МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
“КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
ІМЕНІ ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО”

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Бусел Оксана Петрівна

УДК: 537.63; 537.61; 537.622

ДИСЕРТАЦІЯ

СПІНОВІ ХВИЛІ В НАНОМАСШТАБНИХ ЕЛЕМЕНТАХ ЗІ СТРУКТУРОВАНИМИ ІНТЕРФЕЙСАМИ В ФЕРОМАГНЕТИКАХ ТА АНТИФЕРОМАГНЕТИКАХ

104 Фізика та астрономія
10 Природничі науки

Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії. Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

_____ Бусел О.П.
(підпис, ініціали та прізвище здобувача)

Науковий керівник **Горобець Оксана Юріївна**, доктор фізико-математичних наук, професор

Київ – 2020

АНОТАЦІЯ

Бусел О.П. Спінові хвилі в наномасштабних елементах зі структурованими інтерфейсами в феромагнетиках та антиферомагнетиках. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 104 - Фізика та астрономія (10 - Природничі науки). – Національний технічний університет України "Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського", Київ, 2020.

Дисертаційна робота присвячена дослідженню особливостей та характеру розповсюдження спінових хвиль в упорядкованих наномасштабних елементах зі структурованими інтерфейсами як в феромагнетиках, так і в антиферомагнетиках та спрямована на отримання нових знань в актуальному напрямку сучасних досліджень. Для дослідження було обрано феромагнітні та антиферомагнітні тонкі плівки з упорядкованими наномасштабними елементами (антидоти), зокрема їх композиції – мультишари, з відповідними структурованими інтерфейсами, які розглядаються як композитні матеріали як нескінченно тонкі, так і скінченної товщини. Спінові хвилі відкривають перспективу беззарядних пристроїв, які можуть бути конкурентоспроможними для поточних пристроїв. Основними перевагами використання магнітних матеріалів в електронних та телекомунікаційних пристроях є їх керованість зовнішнім магнітним полем, енергонезалежність та програмовуваність. Штучне структурування нанорозмірних структур дає чудову можливість для модифікації їх спектрів збудження, а отже для проектування матеріалів із непередбачуваними властивостями, які потенційно можуть задовольнити постійну потребу в більш швидкому маніпулюванні більшим об’ємом інформації, більшими ємностями зберігання зі скороченням часу запису та читання, а також постійний попит на мініатюризацію та енергетичну ефективність, оскільки передача, зберігання та маніпулювання інформацією є важливою частиною високих технологій.

Основна частина дисертаційної роботи складається з п’яти розділів, які присвячені дослідженню особливостей розсіяння спінових хвиль в магнітних матеріалах з структурованими інтерфейсами на прикладі феромагнітних та антиферомагнітних тонких плівок.

Перший розділ присвячено докладному аналізу розповсюдження спінових хвиль в феромагнетиках та антиферомагнетиках та дослідженню, що пов’язане з граничними умовами на різноманітних структурованих інтерфейсах, оскільки одна з найважливіших проблем, що обмежує застосування спінових хвиль, стосується можливості когерентної та слабко затухаючої передачі сигналу – інформації, закодованої у фазу чи амплітуду спінових хвиль, між окремими частинами магнонного контура. Таким чином, управління фазою і амплітудою спінових хвиль є важливим для магноніки при виконанні як аналогових, так і цифрових обчислень основаних на спінових хвилях, оскільки обробка будь-якого виду хвиль залежить від інтерференційних ефектів, які залежать від основних характеристик хвиль – фази та амплітуди.

У другому розділі дисертаційної роботи розроблено метод ефективного керування спіновими хвилями, які когерентно розповсюджуються, в межах магнітних наноструктур (хвилеводів). Метод засновано на аномальному заломленні в метаматеріалі – тонкому феромагнітному прошарку у вигляді пластини з градуйованим індексом (ГРІН), вздовж якого поступова зміна параметрів матеріалу – намагніченості насичення або магнітної анізотропії дозволяє загинати фронт переданих спінових хвиль і контролювати заломлення. На основі аналітичних розрахунків фазового зсуву, набутого спіновою хвилею внаслідок зміни параметрів матеріалу у обмеженій області, показано, що рефракцію спінової хвилі можна змінити на заданий кут. При аномальному заломлені хвильовий фронт заломлених спінових хвиль нахиляється під бажаним кутом відносно хвильового фронту падаючих спінових хвиль навіть при нормальному падінні. Це явище вимагає лінійної зміни фази переданих хвиль поряд із інтерфейсом, де відбувається заломлення.

Його опис вимагає узагальнення закону Снеліуса, що використовується для наведення спінових хвиль у хвилеводах вперше. Для цього було побудовано аналітичну модель розсіювання обмінних спінових хвиль на однорідній феромагнітній пластині кінцевої ширини – ГРІН пластині, вбудованій у феромагнітний шар (хвилевід). Мінімізуючи загальну енергію, виведено граничні умови на інтерфейсах між ГРІН пластиною та її оточенням з обох боків та досліджено повну залежність між зсувами фаз та амплітудами спінових хвиль, що падають та проходять.

У третьому розділі дисертаційної роботи виведено граничні умови для динаміки намагніченості як для інтерфейсу скінченної товщини, так і для нескінченно тонкого між феромагнітним та антиферомагнітним матеріалами в наближенні неперервного середовища застосовуючи систематичний підхід. Граничні умови визначені з точки зору деяких середніх властивостей інтерфейсу. Припускаючи, що інтерфейс має скінченну товщину, яка набагато менша за довжину спінової хвилі, враховується анізотропія інтерфейсу, симетричний обмінний зв'язок на інтерфейсі та зв'язок на інтерфейсі, що виникає внаслідок порушення інверсійної симетрії в області інтерфейсу. Використовуючи узагальнені граничні умови на інтерфейсі феромагнетик/антиферомагнетик, беручи до уваги лише енергії однорідного та неоднорідного обміну між усіма підґратками, теоретично досліджено збудження та проходження поверхневої згасаючої спінової хвилі в антиферомагнетик, коли спінова хвиля в феромагнетику падає на цей інтерфейс.

У четвертому розділі представлено нову концепцію нескомпенсованості підґраток двопідґраткового антиферомагнетика, вводячи нову фізичну характеристику для інтерфейсів скінченної товщини, а саме ступінь нескомпенсованості підґраток антиферомагнетика (СНПА), яка робить суттєвий крок до вирішення критичної проблеми управління розповсюдженням спінових хвиль через інтерфейси антиферомагнетика з феромагнетиком. Було продемонстровано, що проходження спінових хвиль

від антиферомагнетику до феромагнетику стає можливим лише за конкретної конструкції інтерфейсу. В іншому випадку спінові хвилі повністю відбиваються від поверхні феромагнетику. Вперше виведено граничні умови для будь-якого випадку СНПА на інтерфейсі антиферомагнетик/феромагнетик. Продемонстровано залежність пропускання, відбиття та відповідних фазових зсувів на цьому інтерфейсі від СНПА відповідно до обґрунтованої довжини хвилі спінових хвиль.

У п’ятому розділі побудовано аналітичну модель малих відхилень від значень рівноваги магнітного моменту та магнітного поля у феромагнітній тонкій плівці Ру з круговим антидотом. В результаті аналітичного моделювання у рамках обґрунтованої фізичної моделі вперше досліджено просторово залежний феромагнітний резонанс у феромагнітній тонкій плівці з одним круговим антидотом під впливом зовнішнього магнітного поля перпендикулярного до поверхні зразка. Лінеаризоване рівняння Ландау-Ліфшиця було розв’язано як власну задачу у прямому просторі для створення аналітичної моделі малих відхилень від значень рівноваги магнітного моменту та магнітного поля. Було встановлено, що основною причиною виникнення неоднорідних коливань є магнітостатичне поле, спричинене наявністю антидоту. Модель показала, що існує максимум амплітуди поля розмагнічування, локалізованого біля краю антидота, і амплітуда зменшується зі збільшенням відстані від краю. Також були визначені умови локальних феромагнітних резонансів, які відрізняються на різній відстані від краю антидоту через неоднорідність магнітостатичного поля.

Усі результати, що виносяться на захист, є новими. Вони неодноразово обговорювалися на міжнародних конференціях. За матеріалами дисертації опубліковано 4 статті та 9 тез, які повною мірою відображають її зміст.

Ключові слова: спінова хвиля, згасаюча спінова хвиля, феромагнетик, антиферомагнетик, інтерфейс, граничні умови, антидот, градуйований індекс,

аномальне заломлення, ступінь нескомпенсованості підграток антиферомагнетика.

Список публікацій здобувача за темою дисертації, в яких опубліковано основні наукові результати дисертації:

1. S. Mieszczak, O. Busel, P. Gruszecki, A. N. Kuchko, J. W. Kłos, and M. Krawczyk: Anomalous Refraction of Spin Waves as a Way to Guide Signals in Curved Magnonic Multimode Waveguides, Physical Review Applied (Vol. 13 (2020), Ps. 054038 – 13), DOI: 10.1103/PhysRevApplied.13.054038.
Szymon Mieszczak and Oksana Busel contributed equally to this work.
2. O. Busel, O. Gorobets, Yu. Gorobets: Propagation of Spin Waves Through an Interface Between Ferromagnetic and Antiferromagnetic Materials, Journal of Superconductivity and Novel Magnetism (Vol. 32 (2019), Ps. 3097–3102), DOI: 10.1007/s10948-019-5021-8.
3. O. Busel, O. Gorobets, Yu. Gorobets: Boundary Conditions at The Interface of Finite Thickness Between Ferromagnetic and Antiferromagnetic Materials, Journal of Magnetism and Magnetic Materials (Vol. 462 (2018), Ps. 226-229), DOI: 10.1016/j.jmmm.2018.04.066.
4. O. Busel, M. Zelent, O. Gorobets, Yu. Gorobets, M. Krawczyk: The Resonant Dynamic Magnetization Distribution in Ferromagnetic Thin Film with the Antidot, Acta Physica Polonica A (Vol. 133 (2018) No. 3, Ps. 492-496), DOI: 10.12693/APhysPolA.133.492.

Список публікацій здобувача за темою дисертації які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

1. S. Mieszczak, O. Busel, P. Gruszecki, J.W. Kłos and M. Krawczyk: Spin-Wave Phase Change via Resonant Transmission through Magnetic Spacer. IEEE 9th International Conference on “Nanomaterials: Applications & Properties” (NAP2019), Odesa, Ukraine.

2. S. Mieszczak, O. Busel, P. Gruszecki, J.W. Kłos and M. Krawczyk: Spin-Wave Phase Change via Resonant Scattering in Magnetic Spacer. Joint European Magnetic Symposia (JEMS2019), Uppsala, Sweden.

3. O. Busel, O. Gorobets, Yu. Gorobets: Inclined Spin Waves in Antiferromagnet/Ferromagnet System with Different Degree of Sublattice Noncompensation at the Interface. International workshop “Curvilinear Micromagnetism” (CurvMag2019), Kyiv, Ukraine.

4. O.P. Busel, O.Yu. Gorobets, Yu.I. Gorobets: Boundary Conditions at the Interface of Finite Thickness between Ferromagnetic and Antiferromagnetic Materials. 2nd IEEE Conference on Advances in Magnetics (IEEE AIM 2018), La Thuile, Italy.

5. O.P. Busel, O.Yu. Gorobets, Yu.I. Gorobets: Propagation of Spin Waves Through an Interface Between Ferromagnetic and Antiferromagnetic Materials. 6th International Conference on Superconductivity and Magnetism (ICSM2018), Turkey.

6. O. Busel, O. Gorobets, Yu. Gorobets: Boundary conditions at an antiferromagnet/ferromagnet interface of finite thickness. Propagation of spin wave through this interface. 3rd International Advanced School on Magnonics2018 (ICSM2018), Kyiv, Ukraine.

7. O. Busel, M. Zelent, O. Gorobets, Yu. Gorobets, M. Krawczyk: Dynamics of spin waves in ferromagnet thin film with an antidote. International Conference on Magnetism and Spintronics (Sol-SkyMag 2017), San Sebastian, Spain.

8. O. Busel, M. Zelent, O. Gorobets, Yu. Gorobets, M. Krawczyk: Spin wave eigenoscillations in ferromagnetic thin film with the single hole. The European Conference Physics of Magnetism 2017 (PM'17) Poznań, Poland.

9. O. Busel, M. Zelent, O. Gorobets, Yu. Gorobets, M. Krawczyk: The magnetization distribution in ferromagnetic thin film with the antidot. Workshop MagIC2017 – Magnetism, Interactions and Complexity: a multifunctional aspects of spin wave dynamics, Trzebaw, Poland.

ABSTRACT

Busel O.P. Spin waves in nanoscale elements with structured interfaces in ferromagnets and antiferromagnets. – Qualifying scientific work on the rights of the manuscript.

Dissertation in support of a Doctor of Philosophy scientific degree in specialty 104 - Physics and astronomy (10 - Natural sciences). – National Technical University of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute", Kyiv, 2020.

The dissertation is devoted to the research of features and character of spin wave propagation in ordered nanoscale elements with structured interfaces in both ferromagnets and antiferromagnets and is aimed at gaining new knowledge in the prospective direction of modern research. Ferromagnetic and antiferromagnetic thin films with ordered nanoscale elements (antidots), in particular their multilayer compositions, with appropriate structured interfaces, which are considered as composite materials of both infinitely thin and finite thickness, were selected for the study. Spin waves open the prospect of non-volatile devices that can be competitive with modern devices. The main advantages of using magnetic materials in electronic and telecommunication devices are their controllability by an external magnetic field, energy independence and programmability. Artificial structuring of nanoscale patterns provides an excellent opportunity to modify their excitation spectra, and therefore to design materials with unpredictable properties that can potentially meet the constant need for faster manipulation of larger amounts of information, larger storage capacities with reduced write and read time, and the constant demand for miniaturization and energy efficiency, as the transmission, storage and manipulation of information is an important part of high technology.

The main part of the dissertation consists of five sections, which are devoted to the study of the scattering of spin waves in magnetic materials with structured interfaces on the example of ferromagnetic and antiferromagnetic thin films.

The first section is devoted to a detailed analysis of the propagation of spin waves in ferromagnets and antiferromagnets and the study of boundary conditions

at various structured interfaces, as one of the most important problems limiting the use of spin waves concerns the possibility of coherent and weakly damped transmission of a signal - information encoded in phase or amplitude of spin waves, - between individual parts of the magnon circuit. Thus, the control of the phase and amplitude of spin waves is important for magnonics for performing both analog and digital calculations based on spin waves, because the processing of any type of wave depends on interference effects that depend on the main characteristics of waves – phase and amplitude.

In the second section of the dissertation the method is developed for an effective guiding of spin waves, which coherently propagate, within magnetic nanostructures (waveguides). The method is based on anomalous refraction in a metamaterial – a thin ferromagnetic layer in the form of a slab with a graded index (GRIN), along which a gradual change in the parameters of the material – saturation magnetization or magnetic anisotropy – allows to tilt the front of transmitted spin waves and control the bending. Based on analytical calculations of the phase shift acquired by the spin wave due to changes in the parameters of the material in a limited region, it is shown that the refraction of the spin wave can be changed for a desired angle. In the case of anomalous refraction, the wavefront of the refracted spin waves tilts at the desired angle relative to the wavefront of the incident spin waves, even at normal incidence. This phenomenon requires a linear change in the phase of the transmitted waves near the interface where the refraction occurs. Its description requires a generalization of Snell's law, which is used to guide spin waves in waveguides for the first time. For this purpose, an analytical model was developed for the exchange spin wave scattering on a homogeneous ferromagnetic slab of finite width – GRIN slab embedded in a ferromagnetic layer (waveguide). Minimizing the total energy, the boundary conditions at the interfaces between the GRIN slab and its surrounding on both sides are derived and the complete dependence between the phase shifts and the amplitudes of the incident and transmitted spin waves is investigated.

In the third section of the dissertation, the boundary conditions for the magnetization dynamics for both the finite thickness interface and the infinitely thin interface between ferromagnetic and antiferromagnetic materials in the continuous medium approximation are derived using a systematic approach. The boundary conditions are defined in terms of some average interface properties. Assuming that the interface has a finite thickness that is much less than the spin wave wavelength, the anisotropy of the interface, the symmetric exchange interaction on the interface, and the interaction on the interface resulting from the inversion symmetry breaking in the interface area are taken into account. Using the generalized boundary conditions at the ferromagnet/antiferromagnet interface and taking into account only the energies of homogeneous and inhomogeneous exchange between all sublattices, the excitation and transmission of a surface evanescent spin wave into the antiferromagnet when this spin wave enters the interface from the ferromagnet is theoretically investigated.

The fourth section presents a new concept of noncompensation of sublattices in a two-lattice antiferromagnet, introducing a new physical characteristic for finite-thickness interfaces, namely the degree of sublattice noncompensation of antiferromagnet (DSNA), which makes a significant step towards solving the critical issue of controlling the spin wave propagation through an interface of antiferromagnet with ferromagnet. It has been shown that the transmission of spin waves from the antiferromagnet to the ferromagnet becomes possible only with a specific design of the interface. Otherwise, the spin waves are completely reflected from the surface of the ferromagnet. For the first time, the boundary conditions for any case of DSNA on the antiferromagnet/ferromagnet interface are derived. The dependence of transmission, reflection and corresponding phase shifts in this interface on DSNA is demonstrated in accordance with the reasonable wavelengths of spin waves.

In the fifth section, an analytical model of small deviations from the equilibrium values of magnetic moment and magnetic field in a Py ferromagnetic thin film with a circular antidot is constructed. As a result of analytical modeling, a

spatially dependent ferromagnetic resonance in a ferromagnetic thin film with one circular antidot under the influence of an external magnetic field perpendicular to the sample surface was studied for the first time within the framework of a substantiated physical model. The linearized Landau-Lifshitz equation was solved as an eigenproblem in the direct space to create an analytical model of small deviations from the equilibrium values of magnetic moment and magnetic field. It was found that the main cause of inhomogeneous oscillations is the magnetostatic field caused by the presence of the antidot. The model showed that there is a maximum of the amplitude of the demagnetization field localized near the edge of the antidot, and the amplitude decreases with increasing distance from the edge. The conditions of local ferromagnetic resonances, which vary at different distances from the edge of the antidot due to the heterogeneity of the magnetostatic field, were also determined.

All the results submitted for defense are new. They have been repeatedly discussed at international conferences. Based on the materials of the dissertation, 4 articles and 9 conference proceedings have been published, which fully reflect the content of the dissertation.

Keywords: spin wave, evanescent spin wave, ferromagnet, antiferromagnet, interface, boundary conditions, antidot, graded index, anomalous refraction, degree of sublattice noncompensation of antiferromagnet.

List of publications of the applicant on the topic of the dissertation where the main scientific results of the dissertation are published:

1. S. Mieszczak, O. Busel, P. Gruszecki, A. N. Kuchko, J. W. Kłos, and M. Krawczyk: Anomalous Refraction of Spin Waves as a Way to Guide Signals in Curved Magnonic Multimode Waveguides, Physical Review Applied (Vol. 13 (2020), Ps. 054038 – 13), DOI: 10.1103/PhysRevApplied.13.054038.
Szymon Mieszczak and Oksana Busel contributed equally to this work.

2. O. Busel, O. Gorobets, Yu. Gorobets: Propagation of Spin Waves Through an Interface Between Ferromagnetic and Antiferromagnetic Materials, Journal of Superconductivity and Novel Magnetism (Vol. 32 (2019), Ps. 3097–3102), DOI: 10.1007/s10948-019-5021-8.

3. O. Busel, O. Gorobets, Yu. Gorobets: Boundary Conditions at The Interface of Finite Thickness Between Ferromagnetic and Antiferromagnetic Materials, Journal of Magnetism and Magnetic Materials (Vol. 462 (2018), Ps. 226-229), DOI: 10.1016/j.jmmm.2018.04.066.

4. O. Busel, M. Zelent, O. Gorobets, Yu. Gorobets, M. Krawczyk: The Resonant Dynamic Magnetization Distribution in Ferromagnetic Thin Film with the Antidot, Acta Physica Polonica A (Vol. 133 (2018) No. 3, Ps. 492-496), DOI: 10.12693/APhysPolA.133.492.

List of publications of the applicant on the topic of the dissertation which certify the approbation of the dissertation materials:

1. S. Mieszczak, O. Busel, P. Gruszecki, J.W. Kłos and M. Krawczyk: Spin-Wave Phase Change via Resonant Transmission through Magnetic Spacer. IEEE 9th International Conference on “Nanomaterials: Applications & Properties” (NAP2019), Odesa, Ukraine.

2. S. Mieszczak, O. Busel, P. Gruszecki, J.W. Kłos and M. Krawczyk: Spin-Wave Phase Change via Resonant Scattering in Magnetic Spacer. Joint European Magnetic Symposia (JEMS2019), Uppsala, Sweden.

3. O. Busel, O. Gorobets, Yu. Gorobets: Inclined Spin Waves in Antiferromagnet/Ferromagnet System with Different Degree of Sublattice Noncompensation at the Interface. International workshop “Curvilinear Micromagnetism” (CurvMag2019), Kyiv, Ukraine.

4. O.P. Busel, O.Yu. Gorobets, Yu.I. Gorobets: Boundary Conditions at the Interface of Finite Thickness between Ferromagnetic and Antiferromagnetic Materials. 2nd IEEE Conference on Advances in Magnetics (IEEE AIM 2018), La Thuile, Italy.

5. O.P. Busel, O.Yu. Gorobets, Yu.I. Gorobets: Propagation of Spin Waves Through an Interface Between Ferromagnetic and Antiferromagnetic Materials. 6th International Conference on Superconductivity and Magnetism (ICSM2018), Turkey.

6. O. Busel, O. Gorobets, Yu. Gorobets: Boundary conditions at an antiferromagnet/ferromagnet interface of finite thickness. Propagation of spin wave through this interface. 3rd International Advanced School on Magnonics2018 (ICSM2018), Kyiv, Ukraine.

7. O. Busel, M. Zelent, O. Gorobets, Yu. Gorobets, M. Krawczyk: Dynamics of spin waves in ferromagnet thin film with an antidote. International Conference on Magnetism and Spintronics (Sol-SkyMag 2017), San Sebastian, Spain.

8. O. Busel, M. Zelent, O. Gorobets, Yu. Gorobets, M. Krawczyk: Spin wave eigenoscillations in ferromagnetic thin film with the single hole. The European Conference Physics of Magnetism 2017 (PM'17) Poznań, Poland.

9. O. Busel, M. Zelent, O. Gorobets, Yu. Gorobets, M. Krawczyk: The magnetization distribution in ferromagnetic thin film with the antidot. Workshop MagIC2017 – Magnetism, Interactions and Complexity: a multifunctional aspects of spin wave dynamics, Trzebaw, Poland.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СКОРОЧЕНЬ 17
ВСТУП 18
РОЗДІЛ 1 СПІНОВІ ХВИЛІ В НАНОМАСШТАБНИХ ЕЛЕМЕНТАХ ФЕРОМАГНІТНИХ ТА АНТИФЕРОМАГНІТНИХ МАТЕРІАЛІВ 30
ВСТУП 30
1.1 Теорія спінових хвиль 31
1.1.1 Прецесія Лармора 32
1.1.2 Прецесійний рух намагніченності. Рівняння Ландау-Ліфшиця 34
1.1.3 Обмінна взаємодія 36
1.2 Магнітна дипольна взаємодія 38
1.3 Загальна енергія феромагнетику 39
1.4 Антиферомагнітна спінтроніка 44
1.4.1 Загальна енергія антиферомагнетику 47
1.5 Закон дисперсії для спінових хвиль 50
1.5.1 Дисперсійне співвідношення спінових хвиль в феромагнетику 52
1.5.2 Дисперсійне співвідношення спінових хвиль в антиферомагнетику .. 53
Висновки до розділу 1 55
РОЗДІЛ 2 АНАЛІТИЧНА МОДЕЛЬ КЕРУВАННЯ ПОШИРЕННЯМ СПІНОВИХ ХВИЛЬ ЧЕРЕЗ ФЕРОМАГНІТНИЙ ПРОШАРОК В ХВИЛЕВОДІ 57
ВСТУП 57
2.1 Модель і методи. Вирішення проблеми граничних умов 60
2.2 Резонансне розсіювання спінових хвиль на магнітній пластині 64
2.3 Принцип Гюйгенса-Френеля і узагальнений закон Снеліуса 67
2.4 Проектування загину спінових хвиль у криволінійному хвилеводі 70
2.4.1 Проходження спінових хвиль через пластину з градуйованим індексом – одномірний випадок 71
2.4.2 Аномальне заломлення спінових хвиль через пластину з градуйованим індексом 78

2.4.3 Пластина з градієнтним індексом на згині магнонного хвилеводу 80
Висновки до розділу 2 84
РОЗДІЛ 3 ТЕОРЕТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ СПІНОВИХ ХВИЛЬ У СИСТЕМІ ФЕРОМАГНЕТИК/ІНТЕРФЕЙС/АНТИФЕРОМАГНЕТИК 86
ВСТУП 86
3.1 Загальні граничні умови на інтерфейсі між феромагнетиком та двопідґратковим антиферомагнетиком у наближенні неперервного середовища 89
3.2 Поширення згасаючої спінової хвилі через інтерфейс між феромагнетиком та двохпідґратковим антиферомагнетиком 96
Висновки до розділу 3 101
РОЗДІЛ 4 СТУПІНЬ НЕСКОМПЕНСОВАНОСТІ ПІДҐРАТОК АНТИФЕРОМАГНЕТИКА НА ІНТЕРФЕЙСІ. АНАЛІТИЧНА МОДЕЛЬ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ СПІНОВИХ ХВИЛЬ У СИСТЕМІ АНТИФЕРОМАГНЕТИК/ФЕРОМАГНЕТИК 104
ВСТУП 104
4.1 Модель і методи. Граничні умови на інтерфейсі двопідґратковий антиферомагнетик/феромагнетик 105
4.2 Взаємозв'язок динамічних компонентів намагніченості антиферомагнетика 109
4.3 Ступінь нескомпенсованості двох підґраток антиферомагнетика на інтерфейсі системи 110
4.4 Поширення спінових хвиль через інтерфейс антиферомагнетик/феромагнетик 112
4.4.1 Густина спрямованого потоку енергії 113
4.4.2 Вплив ступеня нескомпенсованості підґраток антиферомагнетика на розповсюдження спінових хвиль в системі 114
Висновки до розділу 4 118

РОЗДІЛ 5 ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОСТОРОВО-ЗАЛЕЖНОГО ФЕРОМАГНІТНОГО РЕЗОНАНСУ У ФЕРОМАГНІТНІЙ ТОНКІЙ ПЛІВЦІ З АНТИДОТОМ З УРАХУВАННЯМ НЕОДНОРІДНОСТІ ПОЛЯ РОЗМАГНІЧУВАННЯ 120
ВСТУП 120
5.1 Аналітична модель малих відхилень від значень рівноваги магнітного моменту та магнітного поля в феромагнітній тонкій плівці за наявності антидоту 122
5.2 Умови локальних феромагнітних резонансів у тонкій феромагнітній плівці з антидотом 127
Висновки до розділу 5 129
ВИСНОВКИ 130
ДОДАТОК 1 Список публікацій здобувача за темою дисертації та відомості про апробацію результатів дисертації 133
ПОДЯКИ 135
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ 136

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СКОРОЧЕНЬ

НН – намагніченість насичення

ФМ – феромагнетик

АФМ – антиферомагнетик

СНПА – ступінь нескомпенсованості підґраток АФМ

ГРІН – градуйований індекс

ВСТУП

Актуальність теми. Передача, зберігання та маніпулювання інформацією є важливою частиною високих технологій, що зумовлює постійну потребу в більш швидкому маніпулюванні більшим об’ємом інформації та більшими ємностями зберігання зі скороченням часу запису та читання. Поряд із цими вимогами існує постійний попит на мініатюризацію та енергетичну ефективність. Спінові хвилі відкривають перспективу беззарядних пристроїв, які можуть бути конкурентоспроможними для поточних пристроїв. Нові магнітні схеми, що використовують колективні спінові коливання для передачі та обробки інформації пропонують низьке споживання енергії, швидку обробку з частотами, що регулюються зовнішнім магнітним полем, та ефективними алгоритмами, що базуються на інтерференції хвиль [1,2]. Доповнені перепрограмовуваністю та енергонезалежністю, ці якості відкривають перспективу революції сучасних технологій [3,4].

Це, однак, потребує глибоких досліджень розповсюдження спінових хвиль в магнітних наноструктурах та розробки методів, які дозволять подолати основні обмеження, пов'язані з розсіюванням енергії поширюваних спінових хвиль, а також методів ефективного збудження та виявлення магнонів, де магнон — це збудження в кристалі (феромагнетику, антиферомагнетику або феримагнетику), при якому спін одного із електронів має протилежну відносно основного стану проекцію; таке збудження може рухатися від одного вузла кристалічної ґратки до іншого завдяки обмінній взаємодії й характеризується квазі-імпульсом. Властивості всіх безперервних магнонних систем походять, головним чином, від двох основних явищ: поширення спінових хвиль у (майже) однорідних областях та їх розсіювання на інтерфейсах (як різких, так і розмитих) між такими областями [2,5,6].

Основними перевагами використання магнітних матеріалів, зокрема магнонних кристалів, в електронних та телекомунікаційних пристроях є їх

керованість зовнішнім магнітним полем, енергонезалежність та програмовуваність. Цей напрям досліджень в галузі електроніки призвів до виникнення нової галузі знань, що отримала назву спінтроніка. В якості заміни електричного струму, повинне бути зменшене споживання енергії магнітоелектронних пристроїв, дозволяючи уникнути супутніх омічних втрат. Широкий частотний спектр магнонів забезпечує достатній простір легкого адаптування таких пристроїв до постійно зростаючих швидкостей передачі даних. Фазова синхронізація була виявлена у масивах обертальних моментів спінів наноосциляторів, заснованих на рівномірно намагнічених точках або антидотах, і, як очікується, стане ключовим компонентом технології монолітних мікрохвильових інтегральних мікросхем. В даний час вважається, що фазова синхронізація може бути опосередкована шляхом поширення магнонів [7–10]. Більш того, решітки наноосциляторів, що випромінюють спінові хвилі, можуть служити реалізацією для обчислень поліхромного хвильового фронту, що імітують нейронну мережу [11]. Магнонна кристалічна структура може очікувати подальшої оптимізації фазової синхронізації та збільшення вихідної потужності. Таким чином, дані дослідження призведуть до покращення технічних характеристик пристроїв та розширення функціональності шляхом подальшої адаптації властивостей матеріалів на нанорозмірному рівні.

Магнітні наноструктури можуть використовуватися в мікрохвильових пристроях, щоб забезпечити їх посилення та мініатюризацію. Коли довжина спінової хвилі, що збуджується, набагато більша за періодичні та структуровані особливості магнонного кристала, останній поводить себе як метаматеріал із частотною характеристикою, що визначається ефективними властивостями – спектром магнонів у випадку магнонних кристалів. Це відбувається поблизу центру зони Бріллюена, тобто поблизу резонансних умов спінової хвилі. Корисна функціональність магнітних метаматеріалів – це можливість адаптації їх реакції шляхом зміни їх магнітного спектру за допомогою нано-структурування або за допомогою прикладеного магнітного

поля. Оскільки спеціальний магнонний відгук буде відображений електромагнітним відгуком, дослідження прокладає шлях до нових комерційно-експлуатаційних властивостей матеріалу та відкриває нові способи адаптації колективного магнонного відгуку таких метаматеріалів.

Ці абсолютно нові матеріали можуть бути використані також у різних інших сферах застосування, заснованих на налаштуванні передачі, поглинання та відбиття спінової хвилі, наприклад в лініях затримки, циркуляторах або фільтрах для мікрохвильових печей, що забезпечують високу цілісність, налаштованість, а також можливість перепрограмування [12,13].

Штучне структурування нанорозмірних структур дає чудову можливість для модифікації їх спектрів збудження, а отже для проектування матеріалів із непередбачуваними властивостями. Новостворені матеріали (фотонні, магнонні або плазмонні) виступають перспективними кандидатами на технологічне застосування в інтегрованих пристроях з розумними функціональними можливостями для оптоелектронних застосувань, управління тепловим транспортом на наномасштабах, для беззарядного зберігання та маніпулювання інформацією [14]. Магнітні матеріали з періодично структурованими патернами, магнонні кристали пропонують дві основні відмінні риси, від яких технологія може отримати вигоду. По-перше, магнонні кристали полегшують регульоване збудження спектрів, керованих за допомогою магнітного поля. По-друге, будучи енергонезалежними матеріалами, вони полегшують експлуатацію перепрограмовуваних властивостей. Тому цій області зараз присвячені значні міжнародні наукові зусилля в галузі магноніки та її міждисциплінарним можливостям з фотонікою, фононікою та електронікою. На всіх цих зрізах розвивають нові ідеї, що розсувають межі знань. Найвизначніші напрями досліджень – це дослідження нелінійних ефектів у магнонних кристалах, налаштування ефективного демпфування, розробка теоретичних моделей розсіювання спінової хвилі в наномасштабних елементах, дослідження впливу порушеної періодичності та фрактальних структур на магнітні спектри [15–17].

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Робота над дисертацією виконувалася в Національному технічному університеті України "Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського" та у рамках наукової та інноваційної програми Європейського Союзу Horizon 2020 за грантовою угодою Марі Склодовської-Кюрі MSCA-RISE-2014 для досліджень та інновацій шляхом обміну персоналом, номер реєстрації 644348; повна назва гранту: "MagIC - магноніка, взаємодії та складність: багатофункціональні аспекти динаміки спінової хвилі"; а також у рамках гранту Національного наукового центру Польщі "Модифікація взаємодії магнонів і фононів у періодичних наноструктурах за допомогою належного вибору структурних та матеріальних параметрів", номер реєстрації UMO-2016/21/B/ST3/00452.

Мета і завдання дослідження. Теоретичне дослідження спінових хвиль у магнітних тонких плівках з структурованими інтерфейсами як скінченної, так і нескінченно тонкої товщини та в магнітних шарах. Вивчення особливостей розповсюдження спінових хвиль в упорядкованих наномасштабних елементах зі структурованими інтерфейсами як в феромагнетиках, так і в антиферомагнетиках. Для дослідження було обрано тонкі феромагнітні та антиферомагнітні плівки з упорядкованими наномасштабними елементами (антидоти), зокрема їх композиції – мультишари, з відповідними структурованими інтерфейсами, які розглядаються як нескінченно тонкі, так і скінчені композитні матеріали. Для дослідження та побудови аналітичних моделей фізичні параметри магнітних шарів вважаються різними. Отримані результати дають нову інформацію про переваги таких магнітних систем, що містять структуровані неоднорідності, або складаються з більше ніж одного магнітного шару, і підкреслюють напрямки та перспективи для багатопрофільних напрямків досліджень та нових міждисциплінарних досліджень магноніки та спінтроніки.

Для реалізації поставленої мети передбачалося вирішення таких **завдань:**

1. Побудувати аналітичну модель ефективного керування розповсюдженням спінових хвиль у криволінійних хвилеводах за допомогою аномального заломлення на ГРІН елементах (елементах з градуйованим індексом), навіть через різкі вигини, без відбиття та розсіювання між різними режимами хвилеводу, зберігаючи фазу – величину, необхідну для хвильових обчислень. Вивчити, як поступова зміна магнітних параметрів матеріалу, зокрема, намагніченості насичення та/або магнітної анізотропії, дозволяє контролювати заломлення спінових хвиль в таких системах. Результати аналітичних розрахунків порівняти з чисельним моделюванням, та дослідити рефракцію спінових хвиль.

2. Розробити загальну форму граничних умов динаміки намагніченості між феромагнітним та антиферомагнітним матеріалами у наближенні безперервного середовища, які придатні для інтерфейсів як нескінчено тонких, так і скінченної товщини. З застосуванням виведених граничних умов дослідити розповсюдження поверхневої згасаючої спінової хвилі в системі між феромагнітним та антиферомагнітним матеріалами в обмінному режимі, коли спінова хвиля у феромагнетику потрапляє на цей інтерфейс з урахуванням однорідного та неоднорідного обміну між усіма параметрами порядку в енергії інтерфейсу. Вивести коефіцієнти та відповідні зсуви фаз для спінової хвилі, що пройшла через такий інтерфейс та відбилася від нього.

3. Побудувати аналітичну модель управління розповсюдженням спінових хвиль через інтерфейс антиферомагнетика з феромагнетиком в одномірному випадку беручи до уваги змінний СНПА. Вивчити поведінку та можливості контролю розповсюдження поверхневих спінових хвиль через інтерфейс АФМ/ФМ, як плоский, так і криволінійний, за допомогою СНПА. Вивести граничні умови для будь-якого випадку СНПА. Розрахувати коефіцієнти проходження, відбиття та відповідні фазові зсуви для спінових

хвиль на інтерфейсі та вивчити їх залежність від СНПА відповідно до частоти спінової хвилі.

4. Дослідити феромагнітний резонанс у феромагнітній тонкій плівці з структурованими неоднорідностями, а саме круговим антидотом. Встановити локалізацію амплітуди резонансних коливань намагніченості по відношенню до краю антидота і залежність їх положення від частоти. Створити аналітичну модель малих відхилень від значень рівноваги магнітного моменту та магнітного поля у феромагнітній тонкій плівці з круговим антидотом. Встановити основну причину виникнення неоднорідних коливань у плівці з антидотом.

Об'єкт дослідження: особливості розповсюдження спінових хвиль в наномасштабних елементах зі структурованими інтерфейсами в феромагнетиках та антиферомагнетиках, а саме в мультишарових складних магнітних системах, які складаються з тонких магнітних плівок та інтерфейсів між ними, таких як:

1. феромагнетик-інтерфейс-феромагнетик-інтерфейс-феромагнетик;
2. антиферомагнетик-інтерфейс-феромагнетик;
3. феромагнетик-інтерфейс-антиферомагнетик;

а також в тонкій феромагнітній плівці зі структурованими неоднорідностями у вигляді антидоту.

Предмет дослідження: закономірності розповсюдження спінових хвиль в наномасштабних елементах зі структурованими інтерфейсами в феромагнетиках та антиферомагнетиках, вплив структури інтерфейсу на характер розповсюдження спінових хвиль через них, граничні умови на таких інтерфейсах, умови резонансу, зсуви фаз спінових хвиль між хвилею, що падає на цей інтерфейс та відбивається від нього, зсуви фаз спінових хвиль між хвилею, що падає на цей інтерфейс та проходить через нього, коефіцієнти відбиття та проходження спінових хвиль через такі інтерфейси.

Методи дослідження: дослідження проводились методами теоретичного дослідження (методом сходження від абстрактного до конкретного, формалізацією, ідеалізацією, моделюванням, аналізом та логічним методом), та спеціальними методами – методами математичної фізики, варіаційного, інтегрального та диференційного обчислення, методом математичного аналізу.

Для виконання поставлених задач, зокрема, для виведення граничних умов на магнітних інтерфейсах було використано метод мінімізації загальної енергії середовища, де динаміка намагніченості в ефективному магнітному полі була описана за допомогою рівняння Ландау-Ліфшиця, коли ефективне поле є варіаційною похідною енергії відносно вектору намагніченості. В той же час феноменологічна теорія базується на рівняннях електромагнітного поля Максвела і рівнянні руху магнітного моменту, що дозволяє досліджувати високочастотні властивості магнітовпорядкованих кристалів. Так як спінові хвилі можна розглядати як коливання густини магнітного моменту, що поширюються в магнітовпорядкованому кристалі, то для їх дослідження було використано лінеаризоване рівняння руху густини магнітного моменту у випадку малих відхилень від рівноважних значень.

Аналіз даних здійснювався зі застосуванням аналітичних моделей, що були побудовані в даній дисертаційній роботі. Порівняння даних та теоретичних моделей процесів проводилось за допомогою вбудованих стандартних функцій пакету Mathcad 15 та обчислювального середовища Wolfram Mathematica 11, а також до результатів мікромагнітного моделювання, що виконувались із застосуванням пакету mumax3.

Наукова новизна отриманих результатів.

1. Вперше представлено аналітичну модель плавного керування розповсюдженням спінових хвиль у криволінійних феромагнітних хвилеводах на основі аномального заломлення в метаматеріалі у вигляді тонкої плоскої

ГРІН пластини з феромагнетику, що є основою методу ефективного керування спінової хвилі в межах магнітних наноструктур.

2. Вперше розроблена загальна форма граничних умов динаміки намагніченості між феромагнетиком та двохпідґратковим антиферомагнетиком у наближенні безперервного середовища як для нескінченно тонкого інтерфейсу, так і скінченної товщини; досліджено розповсюдження поверхневої згасаючої спінової хвилі в антиферомагнетику, коли спінова хвиля у феромагнетику потрапляє на інтерфейс ФМ/АФМ з урахуванням однорідного та неоднорідного обмінів між усіма параметрами порядку в енергії інтерфейсу, виведено коефіцієнти та відповідні зсуви фаз для спінової хвилі, що пройшла через такий інтерфейс та відбилася від нього.

3. Вперше представлено концепцію управління розповсюдженням спінових хвиль через інтерфейси антиферомагнетика з феромагнетиком шляхом введення нової фізичної характеристики інтерфейсу кінцевої товщини, а саме ступеня нескомпенсованості двох підґраток антиферомагнетика; продемонстровано, що проходження спінових хвиль від антиферомагнетика до феромагнетика стає можливим лише за конкретної конструкції інтерфейсу – коли його параметри задовольняють певним співвідношенням, та показано, що в іншому випадку спінові хвилі повністю відбиваються від поверхні феромагнетика.

4. Вперше побудовано аналітичну модель феромагнітного резонансу у феромагнітній тонкій плівці пермалою з круговим антидотом; показано, що амплітуда резонансних коливань намагніченості локалізується біля краю антидота і положення максимуму амплітуди залежить від частоти; виявлено, що наявність такої неоднорідності як антидоту спричиняє виникнення магнітостатичного поля, що є основною причиною виникнення неоднорідних коливань, а умови локальних феромагнітних резонансів відрізняються на різній відстані від краю антидоту через неоднорідність магнітостатичного поля.

Практичне значення одержаних результатів полягає в наступному. Представлено метод ефективного керування спіновими хвилями в межах магнонних наноструктур. Методика ґрунтується на аномальному заломленні в мета-матеріалі у формі плоскої феромагнітної пластини. Градієнтна зміна магнітних параметрів матеріалу (НН або магнітної анізотропії) по пластині дозволяє нахиляти хвильовий фронт пройдених спінових хвиль і контролювати заломлення. Розроблено аналітичні розрахунки фазового зсуву, набутого спіновою хвилею через зміну магнітних параметрів матеріалу в обмеженій області, зокрема аналітичну теорію розсіювання обмінних спінових хвиль на однорідній феромагнітній пластині кінцевої ширини, вбудованої у феромагнітний шар. Продемонстровано, що висновки можна використовувати для того, щоб плавно направляти спінові хвилі у криволінійних хвилеводах, навіть через різкі вигини, без відбиття та розсіювання, зберігаючи фазу – величину, необхідну для хвильових обчислень. Штучні магнонні кристали, тобто просторово-періодичні магнітні носії, що підтримують розповсюдження та контроль спінових хвиль, стали рушійною силою поля магноніки [15,18].

