

Р. Політанський¹, М. Вістак², І. Дісковський², І. Когут³, М. Сорокатиї¹,
Н. Мартинюк⁴

Перспективи застосування та властивості спінових хвиль

¹Кафедра радіотехніки та інформаційної безпеки, Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича,
м. Чернівці, Україна; r.politansky@chnu.edu.ua

²Кафедра біофізики, Львівський національний медичний університет імені Данила Галицького, м. Львів, Україна;

³Кафедра комп'ютерної інженерії та електроніки, Карпатський національний університет імені Василя Стефаника,
м. Івано-Франківськ, Україна;

⁴Портсмутська лікарня Університетського трасту NHS, м. Лондон, Великобританія

У статті досліджуються дисперсійні властивості спінових хвиль шляхом лінеаризації рівняння LLG, яке застосовується для довгих зразків із поперечними розмірами нанометрового масштабу, у припущенні їх полікристалічної структури. Отриманий закон дисперсії в цілому збігається з результатом іншої відомої теоретичної моделі поширення спінових хвиль, а саме моделі Калінікоса-Славіна. Проаналізовано обмеження моделі, зумовлені такими припущеннями, як: відсутність згасання Гільберта та відсутність внутрішньої анізотропії (полікристалічність). Одержані кількісні характеристики для найбільш поширених у практичних застосуваннях магнітних матеріалів, на основі яких виділені потенційні діапазони частот, у яких переважає обмінна взаємодія, і у яких виявляється квадратичний закон дисперсії спінових хвиль. Отримані результати є перспективними для телекомунікаційних технологій майбутніх поколінь та біохімічних досліджень завдяки добре прогнозованим властивостям спінових хвиль та можливості мініатюризації пристроїв детектування електромагнітного випромінювання гігагерцового діапазону.

Ключові слова полікристалічні магнітні зразки, спінові хвилі, скалярний магнітний потенціал, однорідна хвиля, обмінна взаємодія.

Подано до редакції 24.02.2026 р.; прийнято до друку 26.08.2026 р.; опубліковано 18.09.2026 р.

Вступ

Розвиток теоретичних моделей взаємодії електромагнітних коливань та матерії можна розділити на два напрямки: класичну або напівкласичну теорію, що базується на рівняннях Ландау-Ліфшиця та Гільберта, та квантову теорію, що базується на магнонах. Основними висновками напівкласичної теорії є існування двох гілок дисперсійної залежності коливань у магнітних матеріалах – магнітостатичної та обмінної, яка виникає зі збільшенням хвильового числа. Залежно від хвильового числа розрізняють магнітостатичні хвилі без обмінної взаємодії, магнітостатичні хвилі з обмінною взаємодією, та хвилі з домінуванням обмінної диполь-дипольної взаємодії, які мають

велике хвильове число. Магнітостатичні хвилі з обмінною взаємодією та хвилі із домінуючою обмінною взаємодією мають загальну назву – спінові хвилі. Їх найбільш цікавою з практичної точки зору особливістю є те, що довжина хвилі є меншою порівняно з довжиною електромагнітної хвилі. Це дозволяє мініатюризувати розміри пристроїв детектування мікрохвильового та міліметрового діапазонів [1]. Сучасні дослідження показують також, що ефективність перетворення електромагнітної енергії в енергію спінових хвиль може сягати 75 відсотків [2]. Розміри детектуючих пристроїв обмежуються також відстанню, на якій спінова хвиля має достатню амплітуду, щоб її виявити. Ця відстань є суттєво різною для відомих магнітних матеріалів: від мікронних розмірів для Ру до міліметрових для YIG.

Властивості спінових хвиль зазвичай

моделюються в рамках макроскопічної теорії, що базується на рівнянні Ландау-Ліфшица-Гільберта. Ця теорія пояснює такі складні явища, як виникнення солітонів у хіральных магнітах [3], виникнення скаріміонів у скручених магнітних нанодротах [4] та нелінійна динаміка намагніченості [5]. Однак квантова теорія добре описує також спінові хвилі та пов'язані з ними явища, які виникають в результаті обмінної взаємодії. Найбільш розвиненими моделями в рамках квантового підходу є теорії наноосциляторів та резонаторів [6].

