planes, "Magnetic-Field-Induced Effects in Martensitic Heusler-Based Magnetic Shape Memory Alloys," in *Handbook of Magnetic Materials*, vol. 19, Elsevier, 2011, pp. 231–289. doi: 10.1016/B978-0-444-53780-5.00004-1.

[25] A. Planes, L. Mañosa, and M. Acet, "Magnetocaloric effect and its relation to shape-memory properties in ferromagnetic Heusler alloys," *J. Phys.: Condens. Matter*, vol. 21, no. 23, p. 233201, Jun. 2009, doi: 10.1088/0953-8984/21/23/233201.

[26] T. Kakeshita, T. Fukuda, A. Saxena, and A. Planes, Eds., *Disorder and Strain-Induced Complexity in Functional Materials*, vol. 148. in Springer Series in Materials Science, vol. 148. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2012. doi: 10.1007/978-3-642-20943-7.

[27] N. S. Bingham *et al.*, "Excellent magnetocaloric properties of melt-extracted Gd-based amorphous microwires," *Applied Physics Letters*, vol. 101, no. 10, p. 102407, Sep. 2012, doi: 10.1063/1.4751038.

[28] A. Zhukov, M. Ipatov, J. J. Del Val, S. Taskaev, M. Churyukanova, and V. Zhukova, "First-order martensitic transformation in Heusler-type glass-coated microwires," *Applied Physics Letters*, vol. 111, no. 24, p. 242403, Dec. 2017, doi: 10.1063/1.5004571.

[29] V. Vega *et al.*, “Ni59.0Mn23.5In17.5 Heusler alloy as the core of glass-coated microwires: Magnetic properties and magnetocaloric effect,” *Journal of Applied Physics*, vol. 112, no. 3, p. 033905, Aug. 2012, doi: 10.1063/1.4740466.

[30] Y. Sakuraba *et al.*, “Giant tunneling magnetoresistance in Co2MnSi/Al–O/Co2MnSi magnetic tunnel junctions,” *Applied Physics Letters*, vol. 88, no. 19, p. 192508, May 2006, doi: 10.1063/1.2202724.

[31] H. Zabel and M. Farle, Eds., *Magnetic nanostructures: spin dynamics and spin transport*. in Springer tracts in modern physics, no. vol. 246. Heidelberg ; New York: Springer, 2013.

[32] V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, and D. Grundler, “Magnonics,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 43, no. 26, p. 264001, Jul. 2010, doi: 10.1088/0022-3727/43/26/264001.

[33] R. Y. Umetsu, X. Xu, and R. Kainuma, “NiMn-based metamagnetic shape memory alloys,” *Scripta Materialia*, vol. 116, pp. 1–6, Apr. 2016, doi: 10.1016/j.scriptamat.2016.01.006.

[34] V. N. Prudnikov *et al.*, “Hall effect in a martensitic transformation in Ni-Co-Mn-In Heusler alloys,” *Jetp Lett.*, vol. 92, no. 10, pp. 666–670, Nov. 2010, doi: 10.1134/S0021364010220066.

[35] P. Lázpita, M. Sasmaz, E. Cesari, J. M. Barandiarán, J. Gutiérrez, and V. A. Chernenko, “Martensitic transformation and magnetic field induced effects in Ni42Co8Mn39Sn11 metamagnetic shape memory alloy,” *Acta Materialia*, vol. 109, pp. 170–176, May 2016, doi: 10.1016/j.actamat.2016.02.046.

[36] B. Emre, S. Yuce, N. M. Bruno, and I. Karaman, “Martensitic transformation and magnetocaloric properties of NiCoMnSn magnetic shape memory alloys,” *Intermetallics*, vol. 106, pp. 65–70, Mar. 2019, doi: 10.1016/j.intermet.2018.12.011.

[37] P. Lázpita, M. Sasmaz, J. M. Barandiarán, and V. A. Chernenko, “Effect of Fe doping and magnetic field on martensitic transformation of Mn-Ni(Fe)-Sn metamagnetic shape memory alloys,” *Acta Materialia*, vol. 155, pp. 95–103, Aug. 2018, doi: 10.1016/j.actamat.2018.05.052.

[38] N. M. Bruno *et al.*, “On the microstructural origins of martensitic transformation arrest in a NiCoMnIn magnetic shape memory alloy,” *Acta Materialia*, vol. 142, pp. 95–106, Jan. 2018, doi: 10.1016/j.actamat.2017.08.037.

[39] T. Krenke *et al.*, “Inverse magnetocaloric effect in ferromagnetic Ni–Mn–Sn alloys,” *Nature Mater*, vol. 4, no. 6, pp. 450–454, Jun. 2005, doi: 10.1038/nmat1395.

[40] V. A. L’vov, A. Kosogor, J. M. Barandiaran, and V. A. Chernenko, “Theoretical description of magnetocaloric effect in the shape memory alloy exhibiting metamagnetic behavior,” *Journal of Applied Physics*, vol. 119, no. 1, p. 013902, Jan. 2016, doi: 10.1063/1.4939556.