Виведено граничні умови в загальній формі на інтерфейсі феромагнетик-двохпідґратковий антиферомагнетик для інтерфейсів як кінцевої товщини, так і нескінченно тонких. Отримані граничні умови мають важливе значення для дослідження петлі гістерезису структур феромагнетик/антиферомагнетик, для вивчення мікромагнітної структури поблизу границі розділу феромагнетик/антиферомагнетик, для моделювання анізотропного магнітоопору і поширення спінових хвиль в системі феромагнетик/антиферомагнетик. Отримані результати будуть сприяти прогресу в області антиферомагнітної спінтроніки.

Теоретично досліджено проходження поверхневої згасаючої спінової хвилі через інтерфейс феромагнетик/антиферомагнетик у випадку, коли спінова хвиля в феромагнетику падає на цей інтерфейс і проходить в антиферомагнетик. Представлені амплітудні коефіцієнти проходження та відбиття поверхневої згасаючої хвилі, та відповідні фазові зсуви. Фаза і

амплітуда – основні характеристики (спінових) хвиль. Обробка будь-якого виду хвиль залежить від інтерференційних ефектів, які залежать від цих характеристик. Таким чином, управління фазою і амплітудою спінових хвиль є важливим для магноніки [19] для виконання як аналогових [20,21], так і цифрових [22] обчислень основаних на спінових хвилях [23].

Представлено нову концепцію, яка робить суттєвий крок до вирішення критичної проблеми управління розповсюдженням спінових хвиль через інтерфейси антиферомагнетика з іншими магнітними середовищами шляхом введення нової фізичної характеристики інтерфейсу кінцевої товщини, а саме ступеня нескомпенсованості підґраток антиферомагнетика. Продемонстровано, що проходження спінових хвиль від антиферомагнетика до феромагнетика стає можливим лише за конкретної конструкції інтерфейсу. Модель та її наслідки дозволять розробити та описати складну геометрію на інтерфейсах антиферомагнетика не лише з плоскими реальними профілями, які враховують важливий внесок ступеня нескомпенсованості підґраток антиферомагнетика в шорстких та діагональних інтерфейсах, але й криволінійних інтерфейсах зі змінним ступенем нескомпенсованості підґраток антиферомагнетика.

Побудовано аналітичну модель, що дозволяє обчислити просторово залежну частоту феромагнітного резонансу в перпендикулярно намагніченій тонкій плівці з антидотом з урахуванням неоднорідності поля розмагнічування. Продемонстровано, що максимальна амплітуда статичної компоненти магнітостатичного поля локалізується біля краю антидота, та амплітуда зменшується зі збільшенням відстані від краю. Визначено умови локального феромагнітного резонансу та обчислено просторовий розподіл коливань резонансної частоти. Аналогічні ефекти можуть існувати і для інших форм антидотів, однак розподіл в площині буде анізотропним.

Особистий внесок здобувача. Основні наукові результати, що представлені в дисертації, отримані особисто здобувачем або за його участі.

Автором дисертаційної роботи проведений аналіз наукової літератури та результатів теоретичних досліджень розповсюдження та контролю спінових хвиль у магнітовпорядкованих матеріалах, що стали рушійною силою області магноніки. Автор безпосередньо займався побудовою аналітичних моделей та проводив математичні розрахунки застосування моделей до конкретної геометрії досліджуваної магнітної системи, а також досліджуваних ефектів; в інтерпретації отриманих результатів; у підготовці публікацій до друку, комунікації із редакціями журналів та рецензентами, а також презентації отриманих результатів роботи на наукових та міжнародних конференціях.

Постановка завдань, визначення напрямків досліджень, підходів до аналітичного моделювання, обговорення основних результатів, їх аналіз та обробку, підготовку публікацій до друку було здійснено здобувачем спільно з науковим керівником та/або співавторами спільних публікацій. Здобувачеві належить провідна роль у проведенні аналітичних досліджень.

Формулювання основних положень і висновків дисертаційної роботи, інтерпретацію даних та узагальнення результатів здобувачем проведено під керівництвом наукового керівника д. ф.-м. н., проф. О.Ю. Горобець.

Апробація результатів дисертації. Результати були представлені на 9ти міжнародних конференціях та семінарах:

– IEEE 9th International Conference on “Nanomaterials: Applications & Properties” (NAP2019), Odesa, Ukraine (September 15 – September 20, 2019);

– Joint European Magnetic Symposia (JEMS2019), Uppsala, Sweden (August 26 – August 30, 2019);

– International workshop “Curvilinear Micromagnetism” (CurvMag2019), Kyiv, Ukraine (May 22 – May 25, 2019);

– 2nd IEEE Conference on Advances in Magnetics (IEEE AIM 2018), La Thuile, Italy (February 4 – February 7, 2018);

– 6th International Conference on Superconductivity and Magnetism (ICSM2018), Turkey (May 28 – April to May 4, 2018);

– 3rd International Advanced School on Magnonics 2018 (IASM2018), Kyiv, Ukraine (September 17 – September 21, 2018);

– International Conference on Magnetism and Spintronics (Sol-SkyMag 2017), San Sebastian, Spain (June 19 – June 23, 2017);

– The European Conference Physics of Magnetism 2017 (PM'17) Poznań, Poland (June 26 – June 30, 2017);

– Workshop MagIC2017 – Magnetism, Interactions and Complexity: a multifunctional aspects of spin wave dynamics, Trzebaw, Poland (July 2 – July 7, 2017).

Публікації. Результати дисертації викладено у 13 публікаціях, серед яких 4 статті у закордонних фахових виданнях, що індексуються Scopus, а також тези, праці та матеріали міжнародних наукових конференцій.

Структура та обсяг дисертації. Дисертація складається зі вступу, п’яти розділів, висновків і списку використаних джерел. Загальний обсяг дисертації – 148 сторінок, з них основного тексту – 132 сторінки. Список використаних джерел на 12 сторінках містить 224 посилання. Дисертація містить 23 рисунки і 1 таблицю.

РОЗДІЛ 1
СПІНОВІ ХВИЛІ В НАНОМАСШТАБНИХ ЕЛЕМЕНТАХ ФЕРОМАГНІТНИХ ТА АНТИФЕРОМАГНІТНИХ МАТЕРІАЛІВ

ВСТУП

Протягом останніх десятиліть магнітні матеріали відігравали фундаментальну роль в інформаційних технологіях, дозволивши розробити і довести до безпрецедентного рівня здатність обміну інформацією, із чудовим прикладом накопичувачів на жорстких магнітних дисках. Спільною рисою розвитку майбутніх пристроїв, особливо у спінтроніці та магноніці, є прагнення до менших габаритів та нижчого енергоспоживання. Ця тривала тенденція мініатюризації та оптимізації призвела до розмірів структур наномасштабного рівня, де товщина плівки може сягати товщини кількох атомних шарів [20,24,25].

Магноніка – це відносно нова область науки, що активно розвивається та претендує на внесок інноваційних ідей щодо виробництва логічних схем наднизького енергоспоживання, в яких потік спінових хвиль, а не електричні заряди, передає та обробляє інформацію.

Хвилі, включаючи спінові хвилі, досконалі при кодуванні інформації через їх фазу та інтерференцію [26–32]. Це дозволяє обробляти декілька вхідних сигналів на одному блоці, що відкриває можливість логічних вентилів (базових елементів цифрової схеми, що виконують (обчислюють) елементарні логічні операції) з багатьма входами та багатьма виходами [33–35].

На сьогодні, поза межами застосування в класичних жорстких дисках, магнітні нанопристрої пропонують ключові переваги, такі як енергонезалежність та наднизьке енергоспоживання. Гарним прикладом є технологія Магніторезистивної Оперативної Пам'яті на Переносі Спінового Моменту (STT-MRAM), що поступово підходить до рівня застосування у

промислових масштабах [24,25]. Однак, наразі бракує як теоретичних, так і експериментальних досліджень, що представляють властивості магнітних наноструктур, що зумовлено як підвищеною їх складністю теоретичної обробки, так і обмеженими в даний час перспективами для їх виготовлення та експериментального дослідження. В останні роки було розроблено багато нових експериментальних методик, щоб викликати надії на нові і перспективні експерименти [36,37] та, в свою чергу, подальший розвиток магноніки та спінтроніки.

Дослідження спінових хвиль у феромагнетиках або в їх квазічастинках «магнонах», а також у антиферомагнетиках – це область досліджень, що активно розвивається, насамперед завдяки перспективі застосування пристроїв, обчислювання яких базується на (спінових) хвилях. Це пояснюється зменшенням втрат, пов'язаних з беззарядним спіновим транспортом [15,38,39], їх легкою інтеграцією з системами спінтроніки (спін-поляризований електронний транспорт) [34], та багатьма можливими режимами спінових хвиль для різної геометрії та частот [40]. Хоча основні теоретичні основи були закладені майже століття тому [41,42] експериментальний аналіз більш цікавої поведінки спінових хвиль став можливим лише в останні декілька десятиліть. У міру того, як експериментальні та моделювальні методи стають все більш досконалими, ми можемо взяти натхнення з інших областей фізики хвиль, щоб знайти цікаві явища, які можна зрозуміти для спінових хвиль.

1.1 Теорія спінових хвиль

Розглянемо динаміку магнітної системи, в основному фокусуючи увагу на дослідженні спінових хвиль, відомому як магноніка (де магнон – квазічастинка спінової хвилі). Технічно, спінові хвилі зазвичай описуються класичним наближенням усередненого поля (найбільш актуальним для цього дослідження), а магнони вивчаються з точки зору статистики Бозе-Ейнштейна,

яку тут не буде висвітлено. Як прийнято, терміни спінові хвилі та магнони будуть використовуватися взаємозаміно. Зазначимо, що інша основна галузь дослідження магнітодинаміки – це вивчення спінтроніки [43], яке передбачає рух спін-поляризованих струмів. Магноніка ж, навпаки, має справу з прецесіальним збудженням локалізованих спінів – коли не відбувається перенесення маси, заряду або спіну. Хоча в цих двох галузях науки є певний збіг наукових інтересів, обговоримо лише відповідну теорію, що стосується магноніки. У цьому розділі буде розглянуто походження та характеристика спінових хвиль, і ця теорія в основному узагальнена з посилань [40,44,45], за винятком зазначених випадків.

1.1.1 Прецесія Лармора

Концепція зовнішнього магнітного поля надає крутний момент спін-дипольному моменту електрона, щоб обертати цей момент для вирівнювання з зовнішнім магнітним полем. Деталі цього руху можуть бути визначені за допомогою використання напівкласичної картини магнітного диполя. Також розглянемо квантово механічну інтерпретацію. У наступному підрозділі розглянемо рівняння, які описують прецесійний рух намагнічення (сукупність дипольних моментів). Зауважимо, що електрон має момент імпульсу, тому крутний момент не просто обертає свій магнітний момент, щоб упорядкувати у напрямку зовнішнього поля. Фактично, це спричиняє момент гіроскопічної прецесії навколо напрямку магнітного поля, поки вона не втрачає енергію через демпфування, щоб бути зорієнтованим у новому напрямку вздовж прикладеного магнітного поля. Цей рух є аналогічним прецесії (нахиленого) гіроскопа в гравітаційному полі, але в конкретному випадку магнітного моменту, що прецесує навколо магнітного поля. Така поведінка відома як прецесія Лармора.

Магнітні диполі будуть взаємодіяти не тільки із зовнішнім магнітним полем, але й будуть взаємодіяти із найближчими сусідами (через обмінну

взаємодію) та іншими сусідніми диполями (через диполь-дипольну взаємодію). Найцікавіші ефекти цих взаємодій виникають тоді, коли сукупність спінів збуджується імпульсним або безперервним (але коливальним) магнітним полем. Спінові хвилі також можуть бути збуджені, використовуючи достатньо потужне електромагнітне поле, або через локальне нагрівання, або ж за допомогою їх комбінації в надшвидкий лазерний імпульс [46]. Сфокусуємося на збудженні через зовнішнє магнітне поле. Якщо всі магнітні диполі будуть миттєво збуджені полем водночас з однаковою частотою, то вони будуть коливатися в однаковій фазі – по фазі. Як і в будь-якій колективній коливальній системі, якщо частинки збуджуються на своїй резонансній частоті, тоді всі вони коливаються (прецесують) у фазі з великою амплітудою, і це називається феромагнітним резонансом. Що ще більш цікавіше, якщо замість цього ввести в систему деяку неоднорідність – або в поле, або в конфігурацію намагнічування (докладніше про це пізніше) – можна збудити спінову хвилю, де сусідні спіни прецесують із різницею фаз, яка рухається уздовж масиву, як показано для одномірного ланцюга спінів на Рис. 1.1.

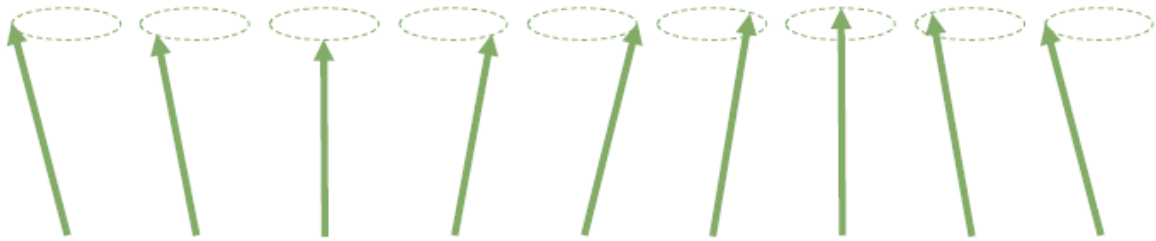

Рис. 1.1. Спінова хвиля, що розповсюджується вздовж 1D ланцюжка спінів.

Оскільки неможливо візуалізувати окремі диполі, що прецесують в магнітному матеріалі, поняття "спінова хвиля" частіше використовується для опису прецесійного збудження намагніченості, тобто коливання більшого кластеру спінів, що взаємодіють із сусідніми кластерами спінів. Порівняння

макроскопічної спінової хвилі з фундаментальною спіновою хвилею може бути проблематичним, тому надалі буде розглянуто макроскопічну картину.

Перш за все зазначимо, що класична картина прецесії спінів повинна бути об'єднана з квантово-механічною інтерпретацією спінової хвилі. Добре відомо, що неможливо одночасно визначити точне положення чи імпульс для квантового об’єкта, і тому неможливо припустити, що диполь прецесує з точною фазою або з чітко визначеним фазовим відношенням в порівнянні до сусідніх. Все, що насправді відомо, – це те, що існує ймовірність розподілу орієнтації магнітного дипольного моменту і пов'язана з цим ймовірність орієнтування в напрямку магнітного поля.

З точки зору квантованих станів спіна (не лише загального дипольного моменту) слід говорити про спінову хвилю як про рух перевернутого спіна через масив спінів, незалежно від того, чи є прикладене магнітне поле перпендикулярне до моменту імпульсу спіна чи ні, тому що спін може займати стан лише "вгору" або "вниз", коли один стан матиме більшу енергію, ніж інший. Тому введемо поняття магнона – квазічастинки магнітного збудження – тому що воно повністю уникає опису того, що насправді збуджується, крім деякого пакета енергії. Тим не менш, продовжимо працювати з напівкласичним описом намагніченості, оскільки, хоча це технічно є наближенням, в макроскопічному масштабі напівкласична теорія намагніченості дуже добре описує поведінку намагнічування збудженого феромагнетика (ФМ) та антиферомагнетика (АФМ).

1.1.2 Прецесійний рух намагніченності. Рівняння Ландау-Ліфшиця

Розглянемо більш детально прецесійну поведінку намагнічування щодо зовнішнього магнітного поля. Цей рух, а саме динаміка намагнічування в ефективному магнітному полі може бути описана рівнянням Ландау-Ліфшиця у вигляді

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \left[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} \right], \tag{1.1.1}$$

де γ – це гіромагнітне відношення ізольованого електрона, первісно введене як константа пропорційності між магнітним моментом і моментом імпульсу електрона; $\mathbf{M}$ – це вектор намагніченості, первісно введений як середній магнітний дипольний момент на одиницю об'єму; та $\mathbf{H}_{eff}$ – це ефективне магнітне поле, яке є функціональною похідною вільної енергії W відносно вектору намагнічування $\mathbf{M}$, а саме:

$$\mathbf{H}_{eff} = -\frac{\delta W}{\delta \mathbf{M}} = -\frac{\partial W}{\partial \mathbf{M}} + \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial W}{\partial \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i} \right)}. \tag{1.1.2}$$

Це показує, що терміни, що сприяють вільній енергії, тобто магнітостатиці, такі як анізотропія або обмін, – все це створює ефективне магнітне поле, яке відчуває намагніченість. Таким чином, зовнішнє магнітне поле може бути прикладене, але загальне ефективне поле може бути збільшено або зменшено за допомогою всіх додаткових внесків в енергію. Саме це ефективне поле визначає прецесійний рух та поведінку намагніченості.

Вираз (1.1.1) є формальним вираженням прецесії Лармора, обговореної в Розділі 1.1.1. Можемо бачити, що намагніченність прецесує навколо (ефективного) магнітного поля в часі, і цей вектор перпендикулярний як вектору намагніченості $\mathbf{M}$, так і ефективному магнітному полю $\mathbf{H}_{eff}$, та спрямований в просторі по круговій прецесії. Рівняння Ландау-Ліфшиця вперше було постульовано в джерелі [42], і є феноменологічним рівнянням, яке може бути отримане з методу множників Лагранжа, що пояснює походження функціональної похідної як $\mathbf{H}_{eff}$ [44], серед інших методів.

Рівняння (1.1.1) – це найпростіша модель, яка не враховує ані дампінгу (затухання), ані зміни величини (довжини) вектора намагніченості $\mathbf{M}$ (зміна довжини вектора намагніченості $\mathbf{M}$ за допомогою збудження буде вкрай нелінійним ефектом і може бути викликана, наприклад, інтенсивним лазерним

нагріванням. Опис такого процесу, стосовно його реалізації в мікромагнітному моделюванні, гарно висвітлено, наприклад, в [47]). Але дампінг включено в рівняння Ландау-Ліфшиця-Гілберта [48],

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma\left[\mathbf{M}\times\mathbf{H}_{eff}\right] + \frac{\alpha_G}{M_S}\left(\mathbf{M}\times\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}\right), \tag{1.1.3}$$

і, зазвичай, він бере свій початок від взаємодій між спіновими хвилями та решіткою (у квантово-механічному співвідношенні: фононно-магнонне розсіювання). Тут M_S – НН та α_G – параметр демпфування Гілберта. Цю прецесію порівнюють із незатухаючою прецесією з виразу (1.1.1) як проілюстровано на Рис. 1.2. Зауважимо, що затухання не враховується в аналітичних розрахунках у цій дисертації, оскільки розглядається суто стаціонарний стан і не є суттєвим те, як розповсюджуються спінові хвилі з плином часу. Результати можуть включати апроксимуючі ефекти демпфування, включаючи уявну складову частоти, але такий аналіз не проводився.

1.1.3 Обмінна взаємодія

Найпростішим режимом роботи є режим обміну, застосовний для спінових хвиль малої довжини (залежно від матеріалу, це зазвичай до 50нм), такий режим є керований обмінною взаємодією. Його дисперсійне співвідношення за відсутності анізотропії та диполярних взаємодій визначається як [49,50]

$$\omega_{ex} = \omega_H + l_{ex}^2\omega_M k^2, \tag{1.1.4}$$

де (для нескінченного зразка)

$$\omega_H = \gamma\mu_0 H_0,\ \omega_M = \gamma\mu_0 M_0. \tag{1.1.5}$$

Тут, ω_H є феромагнітною резонансною частотою, μ_0 – магнітний момент, H_0 є статичним магнітним полем, ω_M – частота, пов'язана з силою статичного намагнічення M_0, l_{ex} – довжина обміну, та $k = 2\pi/\lambda$ – це хвильове число, де

λ є довжиною спінової хвилі. В останньому розділі дисертації це буде адаптовано для перпендикулярно намагніченої тонкої плівки (яка є обмеженою у напрямку M, але нескінченна перпендикулярній в площині), тому ω_H може бути модифіковано як

$$\omega_H = \gamma\mu_0\left(H_0 - M_0\right), \tag{1.1.6}$$

де величина $\left(H_0 - M_0\right)$ внутрішнє поле зразка. При цьому враховується поле розмагнічування зразка (обумовлене M_0).

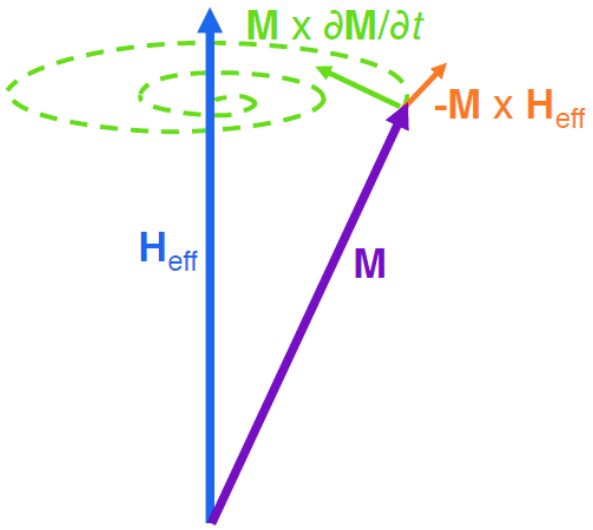

Рис. 1.2. Ескіз векторів $\mathbf{H}$ та $\mathbf{M}$, що показує кругову прецесію вектору $\mathbf{M}\times\mathbf{H}$ та вектор демпфування $\mathbf{M}\times\frac{\partial\mathbf{M}}{\partial t}$, комбінація яких призводить до спіралізації намагніченості в напрямку вирівнювання з ефективним полем.

Є цілий ряд позитивних особливостей обмінних спінових хвиль. По-перше, довжина обмінних спінових хвиль в масштабі довжини нанометра – ідеальний розмір для нанорозмірних схем. Крім того, квадратична дисперсія вигідна для технологічних застосувань; менші в розмірі пристрої з обмінними спіновими хвилями повинні мати більш високі швидкості обчислення, оскільки частота масштабується квадратично зі зменшенням довжини хвилі – і частота є якісним показником швидкості пристрою [34]. Нарешті,

розглядаючи обмінно-спінові хвилі, як правило, простіше працювати з аналітикою, принаймні в лінійному режимі, оскільки їх динаміка може бути описана рівнянням подібним до рівняння Шредінгера. Основним недоліком є те, що їх важко генерувати, тому що джерело спінової хвилі (як правило, точковий контакт або хвилевід) має бути не більше ніж довжина хвилі генерованих спінових хвиль [15], і цього важко досягти.

1.2 Магнітна дипольна взаємодія

Розглянемо властивості довгохвильових спінових хвиль, коли домінуючими є диполярні внески.

Терміни диполярний або магнітостатичний будуть використовуватися взаємозаміно. Поведінка таких диполедомінованих спінових хвиль регулюється магнітостатичними рівняннями Максвелла [45],

$$div\,\mathbf{B}^{(\mathbf{m})} = 0\,, \tag{1.2.1}$$

$$rot\,\mathbf{H}^{(\mathbf{m})} = 0\,, \tag{1.2.2}$$

де $\mathbf{B}^{(\mathbf{m})} = \mathbf{H}^{(\mathbf{m})} + 4\pi\mathbf{M}$ – вектор магнітної індукції та $\mathbf{H}^{(\mathbf{m})}$ – магнітостатичне поле, розв’язок якого згідно виразу (1.2.2) з відповідними граничними умовами для $\psi(\mathbf{r})$ є

$$\mathbf{H}^{(\mathbf{m})}(\mathbf{r}) = -grad\,\psi(\mathbf{r}), \tag{1.2.3}$$

де $\psi(\mathbf{r})$ – магнітостатичний потенціал, а $\mathbf{r}$ – радіус-вектор. Це є необхідним щоб встановити дисперсію магнітостатичних спінових хвиль всередині ФМ. Тоді з рівняння (1.2.1) отримуємо [51]

$$\psi(\mathbf{r}) = \int d\mathbf{r}' M_i(\mathbf{r}') \frac{\partial}{\partial x_i'} \frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}\,, \tag{1.2.4}$$

де

$$\frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} = \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}}\,. \tag{1.2.5}$$

Зазначимо, що намагніченість в цих рівняннях прецесує в діапазоні мікрохвильових частот, і тому є досить динамічною. По аналогії з електростатикою, коли заряди не змінюють положення з часом; у магнітостатичній апроксимації немає (наближено) рухомих струмів, тому закон Ампера набуває вигляду $rot\,\mathbf{H}^{(\mathbf{m})} = \mathbf{J}$ і права частина виразу рівна нулю. Тому для ФМ, магнітостатичні рівняння Максвелла перетворюються на більш корисне рівняння Уокера, яке є функцією магнітного скалярного потенціалу ψ та тензора магнітної проникності $\hat{\mu}$, а саме $\nabla \cdot \left(\hat{\mu} \nabla \psi \right) = 0$ – в загальному вигляді.

Однією з важливих особливостей об'ємних магнітостатичних спінових хвиль (таких, що розповсюджуються в середині магнітного матеріалу, а не на його поверхні) є те, що вони існують у деякому діапазоні частот

$$\omega_H \le \omega \le \sqrt{\omega_H \left(\omega_H + \omega_M \right)}\,, \tag{1.2.6}$$

однак це не враховує обмінну взаємодію, що могло б вплинути на дисперсійне співвідношення.

1.3 Загальна енергія феромагнетику

Феромагнітні матеріали належать до важливого класу твердих матеріалів, які мають незамінну роль в області технологій зберігання даних. Їх корисність для технологічних застосувань походить з основної фізичної властивості ФМ – демонструвати просторово впорядковані структури намагнічення в різних умовах. Фізику магнітних конфігурацій тривалий час вивчають для різних 2D та 3D форм. Зазвичай, тільки крихітні наномагніти, піддані сильному рівномірному зовнішньому полю, або жорсткі магніти, рівномірно намагнічуються. Більші “м'які” магніти розбиваються на кілька магнітних доменів – областей з рівномірним намагніченням, однак з різним напрямком намагнічення в сусідніх регіонах. Механізми формування магнітного домену можуть бути досить складними, але зазвичай доменні

структури можна зрозуміти з енергетичних міркувань. Зазвичай досліджуються статичні та динамічні властивості намагнічування. Особлива увага приділяється застосуванню магнонних кристалів в обробці даних та інформаційних технологіях. Термін магнонний кристал був введений Пушкарським та Кравчиком у 2001 році [52] та незалежно Нікітовим та ін. [53], та означає штучний магнітний носій із властивостями, що характеризуються періодичним порядком, і представляє інтерес як для класичних фізичних приладів, так і для приладів магноніки.

Формування доменів є результатом конкуренції різних внесків енергії, в основному обмінної, магнітостатичної (також її називають анізотропією форми) та енергії анізотропії.

У ФМ енергія анізотропії та обмінна енергія мінімальна, коли магніт однорідно намагнічується уздовж легкої осі. Кінцева структура мінімізує загальну енергію за рахунок зменшення диполярної енергії системи ціною енергії доменної стінки (що збільшує анізотропію та обмін). Це також залежить від магнітної історії зразка: під час циклу гістерезису, зразок може відображати різну кількість, різні розміри і навіть типи доменів. Зазвичай більшу кількість доменів можна отримати при розмагнічуванні досить великого зразка. Зазначимо, що доменна теорія дуже складна і не існує єдиного і простого походження формування доменів [54].

В основному повна макроскопічна енергія ФМ W_{FM} складається з обмінної енергії, енергії спін-орбітальної взаємодії, енергії магніто-дипольної взаємодії, а також енергії ФМ в сторонньому магнітному полі (відповідно почергово) [44,45]:

$$\begin{aligned} W_{FM} &= \int w_{FM}\, dV \\ &= \int dV \left\{ \frac{1}{2}\alpha_{ik}\left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i}\right)\left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_k}\right) - \frac{1}{2}\beta_i\left(\mathbf{Mn}\right)^2 - \frac{1}{2}\mathbf{MH}^{(m)} - \mathbf{MH}_0^{(e)} \right\}, \end{aligned} \tag{1.3.1}$$

де V є об’ємом ФМ, а w_{FM} – повною магнітною густиною енергії системи, що включає в себе: густину обмінної енергії ФМ (перший член виразу (1.3.1)) з

параметром обмінної взаємодії α_{ik}; густину енергії магнітної анізотропії (другий член), де β – деяка константа ($i=1$ для одновісного ФМ), що називається константою анізотропії, а **n** – це вісь симетрії кристалу; густину енергії магніто-дипольної взаємодії (третій член); густину енергії Зеємана (останній член виразу) із зовнішнім магнітним полем $\mathbf{H}_0^{(e)}$.

Обмінна енергія є взаємодією короткого діапазону (з малим радіусом дії) і описує як сусідні спіни у феромагнетику мають тенденцію до паралельного вирівнювання відносно один одного. Зазначимо, що густина обмінної енергії ФМ не залежить від напрямку вектору щільності магнітного моменту $\mathbf{M}$. Таке положення є фундаментальною властивістю обмінної взаємодії. Іншими словами, основною властивістю обмінної взаємодії є його інваріантність відносно обертання магнітного моменту $\mathbf{M}$. Структура цієї взаємодії зрозуміла якщо розглядати обмінну енергію ФМ як енергію магнітної неоднорідності [45]. Основним положенням являється те, що характер енергетичного спектру ФМ розглядається поблизу основного стану, якому відповідає паралельна орієнтація магнітних моментів окремих атомів ФМ, а значить спіни, і, відповідно, магнітні моменти атомів ФМ, які є в основному спіновими, знаходяться в стані з мінімальною енергією. Симетричний тензор α_{ik}, що входить в вираз для обмінної енергії , визначається в моделі Гейзенберга за допомогою обмінного інтегралу між сусідніми атомами, а в більш загальному випадку він може залежати від квадрату намагніченості та від температури, але по порядку величини він завжди дорівнює

$$\alpha_{ik} \sim \frac{J_0}{\left(2\mu_0\right)^2} a^5, \tag{1.3.2}$$

де J_0 – величина обмінного інтегралу між сусідніми атомами, μ_0 – магнетон Бора, а a – стала гратки; цей інтеграл визначає по порядку величини також температуру Кюрі, тому

$$\alpha_{ik} \sim \frac{T_c}{\mu_0 M_0} a^2,$$

де $M_0 \approx \frac{\mu_0}{a^3}$. В одновісних кристалах тензор α_{ik} має дві незалежні компоненти, а в кубічних кристалах $\alpha_{ik} = \alpha\delta_{ik}$.

Хоча обмінна взаємодія є найсильнішою, але вона не є єдиною взаємодією вартою уваги між атомами ФМ. Наступний компонент розглянутої повної магнітної енергії пояснюється анізотропією, яка (за відсутності зовнішнього поля) повністю визначає статичну конфігурацію ФМ. Анізотропія означає, що властивості магніту залежать від напряму і ми можемо кількісно оцінити її з точки зору її напрямку та її сили. Густину енергії магнітної анізотропії можна розглядати як функцію направлення магнітного моменту $\mathbf{M}$. Зазвичай використовуються терміни легка / важка вісь, щоб описати напрямок, уздовж якого легко / важко вирівняти намагніченість. Існує багато різних форм анізотропії, наприклад найпоширенішими із них є кристалічна (магнітокристалічна) анізотропія, анізотропія форми та анізотропія обміну (завдяки інтерфейсу між феро- та антиферомагнетиками). Магнітокристалічна анізотропія залежить від структури гратки матеріалу, і тому нею важко маніпулювати. Більш цікавим типом анізотропії є анізотропія форми, оскільки нею легко маніпулювати. Поле розмагнічування вздовж короткої осі більше, ніж поле вздовж довгої осі, і тому має бути застосоване сильне магнітне поле вздовж короткої осі, порівняно з довгою віссю, щоб досягти однакового загального поля всередині зразка. Це походження анізотропії форми; так як простіше намагнічувати зразок за певними напрямками. Сила магнітної анізотропії, поряд з багатьма іншими властивостями матеріалу, може бути встановлена шляхом побудови графіка – кривої намагніченості або циклом (петлі) гістерезису, що показує як намагніченість змінюється в залежності від прикладеного магнітного поля. Слід зазначити, що ці петлі залежать від попереднього магнітного стану. Отже енергія магнітної анізотропії пов'язана з проекцією намагніченості на осі анізотропії.

Енергія магніто-дипольної взаємодії – це магнітна взаємодія між магнітними моментами атомів та взаємодія між магнітними моментами і електричним полем кристалічної гратки. Обидві ці взаємодії є релятивістськими, а значить відповідні їм енергії значно менші енергії обмінної взаємодії, але ж все-таки вони грають суттєву роль. По-перше, завдяки релятивістським взаємодіям в кристалі виникає обраний напрямок намагніченості, якому відповідає мінімальне значення енергії ФМ (на основі цього кажуть, що релятивістські взаємодії призводять до появи енергії анізотропії розглянутої вище). По-друге, завдяки релятивістським взаємодіям встановлюється статична рівновага в системі спінів ФМ. Якби ці взаємодії були відсутні, то статична рівновага в гратці не могла би встановитися.

Енергія ФМ в сторонньому магнітному полі враховує вклад магнітного поля створеного сторонніми джерелами. Лише за наявності такого поля, що називається стороннім та позначається $\mathbf{H}_0^{(e)}$, до повної макроскопічної енергії ФМ додається цей член. Якщо стороннє поле є однорідним, $\mathbf{M} = const$ та тіло має форму еліпсоїду, то поле і намагніченість всередині тіла також будуть однорідними. При цьому зв'язок між магнітним полем всередині тіла, яке прийнято позначати $\mathbf{H}^{(i)}$, намагніченістю $\mathbf{M}$ та стороннім магнітним полем $\mathbf{H}_0^{(e)}$ має вигляд

$$\mathbf{H}^{(i)} = \mathbf{H}_0^{(e)} + \mathbf{H}^{(m)} = \mathbf{H}_0^{(e)} - 4\pi\hat{N}\mathbf{M}, \tag{1.3.3}$$

де $\hat{N}$ – це тензор розмагнічування коефіцієнтів з компонентами

$$N_{ik}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi}\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_k}\int \frac{d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}, \tag{1.3.4}$$

беручи до уваги вираз (1.2.5).

Вираз (1.3.1) для повної макроскопічної енергії ФМ є справедливим в статичному випадку. При цьому поле $\mathbf{H}^{(m)}$, що створюється магнітними моментами атомів, задовольняє рівнянням магнітостатики – виразам (1.2.1) та (1.2.2). Проте вираз (1.3.1) та рівняння магнітостатики можна використовувати

в тому випадку, коли величини $\mathbf{H}^{(m)}$ та $\mathbf{M}$ повільно змінюються в часі, а саме фазова швидкість хвиль, що пов’язана з коливаннями $\mathbf{H}^{(m)}$ та $\mathbf{M}$ є малою в порівнянні зі швидкістю світла.

1.4 Антиферомагнітна спінтроніка

У своїй нобелівській лекції в 1970 році Луї Неєль заявив, що АФМ "не мають жодного застосування", незважаючи на те, що вони "надзвичайно цікаві з теоретичної точки зору" [55]. Таке загальне сприйняття домінувало до початку 1990-х, коли перші комерційні продукти застосовували обмінне зміщення [56–58] у дизайні записуючих голівок жорстких дисків у великих промислових масштабах. Обмінне зміщення, яке бере початок від обмінного зв'язку магнітних спінів в АФМ до намагніченості в суміжному ФМ, створює бажаний напрямок для намагнічування ФМ і тим самим дозволяє встановити початковий напрямок намагнічування. З іншого боку, поле спінтроніки базується на точному контролі магнітних моментів у ФМ.

Центральними поняттями у звичайній спінтроніці є електрична комутація намагніченості («запис») за допомогою явища переносу спінового моменту та зчитування інформації за допомогою ефектів магнітоопору. Ефекти переносу спінового моменту враховують сценарій, коли спін-поляризований струм, що вводиться у ФМ, чинить крутний момент на намагніченість, викликаючи прецесію намагніченості та / або змінюючи її напрям [59]. З іншого боку, магнітоопір описує зміну електричного опору в провіднику при зміні намагніченості. Дослідження антиферомагнітної спінтроніки спрямоване на використання аналогічних понять у АФМ, а не у ФМ.

АФМ розглядаються в якості перспективного кандидата для пристроїв спінтроніки наступного покоління завдяки їх масштабованості, їх стійкості до зовнішніх магнітних полів, і їх надшвидкій спіновій динаміці [60–63]. АФМ є

привабливими, оскільки вони не чутливі до збурень магнітного поля, не викликають збурюючих полів розмагнічування, легко сумісні з електронною структурою металу, напівпровідника або діелектрика, можуть виступати в якості магнітної пам’яті та можуть створювати великі магнітотранспортні ефекти [64–66].

Експериментальна демонстрація електричного перемикання та виявлення порядку Неєля відкриває шлях до пристроїв пам'яті на основі АФМ. Окрім випромінювання і твердості магнітного поля, комірки пам'яті, виготовлені з АФМ, можуть бути по суті багаторівневими, що можна використовувати для нейроморфних обчислень. Швидкість перемикання, досяжна в АФМ, значно перевищує швидкість технологій феромагнітної та напівпровідникової пам'яті. АФМ є перспективними для майбутніх спінтронних застосувань завдяки своїм корисним властивостям: вони магнітно впорядковані, але сусідні магнітні моменти направлені протилежно, що призводить до нульової результуючої намагніченості. Це означає, що АФМ не створюють полів розсіювання і нечутливі до збурень зовнішнього магнітного поля. Крім того, вони демонструють властиву високочастотну динаміку, виявляють значні спін-орбітальні та магнітотранспортні ефекти. За останнє десятиліття було зрозуміло, що АФМ можуть запропонувати більше, ніж просто використовувати їх як пасивні компоненти в обмінних зміщеннях. Цей розвиток призвів до зміни парадигми, що відкриває шлях до нових концепцій із використанням АФМ для спінових технологій та застосувань.

Особливо протягом останнього десятиліття відношення до АФМ перейшло з області розгляду їх як цікавого явища в магнетизмі до багатообіцяючого напряму досліджень у спінтроніці, не кажучи про їх пасивну роль у застосуванні пристроїв з обмінним зміщенням. Нещодавні досягнення, такі як спостереження спінового пампінгу, спінового ефекту Холла, спінового ефекту Зеєбека, а також спін-орбітальних моментів в пристроях на основі АФМ, розширили горизонт і обіцяють захоплюючі майбутні розробки в цій галузі.

Цей поновлений інтерес до антиферомагнітних матеріалів також стимулював нові розробки для зондування (вивчення) спінової структури в цих матеріалах. Незважаючи на те, що такі методи дослідження структури, як розсіювання нейтронів, історично були прекрасним інструментом для отримання витонченої інформації, вони не підходять для зондування магнітної структури в малих структурованих пристроях. З цією метою розробляються різноманітні нові перспективні методи. Один із підходів полягає у використанні вище обговорюваних ефектів спінового транспорту, який уже використовувався для дослідження спін-флоп переходу в NiO [67,68]. Нові оптичні підходи також є перспективними [69]. Але найбільш цікавим методом є локальна мікроскопія, заснована на спінових збудженнях в азотних вакансійних центрах алмазу, яка може забезпечити насправді новий спосіб дослідження локальних спінових структур в АФМ з надзвичайною чутливістю [70].

На шляху до антиферомагнітної спінтроніки залишається багато проблем. Все ще бракує базового фундаментального опису багатьох антиферомагнітних матеріалів, наприклад невідомими є: точні спінові структури, особливо в гетероструктурах, величини анізотропій і зонні структури магнітних збуджень. Особливо це стосується більш складних неколінеарних АФМів, де хіральність спінової структури відкриває додаткові шляхи впливу на транспортні явища. Таким чином, повне розуміння та експериментальне дослідження динаміки залишається серйозною проблемою. У той же час зрозуміло, що сучасні дослідження лише поверхнево торкнулися широкого спектру антиферомагнітних матеріалів, які слід досліджувати.

З точки зору прикладного впливу, науковий прогрес та нові відкриття за своєю суттю є непередбачуваними. На сьогодні закон Мура вже не виконується, мобільні пристрої та хмарні технології широко розповсюджуються, а пристрої в системах Інтернету речей поступово вбудовуються у наше життя, і все це вимагає не лише нових обчислювальних концепцій, але й нових та універсальних матеріалів. Здається малоймовірним,

що сама антиферомагнітна спінтроніка вирішить усі сучасні проблеми інформаційних технологій. Однак унікальні характеристики АФМів, включаючи енергонезалежність, відсутність крайових розмагнічуючих полів, терагерцова динаміка, стійкість до зовнішніх магнітних полів, роблять антиферомагнітну спінтроніку перспективною складовою в концепціях та технологіях типу "Більше, ніж Мур" (More than Moore) [61,71,72].

1.4.1 Загальна енергія антиферомагнетику

Перш за все зазначимо, що не існує макроскопічної моделі АФМ, що була би аналогічною гейзенберівгській моделі ФМ, описаній вище. Це пов’язано з тим, що макроскопічне описання АФМ як кристала неможливе, так як спіни сусідніх атомів в такому кристалі були б орієнтовані антипаралельно один одному. Однак, макроскопічна теорія антиферомагнетизму може бути побудована на представлені АФМ як сукупності декількох магнітних підґраток, кожна з яких характеризується власною щільністю магнітного моменту. Тоді, за відсутності стороннього магнітного поля сума щільностей магнітних моментів підґраток обертається в нуль, але при наявності стороннього поля ця сума відміна від нуля і виникає макроскопічний магнітний момент АФМ [44,45].

Таке представлення про АФМ як сукупності декількох намагнічених підґраток, цілком узгоджується з експериментальними даними про теплові та магнітні властивості АФМ, а також з результатами нейтронографії АФМ.

Зазвичай розглядаються АФМ найпростішої структури, які складаються з двох однакових магнітних підґраток – двохпідґраткові АФМи. При досить низьких температурах ($T \ll T_N$, де T_N – температура Неєля) модулі густин їх магнітних моментів $\mathbf{M}_1(\mathbf{r},t)$ і $\mathbf{M}_2(\mathbf{r},t)$ однакові, $|\mathbf{M}_1(\mathbf{r},t)| = |\mathbf{M}_2(\mathbf{r},t)|$, при тому, що з досить високою точністю загальне значення густин моментів можна вважати не залежними від часу, як і в випадку з ФМами. Якщо стороннє

магнітне поле відсутнє, то, як вже зазначено вище, в основному стані АФМ густини магнітних моментів його підґраток, що однакові за величиною, мають протилежні напрямки.

Повна енергія АФМ складається з обмінної енергії W_e, енергії спін-орбітальної взаємодії W_{sl}, енергії магніто-дипольної взаємодії W_m та енергії АФМ в зовнішньому магнітному полі W_H, так само як і повна енергія ФМ. Дві останні енергії визначаються так само, як і для ФМ, відповідно

$$W_m = -\frac{1}{2}\int \left(\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2\right)\mathbf{H}^{(m)} dV, \tag{1.4.1}$$

$$W_H = -\int \left(\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2\right)\mathbf{H}_0^{(e)} dV, \tag{1.4.2}$$

де $\mathbf{H}^{(m)}$ – магнітне поле, що створюється магнітними моментами атомів АФМ і інтегрування виконується по об'єму. В статичному та квазістатичному випадках поле $\mathbf{H}^{(m)}$ визначається рівняннями магнітостатики – виразами (1.2.1) та (1.2.2), в яких під величиною $\mathbf{M}$ розуміється сума густин магнітних моментів підґраток АФМ: $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$.

