

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ  
ІНСТИТУТ МЕТАЛОФІЗИКИ ім. Г. В. КУРДЮМОВА

БОЛЯСОВА ОЛЬГА ОЛЕКСАНДРІВНА



УДК 537.6, 538.9, 537.61; 537.622, 537.311.33

**КВАНТОВІ ДИНАМІЧНІ ЕФЕКТИ У ДВОКОМПОНЕНТНИХ СИСТЕМАХ —  
АНТИФЕРОМАГНЕТИКАХ І ДВОЗОННИХ НАДПРОВІДНИКАХ**

01.04.07 – фізика твердого тіла

**Автореферат**

дисертації на здобуття наукового ступеня  
кандидата фізико-математичних наук

Київ – 2025

Дисертацією є рукопис.

Роботу виконано у відділі надпровідності Інституту металофізики ім. Г.В. Курдюмова НАН України, у відділі фізики високих тисків та перспективних технологій Донецького фізико-технічного інституту ім. О.О. Галкіна НАН України, у лабораторії квантових матеріалів Державної наукової установи «Київський академічний університет».

**Науковий керівник:** доктор фізико-математичних наук, професор  
**Криворучко Володимир Миколайович**  
Донецький фізико-технічний інститут  
ім. О.О. Галкіна НАН України, в.о. директора

**Офіційні опоненти:** доктор фізико-математичних наук, професор  
**Прокопенко Олександр Володимирович**  
Київський національний університет імені Тараса Шевченка,  
в.о. завідувача кафедри фізики високих технологій  
та електроніки

доктор фізико-математичних наук, старший дослідник  
**Верба Роман Володимирович**  
Інститут магнетизму імені В.Г. Бар'яхтара НАН України,  
заступник директора з наукової роботи

Захист відбудеться 6 жовтня 2025 р. о 14:00 годині на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 26.168.02 Інституту металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України за адресою: 03142, м. Київ, бульвар Академіка Вернадського, 36.

З дисертаційними матеріалами можна ознайомитись у науковій бібліотеці Інституту металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України (за адресою: 03142, м. Київ, бульвар Академіка Вернадського, 36). Електронні версії матеріалів дисертації розміщено на офіційному вебсайті Інституту:

[https://www.imp.kiev.ua/?lang=ukr&a=dissert\\_sovet&str=dissert\\_years2](https://www.imp.kiev.ua/?lang=ukr&a=dissert_sovet&str=dissert_years2).

Автореферат розіслано 5 вересня 2025 р.

Учений секретар  
спеціалізованої вченої ради Д 26.168.02  
д.ф.-м.н, с.н.с.

Тарас РАДЧЕНКО

## ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

**Актуальність теми.** Серед сучасних актуальних напрямів досліджень фізики твердого тіла квантові ефекти займають особливе місце з точки зору перспектив їх застосування у новітніх квантових технологіях, магنونіці та надпровідній спінтроніці.

З точки зору магنونіки, особливої уваги заслуговує динаміка спінових хвиль, яка може стати ключем до створення нових енергоефективних і високошвидкісних обчислювальних пристроїв.

Для надпровідної спінтроніки, дослідження особливостей двозонних надпровідників можуть запропонувати нові механізми підвищення стабільності й когерентності кубітів, а також відкрити альтернативні шляхи реалізації квантових обчислень.

Вивчення квантових ефектів в антиферромагнетиках (АФМ) і надпровідниках є надзвичайно актуальним як для розвитку фундаментальної науки, так і для створення нового покоління обчислювальних пристроїв.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.** Робота виконувалася:

- у відділі надпровідності Інституту металофізики ім. Г.В. Курдюмова НАН України, відповідає напрямкам роботи відділу та пов'язана з наступними науковими програмами та темами: «Електронна структура, властивості та застосування надпровідників і надпровідникових гетероструктур з комплексним впорядкуванням» (№ держреєстрації 0121U109276, 2021-2025 р.); «Інноваційні матеріали для квантової сенсорики» (№ держреєстрації 0125U000295, 2025-2026 р.);
- у відділі фізики високих тисків та перспективних технологій Донецького фізико-технічного інституту ім. О.О. Галкіна НАН України за темами: «Електронні та магнітні властивості сильнокорельованих наноструктурованих систем» (№ держреєстрації 1140U006062, 2014-2018 р.), «Нано-гетеро-структури на основі напівметалевих феромагнетиків та надпровідників як перспективні функціональні матеріали спінової електроніки: електричні, магнітні та оптичні властивості, ефекти електронного топологічного стану», № держ. реєстрації 0120U000267, 2020-2024 р.), та «Магнітні, електричні та динамічні властивості багатфункціональних гібридних систем: ефекти розміру та структури (№ держ. реєстрації 0119U002099, 2019-2023 р.)
- у лабораторії квантових матеріалів Державної наукової установи «Київський академічний університет», відповідає напрямкам роботи лабораторії та пов'язана з наступними науковими програмами та темами: «Німецько-український центр передових досліджень квантових матеріалів» (№ держреєстрації 0124U004211, 2024 р.; № держреєстрації 0125U002068, 2025 р.); «Швидкодіючий матричний кінетичний детектор довгохвильового інфрачервоного випромінювання» (№ держреєстрації 0124U003927, 2024-2025р.), «Квантові матеріали для квантових технологій» (№ держреєстрації 0121U110080, 2021-2025 р.), «Багатозонність електронних станів: фізика та застосування» (№ держреєстрації 0120U104857, 2020, 2021, 2023 р.).

**Мета і завдання досліджень.** Мета роботи – встановити ефективні методи керування властивостями твердих тіл для подальшого застосування в квантових

технологіях і магніоніці. Для досягнення зазначеної мети були поставлені наступні задачі: 1) Дослідити позовжню динаміку намагніченості двопідграткового антиферомагнетика при температурах, близьких до температури Нееля. 2) Вивчити квантовий топологічний ефект Ааронова-Кашера в динаміці двопідграткового антиферомагнітного діелектрика. Встановити вплив електричного поля на динаміку та згасання спінових хвиль. 3) Визначити основні параметри молібден-ренієвих сплавів, зокрема встановити кількість і розмір енергетичних щілин.

**Об'єкт дослідження:** Об'єктом дослідження є квантові властивості твердих тіл, а саме двопідграткових антиферомагнетиків, надпровідників з двозонною надпровідністю.

**Предмет дослідження:** динаміка намагніченості в антиферомагнітних системах з двома підгратками, зокрема особливості розповсюдження спінових хвиль (магнінів), їх взаємодія з зовнішніми полями та можливість керування цими процесами; визначення параметрів надпровідних щілин в двозонних надпровідниках.

**Методи дослідження:** діаграмна техніка спінових операторів, феноменологічний підхід на основі рівнянь Ландау-Ліфшиця-Гілберта, розрахунки диференціальної провідності на основі теорії Блондера-Тінкхема-Клапвійка, змодельованої для двозонних надпровідників, метод розсіювання квазічастинкових збуджень в металевих гетероструктурах.

#### **Наукова новизна отриманих результатів, що виносяться на захист.**

1. Методами діаграмної техніки спінових операторів продемонстровано, що енергетичний спектр позовжніх коливань та позовжня сприйнятливість антиферомагнітних (АФМ) діелектриків визначається двома віртуальними процесами: (а) поглинання одного поперечного та збудження іншого поперечного магніона, (б) одночасне збудження/поглинання двох поперечних магнінів. Вперше показано, що згасання першого каналу має лінійну залежність від хвильового вектору та температурну залежність  $\sim T^{3/2}$  поблизу температури Нееля. Другий канал залишається присутнім навіть за відсутності теплових збуджень. Вперше показано, що його згасання має квадратичну залежність від хвильового вектору та лінійну залежність від температури.

2. Вперше показано, що завдяки квантовому топологічному ефекту Ааронова-Кашера електричне поле по-різному впливає на просторове згасання правосторонньої та лівосторонньої спінових хвиль у АФМ. Чим більше прикладене електричне поле, тим більша різниця між згасанням двох хвиль у просторі. Вперше показано, як комбінуючи магнітне і електричне поле можна керувати довжиною згасання спінових хвиль. Зокрема продемонстровано, що прикладання магнітного поля одночасно з електричним полем може збільшувати різницю між згасанням правосторонньої та лівосторонньої мод, або навпаки зменшувати, якщо змінити його напрямок.