[41] V. D. Buchelnikov *et al.*, “Monte Carlo simulations of the magnetocaloric effect in magnetic Ni–Mn–X (X = Ga, In) Heusler alloys,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 44, no. 6, p. 064012, Feb. 2011, doi: 10.1088/0022-3727/44/6/064012.

[42] P. Entel, M. E. Gruner, D. Comtesse, and M. Wuttig, “Interaction of Phase Transformation and Magnetic Properties of Heusler Alloys: A Density Functional Theory Study,” *JOM*, vol. 65, no. 11, pp. 1540–1549, Nov. 2013, doi: 10.1007/s11837-013-0757-2.

[43] V. A. L’vov and V. A. Chernenko, “Magnetic Anisotropy of Ferromagnetic Martensites,” *MSF*, vol. 684, pp. 31–47, May 2011, doi: 10.4028/www.scientific.net/MSF.684.31.

[44] V. A. Chernenko, V. A. Lvov, V. Golub, I. R. Aseguinolaza, and J. M. Barandiarán, “Magnetic anisotropy of mesoscale-twinned Ni-Mn-Ga thin films,” *Phys. Rev. B*, vol. 84, no. 5, p. 054450, Aug. 2011, doi: 10.1103/PhysRevB.84.054450.

[45] J. Nogués and I. K. Schuller, “Exchange bias,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 192, no. 2, pp. 203–232, Feb. 1999, doi: 10.1016/S0304-8853(98)00266-2.

[46] Q. L. Ma, X. M. Zhang, T. Miyazaki, and S. Mizukami, “Artificially engineered Heusler ferrimagnetic superlattice exhibiting perpendicular magnetic anisotropy,” *Sci Rep*, vol. 5, no. 1, p. 7863, Jan. 2015, doi: 10.1038/srep07863.

[47] S. Foner, in: *Magnetism*, edited by G. T. Rado and H. Suhl, Academic Press, vol. 1, New York, London, 1963.

[48] S. V. Vonsovskiĭ, *Magnetism*. New York: J. Wiley, 1974.

[49] I. R. Aseguinolaza *et al.*, “Martensitic transformation and magnetic anisotropy in Ni-Mn-Ga/NaCl(001) thin films probed by ferromagnetic resonance,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, no. 18, p. 182401, May 2013, doi: 10.1063/1.4804376.

[50] K. Yu. Guslienko, N. A. Lesnik, A. I. Mitsek, and B. P. Vozniuk, “FMR in ferromagnetic films with coupled layers,” *Journal of Applied Physics*, vol. 69, no. 8, pp. 5316–5318, Apr. 1991, doi: 10.1063/1.348061.

[51] V. Golub, V. A. L’vov, O. Salyuk, J. M. Barandiaran, and V. A. Chernenko, “Magnetism of nanotwinned martensite in magnetic shape memory alloys,” *J. Phys.: Condens. Matter*, vol. 32, no. 31, p. 313001, Jul. 2020, doi: 10.1088/1361-648X/ab7f69.

[52] A. Diestel, V. Neu, A. Backen, L. Schultz, and S. Fähler, “Magnetic domain pattern in hierarchically twinned epitaxial Ni–Mn–Ga films,” *J. Phys.: Condens. Matter*, vol. 25, no. 26, p. 266002, Jul. 2013, doi: 10.1088/0953-8984/25/26/266002.

[53] V. Golub *et al.*, “Thickness dependences of structural and magnetic properties of Ni(Co)MnSn/MgO(001) thin films,” *Journal of Alloys and Compounds*, vol. 862, p. 158474, May 2021, doi: 10.1016/j.jallcom.2020.158474.

[54] V. A. L’vov, V. Golub, O. Salyuk, J. M. Barandiarán, and V. A. Chernenko, “Transformation volume effect on the magnetic anisotropy of Ni-Mn-Ga thin films,” *Journal of Applied Physics*, vol. 117, no. 3, p. 033901, Jan. 2015, doi: 10.1063/1.4906097.

[55] E. V. Tartakovskaya, A. Vovk, and V. Golub, “Dipolar interaction in ordered superlattices of ferromagnetic nanoparticles,” *Physica Status Solidi (a)*, vol. 205, no. 8, pp. 1787–1789, Aug. 2008, doi: 10.1002/pssa.200723610.

[56] H. Hoffmann, “Magnetic properties of thin ferromagnetic films in relation to their structure,” *Thin Solid Films*, vol. 58, no. 2, pp. 223–233, Apr. 1979, doi: 10.1016/0040-6090(79)90241-4.

[57] J. Toman, P. Müllner, and M. Chmielus, “Properties of as-deposited and heat-treated Ni-Mn-Ga magnetic shape memory alloy processed by directed energy deposition,” *Journal of Alloys and Compounds*, vol. 752, pp. 455–463, Jul. 2018, doi: 10.1016/j.jallcom.2018.04.059.