Густина макроскопічної обмінної енергії АФМ, що залежить від густин магнітних моментів обох підґраток АФМ – $\mathbf{M}_1$ та $\mathbf{M}_2$, можна розкласти в ряд по ступеням градієнтів $\mathbf{M}_1$ та $\mathbf{M}_2$, як і в випадку з ФМ. При цьому береться до уваги, що густина цієї енергії, відповідно до основної властивості обмінної взаємодії, має бути інваріантною відносно просторових прецесій векторів $\mathbf{M}_1$ та $\mathbf{M}_2$. Таким чином, обмінна енергія АФМ має вигляд

$$W_e = \int \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2}\alpha_{1,ik}\left(\left(\frac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial x_i}\right)\left(\frac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial x_k}\right) + \left(\frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial x_i}\right)\left(\frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial x_k}\right)\right) + \\ +\alpha_{2,ik}\left(\frac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial x_i}\right)\left(\frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial x_k}\right) + A\mathbf{M}_1\mathbf{M}_2 \end{array} \right\} dV, \tag{1.4.3}$$

де A – деяка позитивна стала симетричної функції магнітних моментів $\mathbf{M}_1$ та $\mathbf{M}_2$, а $\alpha_{1,ik}$ та $\alpha_{2,ik}$ – тензори аналогічні тензору α_{ik}, що визначає густину обмінної енергії ФМ.

Перший і другий член виразу (1.4.3) представляють собою густину обмінної енергії пов'язану з неоднорідністю магнітних моментів; при цьому перший член описує обмінну взаємодію в кожній із підґраток, а другий – обмінну взаємодію між підґратками. Останній член в цьому виразі описує густину обмінної енергії однорідно намагнічених підґраток.

Розглянемо енергію спін-орбітальної взаємодії в АФМ. Густина цієї енергії є функцією густин магнітних моментів $\mathbf{M}_1$ та $\mathbf{M}_2$ обох підґраток і залежить від орієнтації цих векторів відносно кристалічних осей. При досить низьких температурах ($T \ll T_N$), коли $M_1^2 = M_2^2 = const$, густина енергії спін-орбітальної взаємодії може бути інтерпретована як густина енергії магнітної анізотропії. Тоді цю величину, як і в випадку ФМ, можна представити у вигляді розкладу по степеням векторів $\mathbf{M}_1$ та $\mathbf{M}_2$, що буде містити такі комбінації добутків компонент цих векторів, які є інваріантними по відношенню до перетворення симетрії кристала. Наприклад, у найпростішому випадку одновісного АФМ, енергія магнітної анізотропії має вигляд

$$W_{sl} = \int \left\{ -\frac{1}{2}\beta_1 \left((\mathbf{M}_1\mathbf{n})^2 + (\mathbf{M}_2\mathbf{n})^2 \right) - \beta_2 \left((\mathbf{M}_1\mathbf{n})(\mathbf{M}_2\mathbf{n}) \right) \right\} dV, \quad (1.4.4)$$

де β_1 та β_2 – константи магнітної анізотропії, а $\mathbf{n}$ – одиничний вектор вздовж осі анізотропії. Зазначимо, що якщо при обертанні навколо осі симетрії одна із підґраток не переходить в іншу, то вираз (1.4.4) повинен бути доповнений ще одним членом $w_d = d\left((\mathbf{M}_1 \times \mathbf{M}_2)\mathbf{n} \right)$, де d – деяка константа того ж порядку що і константи магнітної анізотропії β_1 та β_2 (енергія w_d, так само як і енергія W_{sl}, має релятивістське походження)

Таким чином, склавши всі вклади енергій – вирази (1.4.1)-(1.4.4), отримаємо повну макроскопічну енергію АФМ [44,45]:

$$W_{AFM} = \int w_{AFM}\, dV = W_m + W_e + W_{sl} + W_H, \quad (1.4.5)$$

де V є об'ємом АФМ, а w_{AFM} – густина повної енергії АФМ, і інтегрування відбувається по всьому об'єму.

Зазначимо, що наявність енергії w_d може призводити до того, що навіть при відсутності стороннього магнітного поля магнітні моменти підґраток в стані рівноваги не будуть орієнтовані антипаралельно один одному, тобто АФМ при $H_0^{(e)} = 0$ буде мати відмінний від нуля сумарний магнітний момент. Однак, цей момент буде відносно малим , так як енергія w_d має не обмінне, а релятивістське походження. На цій підставі АФМи з константою d відмінною від нуля називаються АФМами зі слабким феромагнетизмом.

1.5 Закон дисперсії для спінових хвиль

Дисперсійне відношення спінових хвиль спочатку було отримано Блохом [41] в макроскопічній моделі. Це співвідношення узагальнили Гольштейн та Примакофф [73]. В макроскопічній та в континуальній моделі, закон дисперсії спінових хвиль може бути отриманий двома цілком еквівалентними методами. Перший базується на виразі, який справедливий в незалежності від того чи враховується обмінна взаємодія, чи ні, а саме: $\omega^2 = \omega_H \left(\omega_H + \omega_M \sin^2 \theta_k \right)$, де θ_k – це кут між вектором густини магнітного моменту рівноважного значення $\mathbf{M}_0$ та хвильовим вектором $\mathbf{k}$. Добре видно, що частота залежить від напрямку розповсюдження спінових хвиль та лежить в діапазоні (1.2.6), але в той самий час не залежить від хвильового числа k. Другий метод знаходження закону дисперсії спінових хвиль використали Херрінг та Кіттель [74], отримавши цей закон в континуальній моделі. При цьому спочатку знаходиться зв’язок між внутрішнім магнітним полем зразка та намагніченістю в ньому, що визначається рівняннями магнітостатики – виразами (1.2.1) та (1.2.2).

Отже, магнітні моменти в магнітному матеріалі можуть прецесувати щодо їх рівноважного напрямку за наявності зовнішнього магнітного поля. Як згадувалося вище, вони з'єднані один з одним через диполь-дипольні та обмінні взаємодії. Результат цих взаємодій можна побачити, якщо локально

збуджувати деякі магнітні моменти, прецесійний рух цих моментів може просторово поширюватися в магнітному матеріалі як хвиля. Тому ця хвиля є колективним збудженням магнітних моментів і називається спіновою хвилею. У довгохвильовому режимі різниці фаз між послідовними спінами досить невеликі, а в енергії таких спінових хвиль в основному переважає диполярна енергія, а спінові хвилі називають диполярними або магнітостатичними спіновими хвилями. На відміну від вищесказаного, короткохвильові спінові хвилі регулюються обмінною взаємодією і називаються обмінними спіновими хвилями. Властивості спінових хвиль та їх потенційне застосування утворюють сформовану область фізики, яку називають магнонікою. Спінові хвилі мають дисперсійний характер, а їх дисперсійні характеристики $f(k)$, де k – хвильове число, сильно залежить від сили та напрямку прикладеного магнітного поля. Дисперсійні співвідношення диполярних мод можна обчислити аналітично, розв’язавши рівняння Ландау-Ліфшиця разом із рівняннями Максвелла в магнітостатичному наближенні, що описують диполярні взаємодії.

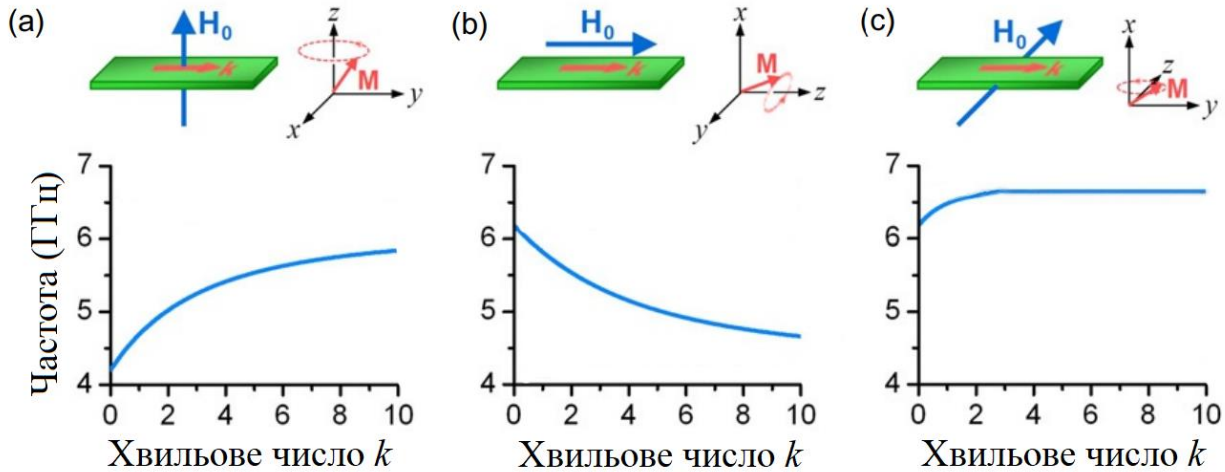

Рис. 1.3. Приклади дисперсійних кривих для: (a) магнітостатичних об'ємних хвиль; (b) магнітостатичних зворотніх об'ємних хвиль; (c) магнітостатичних поверхневих хвиль. Конфігурації поля / плівки, прецесії намагніченості та дисперсійні діаграми для трьох класів спінових хвиль у довгій та вузькій магнітній смузі тонкої плівки. На кожній дисперсійній діаграмі крива показує частоту спінової хвилі як функцію хвильового числа.

Отримані результати для магнітної тонкої плівки, відтвореної на основі рисунка та параметрів з [75].

Якщо середовище намагнічується однорідним зовнішнім магнітним полем, наприклад вздовж осі z, як показано на Рис. 1.3, то намагніченість може бути представлена у вигляді суми статичної та динамічної компоненти

$$\mathbf{M}(\mathbf{r},t) = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}(\mathbf{r},t), \tag{1.5.1}$$

де $\mathbf{m}(\mathbf{r},t)$ – малі динамічні збурення, при малих кутах прецесії, коли $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{M}_0|$, а $\mathbf{M}_0 = (0,0,M_0)$ та $M_0 \approx M_s$, де M_s – НН. Таким чином, маючи компоненти намагніченості лише в площині перпендикулярній до осі *z*, динамічні компоненти намагніченості можуть бути представлені як сума монохроматичних плоских спінових хвиль у вигляді

$$\mathbf{m}(\mathbf{r},t) = \sum_k m_k \exp(i\omega t - i\mathbf{kr}),$$

де підсумовування ведеться за всіма дозволеними значенням хвильового вектору $\mathbf{k}$.

За цих умов рівняння Ландау-Ліфшиця лінеаризується і аналітично обчислюється для знаходження дисперсійного відношення. У тонких насичених магнітних плівках можна виділити три типи конфігурацій магнітного поля та плівки, які відповідають трьом різним класам спінових хвиль: магнітостатичні об'ємні хвилі, магнітостатичні зворотні об'ємні хвилі та поверхневі хвилі. Конфігурації плівки та поля, прецесії намагніченості та діаграми дисперсії для цих трьох типів спінових хвиль показано на Рис. 1.3.

1.5.1 Дисперсійне співвідношення спінових хвиль в феромагнетику

Залежність частоти f спінової хвилі від її хвильового вектору $\mathbf{k}$ описується дисперсійним співвідношенням. Для цього, як було зазначено вище, треба скористатися як рівнянням руху магнітного моменту, так і

рівняннями Максвела. Так як спінові хвилі є низькочастотними хвилями, то електричним полем можна знехтувати, а магнітне поле вважати безвихровим, тобто скористатися магнітостатичним наближенням.

Саме це відношення, що зв'язує частоту f та хвильовий вектор $\mathbf{k}$ (дисперсійне співвідношення) визначає спектр спінових хвиль в ФМ:

$$f\left(\mathbf{k}\right)=\left[\Omega_1\Omega_2+4\pi gM_0\left(\Omega_1\cos^2\varphi_k+\Omega_2\sin^2\varphi_k\right)\sin^2\theta_k\right]^{1/2}, \quad (1.5.2)$$

де Ω_1, Ω_2 – частоти спінових хвиль, θ_k та φ_k – полярний та азимутальний кути хвильового вектору $\mathbf{k}$, відповідно. ФМ може мати анізотропію типу "легка вісь" або "легка площина". Якщо ФМ має анізотропію типу "легка вісь" (тобто $\beta>0$), тоді

$$\Omega_1=\Omega_2=\Omega, \quad (1.5.3)$$

де

$$\Omega=gM_0\left(\alpha k^2+\frac{H^{(i)}}{M_0}+\beta\right), \quad (1.5.4)$$

як і буде розглядатися далі.

1.5.2 Дисперсійне співвідношення спінових хвиль в антиферомагнетику

У всіх випадках у АФМ, на відміну від ФМ, розглядається не одна, а дві гілки спінових хвиль, при тому, що в області більших хвильових векторів обидві частоти спінових хвиль пропорційні хвильовому вектору.

Спінові хвилі в АФМ, так само як і в ФМ, представляють собою коливання магнітних моментів, що розповсюджуються в матеріалі. Перш за все треба встановити рівняння руху магнітних моментів в АФМ.

На відміну від простої магнітної структури ФМ, магнітні структури АФМ відрізняються багатим різноманіттям. В подальшому розглядається один із найпростіших випадків – АФМ с двома дзеркальними магнітними підґратками.

Нехтуючи дисипацією енергії, рівняння руху густини магнітних моментів $\mathbf{M}_1$ та $\mathbf{M}_2$ для кожної магнітної підґратки матиме вигляд такий самий, як і рівняння руху (1.1.1) для густини магнітного моменту ФМ,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial t} &= -\gamma\left[\mathbf{M}_1 \times \mathbf{H}_{eff,1}\right] \\ \frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial t} &= -\gamma\left[\mathbf{M}_2 \times \mathbf{H}_{eff,2}\right] \end{aligned}, \qquad (1.5.5)$$

де γ – це гіромагнітне відношення; $\mathbf{H}_{eff,1}$ та $\mathbf{H}_{eff,2}$ ефективні магнітні поля, що діють на моменти $\mathbf{M}_1$ та $\mathbf{M}_2$. Ці поля зв'язані з енергією АФМ W_{AFM} загальним виразом (1.1.2)

$$\mathbf{H}_{eff,1} = -\frac{\delta W_{AFM}}{\delta \mathbf{M}_1},\ \mathbf{H}_{eff,2} = -\frac{\delta W_{AFM}}{\delta \mathbf{M}_2} \qquad (1.5.6)$$

Використовуючи вираз для повної енергії АФМ (1.4.5) та загальний вираз для знаходження ефективного поля (1.1.2), знаходяться ефективні поля в АФМ.

Знаючи рівняння руху магнітних моментів в АФМ та рівноважні значення їх моментів, знаходиться тензор високочастотної магнітної сприйнятливості АФМ, що характеризує рівноважний стан АФМ. В залежності від типу анізотропії (як і в ФМ це може бути "легка вісь" або ж "легка площина"), а також від направлення зовнішнього магнітного поля щодо осі анізотропії, за аналогією описаною вище знаходиться дисперсійне співвідношення для спінових хвиль в АФМ. В усіх подальших дискусіях буде розглядатися анізотропія типу "легка вісь" коли магнітне поле паралельно направлене осі анізотропії та осі z, і в цьому випадку частоти спінових хвиль визначаються наступними виразами:

$$\begin{aligned} \Omega_+ &= gM\left[2A\left(\alpha_1-\alpha_2\right)k^2 + \left(\frac{H_1}{M}\right)^2\right]^{1/2} + gH_0^{(e)} \\ \Omega_- &= gM\left[2A\left(\alpha_1-\alpha_2\right)k^2 + \left(\frac{H_1}{M}\right)^2\right]^{1/2} - gH_0^{(e)} \end{aligned}, \qquad (1.5.7)$$

де $H_1 = M\sqrt{2A(\beta_1 - \beta_2)}$ та АФМ магнітний момент розглядається малим, тобто $H_0^{(e)} = H_0^{(i)}$. Зазначимо, що у виразі (1.5.7) величина M являє собою модулі густин магнітних моментів підґраток $\mathbf{M}_1$ і $\mathbf{M}_2$ (як вказувалося вище, вони однакові $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2|$).

Висновки до розділу 1

Проблема розповсюдження спінової хвилі в наноструктурах кінцевих розмірів та дослідження впливу різноманітних можливих граничних умов на динамічні компоненти намагнічування магнітних матеріалів та дисперсію спінової хвилі в магнонних кристалах є ключовою для розвитку перспективних пристроїв магноніки. Тому дослідження динаміки спінової хвилі в феромагнітних та антиферомагнітних матеріалах є настільки важливим для того щоб створити інструменти, які дозволять реалізувати можливості, що пропонуються магнітними кристалами, для мінімізації розсіювання енергії в магнітних пристроях та розробити магнітні наноструктури для ефективного розповсюдження і регулювання мікрохвильових сигналів за допомогою спінових хвиль.

Перехід від феромагнітних до антиферомагнітних аналогів пропонує чіткі переваги: магнітні моменти в АФМ вирівнюються так, що вони рівномірно збігаються із сусідніми магнітними моментами, які спрямовані в протилежні напрямки. Це прояв впорядкованого магнетизму, однак загальна намагніченість зразка дорівнює нулю завдяки протилежним напрямкам спінів. Це означає, що АФМ не створюють полів розсіювання і, в основному, нечутливі до збурень зовнішнього магнітного поля. Типові резонансні частоти АФМ значно вищі, ніж у ФМ; тобто в терагерцовому частотному діапазоні, що робить їх перспективними кандидатами на технологічне застосування [76]. Нещодавнє відкриття електричної комутації та зчитування АФМ за

допомогою спін-орбітального моменту виразно показує, що АФМ можна управляти подібними способами, як їх феромагнітними аналогами [77].

РОЗДІЛ 2
АНАЛІТИЧНА МОДЕЛЬ КЕРУВАННЯ ПОШИРЕННЯМ СПІНОВИХ ХВИЛЬ ЧЕРЕЗ ФЕРОМАГНІТНИЙ ПРОШАРОК В ХВИЛЕВОДІ

ВСТУП

Фаза і амплітуда – основні характеристики хвиль. Обробка будь-якого виду хвиль залежить від інтерференційних ефектів, які залежать від цих характеристик. Таким чином, управління фазою і амплітудою спінових хвиль є важливим для магноніки [19] при виконанні як аналогових [20,21], так і цифрових [22] обчислень основаних на спінових хвилях [23].

Одна з найважливіших проблем, що обмежує застосування спінових хвиль, стосується можливості когерентної та слабко затухаючої передачі сигналу. Виконання цієї умови є необхідним для передачі інформації, закодованої у фазу чи амплітуду спінових хвиль, між окремими частинами магнонного контура, іноді в сітку взаємопов'язаних та перехрещених хвилеводів, що забезпечує потік спінових хвиль у різних напрямках [22,78]. Зазвичай взаємозв'язки реалізуються хвилеводами, що представляють собою вузькі та плоскі феромагнітні смуги. Тут виникає проблема розсіювання спінових хвиль на вигинах хвилеводів. Якщо статична намагніченість насичена і орієнтована вздовж напрямку зовнішнього магнітного поля, то магнітні поверхневі заряди, породжені нормальною до поверхні компонентою намагніченості, змінюватимуться на вигинах хвилеводу. З іншого боку, якщо зовнішнє магнітне поле слабке [79] або хвилевід належним чином структурований [80], статична намагніченість повторює форму вигнутого хвилеводу за рахунок анізотропії форми. Тим не менш, магнітні об'ємні заряди будуть генеруватися за рахунок криволінійної магнітної конфігурації. Крім того, обмінна взаємодія буде модифікованою, що викликає ефекти, еквівалентні наявності поля анізотропії або поля взаємодії Дзялошинського-Морія [81–83].

Довжина спінових хвиль на кілька порядків менша, ніж довжина електромагнітних хвиль відповідних частот [20]. Тому типові магнонні хвилеводи з шириною, доступною для фотолітографічних методів виготовлення, представлені багатомодальними хвилеводами навіть у ГГц діапазоні частот. Створення одномодального хвилеводу для спінових хвиль складає труднощі, оскільки їх ширина повинна бути вузькою, особливо для високочастотних спінових хвиль [84]. Крім того, генерація високочастотних спінових хвиль видається занадто складною, однак вже спостерігається великий прогрес для її досягнення [85–90]. За останньою інформацією, одномодальні хвилеводи для коротких спінових хвиль можуть бути реалізовані в системах, що використовують доменні стінки в якості магнонних хвилеводів, оскільки вони можуть створювати вузькі потенційні ями, де моди спінових хвиль можна локалізувати та розповсюджувати по довжині [91–97].

Труднощі, що пов'язані із залежністю довжини спінових хвиль від їх напрямку поширення (анізотропна дисперсія), незначні для короткохвильових спінових хвиль, де обмінні взаємодії ізотропного характеру домінують над анізотропними дипольними взаємодіями. Також для магнітної конфігурації, де магнітне поле прикладається перпендикулярно до поверхні плівки, динаміка спінових хвиль природно ізотропна, незалежно від їх частоти. Єдиною перешкодою, пов'язаною з цією геометрією, є високе поле зміщення, яке вимагається для рівномірного намагнічування зразка. Її можна подолати в матеріалах із сильною позаплощинною анізотропією, але вони, як правило, характеризуються високим рівнем затухання спінових хвиль.

У багатомодових хвилеводах механізм, що призводить до декогерентності розповсюджуваних спінових хвиль, це розсіювання на інші, перпендикулярно квантовані моди. Тому сигнал втрачає інформацію, закодовану у фазі. Інший наслідок полягає в тому, що спінові хвилі поширюються по довшому зигзагоподібному шляху [98], який також можна інтерпретувати як перерозподіл імпульсу (хвильового вектору) між компонентами, які є поперечними і поздовжніми до осі хвилеводу. Варто

зазначити, що поперечне квантування мод у плоскому хвилеводі пов'язане не тільки з шириною структури, але може бути додатково введене періодичністю структури уздовж хвилеводу [99–102].

Розсіювання між модами є одним з найважливіших факторів для декогерентності спінових хвиль на вигинах магнітного хвилеводу. Тому виникає питання: чи можна змінити властивості області вигину так щоб блокувати перерозподіл вхідної моди в різні вихідні моди, підтримуючи передачу максимально високою? Одне можливе рішення – заповнити область вигину матеріалом з властивостями ретельно розподіленими у просторі, який заломлює спінові хвилі і перенаправляє їх напрямок поширення строго вздовж вихідної частини хвилеводу. Іншими словами, це має бути деякий особливий тип так званого елементу з градуйованим індексом (ГРІН) для спінових хвиль [103–111]. Нещодавно елементи ГРІН були використані для загинання спінових хвиль для площинно [105] та позаплощинно [108] намагнічених плівок. Інша захоплююча ідея – це застосування спіново-хвилевих лінз, зокрема плоских металінз [112], тобто лінз фіксованої ширини, що впроваджують різну затримку фази переданих хвиль поряд із інтерфейсом. За винятком зміни фаз заломлених хвиль, елемент ГРІН не повинен вносити суттєвих змін до їх амплітуд. Взаємодія між параметрами матеріалу елементу (пластини) та її розмірами визначає умови резонансної передачі [113,114]. Тому система має працювати в умовах, близьких до резонансної передачі.

У цьому розділі представлено аналітичну теорію розсіювання обмінних спінових хвиль на однорідній феромагнітній пластині кінцевої ширини – спейсері, вбудованому у феромагнітний шар – хвилевід. Мінімізуючи загальну енергію, виведено граничні умови на інтерфейсах між спейсером та його оточенням з обох боків. Отримана повна залежність між зсувами фаз та амплітудами спінових хвиль, що падають та проходять (розсіюються). Ці розрахунки успішно підтверджуються результатами мікромагнітних симуляцій. Далі ці висновки використовуються щоб продемонструвати аномальне заломлення для обмінних спінових хвиль, що потрапляють з

хвилеводу в напівнескінченну плівку через плоску магнонну пластину ГРІН. Елемент ГРІН розглядається як неоднорідна пластина, що з'єднує вхідні та вихідні гілки хвилеводу на згині.

Аномальне заломлення [115], досягнуте в пластині ГРІН, використовується щоб змінити напрямок спінових хвиль, які когерентно розповсюджуються, на згині хвилеводу. При аномальному заломлені хвильовий фронт заломлених хвиль нахиляється під бажаним кутом відносно хвильового фронту падаючих хвиль навіть при нормальному падінні. Це явище вимагає лінійної зміни фази переданих хвиль поряд із інтерфейсом, де відбувається заломлення. Його опис вимагає узагальнення закону Снеліуса [115,116]. Наскільки відомо, цей ефект ще не використовується для наведення спінових хвиль у хвилеводах.

2.1 Модель і методи. Вирішення проблеми граничних умов

Розглянемо розповсюдження спінових хвиль (вздовж осі x) через феромагнітний прошарок B ($0 < x < d$) у формі пластини – спейсер, вбудований між двома напівнескінченими просторами феромагнітної матриці A ($x \leq 0$ та $x \geq d$), як показано на Рис. 2.1. Припустимо, що пластина B зв’язана з матрицею A обмінним зв’язком через тонкі інтерфейси скінченої товщини δ з обох сторін. Для простоти припустимо, що система є рівномірною і нескінченно розширеною в площині x–z. Будемо розглядати випадок, коли статичні намагніченості $\mathbf{M}_{\mathrm{A}}$ та $\mathbf{M}_{\mathrm{B}}$ орієнтовані вздовж осі z (як показано на Рис. 2.1.) і вони є паралельні одна одній по всій системі: $\mathbf{M}_{\mathrm{A(B)}} = \left[0, 0, M_{S,\mathrm{A(B)}}\right]$, де $M_{S,\mathrm{A(B)}}$ – позначає НН. Тут і в подальшому використовуються індекси A і B для позначення величин, що характеризують матеріали A і B, відповідно матеріал матриці та пластини.

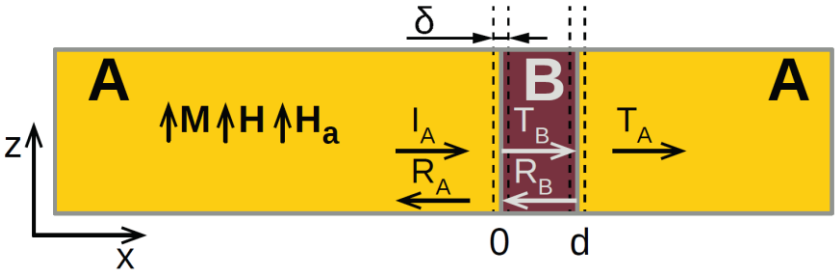

Рис. 2.1. Розсіювання спінових хвиль на феромагнітному прошарку (темна область), вбудованому у феромагнітну матрицю (світла область). Поле одновісної анізотропії $\mathbf{H}_{\mathrm{a}}$ і статична намагніченість $\mathbf{M}$ у феромагнітній матриці (A) і прошарку (B) паралельні одне одному і лежать в площині шару. Шар B з товщиною d обмінним зв'язком зв'язаний з матрицею A через інтерфейси товщини δ.

Динаміка намагнічування в ефективному магнітному полі може бути описана рівнянням Ландау-Ліфшиця (1.1.1). Для зручності порівняння результатів аналітичної моделі системи в подальшому, перейдемо до системи СІ. Тоді вираз (1.1.1) для кожної частини системи матиме вигляд

$$\frac{\partial \mathbf{M}_{\mathrm{A(B)}}}{\partial t} = -\mu_0 \gamma \left[\mathbf{M}_{\mathrm{A(B)}} \times \mathbf{H}_{eff,\mathrm{A(B)}} \right], \tag{2.1.1}$$

де ефективне поле є варіаційною похідною енергії W відносно вектору намагнічування: $\mathbf{H}_{eff,\mathrm{A(B)}} = -(1/\mu_0)\delta W/\delta \mathbf{M}_{\mathrm{A(B)}}$. Параметр μ_0 – це магнітна проникність вакууму. Повна магнітна густина енергії системи w включає в себе: густину енергії Зеємана $\left(-\mu_0 \mathbf{H} \cdot \mathbf{M}_{\mathrm{A(B)}}\right)$ із зовнішнім магнітним полем $\mathbf{H}$ як показано на Рис. 2.1; обмінну густину енергії $\left(1/2\alpha_{\mathrm{A(B)}}\left(\partial \mathbf{M}_{\mathrm{A(B)}}/\partial x_i\right)^2\right)$ з параметром обмінної взаємодії $\alpha_{\mathrm{A(B)}} = 2A_{ex,\mathrm{A(B)}}/M^2_{S,\mathrm{A(B)}}$ (відомий також як неоднорідний параметр обміну), де $A_{ex,\mathrm{A(B)}}$ – це стала жорсткості обміну в матеріалі A та B відповідно; густину енергії анізотропії $\left(-1/2\beta_{\mathrm{A(B)}}\left(\mathbf{M}_{\mathrm{A(B)}} \cdot \mathbf{n}_{\mathrm{a}}\right)^2\right)$, де $\beta_{\mathrm{A(B)}} = 2K_{\mathrm{A(B)}}/M^2_{S,\mathrm{A(B)}}$, та $\mathbf{n}_{\mathrm{a}}$ – це одиничний

вектор осі легкого намагнічування. Густина енергії анізотропії виражається через сталу одновісна анізотропії $K_{\mathrm{A(B)}}$. Припускаючи що товщина інтерфейсу δ менша за обмінну відстань $\lambda_{ex} = \sqrt{2A_{\mathrm{ex}} / \mu_0 M_S^2}$, можна знехтувати структурою інтерфейсу (шорсткість, змішування матеріалів) та ввести параметр зв'язку A, що є параметром міжшарових взаємодій і може бути виражений через товщину інтерфейсу δ [117,118]. Постулюється обмінний тип зв'язку, що характеризується щільністю енергії на інтерфейсах $x = 0,\ d$ наступним чином (тобто енергією на одиницю поверхні): $\left(-A\mathbf{M}_{\mathrm{A}} \cdot \mathbf{M}_{\mathrm{B}}\right)$, де $A = \left(A_{ex,\mathrm{A}} + A_{ex,\mathrm{B}}\right) / 2\delta M_{S,\mathrm{A}} \cdot M_{S,\mathrm{B}}$ – це параметр зв'язку (відомий також як однорідний параметр обміну для міжшарового зв'язку).

Мінімізуючи повну енергію, можна вивести граничні умови. Розглядаючи ліміт повного зв'язку та довгохвильові спінові хвилі, ми вимагаємо, щоб на кожному інтерфейсі розв'язки рівняння Ландау-Ліфшиця задовольняли наступним парам граничних умов континуальної моделі для кожного інтерфейсу, аналогічно підходу в [118] для однієї границі:

$$\begin{cases} A\left[\mathbf{M}_{\mathrm{A}} \times \mathbf{M}_{\mathrm{B}}\right] - \alpha_{\mathrm{A}}\left[\mathbf{M}_{\mathrm{A}} \times \left(\dfrac{\partial \mathbf{M}_{\mathrm{A}}}{\partial x}\right)\right] = 0 \\ A\left[\mathbf{M}_{\mathrm{B}} \times \mathbf{M}_{\mathrm{A}}\right] + \alpha_{\mathrm{B}}\left[\mathbf{M}_{\mathrm{B}} \times \left(\dfrac{\partial \mathbf{M}_{\mathrm{B}}}{\partial x}\right)\right] = 0 \end{cases}, \ x = 0, \tag{2.1.2}$$

$$\begin{cases} A\left[\mathbf{M}_{\mathrm{B}} \times \mathbf{M}_{\mathrm{A}}\right] - \alpha_{\mathrm{B}}\left[\mathbf{M}_{\mathrm{B}} \times \left(\dfrac{\partial \mathbf{M}_{\mathrm{B}}}{\partial x}\right)\right] = 0 \\ A\left[\mathbf{M}_{\mathrm{A}} \times \mathbf{M}_{\mathrm{B}}\right] + \alpha_{\mathrm{A}}\left[\mathbf{M}_{\mathrm{A}} \times \left(\dfrac{\partial \mathbf{M}_{\mathrm{A}}}{\partial x}\right)\right] = 0 \end{cases}, \ x = d. \tag{2.1.3}$$

Для лінеаризації граничних умов врахуємо, що динамічні змінні є ортогональними одноосьовим векторам, а також колінеарність всіх одноосьових намагніченостей. У першому наближенні отримуємо наступну пару лінеаризованих граничних умов для кожної границі:

$$\begin{cases} \left(\alpha_{\mathrm{A}}\dfrac{\partial}{\partial x}+A\dfrac{M_{S,\mathrm{B}}}{M_{S,\mathrm{A}}}\right)m_{\mathrm{A}}-Am_{\mathrm{B}}=0 \\ \left(\alpha_{\mathrm{B}}\dfrac{\partial}{\partial x}-A\dfrac{M_{S,\mathrm{A}}}{M_{S,\mathrm{B}}}\right)m_{\mathrm{B}}+Am_{\mathrm{A}}=0 \end{cases},\ x=0, \tag{2.1.4}$$

$$\begin{cases} \left(\alpha_{\mathrm{B}}\dfrac{\partial}{\partial x}+A\dfrac{M_{S,\mathrm{A}}}{M_{S,\mathrm{B}}}\right)m_{\mathrm{B}}-Am_{\mathrm{A}}=0 \\ \left(\alpha_{\mathrm{A}}\dfrac{\partial}{\partial x}-A\dfrac{M_{S,\mathrm{B}}}{M_{S,\mathrm{A}}}\right)m_{\mathrm{A}}+Am_{\mathrm{B}}=0 \end{cases},\ x=d. \tag{2.1.5}$$

На кожному інтерфейсі між матрицею та пластиною, рішення рівнянь Ландау-Ліфшиця задовольняють граничні умови для амплітуд динамічних компонент намагнічування $\mathbf{m}_{\mathrm{A(B)}}=\left[m_{\mathrm{A(B)},x},m_{\mathrm{A(B)},y},0\right]$ (для зручності, у виразах (2.1.4) і (2.1.5) вони вже виражені через циклічні змінні $m_{\mathrm{A(B)}}=m_{\mathrm{A(B)},x}\pm im_{\mathrm{A(B)},y}$, де i – це уявна одиниця) для кожного інтерфейсу, а саме при $x=0$ та $x=d$.

Шукаємо рішення в лінійному режимі, тобто описуючи гармонічні прецесії з циклічною частотою $\omega=2\pi f$: $\mathbf{m}(\mathbf{r},t)=\mathbf{m}(\mathbf{r})\exp(i\omega t)$.

Для загального стаціонарного рішення $\mathbf{m}(\mathbf{r})$, необхідно включити хвилі, що розповсюджуються як вліво, так і вправо. У системі, що досліджується, згідно з Рис. (2.1), зліва-направо маємо розглянути: у першому А-шарі хвилю, що падає на першу границю $I_{\mathrm{A}}\exp(ik_{\mathrm{A}}x)$ та хвилю $r_{\mathrm{A}}\exp(-ik_{\mathrm{A}}x)$, що відбивається від неї; у середньому шарі В розглядається сума хвилі, що пройшла $t_{\mathrm{B}}\exp(ik_{\mathrm{B}}x)$ в цей шар з першого А-шару та хвилі, що відбивається $r_{\mathrm{B}}\exp(-ik_{\mathrm{B}}x)$ від другої границі; у останньому А-шарі хвилю $t_{\mathrm{A}}\exp(ik_{\mathrm{A}}x)$, що пройшла з середнього шару В. Це можна виразити математично як:

$$m_{\mathrm{A}}=I_{\mathrm{A}}\exp(ik_{\mathrm{A}}x)+r_{\mathrm{A}}\exp(-ik_{\mathrm{A}}x),\ x\le 0, \tag{2.1.6}$$

$$m_{\mathrm{B}}=t_{\mathrm{B}}\exp(ik_{\mathrm{B}}x)+r_{\mathrm{B}}\exp(-ik_{\mathrm{B}}x),\ 0<x<d, \tag{2.1.7}$$

$$m_{\mathrm{A}}=t_{\mathrm{A}}\exp(ik_{\mathrm{A}}x),\ x\ge d. \tag{2.1.8}$$

Параметри k_{A} і k_{B} – це хвильові числа в матриці та пластині, відповідно. Хвильові числа k_{A} і k_{B} залежать від зовнішнього магнітного поля H та від параметрів матеріалу: НН $M_{S,\mathrm{A(B)}}$ і поля анізотропії $H_{\mathrm{a,A(B)}} = 2K_{\mathrm{A(B)}} / \mu_0 M_{S,\mathrm{A(B)}}$. Амплітуда падаючої хвилі нормалізується до одиниці: $I_{\mathrm{A}} = 1$. Всі позосталі амплітуди r_{A}, t_{B}, r_{B}, t_{A}, загалом є комплексними величинами: $R_{\mathrm{A}} \exp\left(i\varphi_{R_{\mathrm{A}}}\right)$, $T_{\mathrm{B}} \exp\left(i\varphi_{T_{\mathrm{B}}}\right)$, $R_{\mathrm{B}} \exp\left(i\varphi_{R_{\mathrm{B}}}\right)$, $T_{\mathrm{A}} \exp\left(i\varphi_{T_{\mathrm{A}}}\right)$, і містять інформацію про реальні амплітуди R_{A}, T_{B}, R_{B}, T_{A}, і зсуви фаз $\varphi_{R_{\mathrm{A}}}$, $\varphi_{T_{\mathrm{B}}}$, $\varphi_{R_{\mathrm{B}}}$, $\varphi_{T_{\mathrm{A}}}$.

2.2 Резонансне розсіювання спінових хвиль на магнітній пластині

Розв’язання рівняння Ландау-Ліфшиця, надає інформацію про комплексні амплітуди спінових хвиль, які розповсюджуються в системі. У даному дослідженні представлено одномірну модель (1D випадок).

Для розрахунку комплексних амплітуд спінових хвиль, а саме r_{A}, t_{B}, r_{B} та t_{A}, що представлені у попередньому підрозділі, – вирази (2.1.6-2.1.8), використовуються граничні умови з виразів (2.1.4) і (2.1.5) наступним чином: маємо систему рівнянь, що складається з чотирьох рівнянь, коли в граничні умови для першої границі (2.1.4) при $x = 0$ підставляються хвилі (2.1.6)–(2.1.7), а в граничні умови для другої границі (2.1.5) при $x = d$ підставляються хвилі (2.1.7) та (2.1.8).

$$r_{\mathrm{A}} = \frac{-\left(f^{-}\right)^{*} f^{+} + \exp\left(2idk_{\mathrm{B}}\right)\left(f^{+}\right)^{*} f^{-}}{\left(f^{+}\right)^{2} - \exp\left(2idk_{\mathrm{B}}\right)\left(f^{-}\right)^{2}}, \tag{2.2.1}$$

$$t_{\mathrm{B}} = \frac{2 f^{+}}{\alpha_{\mathrm{B}} k_{\mathrm{B}}\left(\left(f^{+}\right)^{2} - \exp\left(2idk_{\mathrm{B}}\right)\left(f^{-}\right)^{2}\right)}, \tag{2.2.2}$$

$$r_{\mathrm{B}} = \frac{2\exp\left(2idk_{\mathrm{B}}\right) f^{-}}{\alpha_{\mathrm{B}} k_{\mathrm{B}}\left(\left(f^{+}\right)^{2} - \exp\left(2idk_{\mathrm{B}}\right)\left(f^{-}\right)^{2}\right)}, \tag{2.2.3}$$

$$t_{\mathrm{A}} = \frac{4\exp\left(id\left(k_{\mathrm{B}} - k_{\mathrm{A}}\right)\right)}{\alpha_{\mathrm{A}}\alpha_{\mathrm{B}}k_{\mathrm{A}}k_{\mathrm{B}}\left(\left(f^{+}\right)^{2} - \exp\left(2idk_{\mathrm{B}}\right)\left(f^{-}\right)^{2}\right)}, \qquad (2.2.4)$$

де $f^{\pm}$ – це допоміжна функція, а саме:

$$f^{\pm} = \frac{M_{\mathrm{B}}}{\alpha_{\mathrm{A}}M_{\mathrm{A}}k_{\mathrm{A}}} \pm \frac{M_{\mathrm{A}}}{\alpha_{\mathrm{B}}M_{\mathrm{B}}k_{\mathrm{B}}} - \frac{i}{A}, \qquad (2.2.5)$$

а функція $\left(f^{\pm}\right)^{*}$ – це її комплексно спряжена функція. Залежність хвильового числа від циклічної частоти ω виражається дисперсійним співвідношенням:

$$k_{\mathrm{A(B)}} = \frac{1}{\sqrt{\gamma\alpha_{\mathrm{A(B)}}M_{\mathrm{S,A(B)}}}}\sqrt{2\pi\omega - \mu_0\gamma\left(H + H_{a,\mathrm{A(B)}}\right)}, \qquad (2.2.6)$$

де H і $H_{a,\mathrm{A(B)}}$ – це зовнішнє поле і поле анізотропії, відповідно.

Параметр δ – товщина інтерфейсу, є підбірним параметром. Було визначено, що найкраща відповідність між аналітичними та чисельними результатами досягається для значення $\delta = 0.5$ нм. Це значення є обґрунтованим, оскільки розмір одиничної комірки в мікромагнітних симуляціях становить 1 нм. Зазначимо, що результати мікромагнітних симуляцій для порівняння та підтвердження аналітичної моделі було взято зі згоди виконавця – Шимона Міщака.

Інформацію про потік енергії (амплітуди спінових хвиль) і зсуви фаз можна дістати з виразів (2.2.1-2.2.4), що ідеально підходить для мікромагнітних симуляцій і була використана для їх виконання.

Представимо просторовий профіль динамічних компонент вектору намагніченості. Система виразів (2.1.6-2.1.8), з коефіцієнтами, визначеними у виразах (2.2.1-2.2.4), описує аналітичне рішення проходження спінових хвиль через вбудовану феромагнітну пластину в комплексній формі. Щоб візуалізувати ці просторові профілі, намагніченість необхідно представити у реальній формі, а саме:

$$m = A\left[\tilde{m}\exp\left(i\left(kx - \omega t\right)\right)\right] = \left|\tilde{m}\right|\cos\left(kx - \omega t + \arg\tilde{m}\right), \qquad (2.2.7)$$

де $\tilde{m}$ – це комплексний коефіцієнт, визначений для певної області, а A – амплітуда. Це може бути коефіцієнт падіння, відбиття або проходження, як визначено у виразах (2.2.1-2.2.4).