Однією з причин, що стоять на заваді розвитку цілісних теоретичних уявлень про спінові хвилі та явища, спричинені їх виникненням, є складність проведення експериментальних досліджень, в результаті яких ми дізнаємося про певні властивості цих хвиль. Як і будь-який хвильовий процес, спінова хвиля характеризується такими параметрами, як: її частота, довжина, тип коливань - поздовжні чи поперечні, та тип поляризації цієї хвилі. Лише нещодавно, завдяки вдосконаленню технологій виготовлення та вимірювання властивостей магнітних матеріалів, з'явилися експериментальні результати досліджень поляризаційних властивостей спінових хвиль [7]. Завдяки вдосконаленню методології проведення рентгеноструктурних досліджень у магнітних матеріалах стало можливим отримання експериментальних результатів поширення спінових хвиль у об'ємних матеріалах [8], тоді як більшість інших методів виявляють лише процеси, що відбуваються на поверхні зразків. Для вивчення процесів поширення спінових хвиль у об'ємному матеріалі використовується обчислювальний метод перетворення Фур'є [6], який допомагає краще зрозуміти закономірності поширення в періодичних наноструктурах.

Процеси перетворення електромагнітного випромінювання у спінові хвилі; спіновий струм та детектування цього струму [9] мають широкий спектр перспективних застосувань – у радіолокаційній та антенній техніці, де контрольовані процеси генерації спінових хвиль дозволяють значно зменшити геометричні розміри та енергоспоживання; проведенні наукових досліджень, що пов'язані з високоточним детектуванням мікрохвильових електромагнітних полів [10]. Нещодавні дослідження взаємодії електромагнітних хвиль та органічних сполук дозволяють передбачити появу нового класу чутливих біосенсорів [11], та пристроїв зчитування інформації [12], що використовують феромагнітний резонанс та генерування спінового струму у гігагерцовому діапазоні частот.

Особливий інтерес представляють обмінні спінові хвилі, існування яких знаходить експериментальне підтвердження під час проведення експериментів, пов'язаних із феромагнітним резонансом у наноструктурах ігрієвого граната [13].

I. Теоретичне підґрунтя

Основою більшості методів моделювання спінової хвилі є рівняння Ландау-Ліфшица-Гільберта,

яке описує прецесію вектора намагніченості $\vec{M}$ зразка в зовнішньому магнітному полі $\vec{H}_{eff}$:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma \cdot \mu_0 \cdot \vec{H}_{eff} \times \vec{M} + \frac{\alpha}{M_s} \cdot \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \quad (1)$$

де α – це стала затухання Гільберта, γ – це гіромагнітний коефіцієнт, $\vec{M}$ – це вектор намагніченості зразку, змінний у часі, $\vec{H}_{eff}$ – це ефективне значення магнітного поля у зразку, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Гн/м – це магнітна константа, M_s – це граничне значення намагніченості, що залежить від матеріалу (Табл. 1).

Найбільш повна модель, яка визначає формування ефективного магнітного поля $\vec{H}_{eff}$ у рамках теорії LLG, враховує наступні складові:

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H}_0 + \vec{H}_{ex} + \vec{H}_m + \vec{H}_{an,sh} + \vec{H}_{an,i} \quad (2)$$

де $\vec{H}_0$ – вектор зовнішнього магнітного поля; $\vec{H}_{ex}$ – обмінне магнітне поле; $\vec{H}_m$ – магнітостатичне поле розмагнічування, утворене постійними внутрішніми факторами намагнічування феромагнітного зразка; $\vec{H}_{an,sh}$ – поле, обумовлене анізотропією форми зразка; $\vec{H}_{an,i}$ – поле, обумовлене внутрішньою кристалічною будовою.