[58] S. Doyle *et al.*, “Residual stress in Ni-Mn-Ga thin films deposited on different substrates,” *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, vol. 158, no. 1, pp. 99–105, May 2008, doi: 10.1140/epjst/e2008-00660-8.

[59] V. A. Chernenko, J. Pons, C. Seguí, and E. Cesari, “Premartensitic phenomena and other phase transformations in Ni–Mn–Ga alloys studied by dynamical mechanical analysis and electron diffraction,” *Acta Materialia*, vol. 50, no. 1, pp. 53–60, Jan. 2002, doi: 10.1016/S1359-6454(01)00320-2.

[60] T. Fukuda and T. Kakeshita, “Lattice Softening in Fe3Pt Exhibiting Three Types of Martensitic Transformations,” *Metals*, vol. 7, no. 5, p. 156, Apr. 2017, doi: 10.3390/met7050156.

[61] M. Farle, “Ferromagnetic resonance of ultrathin metallic layers,” *Rep. Prog. Phys.*, vol. 61, no. 7, pp. 755–826, Jul. 1998, doi: 10.1088/0034-4885/61/7/001.

[62] S. I. Patil *et al.*, “Ferromagnetic resonance in Ni–Mn–Ga films,” *Applied Physics Letters*, vol. 81, no. 7, pp. 1279–1281, Aug. 2002, doi: 10.1063/1.1501161.

[63] O. Klein, V. Charbois, V. V. Naletov, and C. Fermon, “Measurement of the ferromagnetic relaxation in a micron-size sample,” *Phys. Rev. B*, vol. 67, no. 22, p. 220407, Jun. 2003, doi: 10.1103/PhysRevB.67.220407.

[64] J. Kharlan, V. A. L'vov, and V. O. Golub, "Ferromagnetic resonance in nanotwinned Ni–Mn–Ga film undergoing martensitic transformation," *Low Temperature Physics*, vol. 46, no. 6, pp. 615–621, Jun. 2020, doi: 10.1063/10.0001245.

[65] N. Bloembergen, "Magnetic Resonance in Ferrites," *Proc. IRE*, vol. 44, no. 10, pp. 1259–1269, Oct. 1956, doi: 10.1109/JRPROC.1956.274949.

[66] V. Golub, K. M. Reddy, V. Chernenko, P. Müllner, A. Punnoose, and M. Ohtsuka, "Ferromagnetic resonance properties and anisotropy of Ni-Mn-Ga thin films of different thicknesses deposited on Si substrate," *Journal of Applied Physics*, vol. 105, no. 7, p. 07A942, Apr. 2009, doi: 10.1063/1.3075395.

[67] V. O. Golub *et al.*, "Negative Magnetoresistance in Nanotwinned NiMnGa Epitaxial Films," *Sci Rep*, vol. 8, no. 1, p. 15730, Oct. 2018, doi: 10.1038/s41598-018-34057-8.

[68] O. V. Barabanov and A. Kosogor, "Landau theory of ferroelastic phase transitions: Application to martensitic phase transformations," *Low Temperature Physics*, vol. 48, no. 3, pp. 206–211, Mar. 2022, doi: 10.1063/10.0009538.

[69] N. I. Glavatska, A. A. Rudenko, I. N. Glavatskiy, and V. A. L'vov, "Statistical model of magnetostrain effect in martensite," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 265, no. 2, pp. 142–151, Sep. 2003, doi: 10.1016/S0304-8853(03)00242-7.

[70] V. A. Chernenko, V. A. L'vov, S. P. Zagorodnyuk, and T. Takagi, "Ferromagnetism of thermoelastic martensites: Theory and experiment," *Phys. Rev. B*, vol. 67, no. 6, p. 064407, Feb. 2003, doi: 10.1103/PhysRevB.67.064407.

[71] T. Sakon, Y. Adachi, and T. Kanomata, "Magneto-Structural Properties of Ni2MnGa Ferromagnetic Shape Memory Alloy in Magnetic Fields," *Metals*, vol. 3, no. 2, pp. 202–224, May 2013, doi: 10.3390/met3020202.

[72] V. Chernenko, V. L'vov, E. Cesari, J. Pons, R. Portier, and S. Zagorodnyuk, "New Aspects of Structural and Magnetic Behaviour of Martensites in Ni-Mn-Ga Alloys," *Mater. Trans.*, vol. 43, no. 5, pp. 856–860, 2002, doi: 10.2320/matertrans.43.856.

[73] N. Glavatska, G. Mogilniy, I. Glavatsky, S. Danilkin, D. Hohlwein, A. Beskrovnij and V.K. Lindroos, "Temperature dependence of martensite structure and its effect on magnetic-field-induced strain in Ni_2MnGa magnetic shape memory alloys", *J. Phys. IV (France)*, vol. 112, pp. 963-968, 2003, doi: https://doi.org/10.1051/jp4:20031041

[74] I. V. Kireeva, C. Picornell, J. Pons, I. V. Kretinina, Yu. I. Chumlyakov, and E. Cesari, "Effect of oriented γ′ precipitates on shape memory effect and superelasticity in Co–Ni–Ga single crystals," *Acta Materialia*, vol. 68, pp. 127–139, Apr. 2014, doi: 10.1016/j.actamat.2014.01.019.