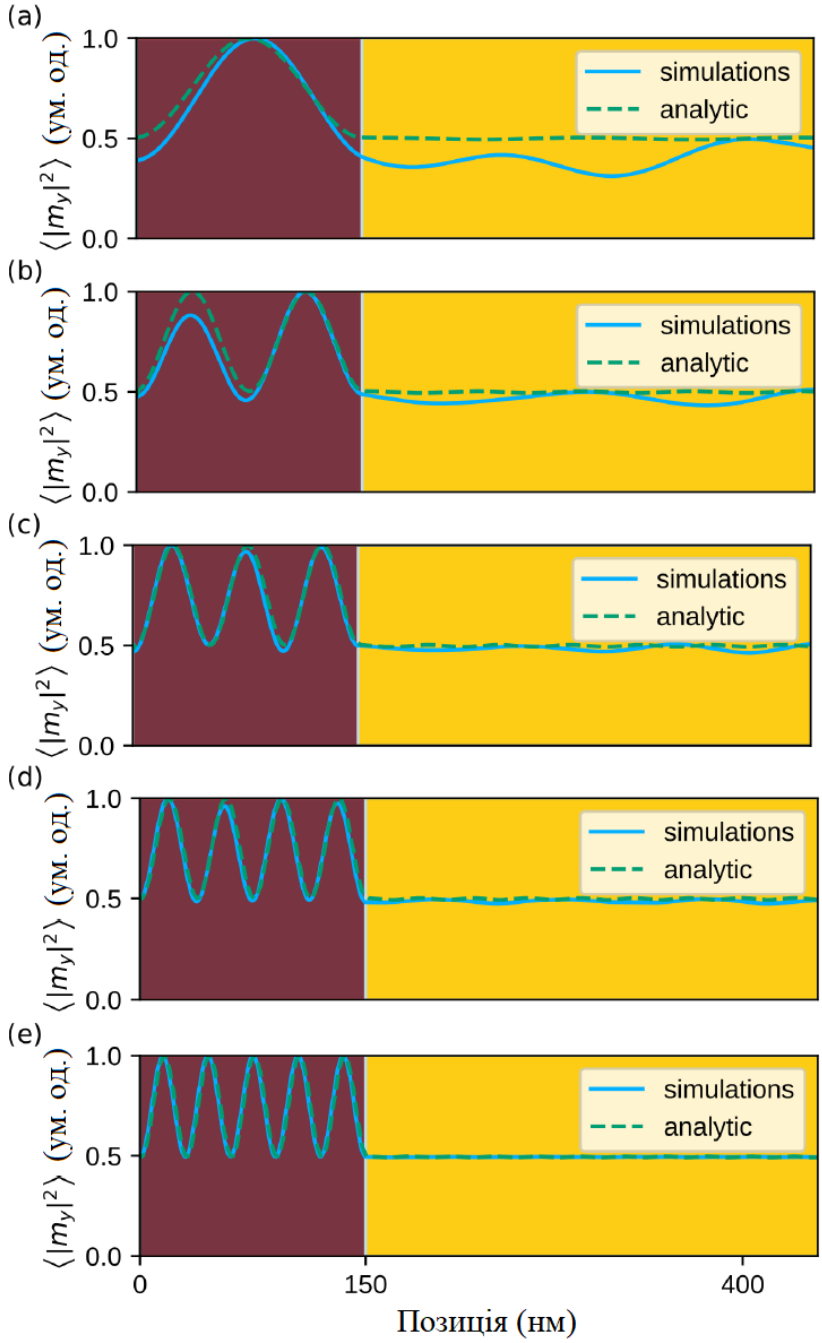

Рис. 2.2. Нормалізований просторовий профіль динамічної компоненти намагніченості для п’яти найнижчих резонансів: (a) 14.6 ГГц, (b) 16.4 ГГц, (c) 19.6 ГГц, (d) 23.8 ГГц та (e) 29.4 ГГц. Ширина пластини становить 150 нм, НН $M_{\mathrm{S,A}}$ в матриці 1200 кА/м, а $A_{\mathrm{ex,A}} = 28$ пДж/м. Зовнішнє поле становить 0.5 Тл,

зменшена НН $M_{\mathrm{S,B}}$ в пластині становить 800 кА/м, а зменшена константна жорсткості обміну $A_{\mathrm{ex,B}}$ становить 20 пДж/м.

З метою порівняння результатів аналітичної моделі і чисельних симуляцій необхідно позбавитись від явної залежності від часу, так як неможливо порівняти якісь певні моменти в часі. Тому квадрати компонент намагніченості усереднюють у часі. Результати симуляцій теж є усередненими після досягнення стабільного стану. Порівняння показано на Рис. 2.2. На Рис. 2.2 (a-e) проілюстровано просторові профілі спінових хвиль для п’яти найнижчих резонансів. Згідно схеми представленої на Рис. 2.1, темний фон представляє пластину B. Стояча хвиля явно помітна, що вказує на наявність резонансного ефекту згідно з умовою резонансу для хвилі, що проходить через пластину шириною d, а саме

$$2d = N\lambda(\omega), \tag{2.2.8}$$

де N – натуральне число. Умова рівняння (2.2.8) відповідає конструктивній інтерференції хвилі після подорожі туди й назад на відстань $2d$, так як d є шириною пластини. Пластина зв’язана з оточуючим середовищем і коефіцієнт проходження є відносно високим. Тому вузли розташовані не на нульовому рівні, так як амплітуда відображеної хвилі завжди нижча за амплітуду хвилі, що падає. У правих областях (зі світлим тлом) спінові хвилі розповсюджуються з постійною амплітудою, тому після усереднення отримується пряма лінія. Рівень цієї лінії вказує на потік енергії.

Результати аналітичної моделі та моделювання дуже гарно співпадають.

Результат представлений на Рис. 2.2 – це ще одне чудове підтвердження обґрунтованості розвиненої аналітичної моделі.

2.3 Принцип Гюйгенса-Френеля і узагальнений закон Снеліуса

Розглянемо дизайн ГРІН пластини у формі прямокутної області з помірною зміною магнітних параметрів, що дозволяє змінювати напрям пройдених через неї спінових хвиль. Щоб описати заломлення спінових хвиль у системі, використаємо принцип Гюйгенса-Френеля [119]. Ця концепція була розвинута для оптики, але може бути адаптована для хвиль іншого типу [120]. Постулюється, що кожна точка на хвильовому фронті сама є джерелом циліндричних вейвлетів, і їх сума формує новий хвильовий фронт. В розглянутому випадку припускаємо що точки-джерела розташовані на правому інтерфейсі ГРІН пластини (де $x = d$, див. Рис. 2.3) і вирівняні вздовж осі *y*. Можна розрахувати комплексні амплітуди в будь-якій точці на правій стороні ГРІН пластини використовуючи амплітуду і зсув фаз, отримані з виразів (2.2.1-2.2.4). Постуляція Гюйгенса-Френеля може бути математично виражена як

$$T(\mathbf{r}) = \sum_j \frac{T_j \exp\left(i\left[\mathbf{k}\left(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j\right) + \phi_j\right]\right)}{\left|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j\right|}. \qquad (2.3.1)$$

Сума знаходиться по інтерфейсу ГРІН пластини (при $x = d$) на великому проміжку позицій $\mathbf{r}_j = \left[d, y_j\right]$. Фаза ϕ_j підбирається зміною намагніченості насичення чи поля анізотропії в ГРІН пластині. Часткова амплітуда T_j позначає коефіцієнт проходження спінових хвиль через пластину в напівнескінченний матеріал А, що визначається як $\mathrm{abs}\left(t_{\mathrm{A}}\right)^2$, а фаза ϕ_j визначається як $\arg\left(t_{\mathrm{A}}\right)$, де t_{A} береться з виразу (2.2.4).

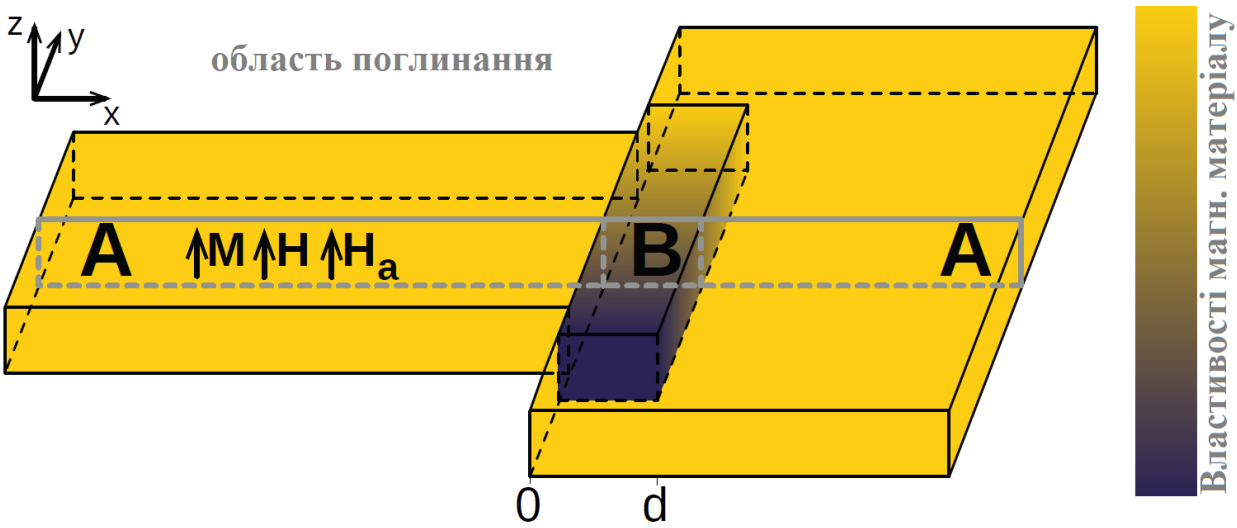

Рис. 2.3. Геометрія симульованої системи з ГРІН елементом. Система складається з феромагнітної пластини B, що характеризується градієнтом магнітних параметрів (наприклад намагніченості насичення чи поля анізотропії) і з'єднує пряму секцію напівнескінченного хвилеводу A зліва з напівнескінченною феромагнітною площиною A з однорідного матеріалу справа. Магнітні параметри в пластині B змінюються в напрямку осі *y*. На кожному поперечному перетині *x*-*z* (як показано на Рис. 2.1) фазовий зсув пройденої хвилі змінюється, що дозволяє заломлювати плоску хвилю, що на початку розповсюджується у напрямку *x*. Вважається, що поглинаючий матеріал розміщено ззовні симульованої системи з метою уникнення впливу границь. Зовнішнє магнітне поле *H* прикладається вздовж напрямку осі *z*; статична намагніченість і поле анізотропії вирівняні вздовж зовнішнього поля.

Інший підхід до розрахунку кута заломленої хвилі – використовувати узагальнений закон Снеліуса [115,121]. У ньому йдеться про те, що ненульовий градієнт фази вздовж інтерфейсу індукує додатковий компонент хвильового вектору, перпендикулярний до інтерфейсу. Математично це можна виразити наступною формулою:

$$k_{\text{incident},y} = k_{\text{refracted},y} + \frac{1}{\lambda}\frac{d\phi}{dy}, \qquad (2.3.2)$$

де ϕ – це індукована фаза вздовж осі y, а k_{incident} та $k_{\text{refracted}}$ – це хвильові числа спінових хвиль, що падають та заломлюються, відповідно. У випадку, коли відома залежність $\phi(y)$ вздовж осі y, можна застосувати узагальнений закон Снеліуса разом з дисперсійним співвідношенням спінових хвиль для того, щоб передбачити загальний напрямок хвильового вектору вихідних спінових хвиль з ГРІН пластини. У випадку, що розглядається для хвиль, що нормально падають, $k_{\text{incident},y} = 0$, тому $k_{\text{refracted},y} = -(1/\lambda)\, d\phi/dy$. Відсутній компонент хвильового вектору, перпендикулярний до інтерфейсу, можна розрахувати використовуючи дисперсійне співвідношення $k(\omega)$ для спінових хвиль: $k^2_{\text{refracted},x} = k(\omega)^2 - k^2_{\text{refracted},y}$. Загалом, ГРІН пластина виступає в якості метаповерхні. Необхідно зауважити, що у фотоніці, метаповерхні можуть також мати ширину порівняну до довжини хвилі [122].

2.4 Проектування загину спінових хвиль у криволінійному хвилеводі

Для того щоб спроектувати ГРІН пластину, що показана схематично на Рис. 2.3, пропонується використовувати шар CoFeB у ролі основного матеріалу через його високу НН, та відносно низьке затухання спінових хвиль [123,124], що є суттєвим для обробки спінових хвиль [125], а також через можливість підбору властивостей цього матеріалу, необхідних для отримання аномальної рефракції.

За допомогою імплантації іонів Ga (наприклад, бомбардуванням) можна локально зменшити намагніченість і створити розподіл намагніченості з високою точністю [114,126,127]. З іншого боку, коли достатньо тонкий шар CoFeB наноситься на MgO підкладку, позаплощинна анізотропія викликана поверхневими ефектами може нав’язувати перпендикулярну орієнтацію намагніченості [113,128]. Ефективним полем анізотропії можна керувати за допомогою відпалу під час процесу виробництва або шляхом прикладення електричного поля [129–131]. Перпендикулярна орієнтація намагнічування

забезпечує ізотропну дисперсію спінових хвиль, що спрощує проектування ефектів рефракції.

Спочатку необхідно провести аналітичне дослідження проходження спінових хвиль через пластину, сформовану у матриці CoFeB модифікацією НН чи поля анізотропії, особливу увагу приділяючи ідентифікації резонансів в пластині, де амплітуда пройдених спінових хвиль в цю пластину є найбільшою. Результат підтверджується мікромагнітними симуляціями. Далі, на основі результатів аналітичної моделі, можна спроектувати контроль розповсюдження спінових хвиль у хвилеводі з ГРІН пластиною на вигині. ГРІН пластина має бути спроектована так, щоб когерентно “провести” спінові хвилі через вигин магнітного хвилеводу.

2.4.1 Проходження спінових хвиль через пластину з градуйованим індексом – одномірний випадок

Розглянемо проходження спінових хвиль через однорідну пластину кінцевої товщини з модифікованою НН та/або полем одновісної анізотропії. Вирази (2.1.6-2.1.8) та (2.2.1-2.2.4) беруться до уваги щоб визначити фазовий зсув $\arg(t_{\mathrm{A}})$ і коефіцієнт пропускання $\mathrm{abs}(t_{\mathrm{A}})^2$ для пройдених спінових хвиль в залежності від частоти чи інших магнітних параметрів, що розглядаються (наприклад, НН чи поля анізотропії).

Щоб продемонструвати різноманітні аспекти системи, а також для того щоб підтвердити обґрунтованість моделі, буде показано результати аналітичних розрахунків та їх підтвердження результатами мікромагнітних симуляцій для чотирьох сценаріїв:

1) $M_{\mathrm{S,B}} = 800$ кА/м в пластині є фіксовано, постійна обміну $A_{ex,\mathrm{B}} = 20$ пДж/м, частота спінових хвиль варіюється у діапазоні 14-40 ГГц і одновісна анізотропія не враховується;

2) $M_{\mathrm{S,B}} = 1200$ кА/м, $A_{ex,\mathrm{B}} = 27$ пДж/м, частота спінових хвиль варіюється у діапазоні 14-40 ГГц і додається одновісна анізотропія $K_{\mathrm{B}} = 50$ кДж/м^3;

3) $M_{\mathrm{S,B}}$ варіюється у пластині у межах 300-800 кА/м, $A_{ex,\mathrm{B}} = 20$ пДж/м, частота спінових хвиль 25 ГГц і одновісна анізотропія не враховується;

4) $M_{\mathrm{S,B}} = 1200$ кА/м, $A_{ex,\mathrm{B}} = 27$ пДж/м, частота спінових хвиль 25 ГГц і одновісна анізотропія K_{B} змінюється в межах 0-490 кДж/м^3.

У всіх випадках ширина пластини 150 нм. Оточуючий матеріал А припускається – CoFeB з $M_{\mathrm{S,A}} = 1200$ кА/м, $A_{ex,\mathrm{A}} = 27$ пДж/м і $K_{\mathrm{A}} = 0$. Зовнішнє магнітне поле $\mu_0 H = 0.5$ Тл , яке орієнтоване вздовж осі *z*.

Проаналізуємо залежність коефіцієнту пропускання і фазового зсуву пройдених спінових хвиль від частоти для пластини, сформованої модифікацією НН і одновісної анізотропії – випадки (1) і (2). Результати цих двох випадків представлені на Рис. 2.4 та Рис. 2.5, відповідно. Щоб пояснити ці залежності частот, необхідно обговорити роль проходження обмінних спінових хвиль у дисперсійному співвідношенні

$$k(\omega) = \sqrt{a\left(\frac{\omega}{\omega_0} - b\right)}, \tag{2.4.1}$$

де $\omega_0 = \gamma\mu_0 H$ пропорційне значенню зовнішнього поля H і виражене в одиницях циклічної частоти, множник $a = M_{\mathrm{S}}\mu_0 H / 2A_{ex}$ пропорційний намагніченості насичення, а член $b = 1 + H_a / H$ змінюється лінійно з полем анізотропії $H_a = 2K / \mu_0 M_{\mathrm{S}}$. Зміною M_{S}, хвильовий вектор масштабується незалежно від діапазону частот. Однак вплив H_a на хвильовий вектор є значним лише для низьких частот (значення ω близьке до значення ω_0) коли доданком b не можна знехтувати. Більш того, для низьких частот і достатньо

великого додатного значення одновісної анізотропії, коли $b > \omega/\omega_0$, хвильовий вектор стає уявним і спінові хвилі можуть лише тунелювати.

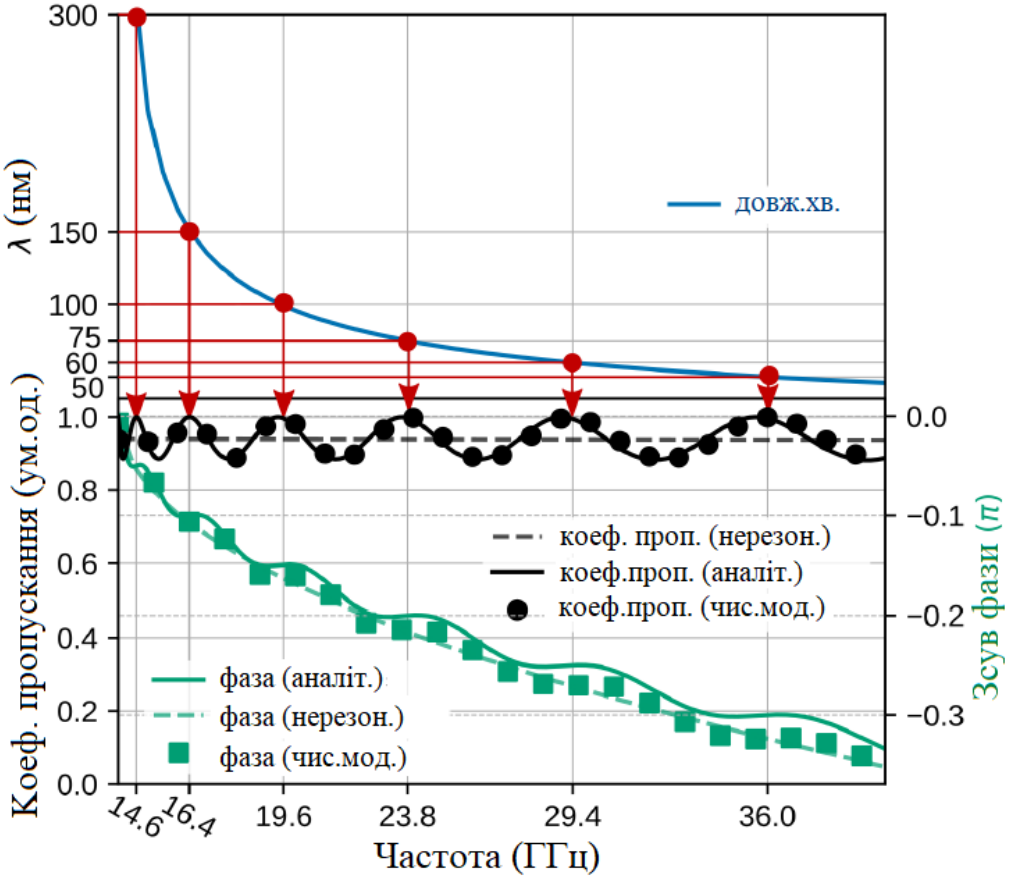

Рис. 2.4. Довжина спінової хвилі (синій колір) як функція частоти. Червоні точки показують виконані резонансні умови з виразу (2.2.8). Посилення коефіцієнту пропускання на цих частотах є помітним. Значення горизонтальної осі представляють резонансні частоти. Коефіцієнт пропускання (чорний колір) і фазовий зсув (зелений колір) для спінових хвиль, що рухаються через пластину з шириною 150 нм по відношенню до частоти. Неперервні лінії відповідають аналітичним результатам, а точки і квадрати відповідають значенням, отриманим в чисельних симуляціях. Штрихові лінії представляють випадки коли відбиття у системі нехтується. Значення зовнішнього поля рівне 0.5 Тл, зменшена M_S в пластині дорівнює 800 кА/м, а зменшене A_{ex} дорівнює 20 пДж/м.

Зменшення M_S у пластині B (для постійних A_{ex}, H та K в системі) призводить до зменшення k і зниження фазового зсуву, набутого пройденою спіновою хвилею. Як результат, фазовий зсув буде від'ємним (відносно спінової хвилі, що проходить таку саму відстань d в матриці A, де M_S не було зменшено). Цей від'ємний зсув фаз зростає із ростучою частотою $\Delta\varphi(\omega) = d\left[k(\omega, M_{S,B}) - k(\omega, M_{S,A})\right]$ – див. зелену лінію і точки на Рис. 2.4, тому що $k(\omega)$ – це зростаюча функція частоти. Підвищення поля анізотропії H_a в пластині B зменшує значення k. Тому спінові хвилі набувають додаткову фазу під час проходження через пластину (відносно спінових хвиль, що проходять таку саму відстань в матриці A, де H_a не було додано). Цей додатній фазовий зсув росте (див. зелені лінії і точки на Рис. 2.5) з тієї ж причини, що і у випадку пластини, сформованої зміною M_S.

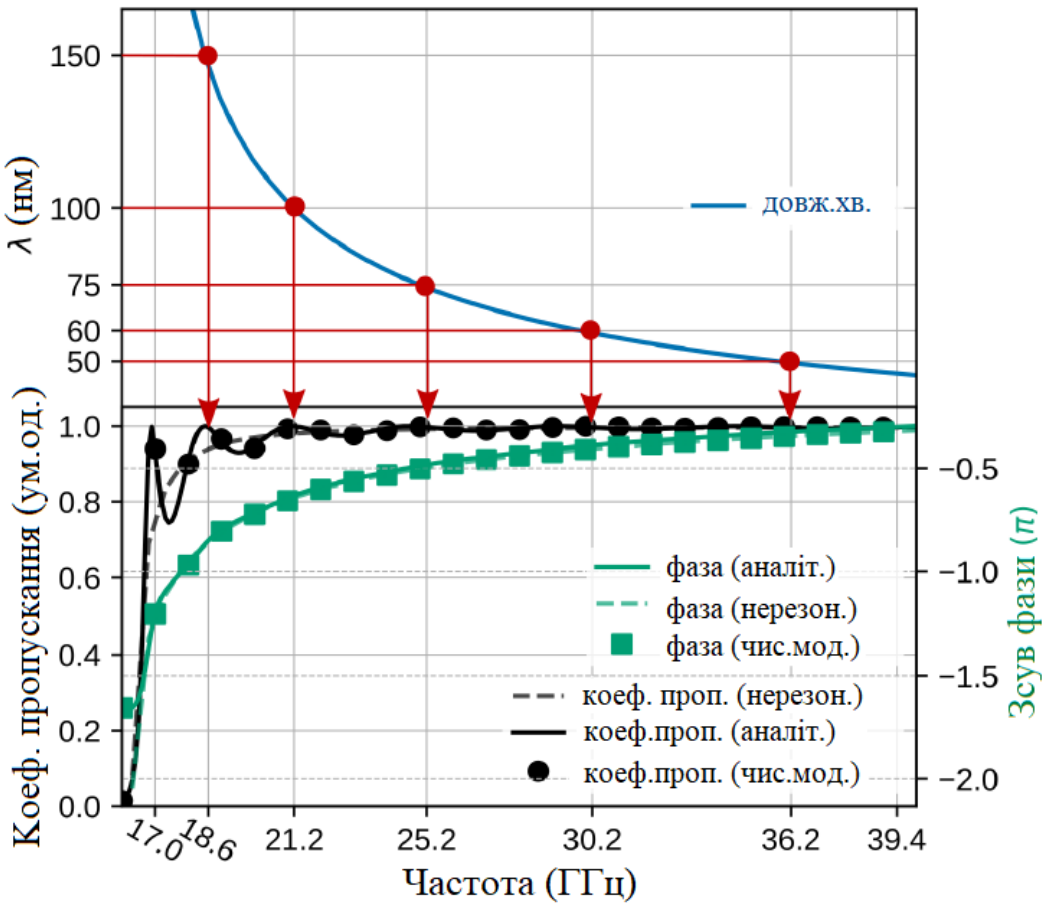

Рис. 2.5. Довжина спінової хвилі (синій колір) як функція частоти. Червоні точки показують виконані резонанасні умови, вираз (2.2.8), де спостерігається посилення коефіцієнту пропускання. Значення горизонтальної осі представляють резонансні частоти. Коефіцієнт пропускання (чорний колір) і фазовий зсув (зелений колір) для спінових хвиль, що рухаються через пластину з шириною 150 нм по відношенню до частоти. Неперервні лінії відповідають аналітичним результатам, а точки і квадрати відповідають значенням чисельних симуляціяй. Штрихові лінії представляють випадки коли відбиття у системі нехтується. Значення зовнішнього поля рівне 0.5 Тл, а константа одновісної анізотропії K = 5 кДж/м^3 в пластині.

Видно, що значення коефіцієнту пропускання осцилює. Це особливо помітно у випадку коли пластина має зменшену M_S, Рис. 2.4. Щоб пояснити таку поведінку, дисперсійні співвідношення для спінових хвиль, як функції залежності довжини хвилі від частоти $\lambda(\omega) = 2\pi/k(\omega)$ побудовано на Рис. 2.4 та Рис. 2.5 (див. вираз (2.4.1)). Умова резонансу для хвилі, що пройшла через пластину шириною d представлено у виразі (2.2.8). Ця умова відповідає конструктивній інтерференції хвиль після проходження туди й назад на відстані $2d$. Частоти для цих резонансів позначені на Рис. 2.4 та Рис. 2.5 червоними стрілками. Вони відповідають положенням максимумів коефіцієнту пропускання. Це підтверджує присутність стоячих резонансних мод всередині пластини. Було розраховано квадрат динамічної намагніченості, усереднений по часу, для частот які відповідають максимумам коефіцієнту пропускання (дивись результати аналітичної моделі в попередніх підрозділах). Видно що пластина працює як резонатор, подібно до резонаторів Фабрі-Перо, добре відомих в оптиці [119].

Можна передбачити фазовий зсув, який набуває спінова хвиля під час проходження через пластину, шляхом визначення магнонного показника заломлення [105,132]. Однак, такий підхід бере до уваги лише заломлюючі

властивості в об’ємі матеріалу, виражені в дисперсійному співвідношенні. Розв’язуючи рівняння Ландау-Ліфшиця з чітко визначеними граничними умовами можна отримати повну інформацію про заломлення спінових хвиль в системі. Тому, можна бачити на Рис. 2.4 та Рис. 2.5 поправки, які походять від врахування відбиття від границь. Штрихові лінії світлого кольору позначають випадки в яких відбиття в системі не береться до уваги. Як видно, навіть для сильного обмінного зв’язку (коли більшість енергії передається при будь-яких умовах) на інтерфейсі, різниця помітна. Для більш слабкого зв’язку, коли більш значна частина енергії повертається, вплив на фазовий зсув і коефіцієнт пропускання може бути значно сильнішим [113]. Цей факт вказує на те, що дизайн ГРІН пластини має враховувати присутність резонансу.

Чисельні розрахунки повністю підтримують аналітичний підхід представлений у цій частині, тому підтверджена модель може бути використана для подальших досліджень.

Обговоримо випадки (3) і (4), описані на початку цього підрозділу. Тут, метою є контроль наведення спінових хвиль в замкнених структурах типу хвилеводу за допомогою ГРІН пластин, тому надалі вводиться зміна параметрів матеріалу – НН M_{S} і поля анізотропії H_{a}. Згідно Рис. 2.3, буде змінено параметри матеріалу пластини при фіксованій частоті спінових хвиль, $f = \omega/2\pi = 25$ ГГц.

На Рис. 2.6(а) показано коефіцієнт пропускання і фазовий зсув в залежності від M_{S}. Явно помітно резонансний феномен, як і у попередніх випадках. Модуляція коефіцієнту пропускання становить приблизно 20%. Чорна штрихова лінія представляє коефіцієнт пропускання спінових хвиль через пластину коли відбиття нехтується. Вплив резонансів явний і взяття до уваги резонансного ефекту є обґрунтованим. Фазовий зсув змінюється плавно у розглянутому проміжку для M_{S}, і взагалі різниця становить приблизно 1.75π. Відхилення зеленої цільної лінії і зелених квадратів (аналітичні і чисельні результати, відповідно) від зеленої штрихової лінії є незначними і

помітними в основному біля резонансів. На Рис. 2.6(b) показано результати коефіцієнту пропускання і фазового зсуву як функції константи анізотропії K в пластині в проміжку 0–490 кДж/м^3, що еквівалентно присутності поля анізотропії $\mu_0 H_a$ в проміжку 0–0.8 Тл.

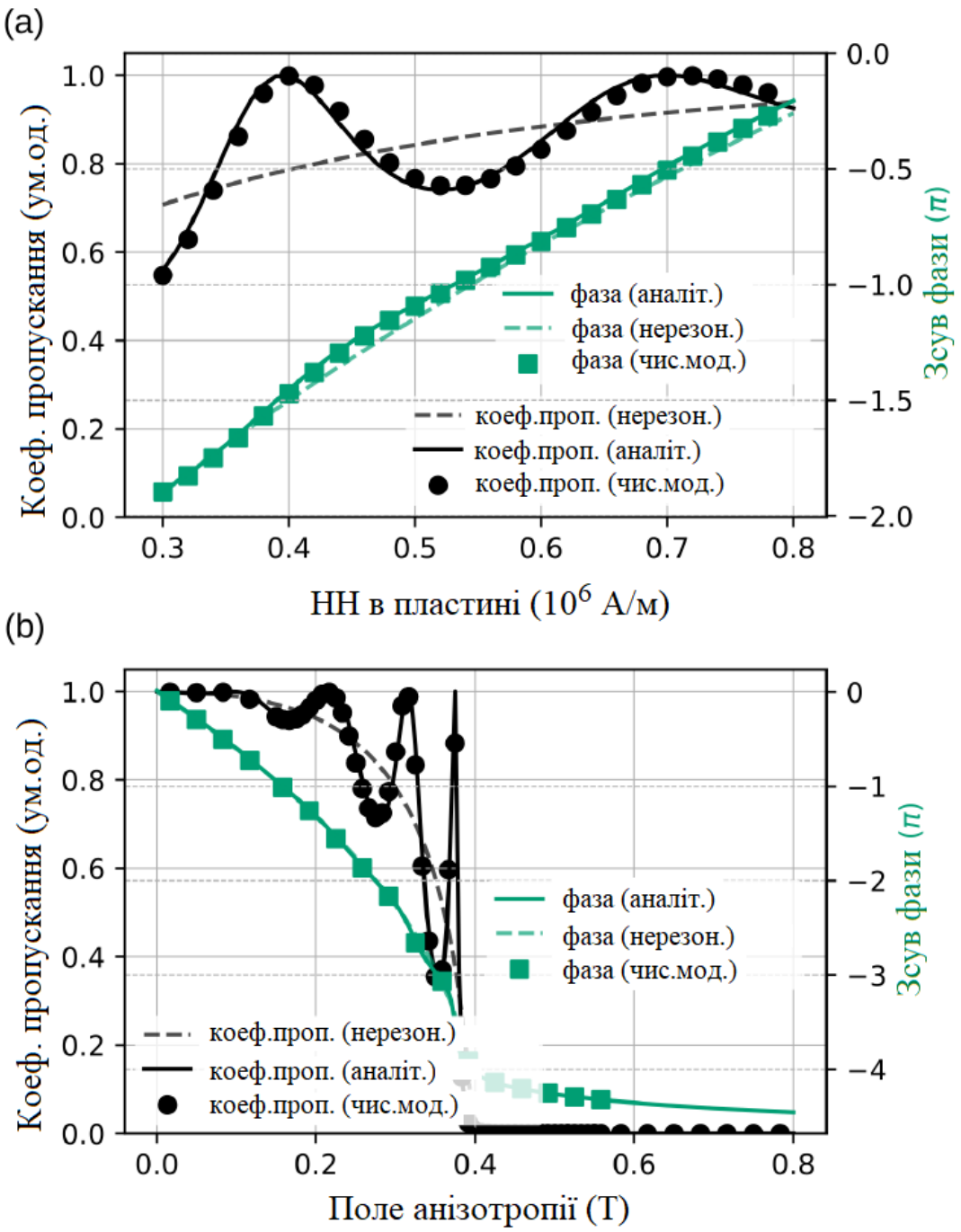

Рис. 2.6. Коефіцієнт пропускання (чорний колір) і фазовий зсув (зелений колір) для спінових хвиль, що рухаються через пластину з шириною 150 нм по відношенню до (a) M_S і (b) поля анізотропії H_a в пластині. Неперервні лінії

відповідають аналітичним результатам, а точки і квадрати відповідають значенням чисельних симуляцій. Штрихові лінії представляють нерезонансні випадки. Розглядаються значення постійної частоти 25 ГГц і зовнішнього поля 0.5 Тл. (a) Зменшений обмін A_{ex} дорівнює 20 пДж/м. Резонансні піки помітно для певних значень M_{S}. (b) M_{S} та A_{ex} такі самі як і в матриці, а саме 1200 кА/м і 27 пДж/м, відповідно.

Добре видно, що для поля анізотропії більше 0.4 Тл, коефіцієнт пропускання дуже швидко падає, і резонансні піки більше не спостерігаються. Ця особливість притаманна відсутності осцилюючого розв'язання всередині пластини. Спінові хвилі мусять тунелювати через пластину з суттєвим зменшенням амплітуди. Нижче цього значення ($H_{\mathrm{a}} = 2\pi/(\gamma\mu_0) f - H$), резонансна поведінка коефіцієнту пропускання спостерігається з великою варіацією коефіцієнту пропускання.

2.4.2 Аномальне заломлення спінових хвиль через пластину з градуйованим індексом

Основуючись на розвиненій аналітичній моделі, спроектуємо ГРІН пластину, що загинає хвильовий фронт спінових хвиль, що падають, бажаним чином. Пластина є елементом, що модифікує фазу плоских хвиль, що падають (на інтерфейсі розташованому в $x = 0$) для набуття лінійної зміни фази пройдених хвиль вздовж інтерфейсу (на $x = d$). Ця ідея основується на загальному концепті встановлення фазового зсуву вздовж інтерфейсу, що дозволяє впровадити бажану функціональність, таку як фокусування [112], керування пучком або затримку [133]. В даному випадку, необхідно спроектувати елемент, що буде змінювати напрям розповсюдження спінових хвиль. Розглянемо випадок двомірної пластини з градієнтом НН M_{S}, яка проілюстрована на Рис. 2.3. Нехай у прямій плоскій частині хвилеводу

шириною 100 нм збуджується плоска хвиля, що розповсюджується вздовж осі *x*. Хвилевід приєднується до великої плити такої самої товщини, зробленої з того ж матеріалу. Спереду плити розташована пластина з шириною 150 нм, як це показано на Рис. 2.3. В пластині значення НН M_S занижене і зростає від 300 кА/м до 800 кА/м на проміжку 100 нм, вздовж контакту плити з хвилеводом, тобто вздовж осі *y*. Вище, НН M_S прямує до значення у напівнескінченній площині, де $M_S = 1200$ кА/м.

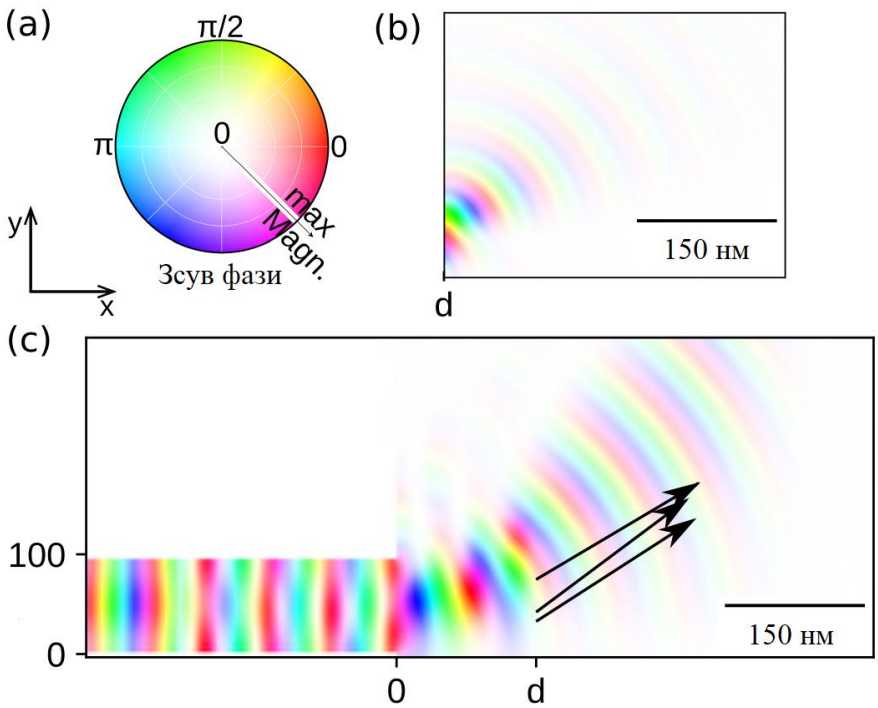

Рис. 2.7. Квадрат амплітуди спінових хвиль, що розповсюджуються в системі, проілюстрованій на Рис. 2.3 з частотою 25 ГГц: (a) кольорова палітра спінових хвиль, де колір вказує на фазу, а насиченість позначає амплітуду; (b) відхилення спінових хвиль ~36°, отримане аналітично згідно принципу Гюйгенса-Френеля, – вираз (2.3.1); (c) моделювання процесу, коли спінові хвилі досягають напівнескінченного середовища за пластиною, новий фронт формується через градієнт магнітних параметрів, тоді відхилення спінових хвиль досягає кута ~36°. Точки-джерела циліндричних спінових хвиль розташовані на правій границі пластини – в положенні $x = d$. Амплітуда

коефіцієнту пропускання і фазовий зсув отримані з граничних умов, як на Рис. 2.6(a).

Отже, хвильовий фронт змінює напрям і вихідні спінові хвилі відхиляються від прямого розповсюдження, тобто напрямок розповсюдження заломлюється, як проілюстровано за допомогою аналітичного та чисельного моделювання на Рис. 2.7(c), де стрілки вказують напрям заломлених хвиль, оцінений у виразі (2.3.2). Хоча градієнт фазового зсуву не є ідеально лінійним, ця оцінка є обґрунтованою.

Використовуючи принцип Гюйгенса-Френеля, комплексні амплітуди в кожній точці розраховуються згідно з постуляцією, даною у виразі (2.3.1). Припускається, що в положенні $x = d$ (як це показано на Рис. 2.7(b)) знаходиться ряд джерел циліндричних хвиль. Рис. 2.6(a) ілюструє коефіцієнт пропускання і фазовий зсув, який необхідно використати у принципі Гюйгенса-Френеля. Застосування цього виразу аналітично показано на Рис. 2.7(b). Так як фазовий зсув змінюється плавно вздовж осі *y*, хвильовий фронт спінових хвиль, що пройшли через пластину, реконструюється таким чином, що можна спостерігати заломлення спінових хвиль. Можна зробити висновок, що методика, основана на принципі Гюйгенса-Френеля і підхід, оснований на узагальненому законі Снеліуса, підходять для оцінки результатів чисельних симуляцій і що аналітичні підходи добре описують систему.

2.4.3 Пластина з градієнтним індексом на згині магнонного хвилеводу

Застосуємо ГРІН пластину, спроектовану в попередніх підрозділах, щоб наводити спінові хвилі через згин хвилеводу.

Розглянемо дві прямі секції плоского хвилеводу з товщиною 100 нм, виконаних з CoFeB, що з’єднуються під кутом 36°. При такому куті спостерігається заломлення спінових хвиль ГРІН пластиною із заданим градієнтом НН Рис. 2.7. На Рис. 2.8(a) представлено зігнутий хвилевод з такою

пластиною розташованою на згині, а результати проходження спінових хвиль в такій самій структурі без ГРІН елементу представлено на Рис. 2.8(b). Ці дві системи направляють спінові хвилі по різному. Можна бачити інтерференційну картину спінових хвиль у вихідній секції зігнутого хвилеводу без ГРІН пластини. Така поведінка виникає через розсіяння падаючої фундаментальної моди (не квантованої вздовж ширини хвилеводу) на вищі моди (квантовані вздовж ширини хвилеводу). Як наслідок, інформація, що закодована у фазі падаючої фундаментальної моди втрачається. З іншого боку, застосування ГРІН пластини вносить аномальну рефракцію на згині хвилеводу, через що вихідні хвилі розповсюджуються вздовж хвилеводу у формі фундаментальної моди з непорушеними хвилевими фронтами та чітко визначеною фазою.

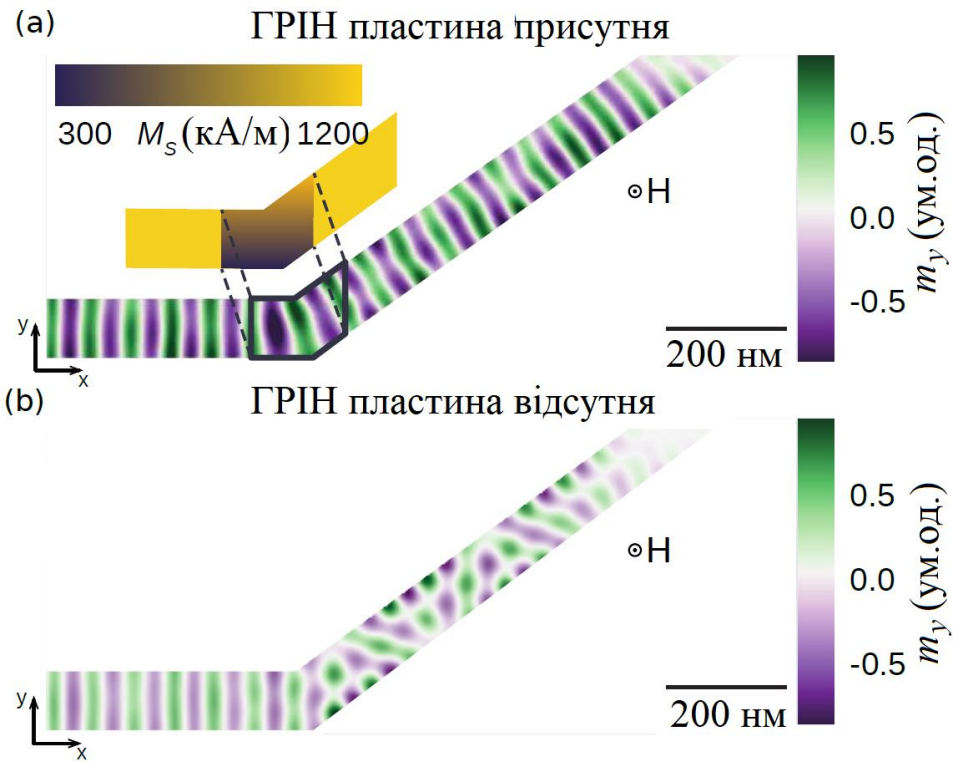

Рис. 2.8. (a) Розповсюдження спінових хвиль у CoFeB хвилеводі, в якому на згині розташована ГРІН пластина, яка спричинює аномальне заломлення. ГРІН пластина має такий самий градієнт НН M_S як і на Рис. 2.7. Кольорова шкала представляє динамічну компоненту намагніченості в напрямку *y*.