Далі припускаємо, що для полікристалічного зразка полем внутрішньої анізотропії $\vec{H}_{an,i}$ можна знехтувати. У цій моделі також нехтуємо затуханням коливань у зразку. Відповідно до класичних уявлень у рамках моделі LLG, врахування коефіцієнта Гільберта призводить лише до експоненційного затухання амплітуди хвилі у напрямку її поширення, без зміни інших її властивостей. У випадку більш точних моделей, потрібно враховувати конкретні причини і механізми розсіювання, які можуть змінити ці уявлення [14].

Щодо впливу анізотропії форми: для зразка, один геометричний розмір якого значно перевищує два інших (стержень), векторне рівняння Гільберта можна записати як систему рівнянь, що описує коливання вектора намагніченості в напрямках, перпендикулярних до поширення хвилі (поперечно поляризована хвиля) [15, 16]. Відповідні математичні перетворення приведені у наступному розділі.

Магнітне поле розмагнічування $\vec{H}_m$ виражаємо через магнітостатичний потенціал φ зразку:

$$\vec{H}_m = -\nabla\varphi \quad (3)$$

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H}_0 + \vec{H}_{ex} + \vec{H}_m = \vec{H}_0 + \frac{2 \cdot A_{ex}}{\mu_0 \cdot M_s^2} \cdot \Delta \vec{M} - \nabla\varphi, \quad (4)$$

де A_{ex} – це константа обмінної взаємодії, M_s граничне значення намагнічування зразка, φ – це магнітостатичний потенціал.

Зведений перелік констант та значень, що використовуються у цій роботі, приводиться у Табл. 1.

Таблиця 1.

Фізичні величини та константи, що використовуються у роботі.

№	Позначення	Назва	Значення, одиниці вимірювання
1	α	Стала затухання	Припускаємо, що $\alpha \approx 0$
2	γ	гіромагнітний коефіцієнт	$2\pi \cdot 28 \times 10^9$, ГГц/Тл
3	μ_0	магнітна стала	$4\pi \times 10^{-7}$, Гн/м
4	A_{ex}	стала обмінної взаємодії	пДж/м
5	M_s	граничне значення намагніченості зразка	кА/м
6	$\vec{M}$	Вектор намагніченості	кА/м
7	m_x, m_y	Змінні компоненти вектора намагніченості	А/м
8	φ	Магнітостатичний потенціал	А

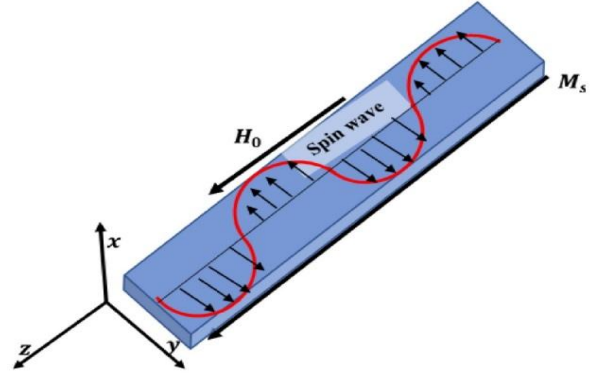


Рис. 1. Схематичне зображення однорідно намагніченого полікристалічного стержня та поширення поперечної спінової хвилі.

Далі знаходимо компоненти векторних величин у рівнянні (4):

$$\vec{H}_0 = (0, 0, H_0), \vec{M} = (m_x, m_y, M_s), \quad (5)$$

$$\Delta \vec{M} = \left(\frac{\partial^2 m_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 m_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 m_x}{\partial z^2}, \frac{\partial^2 m_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 m_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 m_y}{\partial z^2}, 0 \right) \quad (5a)$$

$$\nabla \varphi = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}, \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) \quad (5b)$$

II. Результати

Таким чином, векторне рівняння, яке підлягає лінеаризації, має вигляд:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \left(\vec{H}_0 + \frac{2 \cdot A_{ex}}{\mu_0 \cdot M_s^2} \cdot \Delta \vec{M} - \nabla \varphi \right) \times \gamma \cdot \mu_0 \cdot \vec{M}. \quad (4)$$

Щодо впливу анізотропії форми, для зразка, один геометричний розмір якого значно перевищує два інших (стержень), векторне рівняння LLG можна записати як систему рівнянь, що описує коливання вектора намагніченості в напрямках, перпендикулярних до поширення хвилі (Рис. 1).