[75] Y. X. Li *et al.*, "Magnetic field-controlled two-way shape memory in CoNiGa single crystals," *Applied Physics Letters*, vol. 84, no. 18, pp. 3594–3596, May 2004, doi: 10.1063/1.1737481.

[76] V. A. L'vov, V. A. Chernenko, and J. M. Barandiaran, "Magnetic Shape Memory Materials with Improved Functional Properties: Scientific Aspects," in *Novel Functional Magnetic Materials*, vol. 231, A. Zhukov, Ed., in Springer Series in Materials Science, vol. 231. , Cham: Springer International Publishing, 2016, pp. 1–40. doi: 10.1007/978-3-319-26106-5_1.

[77] P. J. Webster, K. R. A. Ziebeck, S. L. Town, and M. S. Peak, "Magnetic order and phase transformation in Ni_2MnGa," *Philosophical Magazine B*, vol. 49, no. 3, pp. 295–310, Mar. 1984, doi: 10.1080/13642817408246515.

[78] V. V. Kokorin, S. M. Konoplyuk, A. E. Perekos, and Yu. S. Semenova, "Martensitic transformation temperature hysteresis narrowing and magnetocaloric effect in ferromagnetic shape memory alloys Ni–Mn–Ga," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 321, no. 7, pp. 782–785, Apr. 2009, doi: 10.1016/j.jmmm.2008.11.077.

[79] A. Kosogor, "Narrowing of hysteresis of cubic-tetragonal martensitic transformation by weak axial stressing of ferromagnetic shape memory alloy," *Journal of Applied Physics*, vol. 119, no. 22, p. 224903, Jun. 2016, doi: 10.1063/1.4953868.

[80] E. V. Gomonaj and V. A. L'vov, "Martensitic phase transition with two-component order parameter in a stressed cubic crystal," *Phase Transitions*, vol. 47, no. 1–2, pp. 9–21, Feb. 1994, doi: 10.1080/01411599408200334.

[81] V. Chernenko, V. L'vov, E. Cesari, J. Pons, R. Portier, and S. Zagorodnyuk, "New Aspects of Structural and Magnetic Behaviour of Martensites in Ni-Mn-Ga Alloys," *Mater. Trans.*, vol. 43, no. 5, pp. 856–860, 2002, doi: 10.2320/matertrans.43.856.

[82] S. Tehrani *et al.*, "High density submicron magnetoresistive random access memory (invited)," *Journal of Applied Physics*, vol. 85, no. 8, pp. 5822–5827, Apr. 1999, doi: 10.1063/1.369931.

[83] M. M. Miller, G. A. Prinz, S.-F. Cheng, and S. Bounnak, "Detection of a micron-sized magnetic sphere using a ring-shaped anisotropic magnetoresistance-based sensor: A model for a magnetoresistance-based biosensor," *Applied Physics Letters*, vol. 81, no. 12, pp. 2211–2213, Sep. 2002, doi: 10.1063/1.1507832.

[84] J. Ding, M. Kostylev, and A. O. Adeyeye, "Realization of a mesoscopic reprogrammable magnetic logic based on a nanoscale reconfigurable magnonic crystal," *Applied Physics Letters*, vol. 100, no. 7, p. 073114, Feb. 2012, doi: 10.1063/1.3687177.

[85] S. O. Demokritov, Ed., *Spin Wave Confinement*, 1st ed. Jenny Stanford Publishing, 2019. doi: 10.1201/9780429066535.

[86] R. E. Camley, "Thermal Properties of Magnetic Multilayers and Nanostructures," in Handbook of Surface Science, vol. 5, Elsevier, 2015, pp. 243–295. doi: 10.1016/B978-0-444-62634-9.00006-0.

[87] R. Verba, V. Tiberkevich, K. Guslienko, G. Melkov, and A. Slavin, "Theory of ground-state switching in an array of magnetic nanodots by application of a short external magnetic field pulse," *Phys. Rev. B*, vol. 87, no. 13, p. 134419, Apr. 2013, doi: 10.1103/PhysRevB.87.134419.

[88] R. E. Camley, “Three-magnon processes in magnetic nanoelements: Quantization and localized mode effects,” *Phys. Rev. B*, vol. 89, no. 21, p. 214402, Jun. 2014, doi: 10.1103/PhysRevB.89.214402.

[89] A. Etesamirad *et al.*, “Controlling Magnon Interaction by a Nanoscale Switch,” *ACS Appl. Mater. Interfaces*, vol. 13, no. 17, pp. 20288–20295, May 2021, doi: 10.1021/acsami.1c01562.