Знімок представлений мікромагнітним моделюванням використовуючи програмний пакет mumax3 [134], зроблений в момент досягнення стабільного стану. Вважається, що на початку горизонтальної гілки хвилеводу розташована мікрохвильова антена, що збуджує спінові хвилі, а на кінці нахиленої гілки спінові хвилі гасяться, щоб уникнути відбиття. Після повороту спінові хвилі розповсюджуються плавно. (b) Розповсюдження спінових хвиль у хвилеводі без градієнту магнітних параметрів, тобто без ГРІН пластини. Після повороту спінові хвилі демонструють складну поведінку, викликану інтерференцією різних мод хвилеводу. Ширина хвилеводу становить 100 нм. Параметри матеріалів такі самі як у системі, представленій на Рис. 2.7.

У попередніх розрахунках не враховувались дипольні взаємодії, так як їх повний розгляд у проблемі граничних умов є складним завданням. Тому все дослідження було обмежено обмінними спіновими хвилями. Такий підхід є виправданим, так як обмінні взаємодії домінують над дипольними для спінових хвиль з короткими довжинами хвиль. Однак для, того щоб перевірити придатність ГРІН пластини, зазвичай виконують симуляції, які включають дипольні взаємодії.

Розглянемо хвилевід з ГРІН пластиною в якій присутній, наприклад, градієнт поля анізотропії. В такому сценарії, статичне дипольне магнітне поле є однорідним у всій системі, тобто якщо $H > M_{\mathrm{S}}$, як в системі, що розглядається, $\mathbf{H}_{\mathrm{dem},0} = -\hat{\mathbf{z}}M_{\mathrm{S}}$, так як намагніченість насичення є однорідною. Як показано на Рис. 2.6(b), розглядається лише той діапазон анізотропії, який необхідно застосувати, щоб отримати таке саме загинання спінових хвиль, як і для випадку представленого на Рис. 2.8. Зберігаючи таку саму форму ГРІН пластини, обираємо градієнт одновісного поля анізотропії у проміжку від 0.27 Тл до 0. Результати порівнюються з випадком, коли дипольні взаємодії включаються у мікромагнітних симуляціях з такою самою геометрією і значеннями магнітних параметрів. Для хвилеводу з шириною 100 нм і

товщиною 5 нм, статичне поле розмагнічування “зсуває” дисперсійне співвідношення вниз, тому для того щоб зберегти такий самий хвильовий вектор для частоти що розглядається (25 ГГц), необхідно прикласти зовнішнє магнітне поле більшої величини порівняно з симуляціями без дипольних взаємодій. Дисперсійне співвідношення було проаналізовано та визначено, що додаткове поле $\mu_0 H = 1.35$ Тл компенсує ефект статичного поля розмагнічування. Порівняння випадків коли дипольна взаємодія береться до уваги та коли нею нехтується показане на Рис. 2.9. Різниця є невеликою, а це означає що вплив дипольного поля є незначним. Різниця викликана різними граничними умовами на краях хвилеводів, де спіни є частково закріпленими [135].

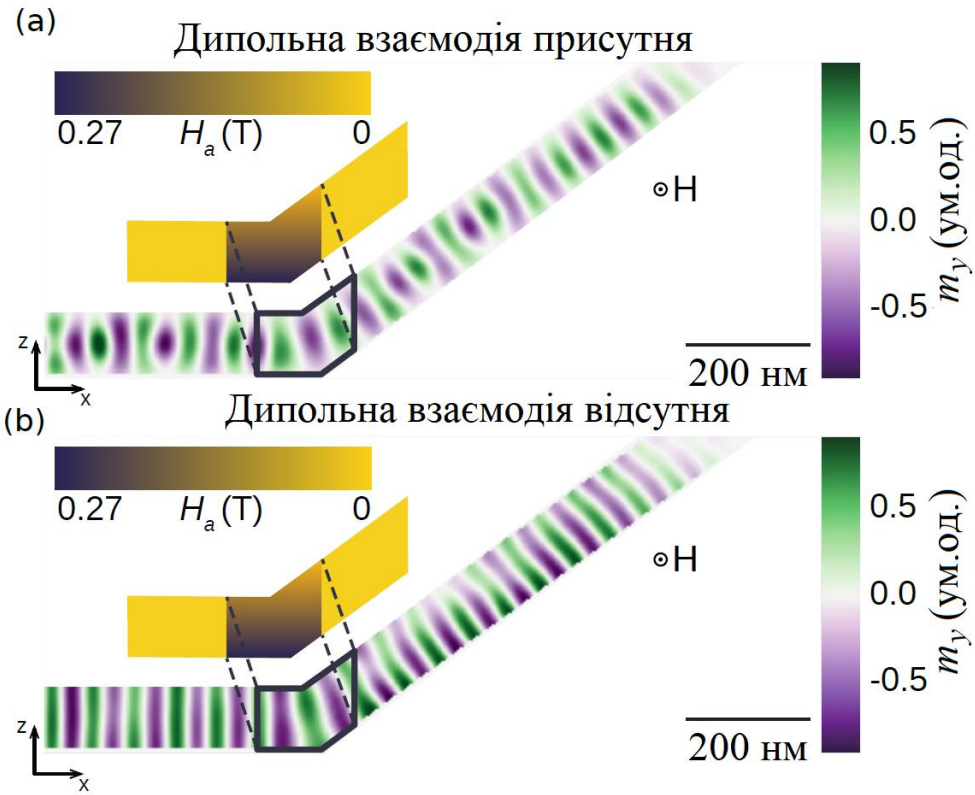

Рис. 2.9. Розповсюдження спінових хвиль через згин хвилеводу з такою ж геометрією, як і на Рис. 2.8. ГРІН пластина, що розташована на згині, характеризується градієнтом поля анізотропії H_a. Градієнт H_a був вибраний таким чином, щоб отримати заломлення на такий самий кут як на Рис. 2.8. На

панелі (a) включено дипольну взаємодію, а на панелі (b) дипольною взаємодією нехтується.

Необхідно зауважити що у випадку ГРІН пластини з градієнтом НН у тонких плівках, що намагнічені позаплощинно, статичне поле намагніченості є неоднорідним. Як результат, НН і статичне ефективне магнітне поле змінюються паралельно, що теж має бути взяте до уваги при проектуванні ГРІН пластини для керування спіновими хвилями, але це виходить за рамки даного дослідження.

Висновки до розділу 2

Представлено всебічне дослідження спінових хвиль, що розповсюджуються через феромагнітну ГРІН пластину з просторовим градієнтом НН або одновісної анізотропії. Використовуючи аналітичну модель, підтверджену за допомогою чисельних симуляцій, вдалося зв'язати фази набуті спіновими хвилями під час проходження через ГРІН пластину в різних позиціях із значеннями просторово залежних магнітних параметрів. Базуючись на цьому, було спроектовано ГРІН пластину, забезпечуючи фазово-когерентне заломлення спінових хвиль під бажаним кутом, визначеним градієнтом НН або градієнтом поля анізотропії. Важливо, що представлена ГРІН пластина дає можливість змінювати фазу у широкому діапазоні (приблизно 1.75π) для однорідних спінових хвиль (коефіцієнт пропускання у діапазоні 80-100%), посилених застосуванням резонансів Фабрі-Перо. Аналітична модель і основні чисельні демонстрації були виконані для обмінних спінових хвиль, пізніше підтверджених мікромагнітними симуляціями для обраних випадків з включеними дипольними взаємодіями.

У якості практичного застосування, було продемонстровано ГРІН пластину, застосовану для наведення спінових хвиль когерентно у

фундаментальній моді вздовж згину у магнонному хвилеводі. Представлені результати мікромагнітних симуляцій виконаних на основі аналітичних розрахунків, які було виконано для реалістичної структури та показано можливість експериментальної реалізації цієї елегантної ідеї.

ГРІН пластина, яка розглянута в даному дослідженні, може бути активована по бажанню через анізотропію викликану напругою [131]. Просторові зміни перпендикулярної анізотропії можуть бути введені шляхом варіювання товщини ізолюючого спейсера, що відділяє один з електродів. Це може відкрити шлях до керування спіновими хвилями за допомогою напруги.

Представлений підхід можна підтвердити експериментально доступними на сьогодні технологіями, такими як XMCD [136,137], фазо-роздільним BLS [138] чи широкополосною мікрохвильовою спектроскопією [114,139]. Результати даного дослідження є суттєвими для подальшого розвитку кіл для аналогових та цифрових обчислень основаних на спінових хвилях, а також вносять вагомий вклад у розвиток магноніки.

РОЗДІЛ 3
ТЕОРЕТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ СПІНОВИХ ХВИЛЬ У СИСТЕМІ ФЕРОМАГНЕТИК/ІНТЕРФЕЙС/АНТИФЕРОМАГНЕТИК

ВСТУП

Антиферомагнітна спінтроніка, як дослідницька область, з'явилася нещодавно [140]. Неель вважав АФМ надзвичайно цікавими, але некорисними, і достатньо довго ніхто не торкався цієї теми [55]. Ще в ті часи зовнішньому спостерігачеві було важко візуалізувати магнітну структуру АФМ, що було викликано тим, що магнітні підґратки компенсуються в основному стані, і це, як правило, не створює поля розсіювання, на відміну від ФМ. АФМ потребують сильних магнітних полів для переходу в намагнічений стан.

АФМ мають низку переваг, які роблять їх дуже цікавими в наш час. По-перше, вони дозволяють працювати в межах ТГц частот [141], що набагато швидше, ніж частоти, доступні у ФМ. По-друге, нещодавно була показана здатність керувати АФМ, а саме L-вектором – порядком Нееля, як за допомогою електричного, так і спінового струму [142]. Можна створити збудження L-вектору в АФМ шарі за допомогою обмінної взаємодії на інтерфейсі з сусіднім ФМ шаром, а також маніпулювати L-вектором таким же шляхом [143,144], як це буде показано у цьому розділі. Крім того, знайдено методи виявлення L-вектору, які є досить простими, наприклад, на основі анізотропного ефекту магніторезистентності [145]. Також рентгенівський магнітний лінійний дихроїзм (XMLD) є одним з небагатьох інструментів для вимірювання порядку АФМ [146]. У результаті існує можливість маніпулювати L-вектором без застосування сильних магнітних полів та виявляти його. І це стало популярним для пристроїв у галузі магноніки та спінтроніки [143].

Інтерфейси між ФМ та АФМ матеріалами інтенсивно досліджуються протягом останніх десятиліть як теоретично, так і експериментально. Достатня кількість робіт присвячена дослідженню граничних умов на інтерфейсі між ФМ та різними матеріалами, наприклад, інтерфейс ФМ-шару та немагнітного металу [147], а також інтерфейс ФМ/АФМ [148]. Зокрема, вплив властивостей інтерфейсу на явище обмінного зміщення петлі гістерезису в АФМ/ФМ структурах було виявлено досить давно [56,149,150]. Тим не менш, у даний час інтерес до цих ефектів ще зберігається в зв'язку з практичним застосуванням. Існують теоретичні моделі цього ефекту, які розглядають інтерфейс між ФМ та АФМ як некомпенсований [150], так і скомпенсований [151]. Крім того, АФМ/ФМ інтерфейс привертає увагу дослідників на спостережувані доменні структури в експериментах з магнітно-силовою мікроскопією (МСМ), які підтримані мікромагнітними розрахунками та магніторезистентними вимірюваннями, що підтвердили різницю магнітних станів у цих мікроструктурах як для скомпенсованих, так і для нескомпенсованих випадків [151]. Представлена залежна від поляризації XMLD спектромікроскопія, яка виявляє мікромагнітну структуру з обох сторін АФМ/ФМ інтерфейсу [152]. Залишкові петлі гістерезису, записані для окремих ФМ областей, показують локальне зміщення обміну. Вирівнювання спінів ФМ визначається від домену до домену залежно від напрямку спінів в ближньому АФМ шарі [152]. У будь-якому випадку, якість інтерфейсу впливає на магнітні властивості ФМ/АФМ шарів. Крім того, дослідження магнітного упорядкування на ФМ/АФМ інтерфейсі має важливе значення для розвитку антиферомагнітної спінтроніки [140]. Однак останній тип граничних умов недостатньо досліджений.

Розуміння граничних умов для теорії поширення хвиль у неоднорідних середовищах на інтерфейсах між областями з різними властивостями матеріалів має суттєве значення. В останні роки спостерігається все більший інтерес до властивостей АФМ, оскільки вони мають багато переваг порівняно з ФМ [141,142].

Оскільки спінові хвилі в АФМ діють узгоджено в ТГц частотному режимі [76], що на кілька порядків швидше, ніж частоти типових спінових хвиль в ФМ, було досліджено нові способи збудження АФМ на нанорівні [153], що сприяло розвитку у галузі антиферомагнітної спінтроніки.

АФМ є привабливими як потенційно активні елементи для наступного покоління пристроїв спінового транспорту і запам'ятовуючих пристроїв [154–157]; таким чином було досліджено формування і динаміку спінових структур АФМ ізоляторів і було запропоновано альтернативні загальні геометрії для індукції надшвидкої автономної антиферомагнітної динаміки [158].

Важливо зазначити, що під час теоретичного дослідження динаміки доменних стінок в АФМ, керованих орбітальним крутним моментом в двошарових структурах АФМ/важкий метал [159], було встановлено, що швидкість доменної стінки в АФМ може досягати кількох кілометрів на секунду, і таким чином, доменна стінка в АФМ може служити в якості терагерцового джерела [159]. Крім того, було досліджено рух топологічних солітонів в АФМ під комбінованою дією збурень, таких як зовнішнє магнітне поле та електричний струм, що генерує крутний момент, і було показано, що спіни електронів обмінюються моментом імпульсу з солітоном [160]. Ефект обмінного зміщення (ОЗ) в магнітних системах, що складаються з ФМ/АФМ, також викликає значний інтерес, оскільки інтерфейс ФМ/АФМ відіграє значну роль щодо властивостей ОЗ в магнітних багатошарових структурах і наночастинках [161]. Фізичні властивості таких систем було широко досліджено [152,162,163].

Відповідно до вищевикладеного, потенційний взаємозв’язок між антиферомагнетизмом і топологічними властивостями імпульсу та реального простору представляє великий інтерес [164].

У цьому розділі застосовується систематичний підхід для визначення граничних умов на інтерфейсі між феромагнітним та антиферомагнітним матеріалами, який був використаний для отримання граничних умов для намагнічування на інтерфейсі між двома феромагнітними матеріалами в

наближенні неперервного середовища [165]. Цей підхід дозволяє враховувати кінцеву товщину ФМ/АФМ інтерфейсу, оскільки граничні умови визначаються з точки зору деяких середніх властивостей інтерфейсу. Найбільш загальний вигляд граничних умов між ФМ та двопідґратковим АФМ було зведено до включення тільки енергії однорідного і неоднорідного обмінів між всіма підґратками та досліджено проходження поверхневої згасаючої спінової хвилі [143] через ФМ/АФМ інтерфейс, коли спінова хвиля в ФМ падає на цей інтерфейс.

Мотивація для дослідження згасаючих спінових хвиль в тонких плівках магнітних матеріалів полягає в наступному: по-перше, різні механізми перенесення спінового струму створюються за допомогою збудження згасаючих спінових хвиль в АФМ завдяки прогресу сучасної спінтроніки, і які можуть бути виявлені за допомогою зворотнього спінового ефекту Холла [143]; по-друге, дослідження згасаючих спінових хвиль є важливим кроком у створенні різноманітних пристроїв на основі спінових хвиль загалом, наприклад найпоширенішими є спінові хвилеводи [26], де ФМ поєднані з різними магнітними матеріалами, наприклад такими як АФМ. В цьому випадку фаза спінової хвилі залежить від параметрів АФМ матеріалу і властивостей інтерфейсу, а фаза відбитої спінової хвилі може бути зареєстрована, наприклад, шляхом вимірювання зсуву Гуса-Хенхена [166].

3.1 Загальні граничні умови на інтерфейсі між феромагнетиком та двопідґратковим антиферомагнетиком у наближенні неперервного середовища

Для розвитку антиферомагнітної спінтроніки важливо знати граничні умови на ФМ/АФМ інтерфейсі. Таким чином, у даному підрозділі буде виведено граничні умови між ФМ та двопідґратковим АФМ найбільш загальної форми з урахуванням того факту, що інтерфейс є композитним

матеріалом із кінцевою товщиною δ, що значно менше довжини спінової хвилі λ_{sw}. [165].

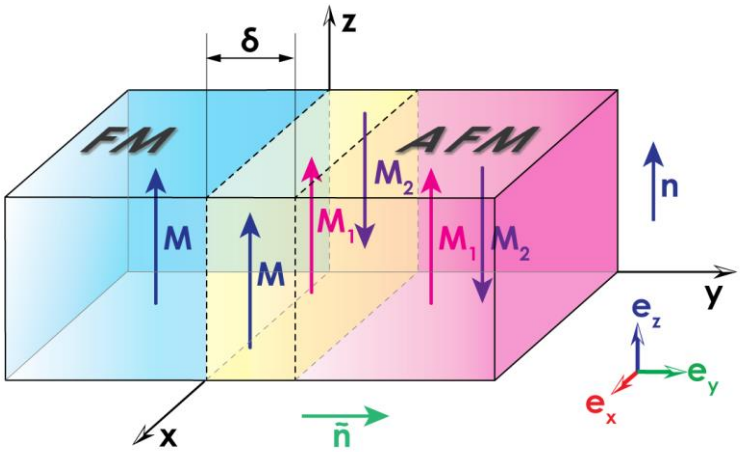

Рис. 3.1. Схематичне зображення системи, що складається з ФМ, інтерфейсу кінцевої товщини між ФМ/АФМ і двопідґраткового АФМ.

Нормаль до інтерфейсу магнетиків, $\tilde{\mathbf{n}}$, паралельна осі *y*, одиничний вектор анізотропії $\mathbf{n}$ є паралельний до осі *z*, а одиничний вектор взаємодії Дзялошинського – Морія (ДМІ) буде позначатися $\mathbf{n}'$. ФМ намагнічений вздовж осі *z*: $\mathbf{M}$ паралельна осі *z* (як показано на Рис. 3.1) і вісь *z* є легкою віссю АФМ, де АФМ вектор є $\mathbf{L} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)$ (в основному стані).

Розглянемо чотири енергії, а саме однорідний і неоднорідний обмін між підґратками, одновісну магнітну анізотропію, антисиметричну (Дзялошинського-Морія) обмінну взаємодію (ДМІ) і феноменологічний доданок нелокальної обмінної взаємодії (всі енергії включено в вираз (3.1.1) в порядку відповідно до вище згаданого, та береться до уваги дві підґратки АФМ, як це обговорювалося у першому розділі). Тоді загальна енергія системи на одиницю поверхні згідно до Рис. 3.1 може бути визначена наступним виразом:

$$W_{FM/AFM} = \int_0^{\delta} w_{FM/AFM}\, dy$$

$$= \int_0^{\delta} dy \left\{ \begin{array}{l} A(y)\mathbf{M}_1\mathbf{M}_2 + A_1(y)\mathbf{M}_1\mathbf{M} + A_2(y)\mathbf{M}_2\mathbf{M} + \dfrac{\alpha(y)}{2}\left(\dfrac{\partial \mathbf{M}}{\partial y}\right)^2 \\ + \dfrac{\alpha_1(y)}{2}\left(\left(\dfrac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial y}\right)^2 + \left(\dfrac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial y}\right)^2\right) + \alpha_2(y)\left(\dfrac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial y}\right)\left(\dfrac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial y}\right) \\ + \alpha_1'(y)\left(\dfrac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial y}\right)\left(\dfrac{\partial \mathbf{M}}{\partial y}\right) + \alpha_2'(y)\left(\dfrac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial y}\right)\left(\dfrac{\partial \mathbf{M}}{\partial y}\right) \\ -\beta_1(y)\left(\mathbf{M}_1\mathbf{n}\right)\left(\mathbf{M}\mathbf{n}\right) - \beta_2(y)\left(\mathbf{M}_2\mathbf{n}\right)\left(\mathbf{M}\mathbf{n}\right) - \dfrac{\beta_{12}'}{2}(y)\left(\mathbf{M}\mathbf{n}\right)^2 \\ -\dfrac{\beta_1'}{2}(y)\left(\mathbf{M}_1\mathbf{n}\right)^2 - \dfrac{\beta_2'}{2}(y)\left(\mathbf{M}_2\mathbf{n}\right)^2 - \beta_{12}(y)\left(\mathbf{M}_1\mathbf{n}\right)\left(\mathbf{M}_2\mathbf{n}\right) \\ + d_1(y)\left[\mathbf{M}\times\mathbf{M}_1\right]\mathbf{n}' + d_2(y)\left[\mathbf{M}\times\mathbf{M}_2\right]\mathbf{n}' + d_{12}(y)\left[\mathbf{M}_1\times\mathbf{M}_2\right]\mathbf{n}' \\ + \sigma_1(y)\mathbf{M}_1\dfrac{\partial \mathbf{M}}{\partial y} + \sigma_2(y)\mathbf{M}_2\dfrac{\partial \mathbf{M}}{\partial y} + \sigma_{21}(y)\mathbf{M}_2\dfrac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial y} \\ + \sigma_1'(y)\mathbf{M}\dfrac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial y} + \sigma_2'(y)\mathbf{M}\dfrac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial y} + \sigma_{12}(y)\mathbf{M}_1\dfrac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial y} \end{array} \right\}, \qquad (3.1.1)$$

де $A(y)$, $\alpha_1(y)$ є відповідно однорідним та неоднорідним параметрами обміну між першою та другою підґратками АФМ; $A_1(y)$, $A_2(y)$, $\alpha_1'(y)$, $\alpha_2'(y)$ є відповідно однорідними та неоднорідними параметрами обміну між ФМ та першою підґраткою АФМ і між ФМ та другою підґраткою АФМ; $\alpha(y)$, $\alpha_2(y)$ є відповідно неоднорідні параметри обміну в ФМ шарі, та першій та другій підґратках АФМ; $\beta_{12}(y)$, $\beta_1(y)$, $\beta_2(y)$ відповідно параметри одновісної магнітної анізотропії в АФМ шарі, між ФМ та першою і між ФМ та другою підґратками АФМ; $\beta_{12}'(y)$, $\beta_1'(y)$, $\beta_2'(y)$ відповідно параметри одновісної магнітної анізотропії в ФМ шарі, першій та другій підґратках АФМ (зазвичай $\beta_1' = \beta_2'$); $d_{12}(y)$, $d_1(y)$, $d_2(y)$ відповідно антисиметричні параметри ДМІ між АФМ підґратками, між ФМ та першою і між ФМ та другою підґратками АФМ; $\sigma_{12}(y)$, $\sigma_{21}(y)$ відповідно параметри феноменологічної нелокальної обмінної взаємодії між першою-другою та другою-першою АФМ підґратками; $\sigma_1(y)$,

$\sigma_2(y)$, $\sigma_1'(y)$, $\sigma_2'(y)$ відповідно параметри феноменологічної нелокальної обмінної взаємодії між ФМ та першою підґраткою і між ФМ та другою підґраткою АФМ.

Константи в енергії (3.1.1) мають типову залежність від координати y в інтерфейсі, що проілюстровано на Рис. 3.2:

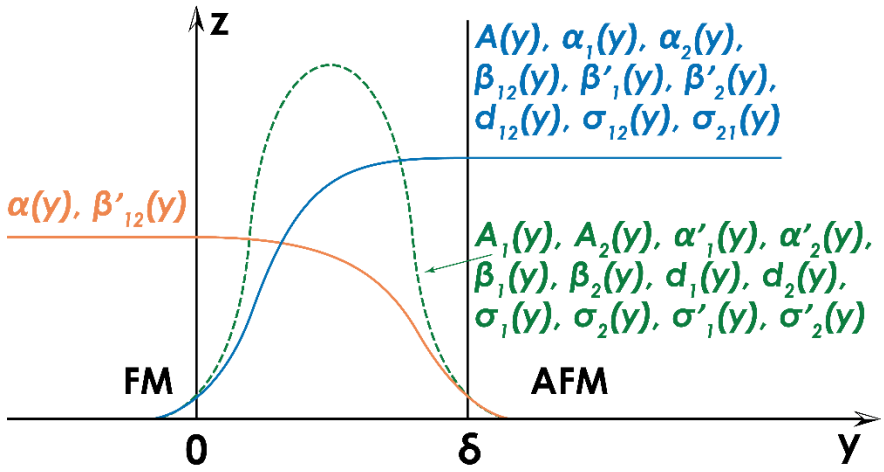

Рис. 3.2. Схематичне припущення типової функціональної координатної залежності магнітних властивостей по координаті y, які характеризують ФМ, двопідґратковий АФМ, і область інтерфейсу в енергії (3.1.1).

Беручи до уваги рівняння Ландау-Ліфшиця як в ФМ (вираз (1.1.1)), так і в АФМ (вираз (1.5.5)), а також ефективні поля (1.1.2) та (1.5.6), відповідно в ФМ та АФМ, рівняння Ландау-Ліфшиця інтегрується по товщині інтерфейсу $y \in [0, \delta]$:

$$\begin{aligned}
&\int_0^\delta \partial\mathbf{M}_1 / \partial t \, dy = g \int_0^\delta \left[\mathbf{M}_1 \times \mathbf{H}_{eff\,1} \right] dy \\
&\int_0^\delta \partial\mathbf{M}_2 / \partial t \, dy = g \int_0^\delta \left[\mathbf{M}_2 \times \mathbf{H}_{eff\,2} \right] dy \, . \\
&\int_0^\delta \partial\mathbf{M} / \partial t \, dy = g \int_0^\delta \left[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} \right] dy
\end{aligned} \tag{3.1.2}$$

Для виведення граничних умов, параметри порядку $\mathbf{M}$, $\mathbf{M}_1$, $\mathbf{M}_2$ вважаються функціями, що змінюються повільно при $y \in [0, \delta]$, а коефіцієнти

$A_1(y)$, $A_2(y)$, $A(y)$, $\alpha_1(y)$, $\alpha_2(y)$, $\alpha(y)$, $\alpha_1'(y)$, $\alpha_2'(y)$, $d_{12}(y)$, $d_1(y)$, $d_2(y)$, $\beta_1(y)$, $\beta_2(y)$, $\beta_{12}(y)$, $\beta_1'(y)$, $\beta_2'(y)$, $\beta_{12}'(y)$, $\sigma_{12}(y)$, $\sigma_{21}(y)$, $\sigma_1(y)$, $\sigma_2(y)$, $\sigma_1'(y)$, $\sigma_2'(y)$ вважаються функціями, що швидко змінюються (Рис. 3.2), з урахуванням $\delta \ll \lambda_{sw}$.

Значення констант інтерфейсу представлені в Таблиці 3.1. Позначення $\langle\ \rangle$ означає усереднення функції по товщині інтерфейсу.

Таблиця 3.1. Умовні позначення констант на інтерфейсі, де δ є товщиною інтерфейсу, для характеру зміни магнітних властивостей в безпосередній близькості від інтерфейсу.

$\alpha_1(y)\big\|_0^\delta \equiv \alpha_1$	$\int_0^\delta \beta_1(y)dy = \langle\beta_1\rangle\delta$	$\int_0^\delta d_1(y)dy = \langle d_1\rangle\delta$	$\sigma_1'(y)\big\|_0^\delta \equiv 0$
$\alpha_2(y)\big\|_0^\delta \equiv \alpha_2$	$\int_0^\delta \beta_2(y)dy = \langle\beta_2\rangle\delta$	$\int_0^\delta d_2(y)dy = \langle d_2\rangle\delta$	$\sigma_2'(y)\big\|_0^\delta \equiv 0$
$\alpha(y)\big\|_0^\delta \equiv -\alpha$	$\int_0^\delta \beta_1'(y)dy = \langle\beta_1'\rangle\delta$	$\int_0^\delta d_{12}(y)dy = \langle d_{12}\rangle\delta$	$\sigma_{12}(y)\big\|_0^\delta \equiv 0$
$\alpha_1'(y)\big\|_0^\delta \equiv 0$	$\int_0^\delta \beta_2'(y)dy = \langle\beta_2'\rangle\delta$	$\int_0^\delta \beta_{12}(y)dy = \langle\beta_{12}\rangle\delta$	$\sigma_{21}(y)\big\|_0^\delta \equiv 0$
$\alpha_2'(y)\big\|_0^\delta \equiv 0$	$\int_0^\delta A(y)dy = \langle A\rangle\delta$	$\int_0^\delta \sigma_1'(y)dy = \langle\sigma_1'\rangle\delta$	$\int_0^\delta \sigma_2'(y)dy = \langle\sigma_2'\rangle\delta$
$\sigma_1(y)\big\|_0^\delta \equiv 0$	$\int_0^\delta A_1(y)dy = \langle A_1\rangle\delta$	$\int_0^\delta \sigma_1(y)dy = \langle\sigma_1\rangle\delta$	$\int_0^\delta \sigma_2(y)dy = \langle\sigma_2\rangle\delta$
$\sigma_2(y)\big\|_0^\delta \equiv 0$	$\int_0^\delta A_2(y)dy = \langle A_2\rangle\delta$	$\int_0^\delta \sigma_{12}(y)dy = \langle\sigma_{12}\rangle\delta$	$\int_0^\delta \sigma_{21}(y)dy = \langle\sigma_{21}\rangle\delta$

Тоді після інтегрування виразу (3.1.2), враховуючи стаціонарний стан системи, тоді ліві частини виразу рівні нулю, граничні умови можна записати у векторній формі, як:

$$\begin{cases} \bullet\alpha_1\left[\mathbf{M}_1\times\partial\mathbf{M}_1/\partial y\right]+\alpha_2\left[\mathbf{M}_1\times\partial\mathbf{M}_2/\partial y\right]-\langle A\rangle\delta\left[\mathbf{M}_1\times\mathbf{M}_2\right]-\langle A_1\rangle\delta\left[\mathbf{M}_1\times\mathbf{M}\right]+ \\ +\langle\beta_{12}\rangle\delta\left[\mathbf{M}_1\times(\mathbf{M}_2\mathbf{n})\mathbf{n}\right]+\langle\beta_1\rangle\delta\left[\mathbf{M}_1\times(\mathbf{M}\mathbf{n})\mathbf{n}\right]+\langle\beta_1'\rangle\delta\left[\mathbf{M}_1\times(\mathbf{M}_1\mathbf{n})\mathbf{n}\right]- \\ -\langle d_{12}\rangle\delta\left[\mathbf{M}_1\times\left[\mathbf{M}_2\times\mathbf{n}'\right]\right]-\langle d_1\rangle\delta\left[\mathbf{M}_1\times\left[\mathbf{n}'\times\mathbf{M}\right]\right]-\langle\sigma_1\rangle\delta\left[\mathbf{M}_1\times\partial\mathbf{M}/\partial y\right]=0 \\ \bullet\alpha_1\left[\mathbf{M}_2\times\partial\mathbf{M}_2/\partial y\right]+\alpha_2\left[\mathbf{M}_2\times\partial\mathbf{M}_1/\partial y\right]-\langle A\rangle\delta\left[\mathbf{M}_2\times\mathbf{M}_1\right]-\langle A_2\rangle\delta\left[\mathbf{M}_2\times\mathbf{M}\right]+ \\ +\langle\beta_{12}\rangle\delta\left[\mathbf{M}_2\times(\mathbf{M}_1\mathbf{n})\mathbf{n}\right]+\langle\beta_2\rangle\delta\left[\mathbf{M}_2\times(\mathbf{M}\mathbf{n})\mathbf{n}\right]+\langle\beta_2'\rangle\delta\left[\mathbf{M}_2\times(\mathbf{M}_2\mathbf{n})\mathbf{n}\right]- \\ -\langle d_{12}\rangle\delta\left[\mathbf{M}_2\times\left[\mathbf{n}'\times\mathbf{M}_1\right]\right]-\langle d_2\rangle\delta\left[\mathbf{M}_2\times\left[\mathbf{n}'\times\mathbf{M}\right]\right]-\langle\sigma_2\rangle\delta\left[\mathbf{M}_2\times\partial\mathbf{M}/\partial y\right]=0 \\ \bullet-\alpha\left[\mathbf{M}\times\partial\mathbf{M}/\partial y\right]-\langle A_1\rangle\delta\left[\mathbf{M}\times\mathbf{M}_1\right]-\langle A_2\rangle\delta\left[\mathbf{M}\times\mathbf{M}_2\right]+\langle\beta_{12}'\rangle\delta\left[\mathbf{M}\times(\mathbf{M}\mathbf{n})\mathbf{n}\right] \\ +\langle\beta_1\rangle\delta\left[\mathbf{M}\times(\mathbf{M}_1\mathbf{n})\mathbf{n}\right]+\langle\beta_2\rangle\delta\left[\mathbf{M}\times(\mathbf{M}_2\mathbf{n})\mathbf{n}\right]-\langle d_1\rangle\delta\left[\mathbf{M}\times\left[\mathbf{M}_1\times\mathbf{n}'\right]\right] \\ -\langle d_2\rangle\delta\left[\mathbf{M}\times\left[\mathbf{M}_2\times\mathbf{n}'\right]\right]-\langle\sigma_1'\rangle\delta\left[\mathbf{M}\times\partial\mathbf{M}_1/\partial y\right]-\langle\sigma_2'\rangle\delta\left[\mathbf{M}\times\partial\mathbf{M}_2/\partial y\right]=0 \end{cases} .$$

(3.1.3)

У випадку нескінченно тонкого інтерфейсу, константи однорідного обміну між намагніченостями різних магнетиків мають вигляд $A_1(y)=A_1\cdot\delta(y)$, $A_2(y)=A_2\cdot\delta(y)$, де $\delta(y)$ є дельта функцією [167,168]. Подібний підхід є стандартним для інтерфейсу FM_1/FM_2, і в нашому випадку це означає, що коефіцієнти однорідного обміну належним чином описані формулами $\langle A_1\rangle=A_1/\delta$, $\langle A_2\rangle=A_2/\delta$, $\langle A\rangle=A/\delta$ в Таблиці 3.1 для інтерфейсу кінцевої товщини, де δ є товщиною інтерфейсу; A_1, A_2 та A – це константи, які можуть залежати від властивостей інтерфейсу, в тому числі шорсткості інтерфейсу.

$$\begin{cases} \alpha_1\left[\mathbf{M}_1\times\dfrac{\partial\mathbf{M}_1}{\partial y}\right]+\alpha_2\left[\mathbf{M}_1\times\dfrac{\partial\mathbf{M}_2}{\partial y}\right]-A\left[\mathbf{M}_1\times\mathbf{M}_2\right]-A_1\left[\mathbf{M}_1\times\mathbf{M}\right]=0 \\ \alpha_1\left[\mathbf{M}_2\times\dfrac{\partial\mathbf{M}_2}{\partial y}\right]+\alpha_2\left[\mathbf{M}_2\times\dfrac{\partial\mathbf{M}_1}{\partial y}\right]-A\left[\mathbf{M}_2\times\mathbf{M}_1\right]-A_2\left[\mathbf{M}_2\times\mathbf{M}\right]=0 \\ \alpha\left[\mathbf{M}\times\dfrac{\partial\mathbf{M}}{\partial y}\right]+A_1\left[\mathbf{M}\times\mathbf{M}_1\right]+A_2\left[\mathbf{M}\times\mathbf{M}_2\right]=0 \end{cases} . \quad (3.1.4)$$

Граничні умови у векторній формі (3.1.3) для нескінченно тонкого інтерфейсу достатньо спрощуються і мають вигляд, як представлено у виразі (3.1.4), оскільки в цьому випадку $\delta \to 0$ і, отже, деякі члени, що містять δ, будуть дорівнювати нулю.

Наприклад, граничні умови у векторній формі (3.1.3) та (3.1.4) можуть бути лінеаризовані з урахуванням основних станів намагніченості ФМ, АФМ та інтерфейсу, враховуючи невеликі збурення параметрів порядку відносно основного стану наступним чином:

$$\begin{aligned} &\mathbf{M} = M_0\mathbf{e}_z + \mathbf{m},\ \mathbf{m} = m_x\mathbf{e}_x + m_y\mathbf{e}_y \\ &\mathbf{M}_1 = M_{01}\mathbf{e}_z + \mathbf{m}_1,\ \mathbf{m}_1 = m_{1x}\mathbf{e}_x + m_{1y}\mathbf{e}_y \quad , \\ &\mathbf{M}_2 = M_{02}\mathbf{e}_z + \mathbf{m}_2,\ \mathbf{m}_2 = m_{2x}\mathbf{e}_x + m_{2y}\mathbf{e}_y \end{aligned} \tag{3.1.5}$$

де

$$|\mathbf{m}| \ll M_0,\ |\mathbf{m}_1| \ll M_{01},\ |\mathbf{m}_2| \ll M_{02}, \tag{3.1.6}$$

тоді $\mathbf{m}$ – це відхилення намагніченості ФМ, $\mathbf{m}_1$, $\mathbf{m}_2$ – це відхилення намагніченостей підградок АФМ, M_0 – це проекція намагніченості ФМ, M_{01} та M_{02} – це проекції намагніченостей першої і другої підґраток АФМ відповідно до осі z в основному стані.

Введемо наступні позначення: $x, y = \upsilon$, $M_{02}/M_{01} = \gamma = -1$, $M_0/M_{01} = \gamma_0$, $M_0/M_{02} = \gamma_0/\gamma = -\gamma_0$. Тоді лінеаризовані граничні умови мають вигляд:

$$\begin{cases} \bullet\langle A\rangle\delta\left(m_{1\upsilon} + m_{2\upsilon}\right) - \langle A_1\rangle\delta\left(\gamma_0 m_{1\upsilon} - m_\upsilon\right) - \alpha_1 \partial m_{1\upsilon}/\partial y - \alpha_2 \partial m_{2\upsilon}/\partial y - \\ -\langle\beta_{12}\rangle\delta m_{1\upsilon} + \langle\beta_1\rangle\delta\gamma_0 m_{1\upsilon} + \langle\beta_1'\rangle\delta m_{1\upsilon} + \langle\sigma_1\rangle\delta\, \partial m_\upsilon/\partial y = 0 \\ \bullet\langle A\rangle\delta\left(m_{1\upsilon} + m_{2\upsilon}\right) + \langle A_2\rangle\delta\left(\gamma_0 m_{2\upsilon} + m_\upsilon\right) - \alpha_1 \partial m_{2\upsilon}/\partial y - \alpha_2 \partial m_{1\upsilon}/\partial y - \\ -\langle\beta_{12}\rangle\delta m_{2\upsilon} - \langle\beta_2\rangle\delta\gamma_0 m_{2\upsilon} + \langle\beta_2'\rangle\delta m_{2\upsilon} + \langle\sigma_2\rangle\delta\, \partial m_\upsilon/\partial y = 0 \\ \bullet\langle A_1\rangle\delta\left(m_{1\upsilon} - 1/\gamma_0\, m_\upsilon\right) + \langle A_2\rangle\delta\left(m_{2\upsilon} + 1/\gamma_0\, m_\upsilon\right) + \alpha\, \partial m_\upsilon/\partial y + \langle\beta_1\rangle\delta\, 1/\gamma_0\, m_\upsilon - \\ -\langle\beta_2\rangle\delta\, 1/\gamma_0\, m_\upsilon + \langle\beta_{12}'\rangle\delta m_\upsilon + \langle\sigma_1'\rangle\delta\, \partial m_{1\upsilon}/\partial y + \langle\sigma_2'\rangle\delta\, \partial m_{2\upsilon}/\partial y = 0 \end{cases}.$$

(3.1.7)

Отже, для нескінченно тонкого інтерфейсу лінеаризовані граничні умови можна записати наступним чином:

$$\begin{cases} \alpha_1 \dfrac{\partial m_{1\upsilon}}{\partial y} + \alpha_2 \dfrac{\partial m_{2\upsilon}}{\partial y} - A\left(m_{1\upsilon} + m_{2\upsilon}\right) - A_1\left(m_\upsilon - \gamma_0 m_{1\upsilon}\right) = 0 \\ \alpha_1 \dfrac{\partial m_{2\upsilon}}{\partial y} + \alpha_2 \dfrac{\partial m_{1\upsilon}}{\partial y} - A\left(m_{1\upsilon} + m_{2\upsilon}\right) - A_2\left(m_\upsilon + \gamma_0 m_{2\upsilon}\right) = 0.. \\ \alpha \dfrac{\partial m_\upsilon}{\partial y} - A_1\left(\dfrac{m_\upsilon}{\gamma_0} - m_{1\upsilon}\right) + A_2\left(\dfrac{m_\upsilon}{\gamma_0} + m_{2\upsilon}\right) = 0 \end{cases} \quad (3.1.8)$$

Лінеаризовані граничні умови в виразах (3.1.7) і (3.1.8) не включають в себе ДМІ і дійсні в тому випадку, коли ДМІ дає набагато менший внесок, ніж обмінна енергія. Граничні умови у векторній формі (3.1.3) дійсні також з урахуванням ДМІ.

Отримані граничні умови на інтерфейсі ФМ/АФМ також є корисними для експериментальних дослідників. А саме, граничні умови є застосовними для визначення орієнтації намагніченості в обчисленні границі інтерфейсу для тунельного з'єднання на основі АФМ, оскільки було продемонстровано, що ефективне обертання шахових моментів в АФМ може бути створене ефектом пружинного обміну сусіднього ФМ шару [65], і було підтверджено, що АФМ моменти в IrMn стійко закріплені вздовж легкої осі IrMn з полями в площині внаслідок однонаправленої анізотропії [169].

3.2 Поширення згасаючої спінової хвилі через інтерфейс між феромагнетиком та двохпідґратковим антиферомагнетиком

Розглянемо узагальнені граничні умови між ФМ та двопідґратковим АФМ з урахуванням того факту, що інтерфейс є композитним матеріалом із кінцевою товщиною δ, що значно менше довжини спінової хвилі $\delta \ll \lambda_{sw}$ [165] беручи до уваги енергії тільки однорідного і неоднорідного обмінів між всіма підґратками (тобто розглянемо вісім перших членів у виразі

(3.1.1)) та знайдемо коефіцієнти пропускання і відбиття поверхневої згасаючої спінової хвилі через цей ФМ/АФМ інтерфейс [143].

Оскільки на інтерфейсі присутнє порушення симетрії відбиття, цей факт несе відповідальність за виникнення деяких міжфазних спін-орбітальних взаємодій, таких як взаємодія ДМІ на інтерфейсі.

В даній роботі використовується наближення, коли значення щільності обмінної енергії на інтерфейсі значно вище, ніж значення щільності енергії взаємодії ДМ. Це наближення справедливо, якщо константа ДМ набагато менша ніж $\alpha M_s^2/\delta$ [170]. Наприклад для ФМ шару такого як пермалой (Py) $A_{Py} = 1.1\times10^{-6}$ ерг/см $\left(\alpha_{Py} = A_{Py}/M_S^2\right)$, $M_S = 0.7\times10^3$ Гс, де $\delta = 2$, тоді $D \ll 0.28$ ерг/см^2. Крім того, константа ДМ змінюється в досить широкому діапазоні [170,171] і залежить від різноманітних факторів [54,172,173], саме тому різноманітні матеріали задовольняють цій умові.