Якщо хвиля поширюється вздовж осі z (хвильовий вектор $\vec{k} || z$), то:

$$\frac{\partial^2 m_x}{\partial z^2} = -k^2 \cdot m_x, \frac{\partial^2 m_y}{\partial z^2} = -k^2 \cdot m_y, \quad (6)$$

де k це хвильове число спінової хвилі.

Таким чином, знаходимо компоненти магнітного поля $\vec{H}_{eff} = (H_x, H_y, H_z)$:

$$\begin{cases} H_x = \frac{2 \cdot A_{ex}}{\mu_0 \cdot M_s^2} \cdot \left(-k^2 + \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) m_x - \frac{\partial \varphi}{\partial x} \\ H_y = \frac{2 \cdot A_{ex}}{\mu_0 \cdot M_s^2} \cdot \left(-k^2 + \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) m_y - \frac{\partial \varphi}{\partial y} \\ H_z = H_0 - \frac{\partial \varphi}{\partial z} \end{cases} \quad (7)$$

Далі, проєкуємо векторне рівняння (4), отримуємо два скалярні рівняння, оскільки $\vec{M}_z \approx M_s = const$:

$$\begin{cases} \frac{\partial m_x}{\partial t} = \gamma \cdot \mu_0 \cdot \left\{ -H_0 + \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{2 \cdot A_{ex}}{\mu_0 \cdot M_s} \cdot \left(-k^2 + \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \right\} \cdot m_y - M_s \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial y} \\ \frac{\partial m_y}{\partial t} = -\gamma \cdot \mu_0 \cdot \left\{ -H_0 + \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{2 \cdot A_{ex}}{\mu_0 \cdot M_s} \cdot \left(-k^2 + \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \right\} \cdot m_x + M_s \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial x} \end{cases} \quad (8)$$

Далі використовуємо наближення однорідної хвилі, для якої виконуються умови:

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) m_y = 0 \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) m_x = 0 \end{cases} \quad (9)$$

Для однорідно намагніченого зразка, якщо коливання намагніченості є значно меншими

порівняно із початковою намагніченістю, записуємо також умови для магнітостатичного потенціалу:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} \approx 0, \frac{\partial \varphi}{\partial y} \approx 0, \frac{\partial \varphi}{\partial z} \approx 0 \quad (9a)$$

Рівняння (9) та (9a) є остаточною умовами лінеаризації рівняння (8). Остаточно знаходимо кінцевий вигляд лінеаризованої системи рівнянь LLG для зразків видовженої форми:

$$\begin{cases} \frac{\partial m_x}{\partial t} = -m_y \cdot \gamma \cdot \mu_0 \cdot \left[H_0 + 2 \frac{A_{ex}}{\mu_0 \cdot M_s} \cdot k^2 \right] \\ \frac{\partial m_y}{\partial t} = m_x \cdot \gamma \cdot \mu_0 \cdot \left[H_0 + 2 \frac{A_{ex}}{\mu_0 \cdot M_s} \cdot k^2 \right] \end{cases}, \quad (10)$$

Ця система має очевидний розв'язок у вигляді періодичних гармонічних коливань (найпростіший із можливих розв'язків):

$$\begin{cases} m_x(t, x, y) = -C \cdot \sin \left[\left(\gamma \cdot \mu_0 \cdot H_0 + 2 \cdot \frac{\gamma \cdot A_{ex}}{M_s} \cdot k^2 \right) \cdot t \right] \\ m_y(t, x, y) = C \cdot \cos \left[\left(\gamma \cdot \mu_0 \cdot H_0 + 2 \cdot \frac{\gamma \cdot A_{ex}}{M_s} \cdot k^2 \right) \cdot t \right] \end{cases} \quad (11)$$

Ці розв'язки мають структуру плоскої хвилі, хвильовий вектор якої направлений вздовж осі намагніченості зразку (Fig. 1).