[90] R. Verba, L. Körber, K. Schultheiss, H. Schultheiss, V. Tiberkevich, and A. Slavin, “Theory of three-magnon interaction in a vortex-state magnetic nanodot,” *Phys. Rev. B*, vol. 103, no. 1, p. 014413, Jan. 2021, doi: 10.1103/PhysRevB.103.014413.

[91] G. N. Kakazei *et al.*, “Spin-wave spectra of perpendicularly magnetized circular submicron dot arrays,” *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 3, pp. 443–445, Jul. 2004, doi: 10.1063/1.1772868.

[92] I. Neudecker *et al.*, “Modal spectrum of permalloy disks excited by in-plane magnetic fields,” *Phys. Rev. B*, vol. 73, no. 13, p. 134426, Apr. 2006, doi: 10.1103/PhysRevB.73.134426.

[93] J. Jorzick *et al.*, “Spin Wave Wells in Nonellipsoidal Micrometer Size Magnetic Elements,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 88, no. 4, p. 047204, Jan. 2002, doi: 10.1103/PhysRevLett.88.047204.

[94] K. Y. Guslienko, R. W. Chantrell, and A. N. Slavin, “Dipolar localization of quantized spin-wave modes in thin rectangular magnetic elements,” *Phys. Rev. B*, vol. 68, no. 2, p. 024422, Jul. 2003, doi: 10.1103/PhysRevB.68.024422.

[95] G. Carlotti, G. Gubbiotti, M. Madami, S. Tacchi, and R. L. Stamps, “Exchange-dominated eigenmodes in sub-100 nm permalloy dots: A micromagnetic study at finite temperature,” *Journal of Applied Physics*, vol. 115, no. 17, p. 17D119, May 2014, doi: 10.1063/1.4862844.

[96] R. D. McMichael and M. D. Stiles, “Magnetic normal modes of nanoelements,” *Journal of Applied Physics*, vol. 97, no. 10, p. 10J901, May 2005, doi: 10.1063/1.1852191.

[97] R. Arias, P. Chu, and D. L. Mills, “Dipole exchange spin waves and microwave response of ferromagnetic spheres,” *Phys. Rev. B*, vol. 71, no. 22, p. 224410, Jun. 2005, doi: 10.1103/PhysRevB.71.224410.

[98] I. Neudecker *et al.*, “Spatially Resolved Dynamic Eigenmode Spectrum of Co Rings,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 96, no. 5, p. 057207, Feb. 2006, doi: 10.1103/PhysRevLett.96.057207.

[99] J. Podbielski, F. Giesen, and D. Grundler, “Spin-Wave Interference in Microscopic Rings,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 96, no. 16, p. 167207, Apr. 2006, doi: 10.1103/PhysRevLett.96.167207.

[100] L. Giovannini *et al.*, “Spin excitations of nanometric cylindrical dots in vortex and saturated magnetic states,” *Phys. Rev. B*, vol. 70, no. 17, p. 172404, Nov. 2004, doi: 10.1103/PhysRevB.70.172404.

[101] K. Yu. Guslienko, “Magnetic Vortex State Stability, Reversal and Dynamics in Restricted Geometries,” *j nanosci nanotechnol*, vol. 8, no. 6, pp. 2745–2760, Jun. 2008, doi: 10.1166/jnn.2008.18305.

[102] M. Mruczkiewicz, M. Krawczyk, and K. Y. Guslienko, “Spin excitation spectrum in a magnetic nanodot with continuous transitions between the vortex, Bloch-type skyrmion, and Néel-type skyrmion states,” *Phys. Rev. B*, vol. 95, no. 9, p. 094414, Mar. 2017, doi: 10.1103/PhysRevB.95.094414.

[103] V. P. Kravchuk, D. D. Sheka, U. K. Rößler, J. Van Den Brink, and Y. Gaididei, “Spin eigenmodes of magnetic skyrmions and the problem of the effective skyrmion mass,” *Phys. Rev. B*, vol. 97, no. 6, p. 064403, Feb. 2018, doi: 10.1103/PhysRevB.97.064403.

[104] S. A. Bunyaev *et al.*, “Splitting of standing spin-wave modes in circular submicron ferromagnetic dot under axial symmetry violation,” *Sci Rep*, vol. 5, no. 1, p. 18480, Dec. 2015, doi: 10.1038/srep18480.

[105] F. G. Aliev et al., “Spin waves in circular soft magnetic dots at the crossover between vortex and single domain state,” Phys. Rev. B, vol. 79, no. 17, p. 174433, May 2009, doi: 10.1103/PhysRevB.79.174433.

[106] D. A. Bozhko *et al.*, "Unconventional spin currents in magnetic films," *Phys. Rev. Research*, vol. 2, no. 2, p. 023324, Jun. 2020, doi: 10.1103/PhysRevResearch.2.023324.

[107] R. V. Verba *et al.*, "Spin-wave excitation modes in thick vortex-state circular ferromagnetic nanodots," *Phys. Rev. B*, vol. 93, no. 21, p. 214437, Jun. 2016, doi: 10.1103/PhysRevB.93.214437.