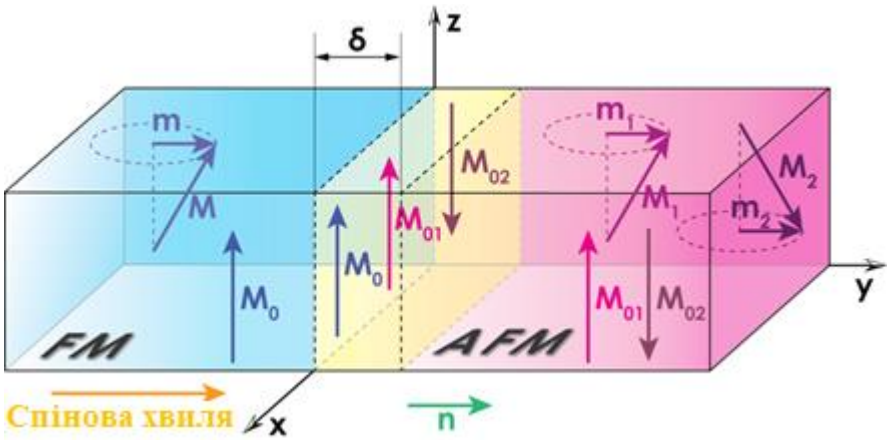

Рис. 3.3. Модель показує схематичне зображення системи, що складається з ФМ, інтерфейсу кінцевої товщини між ФМ/АФМ та двопідґраткового АФМ, також схематичне зображення намагнічення в кожному шарі з малими збуреннями параметрів порядку щодо основного стану. Через шар ФМ збуджуються спінові хвилі в шарі АФМ. Нормаль до інтерфейсу поділу магнетиків, $\mathbf{n}$, паралельна осі *y*.

Магнітні параметри в енергії (3.1.1), що характеризують матеріали ФМ та АФМ, та область інтерфейсу, мають типову залежність від координати *y*, проілюстровану на Рис. 3.2. Значення магнітних параметрів на інтерфейсі представлені в Табл. 3.1.

Магнітні параметри в Табл. 3.1 у разі неоднорідного обміну не залежать від товщини інтерфейсу та є рівними, відповідно, до магнітних властивостей в об'ємному матеріалі. А у випадку рівномірного обміну, магнітні параметри A, A_1 та A_2 не залежать від товщини інтерфейсу, якщо щільність поверхневої енергії інтерфейсу залишається постійною зі зміною її товщини; однак, вони залежать від структури інтерфейсу аналогічно тому, як обговорюється в роботі [174].

Граничні умови у векторній та лінеаризованій формах, з урахуванням основних станів намагніченості ФМ, АФМ та інтерфейсу, враховуючи невеликі збурення параметрів порядку відносно основного стану для параметрів порядку на ФМ/АФМ інтерфейсі (вирази (3.1.5) та (3.1.6)), були отримані в наближенні неперервного середовища з урахуванням однорідного і неоднорідного обміну між усіма підґратками, які представлені у виразах (3.1.4) та (3.1.8), відповідно.

Збудження поверхневої згасаючої спінової хвилі було розглянуто в АФМ, коли спінова хвиля в ФМ падає на інтерфейс, як показано на Рис. 3.4.

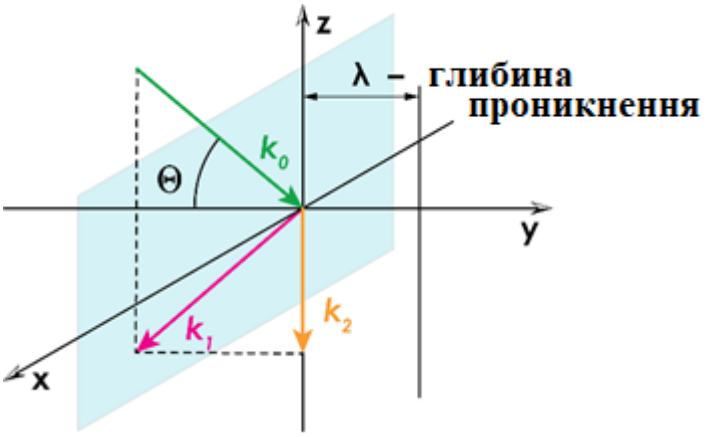

Рис. 3.4. Схематичне зображення збудження поверхневої згасаючої спінової хвилі в АФМ, коли спінова хвиля в ФМ падає на цей інтерфейс, де

хвильовий вектор хвилі, що падає $\mathbf{k}_0 = (0, k_{0y}, -k_{0z})$, вектор відбитої хвилі $\mathbf{k}_1 = (0, -k_{1y}, -k_{1z})$ і хвильовий вектор, хвилі що пройшла $\mathbf{k}_2 = (0, 0, -k_{2z})$, а кут θ – це кут між хвильовим вектором хвилі, що падає та віссю *y*; з рисунку видно, що $k_{0y} = -k_{1y}$ та $k_{0z} = k_{1z} = k_{2z}$.

Тоді кут між хвильовим вектором хвилі, що падає та вісью *y* може бути виражений у вигляді компонентів хвильового вектору наступним чином:

$$k_0 = \sqrt{k_{0y}^2 + k_{0z}^2}\,,\ \cos\theta = k_{0y} \Big/ \sqrt{k_{0y}^2 + k_{0z}^2}\ . \qquad (3.2.1)$$

Згасаюча спінова хвиля може бути записана у вигляді

$$\begin{aligned} m_\upsilon &= A_0 \exp\left(i(k_{0y}y + k_{0z}z - \omega t)\right) + \\ &\quad + R\exp\left(i(-k_{0y}y + k_{0z}z - \omega t + \varphi_1)\right) \\ m_{1\upsilon} &= A\exp\left(-y/\lambda\right)\exp\left(i(k_{2z}z - \omega t + \tilde{\varphi})\right) \\ m_{2\upsilon} &= B\exp\left(-y/\lambda\right)\exp\left(i(k_{2z}z - \omega t + \tilde{\tilde{\varphi}})\right) \end{aligned}, \qquad (3.2.2)$$

де A_0 – амплітуда і ω – частота спінової хвилі, що падає, які є визначеними.

A, B, R, $\tilde{\varphi}$, $\tilde{\tilde{\varphi}}$ та φ_1 мають бути знайдені, де *A, B*– амплітуди спінової хвилі, що пройшла (дві амплітуди є результатом розгляду двопідґраткового АФМ); $\tilde{\varphi}$, $\tilde{\tilde{\varphi}}$ – фазові зсуви спінової хвилі, що пройшла; *R* та φ_1 – відповідно амплітуда коливань і фазовий зсув відбитої спінової хвилі.

Для знаходження вище зазначених невідомих треба розв’язати систему рівнянь (3.1.8), беручи до уваги вираз (3.2.2), яким і виражається згасаюча спінова хвиля. Після підстановки виразу (3.2.2) в лінеаризовані граничні умови (3.1.8), загальний розв’язок системи рівнянь для всіх фазових зсувів та коефіцієнтів (амплітуд) має наступний вигляд, відповідно:

$$\begin{aligned} tg\tilde{\varphi} = tg\tilde{\tilde{\varphi}} &= \frac{Z}{\gamma_0 k_{0y}\alpha} \\ tg\varphi_1 &= \frac{2\gamma_0 k_{0y}\alpha Z}{\left(\gamma_0 k_{0y}\alpha\right)^2 - Z^2} \end{aligned}, \qquad (3.2.3)$$

та

$$A = \frac{2A_0\gamma_0 k_{0y}\alpha\lambda\left(A_1Y + A_2\right)}{(\alpha'_{12} + \lambda A_{12})(XY - 1)\sqrt{(\gamma_0 k_{0y}\alpha)^2 + Z^2}}$$

$$B = \frac{2A_0\gamma_0 k_{0y}\alpha\lambda\left(A_1 + A_2X\right)}{(\alpha'_{12} + \lambda A_{12})(XY - 1)\sqrt{(\gamma_0 k_{0y}\alpha)^2 + Z^2}}, \qquad (3.2.4)$$

$$R = A_0$$

де для спрощення використовуються такі вирази:

$$X = \frac{\lambda\gamma_0 A_1 - \lambda A_{12} - \alpha_1}{\alpha'_{12} + \lambda A_{12}},\ Y = \frac{\lambda\gamma_0 A_2 - \lambda A_{12} - \alpha_2}{\alpha'_{12} - \lambda A_{12}},$$

$$Z = A_1 - A_2 - \frac{\lambda\gamma_0\left(A_1\left(A_1Y + A_2\right) + A_2\left(A_1 + A_2X\right)\right)}{\left(\alpha'_{12} + \lambda A_{12}\right)\left(XY - 1\right)}. \qquad (3.2.5)$$

В розв’язках (3.2.3) та (3.2.4) результати $R = A_0$ та $tg\tilde{\varphi} = tg\tilde{\tilde{\varphi}}$ є очевидними, що підтверджує правильність розрахунків даної задачі. Більше того, представлено низку нових результатів, таких як:

1) Фазовий зсув між хвилею, що падає та відбитою хвилею у ФМ – φ_1. Він відповідає за появу ефекту Гуса-Хенхена в ФМ на інтерфейсі ФМ/АФМ, що інтенсивно досліджується в наш час.

2) Величина фазового зсуву між згасаючою спіновою хвилею в АФМ і спінової хвилею, що потрапляє з ФМ – $\tilde{\varphi}$.

3) Величини амплітуд згасаючих спінових хвиль в АФМ як для першої, так і для другої підґраток – *A* та *B*.

Результати розрахунків справедливі в обмінному наближені для коротких хвиль; таким чином, дипольна взаємодія дуже мала в порівнянні з обмінною.

Як уже обговорювалося в попередніх підрозділах, співвідношення між частотою і хвильовим вектором спінової хвилі – рівняння дисперсії – визначає спектр спінових хвиль [45] і у ФМ виражається як зазначено у рівнянні (1.5.2). Припустимо, що ФМ та АФМ мають тип анізотропії «легка вісь», та скористаємося дисперсійними співвідношеннями (1.5.4) та (1.5.7).

Беручи до уваги той факт, що компоненти хвильового вектору $\mathbf{k} = \left(k_{0x},\, k_{0y},\, k_{0z}\right)$ для дисперсійного рівняння в ФМ можуть бути представлені наступним чином:

$$\begin{aligned} k_{0x} &= k_0 \sin\theta_k \cos\varphi_k \\ k_{0y} &= k_0 \sin\theta_k \sin\varphi_k \,, \\ k_{0z} &= k_0 \cos\theta_k \end{aligned} \tag{3.2.6}$$

де $\cos\varphi_k = 0$, $\sin\varphi_k = 1$ та $\theta_k = \theta + \pi/2$. Тоді, скориставшись дисперсійним співвідношенням для ФМ (1.5.4) та компонентним представленням хвильового вектору (3.2.6) в рівнянні дисперсії для ФМ (1.5.2), хвильове число спінової хвилі, що падає k_0 можна виразити як:

$$k_0 = \frac{1}{\alpha}\sqrt{-\frac{H_0^{(i)}}{M_0} - \beta - 2\pi\cos\theta \pm \sqrt{4\pi^2\cos^4\theta + \left(\frac{\omega}{gM_0}\right)^2}}\,, \tag{3.2.7}$$

З рівняння дисперсії для АФМ (1.5.7) довжину спінової хвилі λ_{sw} можна знайти, враховуючи, що компоненти хвильового вектору $\mathbf{k} = \left(0,\, i/\lambda_{sw},\, k_{2z}\right)$:

$$\lambda_{sw\pm} = \sqrt{\frac{2A\left(\alpha_1 - \alpha_2\right)}{2A\left(k_0^2\sin^2\theta\left(\alpha_1 - \alpha_2\right) - \left(\beta_1 - \beta_2\right)\right) - \left(\frac{\omega \pm gH_0^{(e)}}{gM_0}\right)^2}}., \tag{3.2.8}$$

Таким чином, маючи залежність хвильового числа спінової хвилі, що падає, та довжини спінової хвилі, вирази (3.2.7) та (3.2.8), відповідно, легко визначити залежності від частоти усіх параметрів та фазових зсувів поверхневої згасаючої спінової хвилі в АФМ, коли спінова хвиля в ФМ падає на ФМ/АФМ інтерфейс, а саме вирази (3.2.3) та (3.2.4)

Отримані результати справедливі для інтерфейсів з товщиною, значно меншою за довжину спінової хвилі та значно меншою за глибину проникнення спінової хвилі в АФМ.

Висновки до розділу 3

Застосовано систематичний підхід для отримання граничних умов для намагнічування на інтерфейсі між феромагнітним та антиферомагнітним матеріалами в наближенні неперервного середовища. Всередині інтерфейсу кінцевої товщини розглянуто три параметри порядку: намагніченість ФМ – **M** та намагніченості обох підґраток АФМ – $\mathbf{M}_1$ та $\mathbf{M}_2$. Граничні умови визначені з точки зору деяких середніх властивостей ФМ/АФМ інтерфейсу. Припускається, що інтерфейс має кінцеву товщину, яка набагато менша за довжину спінової хвилі. Такий підхід дозволяє врахувати анізотропію інтерфейсу, симетричний обмінний зв'язок на інтерфейсі та зв'язок на інтерфейсі, що виникає внаслідок порушення інверсійної симетрії в області інтерфейсу.

Розраховано граничні умови в загальній формі на інтерфейсі ФМ та двопідґраткового АФМ як для інтерфейсу кінцевої товщини, так і для нескінченно тонкого. Граничні умови мають загальну форму і можуть бути використані для різних типів ФМ/АФМ інтерфейсів, для яких енергія включає однорідний і неоднорідний обмін між підґратками, одновісну магнітну анізотропію, ДМІ і феноменологічний нелокальний обмінний зв'язок у вигляді виразу (3.1.1). Таким чином, обмеження загальності в таких граничних умовах обумовлені припущенням ізотропного обміну (тензор обмінної константи має діагональну форму) та одновісної магнітної анізотропії ФМ та АФМ. При цьому шорсткість інтерфейсу впливає лише на значення наступних коефіцієнтів: $\langle A_1 \rangle$, $\langle A_2 \rangle$, $\langle \beta_1 \rangle$, $\langle \beta_2 \rangle$, $\langle d_1 \rangle$, $\langle d_2 \rangle$, $\langle \sigma_1 \rangle$, $\langle \sigma_2 \rangle$, $\langle \sigma_1' \rangle$, $\langle \sigma_2' \rangle$ (див. Таблицю 3.1) для інтерфейсів як кінцевої товщини, так і нескінченно тонких.

Отримані граничні умови мають важливе значення для дослідження петлі гістерезису ФМ/АФМ структур, для вивчення мікромагнітної структури поблизу границі розділу ФМ/АФМ, для моделювання анізотропного магнітоопору і поширення спінових хвиль в системі ФМ/АФМ. Отримані результати будуть сприяти прогресу в області антиферомагнітної спінтроніки.

Використовуючи узагальнені граничні умови на ФМ/АФМ інтерфейсі, беручи до уваги лише енергії однорідного та неоднорідного обміну між усіма підґратками, також теоретично досліджено збудження та проходження поверхневої згасаючої спінової хвилі в АФМ, коли спінова хвиля в ФМ падає на цей інтерфейс. Виведено коефіцієнти та фазові зсуви проходження і відбиття спінової хвилі через ФМ/АФМ інтерфейс. Залежності всіх параметрів поверхневої згасаючої спінової хвилі знайдені за допомогою рівнянь дисперсії для ФМ та АФМ.

Показано, що зсуви фаз спінової хвилі, що пройшла, для кожної підґратки двопідґраткового АФМ є рівними. Також очевидно, що коефіцієнт відбиття спінової хвилі такий же, як коефіцієнт падіння $R = A_0$, що є правильним, оскільки в іншому випадку це суперечило б безперервності потоку енергії. Дійсно, хвиля в АФМ є згасаючою, тому енергія не передається на плюс нескінченність.

Теоретичні результати можна порівняти з експериментальними. Наприклад, зсув Гуса-Ханхена для відбитої спінової хвилі у ФМ можна виміряти, оскільки відбита спінова хвиля виявляє зсув фази відносно падаючої хвилі. Крім того, можна спостерігати інтерференцію падаючої та відбитої спінових хвиль у ФМ, подібно до того, що було зроблено експериментально та теоретично у роботах [27–29]. Також згасаюча спінова хвиля (і відповідний спіновий струм) може бути виявлена за допомогою зворотнього спінового ефекту Холла [143].

РОЗДІЛ 4
СТУПІНЬ НЕСКОМПЕНСОВАНОСТІ ПІДҐРАТОК АНТИФЕРОМАГНЕТИКА НА ІНТЕРФЕЙСІ. АНАЛІТИЧНА МОДЕЛЬ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ СПІНОВИХ ХВИЛЬ У СИСТЕМІ АНТИФЕРОМАГНЕТИК/ФЕРОМАГНЕТИК

ВСТУП

Переваги використання АФМ [141,142,145,146,175–177] добре висвітлені у попередніх розділах, але зазвичай АФМ розглядаються не в повному обсязі, а в обмежених випадках, а саме - скомпенсовані (АФМ не має статичної намагніченості на інтерфейсі) та нескомпенсовані (границя АФМ намагнічена) [151,178–180].

Для опису зв'язаної динаміки шахо-подібного поля в антиферромагнітних текстурах, АФМ зазвичай розглядаються як спінові системи, в яких сусідні спіни компенсують один одного [181]. АФМ з компенсованими спіновими моментами на атомному рівні мають застосування в терагерцовому (ТГц) діапазоні частот [182–184]. Антиферромагнітні спінові коливання, викликані спіновим струмом, були досліджені для такого випадку [185]. Крім того, механізм перевертання антиферромагнітних доменів шляхом застосування імпульсів струму [159,186] ґрунтується на так званому поле-подібному обертальному моменті що діє на нескомпенсовані спіни в інтерфейсі [187,188]. Крім того, для ефективної передачі спінового струму через тонкі діелектричні шари АФМ парою мод спінової хвилі збудженої зовні, що падає, припускається що чиста намагніченість АФМ на інтерфейсному шарі ФМ/АФМ є частково нескомпенсованою [143]. На останок, ефективний магнітний момент може бути комбінацією не повністю скомпенсованих моментів уздовж скомпенсованих структур [189]. Розгляд вищезазначених механізмів, заснованих на випадках скомпенсованих і нескомпенсованих підґраток АФМ, вимагає ідеально рівних інтерфейсів.

При розгляді випадків зі скомпенсованими та нескомпенсованими підґратками АФМ, які навряд чи можуть утворюватися в пристроях, що не є ідеально гладкими, реальні шорсткі інтерфейси зі змінним ступенем компенсації підґратки зазвичай не враховуються або ступенем нескомпенсованості підґраток нехтується. Тому, може бути застосовано лише наближення плоскої геометрії на основі плоских інтерфейсів з постійними ступенями компенсації підґратки. Однак, виявляється, що врахування ступеня нескомпенсованості підґраток АФМ (СНПА) дозволяє розглянути діагональну та криволінійну геометрію на інтерфейсах з АФМ. Інтерфейси зі спеціальними структурами, що демонструють СНПА, можуть бути виготовлені різними способами, такими як зміна шорсткості поверхні, імплантація іонів, осадження пару або введенням інших дефектів [190–194].

Саме тому розроблено теорію для опису розповсюдження спінових хвиль через будь-який бажаний інтерфейс АФМ / ФМ з урахуванням змінного СНПА. Таким чином, коли змінюється СНПА, по факту, змінюється відсоток спінів від першої та другої підґратки АФМ на границі. Запропоновано аналітичну теорію розповсюдження спінових хвиль через інтерфейс АФМ / ФМ залежно від СНПА в режимі домінування обміну та виведено граничні умови на такому інтерфейсі з урахуванням СНПА.

4.1 Модель і методи. Граничні умови на інтерфейсі двопідґратковий антиферомагнетик/феромагнетик

Розширимо розроблену аналітичну модель для інтерфейсу ФМ / АФМ, представлену в попередніх розділах, для дослідження поширення спінових хвиль через інтерфейс АФМ / ФМ та способи керування ними. Розглянемо розроблену аналітичну теорію розсіювання обмінних спінових хвиль на інтерфейсі АФМ / ФМ кінцевої товщини, зафіксованої між напівнескінченними тонкими плівками АФМ та ФМ. Мінімізуючи загальну енергію інтерфейсу, виведемо граничні умови на інтерфейсі між АФМ та

ФМ [165,195]. Введемо СНПА на інтерфейсі АФМ / ФМ і отримаємо повне співвідношення між фазовими зсувами та амплітудами розсіяних спінових хвиль. Продемонструємо залежність пропускання, відбиття та відповідних фазових зрушень від СНПА.

Розглянемо поширення спінових хвиль вздовж осі *y* через інтерфейс АФМ / ФМ, що складається з двох напівнескінченних середовищ, а саме АФМ та ФМ тонких плівок, з товщиною інтерфейсу δ, як показано на Рис. 4.1. Інтерфейс паралельний площині *x*-*z*. Оскільки АФМ має дві підґратки, а ФМ має одну, введемо статичні намагнічення, а саме $\mathbf{M}_{01}$, $\mathbf{M}_{02}$ та $\mathbf{M}_0$, відповідно, всередині інтерфейсу та його оточенні, як показано на Рис. 4.1. Розглянуто випадок, коли статичні намагнічення $\mathbf{M}_{01(02)}$ та $\mathbf{M}_0$ є паралельними (антипаралельними) скрізь у системі та паралельні осі *z*. Намагніченості насичення позначаються як $\mathbf{M}_{01(02)} = [0, 0, M_{01(02),z}]$ та $\mathbf{M}_0 = [0, 0, M_{0,z}]$. Середовище намагнічується рівномірним статичним зовнішнім магнітним полем **H** вздовж осі *z*.

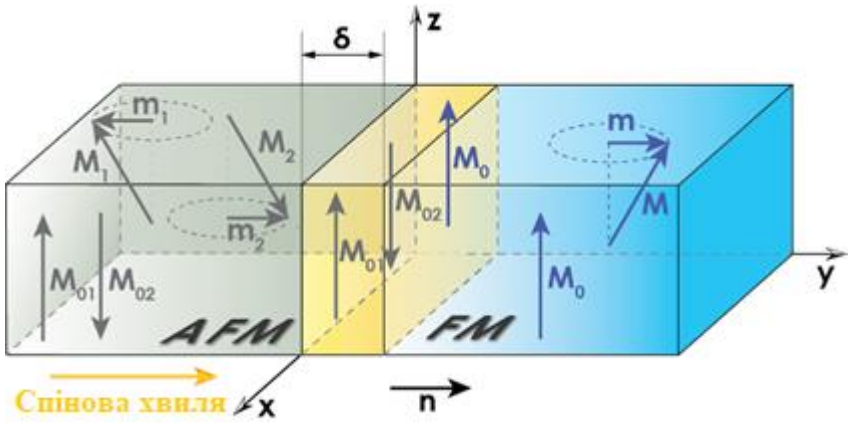

Рис. 4.1. Ескіз системи, що складається з АФМ з двома підґратками, інтерфейсу кінцевої товщини δ між АФМ та ФМ, ФМ а також намагнічуваннями в кожному шарі з малими збуреннями параметрів порядку щодо основного стану. Нормаль до інтерфейсу, **n**, паралельна осі *y*.

Розглянемо динаміку намагнічування як невеликі відхилення векторів намагніченості $\mathbf{M}_{1(2)}$ та $\mathbf{M}$ від основного стану, тобто $|\mathbf{m}_{1(2)}|^2 << |\mathbf{M}_{01(02)}|^2$ та

$|\mathbf{m}|^2 << |\mathbf{M}_0|^2$ у вигляді: $\mathbf{M}_{1(2)} = \mathbf{M}_{01(02)} + \mathbf{m}_{1(2)}$ та $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}$, де $\mathbf{m}_{1(2)}$ та $\mathbf{m}$ позначають динамічні компоненти вектору намагніченості першої (другої) підґратки АФМ та ФМ, відповідно.

Представимо аналітичну теорію розповсюдження спінових хвиль через інтерфейс АФМ / ФМ в обмінному режимі. Як уже зазначалося у попередніх розділах, динаміку намагніченості в ефективному магнітному полі можна описати рівнянням Ландау-Ліфшиця (1.1.1) $\partial\mathbf{M}_l/\partial t = g\left(\mathbf{M}_l \times \mathbf{H}_{eff,l}\right)$, де $\mathbf{H}_{eff,l}$ позначає ефективне магнітне поле (1.1.2) у кожному матеріалі, яке можна знайти з функціональної похідної загальної енергії системи стосовно кожного вектору намагніченості, де l позначає три магнітні підґратки (перша і друга підґратки АФМ і одна з ФМ). Оскільки розглядається режим домінування обміну, зазначимо, що в межах інтерфейсу враховується лише обмінна взаємодія та зв'язок між АФМ та ФМ [165,196,197] так, що обмін включає антиферомагнітний зв'язок між двома підґратками (перший член рівняння (4.1.1)) і обидва феромагнітні зв'язки між сусідами в кожній підґратці (так само, як і в стандартній моделі для двох ФМ, а саме другий та третій члени рівняння (4.1.1)) [182]. Як каплінг, постулюється обмінний тип зв’язку, що характеризується щільністю енергії на інтерфейсі, тобто енергією на одиницю площі (перші три члени рівняння (4.1.1)). Щільність обмінної енергії виражається як $1/2\alpha_l\left(\partial\mathbf{M}_l/\partial x_i\right)^2$ (останні три члени рівняння (4.1.1)), де коефіцієнт обмінної взаємодії $\alpha_l = \alpha_{ex,l}/\mathrm{M}_{0l}^2$ (константи неоднорідного обміну [198]), де $\alpha_{ex,l}$ – константа жорсткості обміну. Зауважимо, що параметр обмінної взаємодії для першої та другої підґратки АФМ є однаковим – останній член рівняння (4.1.1), і також має бути розглянутим обмін між підґратками АФМ – п'ятий член рівняння (4.1.1). Тоді енергія поверхні на інтерфейсі виражається як $W_{\text{int}} = \int_0^{\delta} w_{\text{int}}\, dy$, де щільність енергії на інтерфейсі w_{int} записується як:

$$w_{\text{int}} = \left\{ \begin{array}{l} A(y)\mathbf{M}_1\mathbf{M}_2 + A_1(y)\mathbf{M}_1\mathbf{M} + A_2(y)\mathbf{M}_2\mathbf{M} + \\ \alpha_1(y)/2\left(\left(\partial\mathbf{M}_1/\partial y\right)^2 + \left(\partial\mathbf{M}_2/\partial y\right)^2\right) + \\ \alpha(y)/2\left(\partial\mathbf{M}/\partial y\right)^2 + \alpha_2(y)\left(\partial\mathbf{M}_1/\partial y\right)\left(\partial\mathbf{M}_2/\partial y\right) \end{array} \right\}, \qquad (4.1.1)$$

де $A(y)$ – параметр зв'язку між підґратками АФМ (константа однорідного обміну), який пов'язаний з константою жорсткості обміну і може бути оцінений через $A \sim \alpha_{ex,1}/M_{01(02)}^2 d^2$, де d – це параметр гратки АФМ [153,198,199]; $A_{1(2)}(y)$ є параметром зв'язку між кожною підґраткою АФМ та ФМ і суттєво залежить від СНПА.

Тому, враховуючи обмеження зв’язку, $\delta \ll \lambda_{sw}$, визначаємо інтерфейс з точки зору середніх властивостей навколишніх матеріалів, а саме АФМ та ФМ, з урахуванням кінцевої товщини інтерфейсу [165]. Рівняння Ландау-Ліфшиця інтегрується по товщині інтерфейсу $\left[0;\delta\right]$. На інтерфейсі розв’язок рівняння Ландау-Ліфшиця задовольняє наступним граничним умовам для амплітуд динамічних компонентів намагніченості, ФМ $\mathbf{m} = \left[m_x, m_y 0\right]$ та АФМ $\mathbf{m}_{1(2)} = \left[m_{1(2),x}, m_{1(2),y}, 0\right]$ (для зручності, виражених за допомогою циклічних змінних $m_{1(2)} = \left(m_{1(2),x} + i m_{1(2),y}\right)$, $m = \left(m_x + i m_y\right)$ використовуючи позначення $M_{02}/M_{01} = -1$, $M_0/M_{01} = \gamma$:

$$\left\{ \begin{array}{l} A_{1(2)} m + \left(A \mp \gamma A_{1(2)} - \alpha_1 \dfrac{\partial}{\partial y} \right) m_{1(2)} + \left(A - \alpha_2 \dfrac{\partial}{\partial y} \right) m_{2(1)} = 0 \\ \left(A_1 - A_2 - \gamma\alpha \dfrac{\partial}{\partial y} \right) m - \gamma A_1 m_1 - \gamma A_2 m_2 = 0 \end{array} \right. . \qquad (4.1.2)$$

Систему лінеаризованих граничних умов (4.1.2) було отримано в першому наближенні з урахуванням намагніченості як суми їх статичних значень і малих динамічних збурень.

Зауважимо, що коли $A_2 = -A_1$, $\alpha_2 = -\alpha_1$ і $m_2 = -m_1$, лінійні граничні умови (4.1.2) на інтерфейсі АФМ / ФМ стають відомими лінійними граничними умовами на інтерфейсі ФМ / ФМ [165], що є обґрунтованим.

4.2 Взаємозв'язок динамічних компонентів намагніченості антиферомагнетика

Пропорційність динамічних компонентів АФМ $\mathbf{m}_1$ і $\mathbf{m}_2$ отримується шляхом розв’язування двох зв'язаних рівнянь Ландау-Ліфшиця [45] (1.5.5). Включимо до ефективних полів стандартні внески від обміну та анізотропії, разом із взаємодією зовнішнього поля та магнітного диполя. Потім, (1) генеруючи перетворення Фур'є для рівнянь і виражаючи компоненти Фур'є для відхилень магнітних моментів через компонент Фур'є змінного магнітного поля, та (2) розв’язуючи набір лінеаризованих рівнянь Ландау-Ліфшиця [45] для кожної намагніченості двох підґраток АФМ

$$\begin{cases} i\omega\mathbf{m}_1(\mathbf{k},\omega) = g\left[\mathbf{M}_{01}\times\begin{pmatrix}\mathbf{h}(\mathbf{k},\omega)-\left(A+\alpha_2k^2\right)\mathbf{m}_2(\mathbf{k},\omega)- \\ -\left(A+\alpha_1k^2+\dfrac{H_0^{(e)}}{M_{01}}+\beta_1-\beta_2\right)\mathbf{m}_1(\mathbf{k},\omega)\end{pmatrix}\right] \\ -i\omega\mathbf{m}_2(\mathbf{k},\omega) = g\left[\mathbf{M}_{02}\times\begin{pmatrix}\mathbf{h}(\mathbf{k},\omega)-\left(A+\alpha_2k^2\right)\mathbf{m}_1(\mathbf{k},\omega)- \\ -\left(A+\alpha_1k^2-\dfrac{H_0^{(e)}}{M_{02}}+\beta_1-\beta_2\right)\mathbf{m}_2(\mathbf{k},\omega)\end{pmatrix}\right]\end{cases}, \quad (4.2.1)$$

та (iii) вважаючи $M_{01,z}=M$ та $M_{02,z}=-M$, визначаємо взаємозв'язок між $\mathbf{m}_1$ та $\mathbf{m}_2$ наступним чином:

$$m_2 = -\sigma(\omega)m_1, \quad (4.2.2)$$

де $\sigma(\omega)$ – коефіцієнт пропорційності динаміки АФМ, а саме:

$$\sigma(\omega) = \frac{\left((\Omega_2-\Omega)(\Omega-\Omega_1)-\omega^2\right)+\omega(\Omega_1+\Omega_2-2\Omega)}{(\Omega_2-\Omega)^2-\omega^2}, \quad (4.2.3)$$

з допоміжними функціями

$$\begin{aligned}\Omega &= gM\left(A+\alpha_2k_A^2\right) \\ \Omega_{1(2)} &= gM\left(A+\alpha_1k_A^2\pm H_0^{(e)}/M+\beta_1-\beta_2\right)\end{aligned}, \quad (4.2.4)$$

де $H_0^{(e)}$ – це зовнішнє магнітне поле, k_A – це хвильовий вектор АФМ, β_1 і β_2 – постійні магнітної анізотропії АФМ, а $\omega = 2\pi f$ з частотою f.

4.3 Ступінь нескомпенсованості двох підґраток антиферомагнетика на інтерфейсі системи

Система рівнянь (4.1.2) має розв'язок з ненульовою амплітудою пройденої спінової хвилі лише у тому випадку, якщо співвідношення між відповідними членами першого та другого рівнянь у системі (4.1.2) зберігається, а саме: $A(1-\sigma) - A_1\gamma = \mu\left(A(1-\sigma) - \sigma A_2\gamma\right)$, $A_1 = \mu A_2$ та $(\alpha_1 - \sigma\alpha_2) = \mu(\alpha_2 - \sigma\alpha_1)$, маючи на увазі взаємозв'язок динаміки АФМ – вираз (4.2.2). В іншому випадку спінові хвилі повністю відбиваються, як вже показано в попередньому розділі. Введемо СНПА μ як

$$\mu = (\alpha_1 - \alpha_2\sigma)/(\alpha_2 - \alpha_1\sigma); \tag{4.3.1}$$

параметри зв'язку між кожною підґраткою АФМ та ФМ $A_{1(2)}$ виражаються через A залежно від СНПА як

$$A_1(\mu) = A(1-\mu)/\gamma, \tag{4.3.2}$$

$$A_2(\mu) = A_1(\mu)/\mu, \tag{4.3.3}$$

оскільки вплив кожної підґратки визначається згідно СНПА як $A_1 = \mu A_2$.

Крім того, граничні умови для будь-якої сконструйованої границі повинні бути переглянуті з урахуванням виразу (4.2.2) та виразу (4.3.3) так, що лінійні граничні умови – вираз (4.1.2), включатимуть лише два рівняння і можуть бути переписані наступним чином:

$$\begin{cases} A_1(\mu)m - \left(\gamma A_1(\mu) - (1-\sigma)A + (\alpha_1 - \alpha_2\sigma)\dfrac{\partial}{\partial y}\right)m_1 = 0 \\ \left((1-\mu)A_1(\mu) + \gamma\mu\alpha\dfrac{\partial}{\partial y}\right)m - \gamma(\sigma-\mu)A_1(\mu)m_1 = 0 \end{cases}. \tag{4.3.4}$$

Проаналізуємо окремо скомпенсований та нескомпенсований випадки.

У скомпенсованому випадку (див. сірий «compensated case» на Рис. 4.2(a) – Flat geometry) СНПА $\mu = 1$ так як $A_1 = A_2$ і, згідно з виразом (4.3.2), параметри зв'язку між кожною підґраткою АФМ та ФМ $A_{1(2)}$ не мають впливу і дорівнюють нулю. Завдяки впровадженню СНПА, причина нехтування параметрами зв'язку є обумовленою.

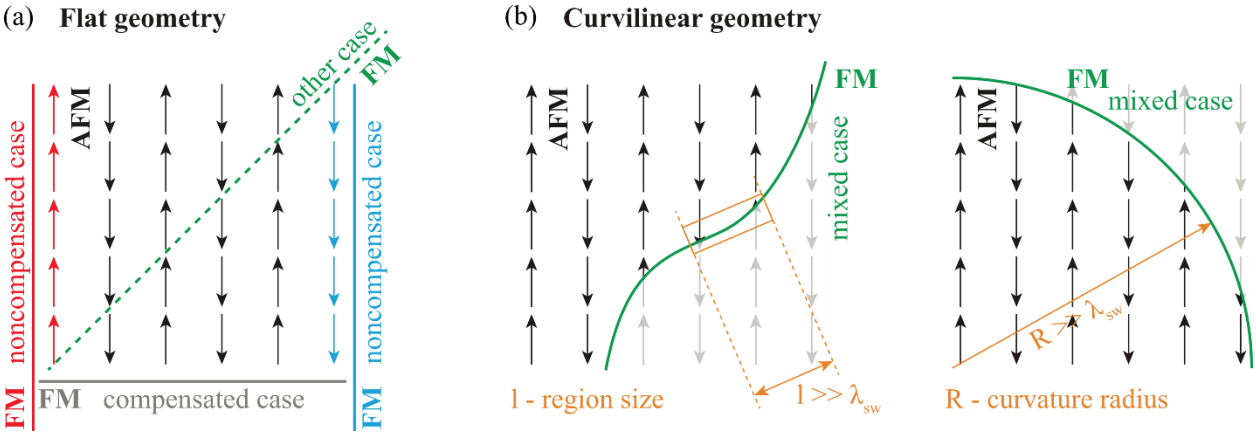

Рис. 4.2. Геометрія інтерфейсу зі змінним СНПА: (a) потенційні рівні інтерфейси з постійним ступенем нескомпенсованості підґраток $\mu = const$; (b) можливі криволінійні інтерфейси зі змінним ступенем нескомпенсованості підґраток $\mu \neq const$, де l і R – характерні кривизни, які значно перевищують довжину спінової хвилі.

У нескомпенсованому випадку можна спостерігати два варіанти розвитку: перший – коли перша підґратка АФМ наближенна до границі (див. червоний випадок «noncompensated case» на Рис. 4.2(a) – Flat geometry) так, що СНПА $\mu \to \infty$, оскільки $A_2 = 0$; другий – коли друга підґратка АФМ наближенна до границі (див. синій випадок «noncompensated case» на Рис. 4.2(a) – Flat geometry) так, що СНПА $\mu \to 0$, оскільки $A_1 = 0$. Змінюючи СНПА, можна врахувати геометрію інтерфейсу для будь-якого плоского випадку зі змішаним вкладом від АФМ підґраток (див. зелений випадок «other case» на Рис. 4.2(a) – Flat geometry), більш того будь-який криволінійний випадок може бути спроектований, враховуючи, що характерні значення

кривизни значно перевищують довжину спінової хвилі (див. зелені випадки на Рис. 4.2(b) – Curvilinear geometry).

4.4 Поширення спінових хвиль через інтерфейс антиферомагнетик/феромагнетик

Знайдемо розв’язок, в якому спінові хвилі, що падають та відбиваються є кругополяризованими в АФМ (які необхідно враховувати для кожної підґратки АФМ), а також пройдені спінові хвилі у ФМ є монохроматичними плоскими хвилями $\mathbf{m}(\mathbf{r},t)=\mathbf{m}(\mathbf{r})\exp(i\omega t)$ з динамічними компонентами векторів намагніченості що визначаються наступним чином:

$$\begin{aligned} m_{1(2)} &= I_{1(2)}\exp\left(ik_{A,y}y\right)+r_{1(2)}\exp\left(-ik_{A,y}y\right) \\ m &= t\exp\left(ik_{F,y}y\right) \end{aligned}, \qquad (4.4.1)$$

де $k_{F,y}$ – це компонента y хвильового числа ФМ, $I_{1(2)}$ – амплітуда спінової хвилі. що падає на першу (другу) підґратку АФМ, $r_{1(2)}$ і t це комплексні амплітуди відбитої хвилі від першої (другої) підґратки АФМ та пройденої хвилі в ФМ, а саме $R_{1(2)}\exp\varphi_{R_{1(2)}}$ і $T\exp\varphi_T$, відповідно, з амплітудами $R_{1(2)}$, T та фазовими зсувами $\varphi_{R_{1(2)}}$, φ_T, відповідно. Постановка проблеми має стаціонарний стан, тому явною залежністю від часу можна знехтувати.

Зауважимо, що стосовно виразу (4.2.2) взаємозв'язки між амплітудами та фазовими зсувами першої та другої підґраток АФМ визначаються як $I_2=-\sigma I_1$, $R_2=-\sigma R_1$ і $\varphi_{R_1}=\varphi_{R_2}=\varphi_R$, відповідно. Таким чином, використовуючи граничні умови (4.3.4), комплексні амплітуди спінових хвиль знаходяться як:

$$r_1=-\frac{I_1\left(p\left(\gamma A_1-(1-\sigma)A\right)+iqk_A\right)}{p\left(\gamma A_1-(1-\sigma)A\right)-iqk_A}, \qquad (4.4.2)$$

$$t=\frac{2iI_1(\sigma-\mu)k_A}{p\left(\gamma A_1-(1-\sigma)A\right)-iqk_A}, \qquad (4.4.3)$$

де p і q – допоміжні функції, а саме

$$p = \frac{\gamma A_1 - (\mu - 1)(1-\sigma)A}{\gamma(\gamma A_1 - (1-\sigma)A)(\alpha_1 - \alpha_2\sigma)} - i\frac{\alpha\mu k_F}{A_1(\alpha_1 - \alpha_2\sigma)}, \qquad (4.4.4)$$

$$q = \frac{(\mu - 1)}{\gamma} - i\frac{\alpha\mu k_F}{A_1}. \qquad (4.4.5)$$

Щоб знайти відбиття R_1^2, пропускання T^2, та відповідні фазові зсуви – φ_R та φ_T, необхідно визначити $abs(r_1)^2$, $abs(t)^2$, $arg(r_1)$ та $arg(t)$, відповідно, беручи до уваги вирази (4.4.2)–(4.4.5).

Для визначення спектру спінових хвиль в АФМ та ФМ, використовуємо відомі дисперсійні співвідношення для АФМ (враховуючи той факт, що АФМ має анізотропію "легкої осі" і магнітний момент АФМ є малим) та ФМ (з урахуванням нормального падіння) [45], відповідно до виразів (1.5.2) та (1.5.7):

$$\omega_{\pm}(\mathbf{k}_A) = g\left[2A(\alpha_1 - \alpha_2)M_A^2 k_{A\pm}^2 + H_1^2\right]^{1/2} \pm gH_0^{(e)}, \qquad (4.4.6)$$

$$\omega(\mathbf{k}_F) = g\left[2\alpha M_F k_F^2 + M_F\beta + H_0^{(e)}\right], \qquad (4.4.7)$$

де $H_1 = M_A\sqrt{2A(\beta_1 - \beta_2)}$ – це поле анізотропії в АФМ, β – це константа анізотропії в ФМ, а $\omega = 2\pi f$ з частотою f.