Закон дисперсії спінової хвилі, виведений із розв'язків (11), має наступний вигляд:

$$\omega(k) = \gamma \cdot \mu_0 \cdot H_0 + 2 \cdot \frac{\gamma \cdot A_{ex}}{M_s} \cdot k^2 \quad (11a)$$

Це збігається з результатом, отриманим в рамках теорії, розробленої Калінікосом та Славіним [1], за умови, якщо $\frac{2 \cdot A_{ex}}{\mu_0 \cdot M_s^2} \cdot k^2 \gg F_k$:

$$\omega(k) = \sqrt{\left(\gamma \cdot \mu_0 \cdot H_0 + \frac{2 \cdot \gamma \cdot A_{ex}}{M_s} \cdot k^2 \right) \cdot \left[\gamma \cdot \mu_0 \cdot H_0 + \gamma \mu_0 M_s \cdot \left(\frac{2 \cdot A_{ex}}{\mu_0 \cdot M_s^2} \cdot k^2 + F_k \right) \right]}, \quad (12)$$

де F_k – це деполяризаційний множник, який визначає магнітостатичну взаємодію.

Для визначеної вище геометрії поширення, коли $\vec{k} \parallel \vec{H}_0$ (рис. 1), значення $F_k = 1$. Використовуючи (12), запишемо умову, яка визначає можливість не враховувати магнітостатичну взаємодію більш точно:

$$k^2 \gg \frac{\mu_0 \cdot M_s^2}{2 \cdot A_{ex}}, \quad (13)$$

Одержані результати дають можливість зробити висновок, що однорідна хвиля є одним із можливих розв'язків, який правильно відображає процес поширення спінової хвилі.

Відповідні значення k , для яких це можливо, розраховані для різних матеріалів за рівнянням (13), приведені у Табл. 2.

Як видно із даних, що наведені у Табл. 2, обмінні спінові хвилі можна виявити, якщо довжина хвилі становить десятки рад/мкм, але такі експериментальні умови зазвичай реалізувати важко, натомість виявляють гібридні хвилі (магнітостатичні та обмінні), і закон дисперсії відрізняється від теоретичних залежностей (11a) і (12). Це пов'язано, зокрема, з тим, що обмінні спінові хвилі мають коротку довжину хвилі, і тому потребують контролю на нанорівні. Але, їхньою великою перевагою є те, що на закон дисперсії практично не впливає форма зразка, яка є суттєвим фактором для магнітостатичних хвиль. Це вимагає дослідницьких технологій, що відрізняються від класичних мікрохвильових технологій, приклад таких досліджень детально описаний у [7].

Використовуючи вираз для дисперсії (11a), умову (13) та дані про властивості матеріалів, наведені в Табл. 2, визначаємо значення магнітного поля, при якому переважають обмінні спінові хвилі. Ці результати показано на Рис. 2, де показано залежність частоти спінових хвиль від прикладеного магнітного поля, що розраховані для критичного значення хвильового вектора (Табл. 2) двох магнітних речовин: Ru , YIG .

Відповідно до даних, наведених на рис. 2, можна зробити висновок, що для значень зовнішнього магнітного поля від 20 до 200 мТл зразки, що

виготовлені з пермоліою можна використовувати у діапазоні від 29 до 35 ГГц, а ітрієвого гранату від 5 до 11 ГГц. Для практичного використання дисперсійних властивостей обмінних спінових хвиль необхідно контролювати їх властивості на субмікрометровому рівні, що наразі є невирішеною проблемою. Однак існують роботи, які визначають перспективи застосування обмінних спінових хвиль в електронних пристроях детектування електромагнітних хвиль. Іншими перспективними матеріалами, використання яких дає можливість контролювати спінові хвилі є антиферомагнетики, але їх використання потребує дотримання нанометрових розмірів структур, утворених магнітними речовинами із паралельним та антипаралельним вирівнюванням.