[108] M. Miyata, K. Kiseki, S. Yakata, H. Wada, and T. Kimura, "Formations of magnetic vortices in a chain array of triangle Py dots and an isosceles triangle Py dot," *Journal of Applied Physics*, vol. 111, no. 7, p. 07B902, Apr. 2012, doi: 10.1063/1.3673349.

[109] X. Fu, S. D. Pollard, B. Chen, B.-K. Yoo, H. Yang, and Y. Zhu, "Optical manipulation of magnetic vortices visualized in situ by Lorentz electron microscopy," *Sci. Adv.*, vol. 4, no. 7, p. eaat3077, Jul. 2018, doi: 10.1126/sciadv.aat3077.

[110] M. Jaafar *et al.*, "Control of the chirality and polarity of magnetic vortices in triangular nanodots," *Phys. Rev. B*, vol. 81, no. 5, p. 054439, Feb. 2010, doi: 10.1103/PhysRevB.81.054439.

[111] A. Vogel *et al.*, "Vortex dynamics in triangular-shaped confining potentials," *Journal of Applied Physics*, vol. 112, no. 6, p. 063916, Sep. 2012, doi: 10.1063/1.4754418.

[112] B. A. Ivanov and C. E. Zaspel, "Magnon modes for thin circular vortex-state magnetic dots," *Applied Physics Letters*, vol. 81, no. 7, pp. 1261–1263, Aug. 2002, doi: 10.1063/1.1499515.

[113] S. Yakata, T. Tanaka, K. Kiseki, K. Matsuyama, and T. Kimura, "Wide range tuning of resonant frequency for a vortex core in a regular triangle magnet," *Sci Rep*, vol. 3, no. 1, p. 3567, Dec. 2013, doi: 10.1038/srep03567.

[114] F. Montoncello and F. Nizzoli, "Spin modes of triangular magnetic nanodots in the vortex, Y, and buckle states," *Journal of Applied Physics*, vol. 107, no. 2, p. 023906, Jan. 2010, doi: 10.1063/1.3276228.

[115] A. Lara, V. Metlushko, M. García-Hernández, and F. G. Aliev, “SPIN WAVES ALONG THE EDGE STATES,” *SPIN*, vol. 04, no. 01, p. 1440003, Mar. 2014, doi: 10.1142/S2010324714400037.

[116] A. Lara, J. Robledo Moreno, K. Y. Guslienko, and F. G. Aliev, “Information processing in patterned magnetic nanostructures with edge spin waves,” *Sci Rep*, vol. 7, no. 1, p. 5597, Jul. 2017, doi: 10.1038/s41598-017-05737-8.

[117] J. Rybczynski, U. Ebels, and M. Giersig, “Large-scale, 2D arrays of magnetic nanoparticles,” *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*, vol. 219, no. 1–3, pp. 1–6, Jun. 2003, doi: 10.1016/S0927-7757(03)00011-6.

[118] S. H. Jo, Y. Tu, Z. P. Huang, D. L. Carnahan, D. Z. Wang, and Z. F. Ren, “Effect of length and spacing of vertically aligned carbon nanotubes on field emission properties,” *Applied Physics Letters*, vol. 82, no. 20, pp. 3520–3522, May 2003, doi: 10.1063/1.1576310.

[119] L. D. Landau, E. M. Lifshits, Quantum mechanics: non-relativistic theory, 3d ed., rev.Enl. in Their Course of theoretical physics, no. v. 3. Oxford ; New York: Pergamon Press, 1977.

[120] G. N. Kakazei *et al.*, “Probing dynamical magnetization pinning in circular dots as a function of the external magnetic field orientation,” *Phys. Rev. B*, vol. 86, no. 5, Aug. 2012, doi: 10.1103/physrevb.86.054419.

[121] S. A. Bunyaev *et al.*, “Splitting of standing spin-wave modes in circular submicron ferromagnetic dot under axial symmetry violation,” *Sci Rep*, vol. 5, no. 1, Dec. 2015, doi: 10.1038/srep18480.

[122] O. Klein *et al.*, “Ferromagnetic resonance force spectroscopy of individual submicron-size samples,” *Phys. Rev. B*, vol. 78, no. 14, Oct. 2008, doi: 10.1103/physrevb.78.144410.

[123] K. Yu. Guslienko and A. N. Slavin, “Spin-waves in cylindrical magnetic dot arrays with in-plane magnetization,” *Journal of Applied Physics*, vol. 87, no. 9, pp. 6337–6339, May 2000, doi: 10.1063/1.372698.

[124] C. Bayer *et al.*, “Spin-wave excitations in finite rectangular elements ofNi80Fe20,” *Phys. Rev. B*, vol. 72, no. 6, Aug. 2005, doi: 10.1103/physrevb.72.064427.

[125] X. Zhou, J. Ding, M. Kostylev, and A. O. Adeyeye, “Spin wave spectra in perpendicularly magnetized permalloy rings,” *Applied Physics Letters*, vol. 106, no. 11, Mar. 2015, doi: 10.1063/1.4916029.