4.4.1 Густина спрямованого потоку енергії

Загальне уявлення про потік механічної енергії в просторі вперше було введено Н. А. Умовим для пружних середовищ близько 1.5 століття тому. Концепція щільності потоку електромагнітної енергії була розроблена Д. Г. Пойнтінгом через десять років і добре відома як вектор Пойнтінга, який також використовується для спінових хвиль [45]. Концепція стверджує, що нормальна складова вектору щільності потоку енергії – вектор Пойнтінга – є безперервною на межі між двома середовищами. Оскільки розглядається АФМ з двома підґратками, був введений коефіцієнт пропорційності динаміки

АФМ σ – вираз (4.2.2) – і повинен бути визначений додатковий член ξ для безперервності нормальної складової вектора Пойнтінга на інтерфейсі. Таким чином, для випадку інтерфейсу АФМ / ФМ з урахуванням взаємозв'язку рівняння (4.2.2) та динамічних компонентів векторів намагніченості (рівняння (4.4.1)) був розрахований вектор Пойнтінга, щоб концепцію можна було записати так:

$$R_1^2 + \xi T^2 = I_1^2,\ \xi = \frac{\alpha k_F}{k_A\left(\alpha_1\left(1+\sigma^2\right) - 2\sigma\alpha_2\right)} \tag{4.4.8}$$

де амплітуди спінової хвилі, що падає та відбивається від другої підґратки АФМ виражаються як $I\left(R\right)_2 = -\sigma I\left(R\right)_1$ та включаються в вираз (4.4.8)

4.4.2 Вплив ступеня нескомпенсованості підґраток антиферомагнетика на розповсюдження спінових хвиль в системі

Припустимо, що інтерфейс АФМ / ФМ – це NiO / CoFeB, тоді $M = 0.84 \cdot 10^3$ Гс та $M_0 = 1.2 \cdot 10^3$ Гс – це намагніченості насичення, $\alpha_{ex,1} = 5 \cdot 10^{-8}$ ерг·см$^{-2}$, $\alpha_{ex,2} = 2 \cdot 10^{-8}$ ерг·см$^{-2}$ та $\alpha_{ex} = 5 \cdot 10^{-6}$ ерг·см$^{-2}$ – це константи жорсткості обміну, і параметр гратки NiO $d = 4.2 \cdot 10^{-8}$ см [153]. Припустимо зовнішнє магнітне поле $H_0^{(e)} = 5$ kE, поле анізотропії $H_1 = 3$ kE, амплітуда падаючої хвилі $I_1 = 1$ і константа анізотропії ФМ $\beta = 0$.

Згідно з виразами (4.4.6) та (4.4.7), повинна бути врахована частота активації $f_{act} = g\left(H_0^{(e)} + H_1\right)\big/2\pi$ для активації всіх трьох гілок, і у випадку вищезазначених параметрів частота дорівнює 22.4 ГГц.

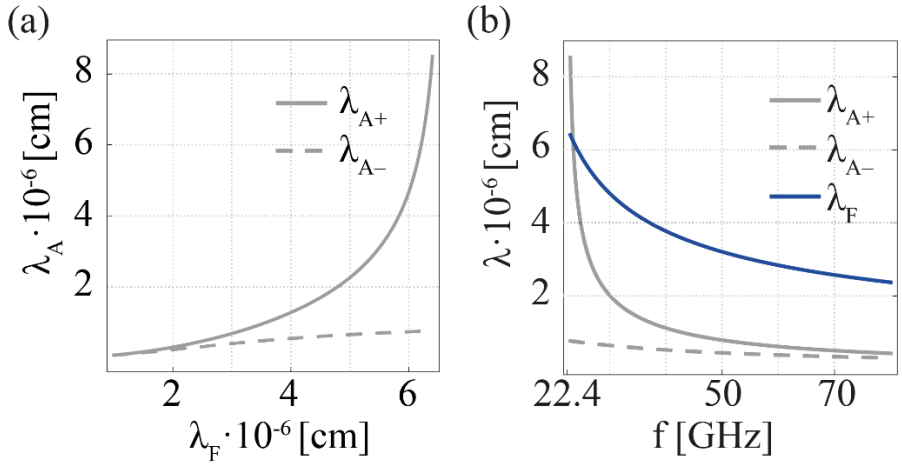

Рис. 4.3. На панелі (a) узгодження між довжиною хвилі спінової хвилі обох гілок АФМ (суцільні та штрихові сірі лінії, що позначають відповідно плюс- та мінус-гілку) та ФМ гілкою, які отримані відносно виразів (4.4.6) та (4.4.7). На панелі (b) показано відповідну залежність довжин хвиль спінових хвиль від частоти (АФМ плюс- та мінус-гілка – суцільні та пунктирні сірі лінії відповідно, ФМ-гілка – суцільна синя лінія). Таким чином, вибираючи частоту, визначаємо довжини хвиль спінових хвиль, які поширюються в ФМ.

Для визначення правильного діапазону частот для спінових хвиль, що поширюються в системі АФМ / ФМ, було визначено обґрунтовані довжини хвиль спінових хвиль АФМ $\lambda_{A\pm} = 2\pi/k_{A\pm}$ і ФМ $\lambda_F = 2\pi/k_F$ прирівнюючи кожну гілку дисперсійного співвідношення АФМ – вираз (4.4.6) – до дисперсійного співвідношення ФМ – вираз (4.4.7). Збільшуючи частоту до терагерцового діапазону, дві гілки АФМ сходяться одна до одної, а довжина хвилі спінової хвилі зменшується, як показано на Рис. 4.3(b). Зі зменшенням частоти різниця між довжиною хвилі спінової хвилі АФМ гілок швидко збільшується, і після певного значення частоти можливе поширення спінових хвиль тільки від однієї гілки АФМ до ФМ, як видно на Рис. 4.3(a).

Згідно з рівнянням (4.3.1), СНПА μ залежить від коефіцієнта пропорційності динаміки АФМ σ, в той час як σ залежить від частоти f та магнітних параметрів АФМ (див. рівняння (4.2.3) – (4.2.4)).

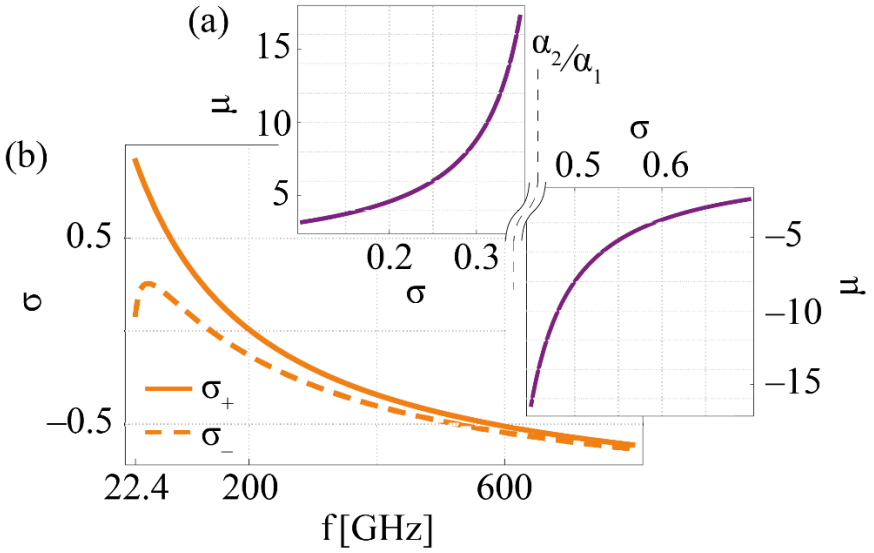

Рис. 4.4. Панель (a) показує залежність СНПА μ від коефіцієнту пропорційності динаміки АФМ σ, де α_1 і α_2 це константи жорсткості обміну АФМ. Панель (b) показує залежність коефіцієнта пропорційності динаміки АФМ σ від частоти f для обох гілок АФМ (плюс- та мінус-гілка – суцільні та пунктирні помаранчеві лінії, відповідно).

Якщо коефіцієнт пропорційності динаміки АФМ σ менше ніж α_2/α_1, тоді СНПА μ додатній; якщо ж σ більше ніж α_2/α_1, тоді СНПА μ є від'ємним; нарешті, якщо ж σ прямує до α_2/α_1 зліва (зправа), тоді μ прямує до $+\infty$ $(-\infty)$ як показано на Рис. 4.4(a).

Відповідно до рівняння (4.2.2), динамічні компоненти вектору намагнічення АФМ паралельні один одному коли коефіцієнт пропорційності динаміки АФМ σ від'ємний. У такому випадку, спінові хвилі поширюються лише на високих частотах, як це показано на Рис. 4.4(b) (з урахуванням вищезазначених параметрів, це частоти вище 100 ГГц). У випадку, коли динамічні компоненти вектору намагнічення АФМ антипаралельні один одному, коефіцієнт пропорційності динаміки АФМ σ додатній, тоді спінові хвилі можуть поширюватися з низькою частотою, як це показано на Рис. 4.4(b).

Відбиття і проходження спінових хвиль залежать від СНПА згідно до виразів (4.4.2) та (4.4.3) з урахуванням допоміжних функцій рівнянь (4.4.4) та (4.4.5) та додаткового члена ξ для безперервності нормальної складової вектору Пойнтінга на інтерфейсі (рівняння (4.4.8)). Враховуючи взаємозв'язок між СНПА μ і коефіцієнтом пропорційності динаміки АФМ σ та параметром зв'язку A_1 між першою підґраткою АФМ та ФМ згідно виразів (4.3.2) та (4.3.3), відповідно, може бути показана залежність відбиття і проходження спінових хвиль від СНПА. Крім того, фазовий зсув φ_R між спіновою хвилею, що падає та відбитою спіновою хвилею не залежить від СНПА і завжди дорівнює π, в той час як фазовий зсув φ_T між спіновою хвилею, що падає та пройденою спіновою хвилею дорівнює 0, за винятком діапазону $\mu \in [\alpha_2/\alpha_1, 1]$, в межах якого $\varphi_T = \pi$ для будь-якої гілки дисперсійного співвідношення АФМ незалежно від частоти.

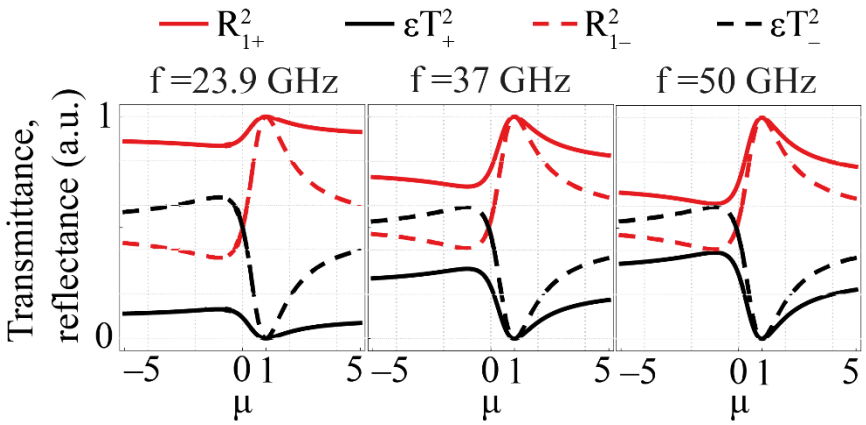

Рис. 4.5. Пропускання (чорні суцільні та пунктирні лінії позначають відповідно плюс- і мінус-гілку) та відбиття (червоні суцільні та пунктирні лінії позначають відповідно плюс- і мінус-гілку) як функції СНПА μ для трьох різних частот, а саме 23,9 ГГц, 37 ГГц і 44,1 ГГц.

У скомпенсованому випадку ми спостерігаємо повне відбиття від інтерфейсу незалежно від частоти (див. Рис. 4.5 коли $\mu = 1$). Зважаючи на мінус-гілку дисперсійного співвідношення АФМ в нескомпенсованому

випадку, пропускання та відбиття швидко сходяться одне до одного (див. Рис. 4.5 пунктирні лінії, коли $\mu \to 0$ чи до ∞). Для плюс-гілки дисперсійного співвідношення АФМ, проходження та відбиття швидко сходяться одне до одного лише тоді, коли $\mu \to 0$, а коли $\mu \to \infty$ вони сходяться одне до одного, лише якщо частота зростає (див. Рис. 4.5 суцільні лінії, коли $\mu \to 0$ і $\mu \to \infty$). На високих частотах (вище 100 ГГц щодо вищезазначених параметрів) різниця в поведінці залежності для кожної гілки дисперсійного співвідношення АФМ стає незначною і зрештою зникає. На нижчих частотах залежність відбиття і пропускання від СНПА є значною, як показано на Рис. 4.5.

Висновки до розділу 4

Поняття ступеню нескомпенсованості підґраток антиферомагнетика (СНПА) може зіграти вирішальну роль у проектуванні діагональної та криволінійної геометрії на інтерфейсах АФМ з іншими магнітними середовищами через обмінну взаємодію як між підґратками АФМ так і з сусіднім матеріалом. Представлено концептуально розширену теорію, яка вводить поняття СНПА та використовує потенційно змінний СНПА для опису поведінки розповсюдження спінових хвиль через будь-який спроектований інтерфейс АФМ / ФМ. Запропоновано граничні умови для будь-якого випадку СНПА. Продемонстровано залежність пропускання, відбиття та відповідних фазових зсувів на інтерфейсі від СНПА відповідно до обґрунтованої довжини хвилі спінових хвиль.

У даному розділі представлено нову концепцію, яка робить суттєвий крок до вирішення критичної проблеми управління розповсюдженням спінових хвиль через інтерфейси АФМ з іншими магнітними середовищами шляхом введення нової фізичної характеристики інтерфейсу кінцевої товщини, а саме ступеня нескомпенсованості підґраток антиферомагнетика (СНПА).

Було продемонстровано, що проходження спінових хвиль від АФМ до ФМ стає можливим лише за конкретної конструкції інтерфейсу – коли його параметри задовольняють співвідношенням виразів (4.3.1) – (4.3.3). В іншому випадку спінові хвилі повністю відбиваються від поверхні ФМ.

Очікується, що представлена модель та її наслідки дозволять розробити та описати складну геометрію на інтерфейсах АФМ не лише з плоскими реальними профілями, які враховують важливий внесок СНПА в шорстких та діагональних інтерфейсах, але й криволінійні інтерфейси зі змінним СНПА.

РОЗДІЛ 5
ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОСТОРОВО-ЗАЛЕЖНОГО ФЕРОМАГНІТНОГО РЕЗОНАНСУ У ФЕРОМАГНІТНІЙ ТОНКІЙ ПЛІВЦІ З АНТИДОТОМ З УРАХУВАННЯМ НЕОДНОРІДНОСТІ ПОЛЯ РОЗМАГНІЧУВАННЯ

ВСТУП

Спінові хвилі інтенсивно досліджуються протягом останніх десятиліть як теоретично, так і експериментально. Численні статті присвячені спіновим хвилям в різних типах носіїв інформації, включаючи поширення спінових хвиль в тонких феромагнітних плівках [34,51].

Особливий інтерес викликають наноструктуровані магнетики, оскільки магнітна конфігурація у візерункових плівках, таких як магнітні антидоти, нанодоти, двошарові та багатошарові магнетики, наносмуги, нанодроти та інші, показала цікаві ефекти, відсутні у однорідних плівках.

Недавні дослідження показали, що спінові хвилі у наномасштабних магнітних середовищах (елементах) можуть бути використані в різних сферах застосування, включаючи передачу сигналу, обробку сигналу, зв’язок та зондування [35,200–203]. Довжини спінових хвиль відносно короткі, порівняно з електромагнітними хвилями однакових частот, дають можливість для значної мініатюризації мікрохвильових пристроїв. У пристроях електронної та сигнальної обробки елементи, засновані на спінових хвилях, можуть працювати на набагато вищій частоті і споживати на два порядки менше енергії. Крім того, спектр спінових хвиль може бути налаштований на величину та орієнтацію магнітного поля; різні конфігурації намагніченості, реалізовані в одній структурі, відповідають різним спектрам спінових хвиль. Притаманна невзаємність магнітних матеріалів та розповсюдження спінових хвиль у магнітних матеріалах дає додаткову перевагу пристроям [44]. Ці перспективи стимулюють дослідження магноніки [15,39,204].

Важливим класом магнонних структур, наноструктурованих тонких плівок є магнонні кристали – підклас, що представляє особливий інтерес, з періодичним штучним візерунком [53,205]. Спектр спінових хвиль магнонних структур має смуги частот, розділені смугастими щілинами; це діапазони частот, дозволені та заборонені відповідно до поширення спінових хвиль. Як і в інших типах штучних кристалів, смуги і прогалини в спектрі спінових хвиль магнонних структур можна змоделювати за допомогою зміни розміру, форми та симетрії патерну [206,207]. Однак, ними можна керувати також шляхом зміни величини або орієнтації магнітного поля [207,208]. Дисперсію спінових хвиль можна змінити перемиканням між стабільними магнітними конфігураціями, властивістю, відомою як перепрограмовуваність [209,210]. Нарешті, до магнонних структур може бути доданий шар або підкладка, щоб значно змінити його магнонний спектр шляхом індукції: поверхневої анізотропії [211], взаємодії Дзялошинського-Морія [212] або невзаємності [213–216]. Завдяки цим унікальним особливостям, магнонні структири, крім того, що є інтригуючим предметом фундаментальних досліджень, представляють великий інтерес з точки зору вищезазначених застосувань.

Особливий інтерес викликає магнонна структура у вигляді 2D антидотової решітки [217] з періодичним набором отворів (антидотів), просвердлених у феромагнітній плівці. Інтерес до таких конструкцій обумовлений відносною простотою їх виготовлення, особливо у випадку антидотової решітки на основі металевих феромагнітних плівок, які пропонують зниження масштабу магнонних структур до нанометрових розмірів, необхідного для застосування [218,219]. Магнітний спектр антидотової решітки сильно залежить від форми антидотів та типу решітки [220], але на нього також впливають магнітні властивості на краях антидоту [99]. Спектр спінових хвиль може бути додатково модифікований шляхом заповнення антидотів феромагнітним матеріалом, що знаходиться в безпосередньому контакті з матеріалом-матрицею або відокремлений від

нього [16,221]. Це велике розмаїття антидотових решіток призвело до спостереження за величиною їх спектрів спінових хвиль. Найбільш інтенсивні режими, що спостерігаються в дослідженнях феромагнітного резонансу та Бріллюенівського розсіювання світла, – це фундаментальний режим, який показує фазові коливання намагніченості в більшій частині антидотової решітки та крайові режими з амплітудою, зосередженою біля країв антидотів [217]. Незважаючи на численні дослідження, взаємозв'язок між геометрією одиничної комірки та динамікою спінових хвиль у магнонних структурах, особливо антидотових решітках, залишається нез'ясованим.

У даному розділі описується дослідження просторово залежного феромагнітного резонансу у феромагнітній тонкій плівці з одним антидотом під впливом зовнішнього магнітного поля перпендикулярного до поверхні зразка. Лінеаризоване рівняння Ландау-Ліфшица [45] було розв’язано як власну задачу у прямому просторі з метою створення аналітичної моделі малих відхилень від значень рівноваги магнітного моменту та магнітного поля. Було встановлено, що основною причиною виникнення неоднорідних коливань є магнітостатичне поле [222,223], спричинене наявністю антидоту. Модель показала, що існує максимум амплітуди поля розмагнічування, локалізованого біля краю антидота, і амплітуда зменшується зі збільшенням відстані від краю. Також були визначені умови локальних феромагнітних резонансів, які відрізняються на різній відстані від краю антидоту через нерівномірність магнітостатичного поля.

5.1 Аналітична модель малих відхилень від значень рівноваги магнітного моменту та магнітного поля в феромагнітній тонкій плівці за наявності антидоту

Дослідимо теоретично вплив прикладеного динамічного мікрохвильового магнітного поля до тонкої плівки Py товщиною h з одиничним круговим антидотом на намагніченість.

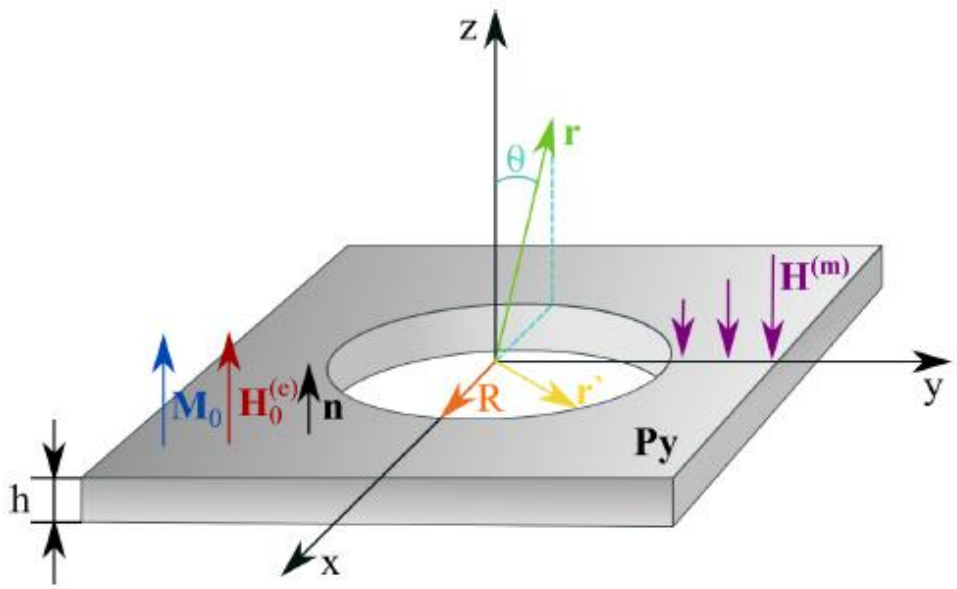

Рис. 5.1. Схематичне зображення перпендикулярно намагніченої, нескінченної (у площині *x*-*y*) феромагнітної плівки Py товщиною *h* (в площині *z*) з одним круговим антидотом радіусу R; показано напрямок зовнішнього магнітного поля $\mathbf{H}_0^{(e)}$, магнітостатичного поля $\mathbf{H}^{(m)}$, нормалі $\mathbf{n}$ до площини плівки та намагніченості $\mathbf{M}_0$ в плівці; для розрахунку магнітостатичного потенціалу визначено радіус-вектор $\mathbf{r}$ точки спостереження, його проекцію $\mathbf{r}'$ та азимутальний кут θ.

Припускаємо, що плівка Py насичена зовнішнім постійним магнітним полем вздовж напрямку перпендикулярного до площини плівки, – вісь *z* (як показано на Рис. 5.1). Координати *x* і *y* визначають площину плівки. Для обчислення розподілу магнітного поля у плівці та для створення аналітичної моделі малих власних відхилень намагніченості від значень рівноваги та магнітного поля, необхідно розв’язати рівняння Ландау-Ліфшиця (1.1.1), яке описує динамічну намагніченість і включає в себе ефективне магнітне поле у вигляді (1.1.2), – дивись Підрозділ 1.1.2 Розділу 1. Макроскопічна енергія феромагнітного матеріалу береться до уваги у класичному вигляді (1.3.1), – дивись Підрозділ 1.3 Розділу 1, де параметр обмінної взаємодії α_{ik}

розглядається як діагональний тензор, тому $\alpha = 2A/M_0^2$ з константою обміну A та намагніченістю насичення M_0.

Основною причиною виникнення неоднорідних коливань у площині плівки Py є магнітостатичне поле [222,223], яке спричинене наявністю антидоту. Такі неоднорідні коливання спінових хвиль регулюються добре відомими магнітостатичними рівняннями Максвелла, – вирази (1.2.1)-(1.2.2) представлені в Підрозділі 1.2 Розділу 1. Згідно до виразу (1.2.2), магнітостатичне поле $\mathbf{H}^{(m)}$ може бути розраховане за допомогою рівняння (1.2.3) беручи до уваги вирази (1.2.4)-(1.2.5).

Аналогічно до підходу, представленого в [45], визначимо замість плівки з антидотом деяку точку (кулю), з допоміжною намагніченістю $\mathbf{M_i}$, всередині цієї кулі, антипаралельною осі z, – $\mathbf{M_i} = (0,0,-M_0)$. Тоді розв'язок магнітостатичного поля $\mathbf{H}^{(m)}$, яке виникає через наявність неоднорідності (антидоту) в плівці, є

$$\mathbf{H}^{(\mathbf{m})}(\mathbf{r}) = M_0 grad\left(\int_0^h dz' \int_{-\sqrt{R^2-x'^2}}^{\sqrt{R^2-x'^2}} dy' \int_{-R}^{R} dx' \frac{\partial}{\partial z'} \frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}\right), \qquad (5.1.1)$$

де інтегрування проводиться по об'єму точки-антидоту (кулі).

Перетворення виразу (5.1.1) в одиниці точкового радіусу – радіусу антидоту (безрозмірні одиниці), а потім в циліндричні координати для зручності проведення розрахунків, дозволяє розкласти цей інтеграл на многочлени Лежандра, використовуючи наступний вираз:

$$\int_0^R \int_0^{2\pi} \frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} r' dr' d\alpha' = 2\pi \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n (2n)!}{2^{2n}(n!)^2} P_{2n}(cos\theta) \frac{R^{2n+2}}{(2n+2) r^{2n+1}}, \qquad (5.1.2)$$

де $P_{2n}(cos\theta)$ є многочленом Лежандра, $cos\theta = z/r$ згідно Рис. 5.1, та $r = \sqrt{x^2+y^2+z^2}$.

Для інтегрування виразу (5.1.2) є достатнім врахувати перші чотири доданки розкладу полінома, оскільки вони дають найбільший вклад; слід взяти до уваги наближення – $h/R << 1$, так як розглядається тонка плівка.

Магнітостатичне поле, яке створене антидотом у феромагнетику, може бути представлене трьома компонентами як $\mathbf{H}^{(\mathrm{m})} = \left(H_x^{(\mathrm{m})}, H_y^{(\mathrm{m})}, H_z^{(\mathrm{m})}\right)$, де, згідно до поставленої задачі, *x* та *y*- компоненти поля дорівнюють нулю, а *z*-компонента поля знаходиться розглядаючи поле із середини центральної точки площини (*z* = 0):

$$H_z^{(\mathrm{m})} = 2\pi h M_0 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n (2n)!}{2^{2n} (n!)^2} P_{2n}(cos\theta) \frac{R^{2n+2}}{(2n+2) r^{2n+1}}. \qquad (5.1.3)$$

Представимо намагніченість **M** і внутрішнє магнітне поле **H** в площині ФМ плівки, як статичну складову плюс малу залежну від часу складову, тобто

$$\begin{aligned} \mathbf{M} &= \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}(i\omega t) \\ \mathbf{H} &= \mathbf{H}_0^{(\mathrm{i})} + \mathbf{h}(i\omega t) \end{aligned}, \qquad (5.1.4)$$

де $\mathbf{H}_0^{(\mathrm{i})}$ та $\mathbf{M}_0$ спрямовані вздовж осі *z* (як і в звичайно прийнятій геометрії), тоді **m** може мати лише *x*- і *y*- компоненти (в режимі лінійного збудження довжина намагніченості не змінюється), а **h** може мати компоненти *x*, *y* та *z*. Ці малі відхилення також повинні підкорятися рівнянням Максвелла. Тоді в $\mathbf{H}_0^{(\mathrm{i})}$ є прихованими не лише зовнішнє магнітне поле $\mathbf{H}_0^{(\mathrm{e})}$ та магнітостатичне поле $\mathbf{H}^{(\mathrm{m})}$, але і поле демагнетизації $\mathbf{H}_{\mathrm{D}}$ (поле розмагнічування), яке створюється плівкою і, відповідно до підходу в роботі [224], дорівнює $-4\pi M_0$, оскільки коефіцієнт демагнетизації $N_z = 4\pi$ (в Гаусових одиницях, або 1 в одиницях СІ) для феромагнітної плівки, і так як плівка розглядається фактично нескінченною в площині *x*-*y*, тоді $N_x = N_y = 0$.

Для знаходження динамічних компонент намагніченості, скористаємося лінеаризованим рівняння Ландау-Ліфшиця [45]:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = g\left(\mathbf{M_0} \times \left[\mathbf{h}^{(e)} + \alpha_{ik} \frac{\partial^2 \mathbf{m}}{\partial x_i \partial x_k} + \beta \mathbf{n}(\mathbf{mn}) - \frac{1}{M_0^2}\left(\mathbf{M_0 H_0^{(i)}} + \beta(\mathbf{M_0 n})^2\right)\mathbf{m}\right]\right), \qquad (5.1.5)$$

де $\mathbf{m} = (m_x, m_y, 0)$ – це вектор динамічної складової намагніченості $\mathbf{M}_0 = (0, 0, M_{0z})$; $\mathbf{H}_0^{(\mathrm{i})} = \mathbf{H}_0^{(\mathrm{e})} + \mathbf{H}^{(\mathrm{m})} + \mathbf{H}_{\mathrm{D}}$, де $\mathbf{H}_0^{(\mathrm{e})} = \left(0, 0, H_0^{(e)}\right)$ та $\mathbf{H}_{\mathrm{D}} = -4\pi M_0$, а

$\mathbf{H}^{(\mathrm{m})}$ знаходиться згідно виразу (5.1.3); вважаємо зовнішнє мікрохвильове магнітне поле $\mathbf{h}^{(e)} = \left(h_0^{(e)}, 0, 0\right)$ однорідним у просторі.

Вираз (5.1.5) переходить в систему рівнянь для динамічних компонент намагніченості:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial m_x}{\partial t} = -gM_0\left(\alpha\Delta m_y - f_0\left(x,y\right)m_y\right) \\ \dfrac{\partial m_y}{\partial t} = gM_0\left(h_0^{(e)} + \alpha\Delta m_x - f_0\left(x,y\right)m_x\right), \\ \dfrac{\partial m_z}{\partial t} = 0 \end{cases} \tag{5.1.6}$$

де $f_0\left(x,y\right) = H_0^{(e)}/M_0 + H_z^{(m)}/M_0 + \beta$. У подальшому знехтуємо членами обміну, тобто членами Δm_x та Δm_y у виразі (5.1.6), що обґрунтовано при виконанні умови $\alpha\left(\left(2R\right)^2 f_0\left(x,y\right)\right)^{-1} << 1$, яка вимагає лінійного наближення $m << M_0$

Враховуючи ці наближення, розв'язок виразу (5.1.6) має вигляд монохроматичних коливань: $m_x = m_x\left(x,y\right)\sin\omega t$ та $m_y = m_y\left(x,y\right)\cos\omega t$, якщо зовнішнє мікрохвильове магнітне поле є $h_0^{(e)}\left(t\right) = h_0^{(e)}\sin\omega t$.

Таким чином, динамічні компоненти намагніченості можуть бути представлені в одиницях прикладеного динамічного мікрохвильового магнітного поля як

$$\begin{cases} \dfrac{m_x}{h_0^{(e)}} = \dfrac{g^2 M_0\left(H_0^e + H_z^{(m)}\right)}{g^2\left(H_0^e + H_z^{(m)}\right)^2 - \omega^2} \\ \dfrac{m_y}{h_0^{(e)}} = \dfrac{g\omega M_0}{g^2\left(H_0^e + H_z^{(m)}\right)^2 - \omega^2} \end{cases}. \tag{5.1.7}$$

Вираз (5.1.7) представляє малі відхилення від значень рівноваги магнітного моменту та магнітного поля, які можна отримати розв’язавши

лінеаризоване рівняння Ландау-Ліфшиця – вираз (5.1.5) – як власну задачу у прямому просторі.

5.2 Умови локальних феромагнітних резонансів у тонкій феромагнітній плівці з антидотом

Визначмо умови локальних феромагнітних резонансів.

Частоти феромагнітного резонансу можна отримати з виразу (5.1.7), прирівнюючи знаменник дробу нулю:

$$\omega = g\left(H_0^e + H_z^{(m)}\right). \tag{5.2.1}$$

Для візуалізації розглядаємо наступні параметри: зовнішнє магнітне поле $\mathrm{H}_0^{(\mathrm{e})} = 15$ кЕ, намагніченість насичення $\mathrm{M}_0 = 860$ Гс, радіус антидоту $R = 10^{-5}$ см, товщина плівки $h = 10^{-6}$ см і константа обміну A = 1.3 10^{-6} ерг/см.

Зображена на Рис. 5.2(a) статична складова магнітостатичного поля, відповідно до виразу (5.1.3), має від'ємний знак і амплітуда збільшується зі збільшенням відстані від краю антидоту до значення $-4\pi M_0$. Умова локальних феромагнітних резонансів, визначена у виразі (5.2.1), демонструє подібний характер у зоні навколо антидоту, як показано на Рис. 2(b).

З огляду циліндричної симетрії задачі, залежність амплітуди динамічної намагніченості в резонансі від відстані до краю антидота, показана на Рис. 2(c). Спектри побудовані для вибраних частот збудження f ($\omega = 2\pi f$) з діапазону, показаного на Рис. 2(a)–(b). Амплітуди коливань намагніченості локалізуються на вузькому кільці навколо антидоту. Положення максимуму амплітуди зміщується далі від краю антидота зі зменшенням частоти від 15 ГГц до 12 ГГц відповідно до резонансних частот, показаних на Рис. 2(b). Ця зміна доповнюється збільшенням максимальної амплітуди. Збільшення амплітуди відбувається відносно до частоти феромагнітного резонансу плоскої феромагнітної плівки (11,446 ГГц).

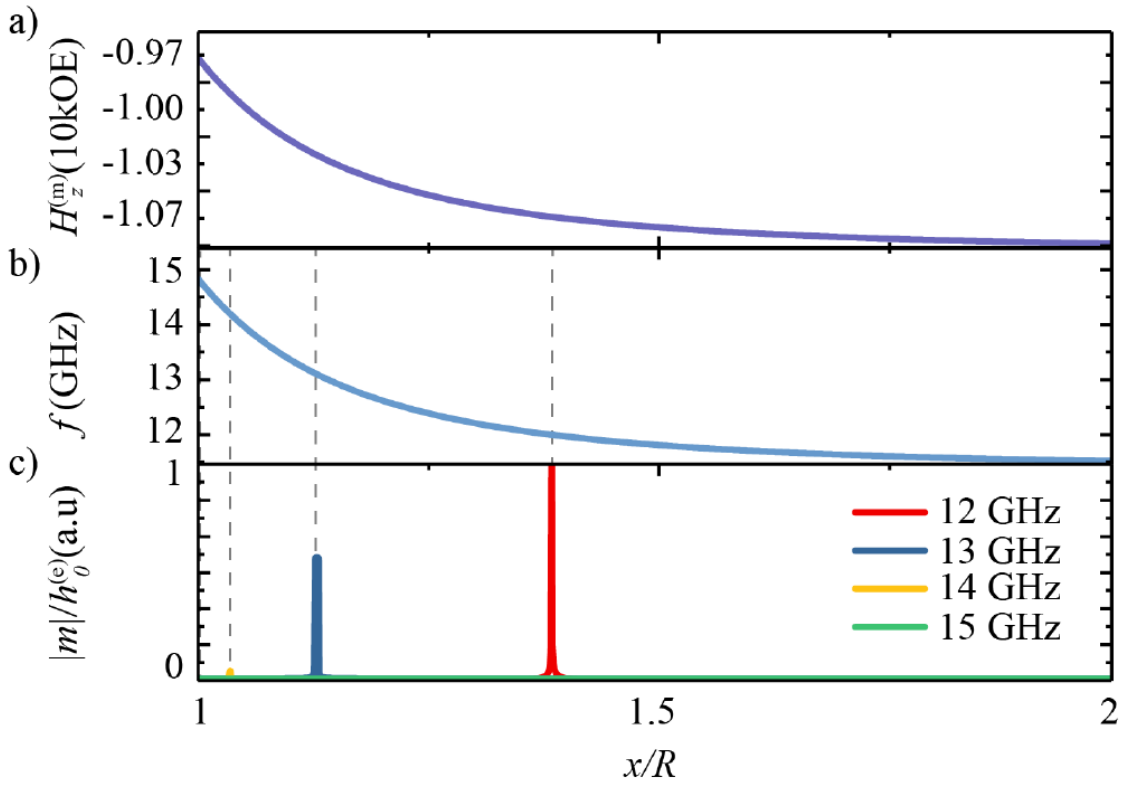

Рис. 5.2. На панелі (a) показано розподіл *z*-складової магнітостатичного поля; на панелі (b) візуалізовано розподіл коливань намагніченості резонансної частоти в тонкій плівці Py з антидотом; на панелі (c) зображено залежність абсолютного значення збурення динамічної намагніченості від збудження магнітостатичного поля з однорідним малим відхиленням у всій тонкій плівці для вибраних частот з діапазону, представленого на панелі (b).

Отже наявність такої неоднорідності як антидоту спричиняє виникнення магнітостатичного поля, що є основною причиною виникнення неоднорідних коливань. Локальні феромагнітні резонанси відрізняються на різній відстані від краю антидоту через нерівномірність магнітостатичного поля. Також, модель показала, що існує максимум амплітуди поля розмагнічування, локалізованого біля краю антидота, і амплітуда зменшується зі збільшенням відстані від краю.

Результати аналітичної моделі були успішно підтверджені за допомогою мікромагнітного моделювання в MuMax3 [134].

Висновки до розділу 5

Розроблено аналітичну модель, що дозволяє обчислити просторово залежну частоту феромагнітного резонансу в перпендикулярно намагніченій тонкій плівці з антидотом з урахуванням неоднорідності поля розмагнічування. Модель показала, що максимальна амплітуда статичної компоненти магнітостатичного поля локалізується біля краю антидота, та амплітуда зменшується зі збільшенням відстані від краю. Були визначені умови локального феромагнітного резонансу та обчислено просторовий розподіл коливань резонансної частоти. Аналогічні ефекти можуть існувати і для інших форм антидотів, однак розподіл в площині буде анізотропним.

Зважаючи на циліндричну симетрію поблизу антидоту, зміна динамічних *x*- і *y*-компонентів намагніченості в резонансі має однакову симетрію. Локалізація та амплітуда динамічної складової намагніченості при резонансі залежить від частоти. Максимальна амплітуда спостерігається на найбільшій відстані від краю, на частотах ближчих до частоти феромагнітного резонансу плоскої феромагнітної плівки. Зі збільшенням частоти амплітудний максимум зміщується до краю антидоту.

Більше того, порівняння аналітичних та чисельних результатів дозволяє також виявити вплив деформацій форми антидотів на спектри феромагнітного резонансу, що може призвести до зменшення кутової залежності ФМ. Таким чином, було представлено загальний вигляд, який регулює характеристику спінової хвилі в магнітній плівці з антидотом. Представлені результати можуть бути корисними для проектування магнітних приладів, що працюють в мікрохвильовому діапазоні частот.

ВИСНОВКИ

1. На основі методу ефективного керування спіновими хвилями в межах магнітних наноструктур – хвилеводів, заснованого на аномальному заломленні в метаматеріалі, такому як плоскому феромагнітному прошарку у вигляді ГРІН пластини – спейсеру, було встановлено, що поступова зміна параметрів матеріалу, а саме НН та/або магнітної анізотропії вздовж спейсера дозволяє загинати фронт переданих спінових хвиль і контролювати заломлення. На основі аналітичних розрахунків фазового зсуву, набутого спіновою хвилею внаслідок зміни параметрів матеріалу у обмеженій області, показано, що рефракцію спінової хвилі можна змінити на заданий кут. Продемонстровано, що ці результати можуть бути використані для плавного керування спіновими хвилями у кривих хвилеводах, навіть через різкі вигини, без відбиття та розсіювання між різними режимами хвилеводу, зберігаючи фазу – величину, необхідну для хвильових обчислень.

2. На основі виведених загальних граничних умов для динаміки намагніченості між феромагнітним та антиферомагнітним матеріалами у наближенні неперервного середовища як для інтерфейсу скінченної товщини, так і для нескінченно тонкого було розглянуто збудження поверхневої згасаючої спінової хвилі в АФМ, коли спінова хвиля у ФМ потрапляє на цей інтерфейс, з урахуванням однорідного та неоднорідного обмінів між усіма параметрами порядку в енергії інтерфейсу. Показано, що зсуви фаз між спіновою хвилею, що падає та спіновою хвилею, що пройшла, для кожної підґратки двопідґраткового АФМ є рівними; коефіцієнт відбиття спінової хвилі такий же, як коефіцієнт падіння $R = A_0$, що свідчить про неперервність потоку енергії, оскільки хвиля в АФМ є згасаючою, тому енергія не передається на плюс нескінченність; величини амплітуд згасаючих спінових хвиль в АФМ для першої та для другої підґраток – A та B в загальному випадку є різними.

3. На основі концепції нескомпенсованості підґраток двопідґраткового антиферомагнетика, вводячи нову фізичну характеристику для інтерфейсів скінченної товщини, а саме ступінь нескомпенсованості підґраток антиферомагнетика (СНПА) – μ, та використовуючи виведені граничні умови для будь-якого випадку СНПА на інтерфейсі АФМ/ФМ, продемонстровано, що проходження спінових хвиль від АФМ до ФМ стає можливим лише за конкретної конструкції інтерфейсу – коли його параметри задовольняють співвідношенням виразів (4.3.1) – (4.3.3). В іншому випадку спінові хвилі повністю відбиваються від поверхні ФМ. Показано, що зі зменшенням частоти різниця між довжиною хвилі спінової хвилі двох гілок в дисперсійному співвідношенні для АФМ швидко збільшується, і після певного значення частоти можливе поширення спінових хвиль тільки від однієї гілки АФМ до ФМ. У скомпенсованому випадку спостерігається повне відбиття від інтерфейсу незалежно від частоти (коли $\mu = 1$). На частотах нижче 100 ГГц залежність коефіцієнтів відбиття і пропускання від СНПА є суттєвою. Крім того, фазовий зсув φ_R між спіновою хвилею, що падає, та відбитою спіновою хвилею не залежить від СНПА і завжди дорівнює π, в той час як фазовий зсув φ_T між спіновою хвилею, що падає, та спіновою хвилею, що пройшла, дорівнює 0, за винятком діапазону $\mu \in [\alpha_2/\alpha_1, 1]$, в межах якого $\varphi_T = \pi$ для будь-якої гілки дисперсійного співвідношення АФМ незалежно від частоти.

4. На основі побудованої аналітичної моделі малих відхилень від значень рівноваги магнітного моменту та магнітного поля у феромагнітній тонкій плівці Py з круговим антидотом показано, що максимальна амплітуда коливань статичної компоненти магнітостатичного поля локалізується біля краю антидота, та амплітуда зменшується зі збільшенням відстані від краю, а саме наявність такої неоднорідності як антидоту спричиняє виникнення магнітостатичного поля, що є основною причиною виникнення неоднорідних коливань. Локалізація і амплітуда динамічної складової намагніченості при резонансі залежить від частоти, а максимальна амплітуда спостерігається на

найбільшій відстані від краю (порядку діаметра антидота), на частотах ближчих до частоти феромагнітного резонансу плоскої феромагнітної плівки. Зі збільшенням частоти амплітудний максимум зміщується до краю антидоту.

ДОДАТОК 1

Список публікацій здобувача за темою дисертації та відомості про апробацію результатів дисертації

1. S. Mieszczak, O. Busel, P. Gruszecki, A. N. Kuchko, J. W. Kłos, and M. Krawczyk: Anomalous Refraction of Spin Waves as a Way to Guide Signals in Curved Magnonic Multimode Waveguides, Physical Review Applied (Vol. 13 (2020), Ps. 054038 – 13), DOI: 10.1103/PhysRevApplied.13.054038.
Szymon Mieszczak and Oksana Busel contributed equally to this work.

2. O. Busel, O. Gorobets, Yu. Gorobets: Propagation of Spin Waves Through an Interface Between Ferromagnetic and Antiferromagnetic Materials, Journal of Superconductivity and Novel Magnetism (Vol. 32 (2019), Ps. 3097–3102), DOI: 10.1007/s10948-019-5021-8.

3. O. Busel, O. Gorobets, Yu. Gorobets: Boundary Conditions at The Interface of Finite Thickness Between Ferromagnetic and Antiferromagnetic Materials, Journal of Magnetism and Magnetic Materials (Vol. 462 (2018), Ps. 226-229), DOI: 10.1016/j.jmmm.2018.04.066.

4. O. Busel, M. Zelent, O. Gorobets, Yu. Gorobets, M. Krawczyk: The Resonant Dynamic Magnetization Distribution in Ferromagnetic Thin Film with the Antidot, Acta Physica Polonica A (Vol. 133 (2018) No. 3, Ps. 492-496), DOI: 10.12693/APhysPolA.133.492.