III. Обговорення результатів і висновки

Використовуючи розкладання векторного рівняння Ландау-Ліфшиця-Гільберта для зразка у вигляді стержня, намагніченого вздовж довгої осі, з урахуванням обмінної взаємодії та нехтуванням затуханням магнітної прецесії, визначено дисперсійні співвідношення спінових хвиль для зразків, виготовлених із полікристалічного магнітного матеріалу з рівномірною намагніченістю вздовж стрижня. Отримані дисперсійні залежності збігаються з результатами моделі Калінікоса та Славіна, що припускає слабку магнітостатичну взаємодію. Ця ситуація реалізується, якщо довжина хвилі перевищує деяке критичне значення, яке залежить від властивостей матеріалу (44 рад/мкм для YIG та 268 для Ru). Отримані результати є перспективними для спінтронних пристроїв у мікрохвильовому та міліметровому діапазонах, які очікується використовувати або використовуються в технологіях зв'язку 5G та 6G.

Обговорюючи можливість застосування отриманих результатів, відзначимо два основні моменти: 1) вибір діапазону частот; 2) вибір матеріалу. Згідно з нашими розрахунками, обмінні спінові хвилі можуть виникати в мікрохвильовому та

Таблиця 2.

Типові значення характеристик матеріалів, розмірів зразка та значень хвильового вектора.

№	Матеріал	Граничне намагнічення, M_s , кА/м	Константа обмінної взаємодії, A_{ex} , пДж/м	Хвильове число k , рад/ μm	Розміри зразка	Джерело
1	YIG	110	3.85	44.5	$250\text{ nm} \times 340\text{ nm} \times 100\text{ }\mu\text{m}$	[2]
2	Pu	800	10	268	$80\text{ nm} \times 80\text{ nm} \times 200\text{ }\mu\text{m}$	[17]

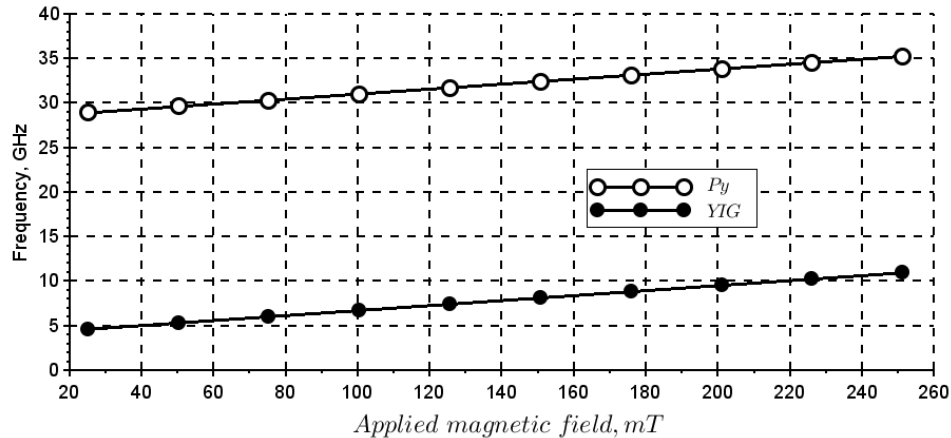


Рис. 2. Залежність частоти детектованих спінових хвиль від прикладеного магнітного поля, розраховані для критичного значення хвильового вектора (Табл. 2), двох магнітних речовин: Pu, YIG.

міліметровому діапазоні частот для таких матеріалів, як Pu та YIG, але це вимагає вимірювання властивостей хвиль у субмікронному масштабі. Перспективними також є антиферромагнітні матеріали, які можуть забезпечити роботу в області вищих частот.

Дана модель має обмеження, оскільки не враховуються фактор анізотропії та взаємодія спінових хвиль з граткою (спін-фононна взаємодія). Тому подальшими напрямками теоретичних досліджень може бути пошук розв'язків лінеаризованого рівняння LLG, що враховують анізотропію. Врахування квантових ефектів взаємодії спінових хвиль з граткою вимагає використання мікроскопічного підходу, на відміну від класичної макроскопічної моделі LLG. Враховуючи квантову природу обмінних хвиль, розгляд процесу затухання вимагає врахування специфіки механізмів взаємодії магнонів (частинок спінових хвиль) з матеріалом для уточнення макроспінової моделі, яка використовує єдиний параметр затухання (оскільки вигикає необхідність керувати процесами у субмікронному масштабі).