[126] X. Zhou, E. V. Tartakovskaya, G. N. Kakazei, and A. O. Adeyeye, “Spin wave modes in out-of-plane magnetized nanorings,” *Phys. Rev. B*, vol. 96, no. 2, Jul. 2017, doi: 10.1103/physrevb.96.024446.

[127] K. L. Livesey *et al.*, “Resonant frequencies of a binary magnetic nanowire,” *Phys. Rev. B*, vol. 87, no. 6, Feb. 2013, doi: 10.1103/physrevb.87.064424.

[128] E. V. Tartakovskaya, M. Pardavi-Horvath, and R. D. McMichael, “Spin-wave localization in tangentially magnetized films,” *Phys. Rev. B*, vol. 93, no. 21, Jun. 2016, doi: 10.1103/physrevb.93.214436.

[129] B. R. Seth, “Transverse vibrations of triangular membranes”, *Proc.: Math. Sci.*, vol. 12, pp. 487-490 Jun. 1940.

[130] A. Trzaskowska, S. Mielcarek, B. Graczykowski, B. Mroz, P. Patoka, and M. Giersig, “The effect of nickel nanostructure on surface waves propagation in silicon support,” *Journal of Alloys and Compounds*, vol. 527, pp. 96–100, Jun. 2012, doi: 10.1016/j.jallcom.2012.03.011.

[131] V.G. Bar'yakhtar, B.A. Ivanov. Phase diagram of a ferromagnetic plate in an external magnetic field. Zh. Eksp. Teor. Fiz. 72, 1504 (1977)

[132] E. B. Sonin, “Spin superfluidity and spin waves in YIG films,” *Phys. Rev. B*, vol. 95, no. 14, Apr. 2017, doi: 10.1103/physrevb.95.144432.

[133] T. Devolder, K. Garcia, G. Agnus, M. Manfrini, S. Cornelissen, and T. Min, “Performance analysis of MgO-based perpendicularly magnetized tunnel junctions,” *Applied Physics Letters*, vol. 103, no. 18, Oct. 2013, doi: 10.1063/1.4826563.

[134] K. Yu. Guslienko, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, and A. N. Slavin, “Effective dipolar boundary conditions for dynamic magnetization in thin magnetic stripes,” *Phys. Rev. B*, vol. 66, no. 13, Oct. 2002, doi: 10.1103/physrevb.66.132402.

[135] K. Yu. Guslienko and A. N. Slavin, “Boundary conditions for magnetization in magnetic nanoelements,” *Phys. Rev. B*, vol. 72, no. 1, Jul. 2005, doi: 10.1103/physrevb.72.014463.

[136] Q. Wang *et al.*, “Spin Pinning and Spin-Wave Dispersion in Nanoscopic Ferromagnetic Waveguides,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 122, no. 24, Jun. 2019, doi: 10.1103/physrevlett.122.247202.

[137] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, and B. Van Waeyenberge, “The design and verification of MuMax3,” *AIP Advances*, vol. 4, no. 10, Oct. 2014, doi: 10.1063/1.4899186.

[138] R. Zivieri and R. L. Stamps, “Theory of spin wave modes in tangentially magnetized thin cylindrical dots: A variational approach,” *Phys. Rev. B*, vol. 73, no. 14, Apr. 2006, doi: 10.1103/physrevb.73.144422.

[139] S. Tandon, M. Beleggia, Y. Zhu, and M. De Graef, “On the computation of the demagnetization tensor for uniformly magnetized particles of arbitrary shape. Part I: Analytical approach,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 271, no. 1, pp. 9–26, Apr. 2004, doi: 10.1016/j.jmmm.2003.09.011.

[140] R. I. Joseph, “Ballistic Demagnetizing Factor in Uniformly Magnetized Cylinders,” *Journal of Applied Physics*, vol. 37, no. 13, pp. 4639–4643, Dec. 1966, doi: 10.1063/1.1708110.

ДОДАТОК А. Список публікацій за темою дисертації

Праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації:

1. Bondarenko P. V., **Kharlan J.**, Bunyaev S.A., Salyuk O., Aseguinolaza I.R., Barandiaran J. M., Kakazei G. N., Chernenko V., Golub V. O., Giant four-fold magnetic anisotropy in nanotwinned NiMnGa epitaxial films. *APL Materials 11* (12), 121114 (2023).

https://doi.org/10.1063/5.0162561 (Q1)

2. L'vov V. A., **Kharlan J.**, Golub V. O., Nonrelaxational FMR peak broadening in spatially inhomogeneous films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, *580*, 170906 (2023).

https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2023.170906 (Q2)

3. **Kharlan J.**, Borynskyi V., Bunyaev S. A., Bondarenko P., Salyuk O., Golub, V., Serga, A. A., Dobrovolskiy, O. V., Chumak, A., Verba, R., & Kakazei, G. N. (2022). Merging of spin-wave modes in obliquely magnetized circular nanodots. *Physical Review B*, *105*(1), 014407.