5. S. Mieszczak, O. Busel, P. Gruszecki, J.W. Kłos and M. Krawczyk: Spin-Wave Phase Change via Resonant Transmission through Magnetic Spacer. IEEE 9th International Conference on “Nanomaterials: Applications & Properties” (NAP2019), Odesa, Ukraine (oral).

6. S. Mieszczak, O. Busel, P. Gruszecki, J.W. Kłos and M. Krawczyk: Spin-Wave Phase Change via Resonant Scattering in Magnetic Spacer. Joint European Magnetic Symposia (JEMS2019), Uppsala, Sweden (poster).

7. O. Busel, O. Gorobets, Yu. Gorobets: Inclined Spin Waves in Antiferromagnet/Ferromagnet System with Different Degree of Sublattice

Noncompensation at the Interface. International workshop “Curvilinear Micromagnetism” (CurvMag2019), Kyiv, Ukraine (oral).

8. O.P. Busel, O.Yu. Gorobets, Yu.I. Gorobets: Boundary Conditions at the Interface of Finite Thickness between Ferromagnetic and Antiferromagnetic Materials. 2nd IEEE Conference on Advances in Magnetics (IEEE AIM 2018), La Thuile, Italy (poster).

9. O.P. Busel, O.Yu. Gorobets, Yu.I. Gorobets: Propagation of Spin Waves Through an Interface Between Ferromagnetic and Antiferromagnetic Materials. 6th International Conference on Superconductivity and Magnetism (ICSM2018), Turkey (poster).

10. O. Busel, O. Gorobets, Yu. Gorobets: Boundary conditions at an antiferromagnet/ferromagnet interface of finite thickness. Propagation of spin wave through this interface. 3rd International Advanced School on Magnonics2018 (ICSM2018), Kyiv, Ukraine (poster).

11. O. Busel, M. Zelent, O. Gorobets, Yu. Gorobets, M. Krawczyk: Dynamics of spin waves in ferromagnet thin film with an antidote. International Conference on Magnetism and Spintronics (Sol-SkyMag 2017), San Sebastian, Spain (poster).

12. O. Busel, M. Zelent, O. Gorobets, Yu. Gorobets, M. Krawczyk: Spin wave eigenoscillations in ferromagnetic thin film with the single hole. The European Conference Physics of Magnetism 2017 (PM'17) Poznań, Poland (poster).

13. O. Busel, M. Zelent, O. Gorobets, Yu. Gorobets, M. Krawczyk: The magnetization distribution in ferromagnetic thin film with the antidot. Workshop MagIC2017 – Magnetism, Interactions and Complexity: a multifunctional aspects of spin wave dynamics, Trzebaw, Poland (poster).

ПОДЯКИ

Перш за все, автор висловлює глибоку вдячність своєму науковому керівнику д. ф.-м. н. проф. Горобець Оксані Юріївні, а також д. ф.-м. н. проф. Горобцю Юрію Івановичу за допомогу у проведенні досліджень, постановці задач та інтерпретації результатів, написанні наукових статей та формуванні якостей науковця. Особлива подяка Оксані Юріївні за підтримку та стимулювання.

Окремо хотілося б висловити вдячність хаб. д. проф. Мачею Кравчику з Університету Адама Міцкевича в Познані (Польща) за всебічне сприяння розвитку дослідницьких вмінь дисертанта та прекрасне неофіційне наставництво протягом усього часу, а також всім членам його наукової групи за постійне джерело натхнення та ентузіазму.

Автор також вдячний Кучко Андрію Миколайовичу, Пойманову Владиславу Дмитровичу, Кругляку Володимиру Володимировичу та Гуслієнко Констянтину Юрійовичу за терплячі наукові дискусії та цінні поради, а також усім працівникам кафедри загальної та експериментальної фізики ФМФ НТУУ «КПІ» ім. Ігоря Сікорського, кафедри біоінформатики ФБТ НТУУ «КПІ» ім. Ігоря Сікорського, кафедри загальної фізики та фізики твердого тіла ФМФ НТУУ «КПІ» ім. Ігоря Сікорського та Інституту магнетизму НАН та МОН України за увагу та підтримку.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

[1] Y. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, M. L. Sokolovskyy, J. W. Kłos, J. Romero-Vivas, and M. Krawczyk, Appl. Phys. Lett. **101**, 42404 (2012).

[2] V. S. Tkachenko, V. V Kruglyak, and A. N. Kuchko, Phys. Rev. B **81**, 24425 (2010).

[3] R. Verba, V. Tiberkevich, K. Guslienko, G. Melkov, and A. Slavin, Phys. Rev. B **87**, 134419 (2013).

[4] R. Huber, M. Krawczyk, T. Schwarze, H. Yu, G. Duerr, S. Albert, and D. Grundler, Appl. Phys. Lett. **102**, 12403 (2013).

[5] V. S. Tkachenko, V. V Kruglyak, and A. N. Kuchko, J. Magn. Magn. Mater. **307**, 48 (2006).

[6] M. Krawczyk, H. Puszkarski, J.-C. S. Lévy, and D. Mercier, J. Phys. Condens. Matter **15**, 2449 (2003).

[7] X. Chen and R. H. Victora, Phys. Rev. B **79**, 180402(R) (2009).

[8] D. V Berkov, Phys. Rev. B **87**, 14406 (2013).

[9] V. Puliafito, G. Consolo, L. Lopez-Diaz, and B. Azzerboni, Phys. B Condens. Matter **435**, 44 (2014).

[10] F. Macià, F. C. Hoppensteadt, and A. D. Kent, Nanotechnology **25**, 45303 (2014).

[11] F. Macià, A. D. Kent, and F. C. Hoppensteadt, Nanotechnology **22**, 95301 (2011).

[12] A. Vogel, M. Hänze, A. Drews, and G. Meier, Phys. Rev. B **89**, 104403 (2014).

[13] K. Y. Guslienko, A. N. Slavin, V. Tiberkevich, and S. K. Kim, Phys. Rev. Lett. **101**, 247203 (2008).

[14] K. Y. Guslienko, G. R. Aranda, and J. M. Gonzalez, Phys. Rev. B **81**, 14414 (2010).

[15] V. V Kruglyak, S. O. Demokritov, and D. Grundler, J. Phys. D. Appl. Phys. **43**, 260301 (2010).

[16] M. Krawczyk, S. Mamica, M. Mruczkiewicz, J. W. Klos, S. Tacchi, M. Madami, G. Gubbiotti, G. Duerr, and D. Grundler, J. Phys. D. Appl. Phys. **46**, 495003 (2013).

[17] J. Romero Vivas, S. Mamica, M. Krawczyk, and V. V Kruglyak, Phys. Rev. B **86**, 144417 (2012).

[18] S. O. Demokritov, A. A. Serga, A. Andre, V. E. Demidov, M. P. Kostylev, and B. Hillebrands, Phys. Rev. Lett. **93**, 47201 (2004).

[19] S. O. Demokritov and A. N. Slavin, *Magnonics -- from Fundamentals to Applications* (Springer-Verlag, 2013).

[20] G. Csaba, Á. Papp, and W. Porod, Phys. Lett. A **381**, 1471 (2017).

[21] A. Khitun, J. Appl. Phys. **113**, 164503 (2013).

[22] A. Khitun, M. Bao, and K. L. Wang, J. Phys. D Appl. Phys **43**, 264005 (2010).

[23] A. V Chumak, in *Spintron. Handb. Spin Transp. Magn. Second Ed.* (CRC Press, 2019).

[24] D. Sander, S. O. Valenzuela, D. Makarov, C. H. Marrows, E. E. Fullerton, P. Fischer, J. McCord, P. Vavassori, S. Mangin, P. Pirro, B. Hillebrands, A. D. Kent, T. Jungwirth, O. Gutfleisch, C. G. Kim, and A. Berger, J. Phys. D. Appl. Phys. **50**, 363001 (2017).

[25] D. Sanz-Hernández, R. F. Hamans, J. Osterrieth, J. W. Liao, L. Skoric, J. D. Fowlkes, P. D. Rack, A. Lippert, S. F. Lee, R. Lavrijsen, and A. Fernández-Pacheco, Nanomaterials **8**, 483 (2018).

[26] P. Pirro, T. Brächer, K. Vogt, B. Obry, H. Schultheiss, B. Leven, and B. Hillebrands, Phys. Status Solidi B **248**, 2404 (2011).

[27] T. Schneider, A. A. Serga, B. Leven, B. Hillebrands, R. L. Stamps, and M. P. Kostylev, Appl. Phys. Lett. **92**, 22505 (2008).

[28] K. Perzlmaier, G. Woltersdorf, and C. H. Back, Phys. Rev. B **77**, 54425 (2008).

[29] K. Nanayakkara, A. P. Jacob, and A. Kozhanov, J. Appl. Phys. **118**, 163904 (2015).

[30] S. S. Mukherjee, J. H. Kwon, M. Jamali, M. Hayashi, and H. Yang, Phys. Rev. B **85**, 224408 (2012).

[31] V. E. Demidov, S. O. Demokritov, K. Rott, P. Krzysteczko, and G. Reiss, Phys. Rev. B **77**, 64406 (2008).

[32] S. Choi, K.-S. Lee, and S.-K. Kim, Appl. Phys. Lett. **89**, 62501 (2006).

[33] A. V Chumak, 1 (2019).

[34] A. V Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, and B. Hillebrands, Nat. Phys. **11**, 453 (2015).

[35] A. V Chumak, A. A. Serga, and B. Hillebrands, Nat. Commun. **5**, 4700 (2014).

[36] R. A. Gallardo, D. Cortés-Ortuño, R. E. Troncoso, and P. Landeros, in *Three-Dimensional Magnonics: Layered, Micro- and Nanostructures*, edited by G. Gubbiotti, 1st ed. (Jenny Stanford Publishing, New York, 2019), p. 39.

[37] A. Fernández-Pacheco, R. Streubel, O. Fruchart, R. Hertel, P. Fischer, and R. P. Cowburn, Nat. Commun. **8**, 15756 (2017).

[38] A. A. Serga, A. V Chumak, and B. Hillebrands, J. Phys. D. Appl. Phys. **43**, 264002 (2010).

[39] B. Lenk, H. Ulrichs, F. Garbs, and M. Münzenberg, Phys. Rep. **507**, 107 (2011).

[40] A. Prabhakar and D. D. Stancil, *Spin Waves - Theory and Applications* (Springer US, Boston, MA, 2009).

[41] F. Bloch, Zeitschrift Für Phys. **61**, 206 (1930).

[42] L. Landau and E. Lifshitz, in *Collect. Pap. L.D. Landau*, edited by D. TER HAAR (Pergamon, 1965), pp. 101–114.

[43] I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).

[44] G. A. Gurevich and A. G. Melkov, *Magnetization Oscillations And Waves* (CRC Press, Inc., 1996).

[45] A. Akhiezer, V. Bar'yakhtar, and S. Peletminskii, *Spin Waves* (Science, Moscow, 1967).

[46] A. Kirilyuk, A. V Kimel, and T. Rasing, Rev. Mod. Phys. **82**, 2731 (2010).

[47] O. Chubykalo-Fesenko and P. Nieves, in *Handb. Mater. Model. Methods Theory Model.*, edited by W. Andreoni and S. Yip (Springer International Publishing, Cham, 2018), pp. 1–28.

[48] T. L. Gilbert, IEEE Trans. Magn. **40**, 3443 (2004).

[49] B. A. Kalinikos, in *IEE Proc. H - Microwaves, Opt. Antennas* (1980), p. 4.

[50] G. Venkat, D. Kumar, M. Franchin, O. Dmytriiev, M. Mruczkiewicz, H. Fangohr, A. Barman, M. Krawczyk, and A. Prabhakar, IEEE Trans. Magn. **49**, 524 (2013).

[51] S. A. Nikitov, D. V Kalyabin, I. V Lisenkov, A. N. Slavin, Y. N. Barabanenkov, S. A. Osokin, A. V Sadovnikov, E. N. Beginin, M. A. Morozova, Y. P. Sharaevsky, Y. A. Filimonov, Y. V Khivintsev, S. L. Vysotsky, V. K. Sakharov, and E. S. Pavlov, Physics-Uspekhi **58**, 1002 (2015).

[52] H. Puszkarski and M. Krawczyk, Phys. Lett. A **282**, 106 (2001).

[53] S. A. Nikitov, P. Tailhades, and C. S. Tsai, J. Magn. Magn. Mater. **236**, 320 (2001).

[54] A. N. Bogdanov and D. A. Yablonskii, Zh. Eksp. Teor. Fiz **95**, 178 (1989).

[55] L. Néel, Science (80-.). **174**, 985 (1971).

[56] W. H. Meiklejohn and C. P. Bean, Phys. Rev. **105**, 904 (1957).

[57] J. Nogués and I. K. Schuller, J. Magn. Magn. Mater. **192**, 203 (1999).

[58] W. Zhang and K. M. Krishnan, Mater. Sci. Eng. R Reports **105**, 1 (2016).

[59] J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996).

[60] V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak, Rev. Mod. Phys. **90**, 15005 (2018).

[61] O. Gomonay, T. Jungwirth, and J. Sinova, Phys. Status Solidi - Rapid Res. Lett. **11**, 1700022 (2017).

[62] J. Železný, P. Wadley, K. Olejník, A. Hoffmann, and H. Ohno, Nat. Phys. **14**, 220 (2018).

[63] M. B. Jungfleisch, W. Zhang, and A. Hoffmann, Phys. Lett. A **382**, 865 (2018).

[64] I. V Shvets, A. N. Grigorenko, K. S. Novoselov, and D. J. Mapps, Appl. Phys. Lett. **86**, 212501 (2005).

[65] B. G. Park, J. Wunderlich, X. Martí, V. Holý, Y. Kurosaki, M. Yamada, H. Yamamoto, A. Nishide, J. Hayakawa, H. Takahashi, A. B. Shick, and T. Jungwirth, Nat. Mater. **10**, 347 (2011).

[66] I. Fina, X. Marti, D. Yi, J. Liu, J. H. Chu, C. Rayan-Serrao, S. Suresha, A. B. Shick, J. Železný, T. Jungwirth, J. Fontcuberta, and R. Ramesh, Nat. Commun. **5**, 4671 (2014).

[67] G. R. Hoogeboom, A. Aqeel, T. Kuschel, T. T. M. Palstra, and B. J. Van Wees, Appl. Phys. Lett. **111**, 52409 (2017).

[68] L. Baldrati, A. Ross, T. Niizeki, C. Schneider, R. Ramos, J. Cramer, O. Gomonay, M. Filianina, T. Savchenko, D. Heinze, A. Kleibert, E. Saitoh, J. Sinova, and M. Kläui, Phys. Rev. B **98**, 24422 (2018).

[69] V. Saidl, P. Němec, P. Wadley, V. Hills, R. P. Campion, V. Novák, K. W. Edmonds, F. Maccherozzi, S. S. Dhesi, B. L. Gallagher, F. Trojánek, J. Kuneš, J. Železný, P. Malý, and T. Jungwirth, Nat. Photonics **11**, 91 (2017).

[70] I. Gross, W. Akhtar, V. Garcia, L. J. Martínez, S. Chouaieb, K. Garcia, C. Carrétéro, A. Barthélémy, P. Appel, P. Maletinsky, J.-V. Kim, J. Y. Chauleau, N. Jaouen, M. Viret, M. Bibes, S. Fusil, and V. Jacques, Nature **549**, 252 (2017).

[71] O. Gomonay, V. Baltz, A. Brataas, and Y. Tserkovnyak, 1 (2017).

[72] M. M. Waldrop, Nature **530**, 144 (2016).

[73] T. Holstein and H. Primakoff, Phys. Rev. **58**, 1098 (1940).

[74] C. Herring and C. Kittel, Phys. Rev. **81**, 869 (1952).

[75] M. Wu, Solid State Phys. - Adv. Res. Appl. **62**, 163 (2010).

[76] T. Kampfrath, A. Sell, G. Klatt, A. Pashkin, S. Mährlein, T. Dekorsy, M. Wolf, M. Fiebig, A. Leitenstorfer, and R. Huber, Nat. Photonics **5**, 31 (2011).

[77] P. Wadley, B. Howells, J. Železný, C. Andrews, V. Hills, R. P. Campion, V. Novák, K. Olejník, F. Maccherozzi, S. S. Dhesi, S. Y. Martin, T. Wagner, J. Wunderlich, F. Freimuth, Y. Mokrousov, J. Kuneš, J. S. Chauhan, M. J. Grzybowski, A. W. Rushforth, K. W. Edmonds, B. L. Gallagher, and T. Jungwirth, Science (80-.). **351**, 587 (2016).

[78] K. Vogt, F. Y. Fradin, J. E. Pearson, T. Sebastian, S. D. Bader, B. Hillebrands, A. Hoffmann, and H. Schultheiss, Nat. Commun. **5**, 3727 (2014).

[79] K. Vogt, H. Schultheiss, S. Jain, J. E. Pearson, A. Hoffmann, S. D. Bader, and B. Hillebrands, Appl. Phys. Lett. **101**, 42410 (2012).

[80] A. Haldar, D. Kumar, and A. O. Adeyeye, Nat. Nanotechnol. **11**, 437 (2016).

[81] D. D. Sheka, O. V Pylypovsky, P. Landeros, Y. Gaididei, A. Kakay, and D. Makarov, ArXiv:1904.02641v1 (2019).

[82] Y. Gaididei, A. Goussev, V. P. Kravchuk, O. V Pylypovskyi, J. M. Robbins, D. D. Sheka, V. Slastikov, and S. Vasylkevych, J. Phys. A **50**, 385401 (2017).

[83] V. S. Tkachenko, A. N. Kuchko, M. Dvornik, and V. V Kruglyak, Appl. Phys. Lett. **101**, 152402 (2012).

[84] Q. Wang, B. Heinz, R. Verba, M. Kewenig, P. Pirro, M. Schneider, T. Meyer, B. Lägel, C. Dubs, T. Brächer, and A. V Chumak, Phys. Rev. Lett. **122**, 247202 (2019).

[85] V. E. Demidov, M. P. Kostylev, K. Rott, J. Münchenberger, G. Reiss, and S. O. Demokritov, Appl. Phys. Lett. **99**, 82507 (2011).

[86] G. Dieterle, J. Förster, H. Stoll, A. S. Semisalova, S. Finizio, A. Gangwar, M. Weigand, M. Noske, M. Fähnle, I. Bykova, J. Gräfe, D. A. Bozhko, H. Y. Musiienko-Shmarova, V. Tiberkevich, A. N. Slavin, C. H. Back, J. Raabe, G. Schütz, and S. Wintz, Phys. Rev. Lett. **122**, 117202 (2019).

[87] S. J. Hämäläinen, F. Brandl, K. J. A. Franke, D. Grundler, and S. van Dijken, Phys. Rev. Appl. **8**, 14020 (2017).

[88] J. Chen, T. Yu, C. Liu, T. Liu, M. Madami, K. Shen, J. Zhang, S. Tu, M. S.

Alam, K. Xia, M. Wu, G. Gubbiotti, Y. M. Blanter, G. E. W. Bauer, and H. Yu, Phys. Rev. B **100**, 104427 (2019).

[89] J. Chen, T. Liu, F. Heimbach, H. Yu, Y. Xiao, J. Hu, M. Liu, H. Chang, T. Stueckler, S. Tu, Y. Zhang, Y. Zhang, P. Gao, Z. Liao, D. Yu, K. Xia, N. Lei, W. Zhao, and M. Wu, Nat. Commun. **9**, 738 (2018).

[90] H. Qin, S. J. Hämäläinen, and S. van Dijken, Sci. Rep. **8**, 5755 (2018).

[91] F. Garcia-Sanchez, P. Borys, R. Soucaille, J.-P. Adam, R. L. Stamps, and J.-V. Kim, Phys. Rev. Lett. **114**, 247206 (2015).

[92] K. Wagner, A. Kákay, K. Schultheiss, A. Henschke, T. Sebastian, and H. Schultheiss, Nat. Nanotechnol. **11**, 432 (2016).

[93] C. Banerjee, P. Gruszecki, J. W. Klos, O. Hellwig, M. Krawczyk, and A. Barman, Phys. Rev. B **96**, 24421 (2017).

[94] J. Lan, W. Yu, R. Wu, J. Xiao, and others, Phys. Rev. X **5**, 41049 (2015).

[95] Y. Henry, D. Stoeffler, J.-V. Kim, and M. Bailleul, Phys. Rev. B **100**, 24416 (2019).

[96] P. Gruszecki, C. Banerjee, M. Mruczkiewicz, O. Hellwig, A. Barman, and M. Krawczyk, in *Solid State Phys.* (Elsevier, 2019), pp. 79–132.

[97] E. Albisetti, D. Petti, G. . Sala, R. Silvani, S. Tacchi, S. Finizio, S. Wintz, A. Calò, X. Zheng, J. Raabe, E. Riedo, and R. Bertacco, Comm. Phys. **1**, 56 (2018).

[98] P. Clausen, K. Vogt, H. Schultheiss, S. Schäfer, B. Obry, G. Wolf, P. Pirro, B. Leven, and B. Hillebrands, Appl. Phys. Lett. **99**, 162505 (2011).

[99] J. W. Kłos, D. Kumar, M. Krawczyk, and A. Barman, Phys. Rev. B **89**, 14406 (2014).

[100] S. Pan, J. W. Kłos, S. Mieszczak, A. Barman, and M. Krawczyk, J. Phys. D Appl. Phys **50**, 275003 (2017).

[101] K.-S. Lee, D.-S. Han, and S.-K. Kim, Phys. Rev. Lett. **102**, 127202 (2009).

[102] F. Ciubotaru, A. V Chumak, N. Y. Grigoryeva, A. A. Serga, and B. Hillebrands, J. Phys. D Appl. Phys **45**, 255002 (2012).

[103] J.-N. Toedt, M. Mundkowski, D. Heitmann, S. Mendach, and W. Hansen, Sci. Rep. **6**, 33169 (2016).

[104] C. S. Davies, A. Francis, A. V Sadovnikov, S. V Chertopalov, M. T. Bryan, S. V Grishin, D. A. Allwood, Y. P. Sharaevskii, S. A. Nikitov, and V. V Kruglyak, Phys. Rev. B **92**, 20408 (2015).

[105] M. Vogel, B. Hillebrands, and G. Freymann, ArXiv:1906.02301 (2019).

[106] M. Gruszecki Paweł and Krawczyk, Phys. Rev. B **97**, 94424 (2018).

[107] N. J. Whitehead, S. A. R. Horsley, T. G. Philbin, and V. V Kruglyak, Appl. Phys. Lett. **113**, 212404 (2018).

[108] N. J. Whitehead, S. A. R. Horsley, T. G. Philbin, and V. V Kruglyak, Phys. Rev. B **100**, 94404 (2019).

[109] R. Gieniusz, M. Gruszecki Paweł and Krawczyk, U. Guzowska, A. Stognij, and A. Maziewski, Sci. Rep. **7**, 8771 (2017).

[110] O. Dzyapko, I. V Borisenko, V. E. Demidov, W. Pernice, and S. O. Demokritov, Appl. Phys. Lett. **109**, 232407 (2016).

[111] M. Vogel, R. Aßmann, P. Pirro, A. V Chumak, B. Hillebrands, and G. von Freymann, Sci. Rep. **8**, (2018).

[112] M. Zelent, M. Mailyan, V. Vashistha, O. Y. Gruszecki Paweł and Gorobets, Y. I. Gorobets, and M. Krawczyk, Nanoscale **11**, 9743 (2019).

[113] J. W. Kłos, Y. S. Dadoenkova, J. Rychły, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, and J. Barnaś, Sci. Rep. **8**, 17944 (2018).

[114] O. V Dobrovolskiy, R. Sachser, S. A. Bunyaev, D. Navas, V. M. Bevz, M. Zelent, W. Śmigaj, J. Rychły, M. Krawczyk, R. V Vovk, M. Huth, and G. N. Kakazei, ACS Appl. Mater. Inter. **11**, 17654 (2019).

[115] N. Yu, P. Genevet, M. A. Kats, F. Aieta, J.-P. Tetienne, F. Capasso, and Z. Gaburro, Science (80-.). **334**, 333 (2011).

[116] J. Mulkers, B. Waeyenberge, and M. V Milosevic, Phys. Rev. B **97**, 104422 (2018).

[117] J. F. Cochran and B. Heinrich, Phys. Rev. B **45**, 13096 (1992).

[118] V. V. Kruglyak, O. Y. Gorobets, Y. I. Gorobets, and A. N. Kuchko, J. Phys. Condens. Matter **26**, 406001 (2014).

[119] E. Hecht, *Optics* (Pearson Education, Incorporated, 2017).

[120] K. Tang, C. Qiu, J. Lu, M. Ke, and Z. Liu, J. Appl. Phys. **117**, 24503 (2015).

[121] N. Yu and F. Capasso, Nat. Mat. **13**, (2014).

[122] M. Jang, Y. Horie, A. Shibukawa, J. Brake, Y. Liu, M. Kamali S., A. A., H. Ruan, A. Faraon, and C. Yang, Nat. Photonics **12**, 84 (2018).

[123] A. Conca, J. Greser, T. Sebastian, S. Klingler, B. Obry, B. Leven, and B. Hillebrands, J. Appl. Phys. **113**, 213909 (2013).

[124] P. Kuświk, H. Głowiński, E. Coy, J. Dubowik, and F. Stobiecki, J. Phys. Condens. Matter **29**, 435803 (2017).

[125] A. V Chumak, A. A. Serga, and B. Hillebrands, J. Phys. D Appl. Phys **50**,

244001 (2017).

[126] A. Maziewski, P. Mazalski, Z. Kurant, M. O. Liedke, J. McCord, J. Fassbender, J. Ferré, A. Mougin, A. Wawro, L. T. Baczewski, A. Rogalev, F. Wilhelm, and T. Gemming, Phys. Rev. B **85**, 54427 (2012).

[127] A. Wawro, Z. Kurant, M. Jakubowski, M. Tekielak, A. Pietruczik, R. Böttger, and A. Maziewski, Phys. Rev. Appl. **9**, 14029 (2018).

[128] S. Ikeda, K. Miura, H. Yamamoto, K. Mizunuma, H. D. Gan, M. Endo, S. Kanai, J. Hayakawa, F. Matsukura, and H. Ohno, Nat. Mater. **9**, 721 (2010).

[129] V. B. Naik, H. Meng, J. X. Xiao, R. S. Liu, A. Kumar, K. Y. Zeng, P. Luo, and S. Yap, Appl. Phys. Lett. **105**, 52403 (2014).

[130] S. Miwa, M. Suzuki, M. Tsujikawa, T. Nozaki, T. Nakamura, M. Shirai, S. Yuasa, and Y. Suzuki, J. Phys. D Appl. Phys **52**, 63001 (2018).

[131] B. Rana, S. Choudhury, K. Miura, H. Takahashi, A. Barman, and Y. Otani, Phys. Rev. B **100**, 224412 (2019).

[132] J. Stigloher, M. Decker, H. S. Körner, K. Tanabe, T. Moriyama, T. Taniguchi, H. Hata, M. Madami, G. Gubbiotti, K. Kobayashi, T. Ono, and C. H. Back, Phys. Rev. Lett. **117**, 37204 (2016).

[133] Z. Tian, C. Shen, J. Li, E. Reit, Y. Gu, H. Fu, S. A. Cummer, and T. J. Huang, Adv. Funct. Mater. **29**, 1808489 (2019).

[134] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, and B. Van Waeyenberge, AIP Adv. **4**, 107133 (2014).

[135] K. Y. Guslienko, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, and A. N. Slavin, Phys. Rev. B **66**, (2002).

[136] J. Gräfe, M. Weigand, B. Van Waeyenberge, A. Gangwar, F. G. F. Lisiecki, J. Rychły, H. Stoll, N. Träger, J. Förster, F. Stobiecki, J. Dubowik, J. Kłos, M. Krawczyk, C. H. Back, E. J. Goering, and G. Schütz, in *Spintron. XII*, edited by H.-J. M. Drouhin, J.-E. Wegrowe, and M. Razeghi (SPIE, 2019), p. 1109025.

[137] F. Lisiecki, J. Rychły, P. Kuświk, H. Głowiński, J. W. Kłos, F. Groß, N. Träger, I. Bykova, M. Weigand, M. Zelent, E. J. Goering, G. Schütz, M. Krawczyk, F. Stobiecki, J. Dubowik, and J. Gräfe, Phys. Rev. Appl. **11**, 54061 (2019).

[138] K. Vogt, H. Schultheiss, S. J. Hermsdoerfer, P. Pirro, A. A. Serga, and B. Hillebrands, Appl. Phys. Lett. **95**, 182508 (2009).

[139] K. Baumgaertl, S. Watanabe, and D. Grundler, Appl. Phys. Lett. **112**, 142405 (2018).

[140] T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley, and J. Wunderlich, Nat. Nanotechnol. **11**,

231 (2016).

[141] R. Cheng, J. Xiao, Q. Niu, and A. Brataas, Phys. Rev. Lett. **113**, 057601 (2014).

[142] J. Železný, H. Gao, K. Výborný, J. Zemen, J. Mašek, A. Manchon, J. Wunderlich, J. Sinova, and T. Jungwirth, Phys. Rev. Lett. **113**, 157201 (2014).

[143] R. Khymyn, I. Lisenkov, V. S. Tiberkevich, A. N. Slavin, and B. A. Ivanov, Phys. Rev. B **93**, 224421 (2016).

[144] H. Wang, C. Du, P. C. Hammel, and F. Yang, Phys. Rev. Lett. **113**, 097202 (2014).

[145] A. B. Shick, S. Khmelevskyi, O. N. Mryasov, J. Wunderlich, and T. Jungwirth, Phys. Rev. B **81**, 212409 (2010).

[146] P. Wadley, K. W. Edmonds, M. R. Shahedkhah, R. P. Campion, B. L. Gallagher, J. Železný, J. Kuneš, V. Novák, T. Jungwirth, V. Saidl, P. Němec, F. Maccherozzi, and S. S. Dhesi, Sci. Rep. **7**, 11147 (2017).

[147] M. Kostylev, J. Appl. Phys. **115**, 233902 (2014).

[148] M. Finazzi, Phys. Rev. B **69**, 064405 (2004).

[149] G. Scholten, K. D. Usadel, and U. Nowak, Phys. Rev. B **71**, 064413 (2005).

[150] W. H. Meiklejohn, J. Appl. Phys. **33**, 1328 (1962).

[151] G. M. Mikhailov, A. V. Chernykh, and L. A. Fomin, Materials (Basel). **10**, 1156 (2017).

[152] F. Nolting, A. Scholl, J. Stöhr, J. W. Seo, J. Fompeyrine, H. Siegwart, J.-P. Locquet, S. Anders, J. Lüning, E. E. Fullerton, M. F. Toney, M. R. Scheinfein, and H. A. Padmore, Nature **405**, 767 (2000).

[153] E. G. Tveten, A. Qaiumzadeh, and A. Brataas, Phys. Rev. Lett. **112**, 147204 (2014).

[154] J. Basset, A. Sharma, Z. Wei, J. Bass, and M. Tsoi, in edited by M. Razeghi, H.-J. M. Drouhin, and J.-E. Wegrowe (2008), p. 703605.

[155] A. H. MacDonald and M. Tsoi, Philos. Trans. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci. **369**, 3098 (2011).

[156] X. He, Y. Wang, N. Wu, A. N. Caruso, E. Vescovo, K. D. Belashchenko, P. A. Dowben, and C. Binek, Nat. Mater. **9**, 579 (2010).

[157] D. Sando, A. Barthélémy, and M. Bibes, J. Phys. Condens. Matter **26**, 473201 (2014).

[158] R. Zarzuela and Y. Tserkovnyak, Phys. Rev. B **95**, 180402 (2017).

[159] T. Shiino, S. H. Oh, P. M. Haney, S. W. Lee, G. Go, B. G. Park, and K. J. Lee, Phys. Rev. Lett. **117**, 087203 (2016).

[160] S. Dasgupta, S. K. Kim, and O. Tchernyshyov, Phys. Rev. B **95**, 220407 (2017).

[161] Y. Yüksel, Phys. Lett. A **382**, 1298 (2018).

[162] H. Ohldag, A. Scholl, F. Nolting, E. Arenholz, S. Maat, A. T. Young, M. Carey, and J. Stöhr, Phys. Rev. Lett. **91**, 017203 (2003).

[163] V. K. Valev, M. Gruyters, A. Kirilyuk, and T. Rasing, Phys. Rev. Lett. **96**, 067206 (2006).

[164] L. Šmejkal, Y. Mokrousov, B. Yan, and A. H. MacDonald, Nat. Phys. **14**, 242 (2018).

[165] V. V Kruglyak, O. Y. Gorobets, Y. I. Gorobets, and A. N. Kuchko, J. Phys. Condens. Matter **26**, 406001 (2014).

[166] M. Mailyan, P. Gruszecki, O. Gorobets, and M. Krawczyk, IEEE Trans. Magn. **53**, 1 (2017).

[167] Y. I. Gorobets and V. I. Finokhin, Phys. Met. Metallogr. **56**, 12 (1983).

[168] V.G. Baryakhtar, Y. I. Gorobets, and V. I. Finokhin, Dokl. Acad. Sci. USSR **274**, 1084 (1984).

[169] Y. Y. Wang, C. Song, B. Cui, G. Y. Wang, F. Zeng, and F. Pan, Phys. Rev. Lett. **109**, 137201 (2012).

[170] M. Heide, G. Bihlmayer, and S. Blügel, Phys. Rev. B **78**, 140403 (2008).

[171] A. Hrabec, N. A. Porter, A. Wells, M. J. Benitez, G. Burnell, S. McVitie, D. McGrouther, T. A. Moore, and C. H. Marrows, Phys. Rev. B **90**, 020402 (2014).

[172] S. Rohart and A. Thiaville, Phys. Rev. B **88**, 184422 (2013).

[173] D. Cortés-Ortuño and P. Landeros, J. Phys. Condens. Matter **25**, 156001 (2013).

[174] P. Gruszecki, M. Mailyan, O. Gorobets, and M. Krawczyk, Phys. Rev. B **95**, 014421 (2017).

[175] G. Yin, J. X. Yu, Y. Liu, R. K. Lake, J. Zang, and K. L. Wang, Phys. Rev. Lett. **122**, 106602 (2019).

[176] H. Wang, C. Lu, J. Chen, Y. Liu, S. L. Yuan, S. W. Cheong, S. Dong, and J. M. Liu, Nat. Commun. **10**, 2280 (2019).

[177] J. C. Scott, J. Appl. Phys. **57**, 3681 (1985).

[178] T. Błachowicz, Cent. Eur. J. Phys. **3**, 147 (2005).

[179] M. Gruyters and D. Schmitz, Phys. Rev. Lett. **100**, 077205 (2008).

[180] N. A. Usov, C. Chang, and Z. Wei, ArXiv:Cond-Mat/0507613 (2005).

[181] E. G. Tveten, A. Qaiumzadeh, O. A. Tretiakov, and A. Brataas, Phys. Rev. Lett. **110**, 127208 (2013).

[182] V. Puliafito, R. Khymyn, M. Carpentieri, B. Azzerboni, V. Tiberkevich, A. Slavin, and G. Finocchio, Phys. Rev. B **99**, 024405 (2019).

[183] T. Kampfrath, A. Sell, G. Klatt, A. Pashkin, S. Mährlein, T. Dekorsy, M. Wolf, M. Fiebig, A. Leitenstorfer, and R. Huber, Nat. Photonics **5**, 31 (2011).

[184] E. G. Tveten, T. Müller, J. Linder, and A. Brataas, Phys. Rev. B **93**, 104408 (2016).

[185] D. K. Lee, B. G. Park, and K. J. Lee, Phys. Rev. Appl. **11**, 054048 (2019).

[186] X. Z. Chen, R. Zarzuela, J. Zhang, C. Song, X. F. Zhou, G. Y. Shi, F. Li, H. A. Zhou, W. J. Jiang, F. Pan, and Y. Tserkovnyak, Phys. Rev. Lett. **120**, 207204 (2018).

[187] T. Moriyama, K. Oda, T. Ohkochi, M. Kimata, and T. Ono, Sci. Rep. **8**, 14167 (2018).

[188] L. Baldrati, O. Gomonay, A. Ross, M. Filianina, R. Lebrun, R. Ramos, C. Leveille, F. Fuhrmann, T. R. Forrest, F. MacCherozzi, S. Valencia, F. Kronast, E. Saitoh, J. Sinova, and M. Klaüi, Phys. Rev. Lett. **123**, 177201 (2019).

[189] M. Buchner, B. Henne, V. Ney, and A. Ney, Phys. Rev. B **99**, 064409 (2019).

[190] X. Xue, Z. Zhou, B. Peng, M. Zhu, Y. Zhang, W. Ren, T. Ren, X. Yang, T. Nan, N. X. Sun, and M. Liu, Sci. Rep. **5**, 16480 (2015).

[191] M. Ślęzak, T. Ślęzak, P. Dróżdż, B. Matlak, K. Matlak, A. Kozioł-Rachwał, M. Zając, and J. Korecki, Sci. Rep. **9**, 889 (2019).

[192] B. Li, W. Liu, X. G. Zhao, S. Guo, W. J. Gong, J. N. Feng, T. Yu, and Z. D. Zhang, J. Magn. Magn. Mater. **332**, 71 (2013).

[193] J. Demeter, E. Menéndez, A. Schrauwen, A. Teichert, R. Steitz, S. Vandezande, A. R. Wildes, W. Vandervorst, K. Temst, and A. Vantomme, J. Phys. D. Appl. Phys. **45**, 405004 (2012).

[194] K. Akmaldinov, Ferromagnetic / Antiferromagnetic Exchange Bias Nanostructures for Ultimate Spintronic Devices, Université Grenoble Alpes, 2015.

[195] J. Barnas, J. Magn. Magn. Mater. **102**, 319 (1991).

[196] J. F. Cochran and B. Heinrich, Phys. Rev. B **45**, 13096 (1992).

[197] J. W. Kłos, Y. S. Dadoenkova, J. Rychły, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, and J. Barnaś, Sci. Rep. **8**, 17944 (2018).

[198] V. G. Bar'yakhtar, B. A. Ivanov, and M. V. Chetkin, Sov. Phys. Usp. **28**, 563 (1985).

[199] V. Bar'yakhtar, B. Ivanov, and A. Sukstanskiĭ, Sov. Phys. JETP **51**, 757 (1980).

[200] R. L. Stamps, S. Breitkreutz, J. Åkerman, A. V Chumak, Y. Otani, G. E. W. Bauer, J.-U. Thiele, M. Bowen, S. A. Majetich, M. Kläui, I. L. Prejbeanu, B. Dieny, N. M. Dempsey, and B. Hillebrands, J. Phys. D. Appl. Phys. **47**, 333001 (2014).

[201] Y. Zhu, K. H. Chi, and C. S. Tsai, Appl. Phys. Lett. **105**, 022411 (2014).

[202] P. J. Metaxas, M. Sushruth, R. A. Begley, J. Ding, R. C. Woodward, I. S. Maksymov, M. Albert, W. Wang, H. Fangohr, A. O. Adeyeye, and M. Kostylev, Appl. Phys. Lett. **106**, 232406 (2015).

[203] M. Sushruth, J. Ding, J. Duczynski, R. C. Woodward, R. A. Begley, H. Fangohr, R. O. Fuller, A. O. Adeyeye, M. Kostylev, and P. J. Metaxas, Phys. Rev. Appl. **6**, 044005 (2016).

[204] S. A. Nikitov, D. V Kalyabin, I. V Lisenkov, A. Slavin, Y. N. Barabanenkov, S. A. Osokin, A. V Sadovnikov, E. N. Beginin, M. A. Morozova, Y. A. Filimonov, Y. V Khivintsev, S. L. Vysotsky, V. K. Sakharov, and E. S. Pavlov, Physics-Uspekhi **58**, 1002 (2015).

[205] H. Puszkarski and M. Krawczyk, Solid State Phenom. **94**, 125 (2003).

[206] R. Mandal, S. Barman, S. Saha, Y. Otani, and A. Barman, J. Appl. Phys. **118**, 053910 (2015).

[207] M. Krawczyk and D. Grundler, J. Phys. Condens. Matter **26**, 123202 (2014).

[208] G. Gubbiotti, S. Tacchi, M. Madami, G. Carlotti, A. O. Adeyeye, and M. Kostylev, J. Phys. D. Appl. Phys. **43**, 264003 (2010).

[209] J. Topp, D. Heitmann, M. P. Kostylev, and D. Grundler, Phys. Rev. Lett. **104**, 207205 (2010).

[210] S. Tacchi, M. Madami, G. Gubbiotti, G. Carlotti, S. Goolaup, A. O. Adeyeye, N. Singh, and M. P. Kostylev, Phys. Rev. B **82**, 184408 (2010).

[211] D. Tripathy and A. O. Adeyeye, New J. Phys. **13**, 023035 (2011).

[212] M. Mruczkiewicz and M. Krawczyk, Phys. Rev. B **94**, 024434 (2016).

[213] M. L. Sokolovskyy, J. W. Klos, S. Mamica, and M. Krawczyk, J. Appl. Phys. **111**, 07C515 (2012).

[214] R. Verba, V. Tiberkevich, E. Bankowski, T. Meitzler, G. Melkov, and A.

Slavin, Appl. Phys. Lett. **103**, 082407 (2013).

[215] M. Mruczkiewicz, M. Krawczyk, G. Gubbiotti, S. Tacchi, Y. A. Filimonov, D. V Kalyabin, I. V Lisenkov, and S. A. Nikitov, New J. Phys. **15**, 113023 (2013).

[216] M. Jamali, J. H. Kwon, S.-M. Seo, K.-J. Lee, and H. Yang, Sci. Rep. **3**, 3160 (2013).

[217] S. Tacchi, P. Gruszecki, M. Madami, G. Carlotti, J. W. Kłos, M. Krawczyk, A. Adeyeye, and G. Gubbiotti, Sci. Rep. **5**, 10367 (2015).

[218] Y. V. Gulyaev, S. A. Nikitov, L. V. Zhivotovskii, A. A. Klimov, P. Tailhades, L. Presmanes, C. Bonningue, C. S. Tsai, S. L. Vysotskii, and Y. A. Filimonov, J. Exp. Theor. Phys. Lett. **77**, 567 (2003).

[219] H. Yu, O. d' Allivy Kelly, V. Cros, R. Bernard, P. Bortolotti, A. Anane, F. Brandl, F. Heimbach, and D. Grundler, Nat. Commun. **7**, 11255 (2016).

[220] S. Neusser, G. Duerr, H. G. Bauer, S. Tacchi, M. Madami, G. Woltersdorf, G. Gubbiotti, C. H. Back, and D. Grundler, Phys. Rev. Lett. **105**, 067208 (2010).

[221] P. Malagò, L. Giovannini, R. Zivieri, P. Gruszecki, and M. Krawczyk, Phys. Rev. B **92**, 064416 (2015).

[222] C. S. Davies and V. V. Kruglyak, IEEE Trans. Magn. **52**, 1 (2016).

[223] F. B. Mushenok, R. Dost, C. S. Davies, D. A. Allwood, B. J. Inkson, G. Hrkac, and V. V. Kruglyak, Appl. Phys. Lett. **111**, 042404 (2017).

[224] R. W. Damon and H. Van De Vaart, J. Appl. Phys. **36**, 3453 (1965).