Висновки

Використовуючи лінеаризовану систему рівнянь LLG отримано дисперсійне співвідношення для спінових хвиль, яке співпадає із відомою теоретичною моделлю Калінікоса і Славін. На основі цієї моделі показано можливість існування однорідної спінової хвилі, яка за своєю структурою співпадає із плоскою хвилею.

Політанський Р. – доктор технічних наук, професор, професор кафедри радіотехніки та інформаційної безпеки;

Вістак М. – доктор технічних наук, професор;

Дісковський І. – кандидат медичних наук, викладач кафедри дерматології, венерології;

Козут І. – доктор технічних наук, професор, професор кафедри комп'ютерної інженерії та електроніки;

Сорокати М. – асистент кафедри радіотехніки та інформаційної безпеки;

Мартинюк Н. – лікар-онколог в Університетському фонді NHS лікарні Портсмута.

- [1] K. Davidkova, K. O. Levchenko, R. O. Serha, F. Bruckner, M. Lindner, C. Dubs, M. Urbanek, D. Suess, Q. Wang, R. V. Verba, and A. V. Chumak, *Spin-wave microscale RF delay lines for mid- and high-frequency 5G band*, J. Appl. Phys. 1138, 143908 (2025); <https://doi.org/10.1063/5.0286108>.
- [2] F. Bruckner, K. Davidkova, C. Abert, et al., *Micromagnetic simulation and optimization of spin-wave transducers*, Sci. Rep. 15, 19993 (2025); <https://doi.org/10.1038/s41598-025-05463-6>.