https://doi.org/10.1103/PhysRevB.105.014407 (Q1)

4. **Kharlan J.**, L'vov V.A., Golub V.O. (2020). Ferromagnetic resonance in nanotwinned Ni–Mn–Ga film undergoing martensitic transformation. *Low Temperature Physics*, *46* (6), 615-621.

https://doi.org/10.1063/10.0001245 (Q3)

5. **Kharlan J.**, Bondarenko P., Krawczyk M., Salyuk O., Tartakovskaya E., Trzaskowska A., Golub V., Standing spin waves in perpendicularly magnetized triangular dots. *Physical Review B*, *100*(18), 184416 (2019).

https://doi.org/10.1103/PhysRevB.100.184416 (Q1)

6. Golub V.O., Lvov V.A., Aseguinolaza I., Salyuk O., Popadiuk D., **Kharlan Y.**, Kakazei G.N., Araujo J.P., Barandiaran J.M., Chernenko V.A., Antiferromagnetic coupling between martensitic twin variants observed by magnetic resonance in Ni-Mn-Sn-Co films. *Phys. Rev. B*. *95*, 024422, (2017).

https://doi.org/10.1103/PhysRevB.95.024422 (Q1)

Праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

1. Kharlan J., Sobucki K., Gruszecki P., Verba R., Krawczyk M. / Theory of three-wave scattering of bulk and edge spin waves // Book of Abstracts of the 13th Joint European Magnetic Symposia (JEMS 2023, Madrid, Spain). – August 27 – September 1, 2023. – P. 830.

2. L'vov V. A., Kharlan J., Golub V.O. / Nonrelaxational FMR peak broadening in spatially inhomogeneous films // Abstract book of the European Conference Physics of Magnetism 2023 (PM'23, Poznan, Poland). – June 26-30, 2023. – P. 157.

3. Kharlan J., Sobucki K., Klos J. / Spin waves localization induced by stray field of superconducting stripe // Sol-SkyMag 2023 International Conference (San Sebastian, Spain) . – June 19-23, 2023.

4. Kharlan J., Szulc K., Bondarenko P., Tartakovskaya E., Krawczyk M. / Study of the coupling between propagating spin waves in magnetic film // Book of Abstracts of the 12th Joint European Magnetic Symposia (JEMS 2022, Warsaw, Poland) . – July 24-29, 2022. – P. 262.

5. Kharlan J., Borynskyi V., Bunyaev S., Bondarenko P., Salyuk O., Golub V., Serga A., Dobrovolskiy O., Chumak A., Verba R., Kakazei G. / Merging of spin-wave modes in an obliquely magnetized thin circular magnetic nanodot // 4th Internetional Advanced School on Magnonics 2022 (Porto, Portugal) . – July 18-22, 2022.

6. Kharlan J., Szulc K., Bondarenko P., Tartakovskaya E., Krawczyk M. / Influence of surface anisotropy on the coupling between propagating and standing spin waves in magnetic film // Sol-SkyMag 2022 International Conference (San Sebastian, Spain) . – 27 June 27 – July 1, 2022.

7. Kharlan Y., Golub V., Bondarenko P. / Giant fourfold magnetic anisotropy in nanotwinned NiMnGa epitaxial film // Abstract book of the Internetional Conference "Nanomaterials: Applications & Properties" (IEEE-2021, Odessa, Ukraine) . — September 5-11, 2021. — NMM-A-02.

8. Kharlan Y., Tartakovskaya E., Bondarenko P., Krawczyk M., Golub V. O. / Spin wave eigenmodes in perpendicularly magnetized submicron triangular dots // Magnetism, Interactions and Complexity:a multifunctional aspects of spin wave dynamics and transport properties in low dimensional quantum materials (MagIC+, Poznań, Poland) . — July 5-7, 2021.

9. Kharlan J., Bondarenko P., Marinchenko A., Golub V. / Giant fourfold magnetic anisotropy in nanotwinned NiMnGa epitaxial film // Abstract book of the XII International Conference Condensed Matter & Low Temperature Physics 2021 (Kharkiv, Ukraine) . — June 6-12, 2021. — P.19.

10. Kharlan Y.I., Tartakovskaya E.V., Bondarenko P.V., Saliuk O.Y., Golub V.O. / Spin wave eigenmodes in perpendicularly magnetized submicron triangular dots // X International Conference for Professionals & Young Scientists “Low temperature physics” (Kharkiv, Ukraine) . — June 3-7, 2019.

11. Kharlan Y. I., Lvov V.A. / Ferromagnetic resonance frequencies in the Ni-Mn-Ga shape memory alloys // IX International Conference for Professionals & Young Scientists “Low temperature physics (Kharkiv, Ukraine). —June 4-8, 2018.

12. Kharlan Yu., Popadiuk D. / Antiferromagnetic resonance in mesotwined NiMnCoSn films // VII International Conference for Young Scientists ”Low Temperature Physics” (Kharkiv, Ukraine) . — June 6-10, 2016.