- [3] A. Shadman and J.-C. Zhu, *Excitation and dynamics of spin solitons in chiral magnetization configuration*, Appl. Phys. Lett. 124, 172404 (2024); <https://doi.org/10.1063/5.0193810>.
- [4] M. Garrido-Tamayo, E. Saavedra, C. Saji, et al., *Stability and Spin Waves of Skyrmion Tubes in Curved FeGe Nanowires*, Nanomaterials 14, 1468 (2024); <https://doi.org/10.3390/nano14181468>.
- [5] Jingwen Li, Chia-Jung Yang, R. Mondal, C. Tzschaschel, S. Pal, *A perspective on nonlinearities in coherent magnetization dynamics*, Appl. Phys. Lett. 120, 050501 (2022); <https://doi.org/10.1063/5.0075999>.
- [6] L. Giovannini, *Spin wave linear response of three-dimensional structures calculated in the frequency domain*, Appl. Phys. Lett. 125, 212403 (2024); <https://doi.org/10.1063/5.0243269>.
- [7] Zhan Lv, Zhi-ming Yan, Zhi-xiong Li, X-quang Wang, Yao-zhuang Nie, Qing-lin Xia, Xiu-feng Han, Guang-hua Guo, *Polarization-dependent spin wave channels in antiferromagnetic magnonic crystals*, Appl. Phys. Lett. 126, 122406 (2025); <https://doi.org/10.1063/5.0256440>.
- [8] D. Girardi, S. Finizio, C. Donnelly, et al., *Three-dimensional spin-wave dynamics, localization and interference in a synthetic antiferromagnet*, Nat. Commun. 15, 3057 (2024); <https://doi.org/10.1038/s41467-024-47339-9>.
- [9] R. L. Politanskyi, P. M. Shpatar, M. V. Vistak, I. T. Kogut, I. S. Diskovskyi, and Yu. A. Rudyak, *Electromagnetic field detectors based on spintronics devices*, Phys. Chem. Solid State, 24(3), 433 (2023); <https://doi.org/10.15330/pcss.24.3.433-440>.
- [10] P. Luo, B. Peng, W. Zhang, and W. Zhang, *Microwave field vector detector based on the off-resonant spin rectification effect*, Appl. Phys. Lett. 125, 222406 (2024); <https://doi.org/10.1063/5.0245019>.
- [11] R. Saha, K. Wu, D. Su, & J.-P. Wang, *Spin current nano-oscillator (SCNO) as a potential frequency-based, ultra-sensitive magnetic biosensor: a simulation study*, Nanotechnology. 31, 375501 (2020); <https://doi.org/10.1088/1361-6528/ab9921>.
- [12] Haiyan Xia, Qi Zheng, CongpuMu, Chenkun Song, Chendong Jin, Qingfang Liu, Jianbo Wang, *Micromagnetic simulation for detection of magnetic nanobeads by spin torque oscillator*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 432, 387 (2017); <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2017.01.099>.
- [13] T. Bottcher, M. Ruhwedel, K. O. Levchenko, Q. Wang, H.L. Chumak, M.A. Popov, I.V. Zavislyak, C. Dubs, O. Surzhenko, B. Hillebrands, A.V. Chumak, *Fast long-wavelength exchange spin waves in partially compensated Ga:YIG*, Appl. Phys. Lett. 120, 102401 (2022); <https://doi.org/10.1063/5.0082724>.
- [14] Wang, Y., Wang, J., Ma, R., and Xiao, *Connection between spin-wave polarization and dissipation*, J., Phys. Rev. B 111, 134431 (2025); <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.111.134431>.
- [15] K. Szulc and M. Krawczyk, *Magnetic field-controlled nanoscale spin-wave vertical directional coupler*, Appl. Phys. Lett. 126, 232404 (2025); <https://doi.org/10.1063/5.0258034>.
- [16] M. Vanatka, K. Szulc, O. Wojewoda, C. Dubs, A. Chumak, M. Krawczyk, O. V. Dobrovolskiy, J. W. Klos, M. Urbanek, *Spin-Wave Dispersion Measurement by Variable-Gap Propagating Spin-Wave Spectroscopy*, Phys. Rev. Appl. 16, 057033 (2021); <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.16.054033>.
- [17] A. Del Giacco, L. Menna, M.J. Gross, O. Wojewoda, V. Levati, M. Urbanek, S. Kurdi, E. Albisetti, D. Petti, & C.A. Ross, *Reciprocal Space Approach to Dipolarly Coupled Magnetic Hetero-Structures*, arXiv (2026); <https://doi.org/10.48550/arXiv.2605.08667>.

R. Politanskyi¹, M. Vistak², I. Diskovskyi², I. Kogut³, M. Sorokatyi¹, N. Martynyuk⁴

Prospects for the application and properties of spin waves

¹Department of Radio Engineering and Information Security, Yuriy Fedkovych Chernivtsi National University, Chernivtsi, Ukraine, r.politanskyi@chnu.edu.ua

²Department of Biophysics, Danylo Halytsky Lviv National Medical University, Lviv, Ukraine;

³Department of Computer Engineering and Electronics, Vasyl Stefanyk Carpathian National University, Ivano-Frankivsk, Ukraine;

⁴Portsmouth Hospitals University NHS Trust, London, Great Britain

The paper investigates the dispersion properties of spin waves by linearizing the LLG equation, which is applied to long samples with transverse dimensions on the nanometer scale, assuming their polycrystalline structure. The obtained dispersion law generally coincides with the result of another well-known theoretical model of spin wave propagation, the Kallinikos-Slavin model. The model limitations caused by such assumptions as: absence of Hilbert damping and absence of internal anisotropy (polycrystallinity) are analyzed. Quantitative characteristics are obtained for the most common magnetic materials in practical applications, on the basis of which potential frequency ranges are identified in which the exchange interaction prevails and in which the quadratic law of spin wave dispersion is revealed. The results obtained are promising for future generations of telecommunications technologies and biochemical research due to the well-predicted properties of spin waves and the possibility of miniaturization of devices for detecting electromagnetic radiation in the gigahertz range.

Keywords: polycrystalline magnetic samples, spin waves, scalar magnetic potential, homogeneous wave, exchange interaction.