3. Вперше показано, що у АФМ діелектрику під дією електричного поля спінові хвилі правосторонньої та лівосторонньої мод приймають різні групові швидкості, і поширення магнінів при певних значеннях хвильового вектору може збільшуватися в сотні разів. В розглянутому прикладі групова швидкість може приймати значення до 305 км/с. Під дією електричного поля максимальне значення групової швидкості правосторонньої та лівосторонньої хвиль зсунуте вздовж осі хвильового вектору на величину  $\pm k_0$ , яка прямо пропорційна прикладеному електричному полю, а також

залежить від спин-орбітальної взаємодії, обмінної енергії та анізотропії антиферомагнетика.

4. Вперше проаналізовано часове згасання спінових хвиль лівосторонньої та правосторонньої поляризації у АФМ діелектрику під дією ефекту Ааронова-Кашера. Показано, що важливим параметром для керування часовим згасанням правосторонньої та лівосторонньої спінових хвиль є міжпідграткові коефіцієнти згасання дисипативної функції Релея. Вперше продемонстровано, що наявність міжпідграткового згасання забезпечує різницю між згасанням правосторонньої та лівосторонньої мод в електричному полі. Чим більше електричне поле, тим більша різниця між часовим згасанням і часом релаксації хвиль різної хіральності.

5. На основі аналізу отриманих спектрів точкових контактів Ag/Mo-Re підтверджено, що в надпровідних сплавах Mo-Re з приблизно рівними концентраціями компонентів існують дві енергетичні щілини та продемонстровано наявність сильної електрон-фононної взаємодії у більшій щілині та домінування внеску зони з меншою щілиною у диференціальну провідність контакту. Виконано узагальнення розрахунку диференціальної провідності для однозонного провідника на випадок двозонності, введенням додаткового вагового параметру та розміру щілини, параметру Дайнса та коефіцієнту розсіювання для другої зони.

**Практичне значення одержаних результатів.** Проведені дослідження свідчать що:

(1) зовнішнє електричне поле завдяки ефекту Ааронова-Кашера може керувати динамікою спінової хвилі заданої хіральності. Таким чином відкриваючи додаткову ступінь свободи – хіральність – і нові перспективи для досліджень та практичного застосування антиферомагнетиків в магнетоніці та квантових технологіях. Отримані результати можуть сприяти побудові новітніх обчислювальних пристроїв і впливати на реалізацію вже запропонованих концепцій спин-хвильового транзистора та спин-хвильових інтерферометричних пристроїв.

(2) двозонні сплави Mo-Re можуть стати базисною платформою для досліджень нових квантових ефектів і водночас мають великий потенціал для практичного застосування в надпровідній електроніці.

**Особистий внесок здобувача.** Здобувачка виконувала розрахунки в рамках діаграмної техніки спінових операторів, феноменологічного підходу Ландау-Ліфшиця-Гілберта, моделі Блондера-Тінкхема-Клапвійка, методу розсіювання квазічастинкових збуджень, займалася пошуком літератури, готувала тези та робила доповіді на конференціях, приймала активну участь у написанні статей і аналізу отриманих розрахункових формул.

Дисертантка висловлює щирю подяку за допомогу при проведенні спільних досліджень керівнику Криворучко В.М. та колегам: Шаповалову А.П., Білоголовському М.О., та іншим співробітникам відділу надпровідності та лабораторії квантових матеріалів Київського академічного університету, Кондович С. В. та Єршову К.В. з IFW Dresden.

**Апробація результатів роботи.** Результати досліджень були представлені та обговорювались на 15 вітчизняних та міжнародних конференціях: V International Conference “Condensed Matter and Low Temperature Physics” (June 2 – 6, 2025); 2024 IEEE Nanotechnology Materials and Devices Conference, NMDC 2024 (October 21 – 25, 2024);

Bogolyubov Kyiv Conference "Problems of Theoretical and Mathematical Physics" (September 24 – 26, 2024); 2023 IEEE Nanotechnology Materials and Devices Conference, NMDC 2023 (October 22 – 25, 2023); 2023 IEEE 13th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties, (September 10-15, 2023); the DPG Meeting 2023 in Dresden (March, 26 – 31, 2023); the DPG Meeting 2022 in Regensburg (September 6 – 8, 2022); 2022 IEEE 12th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties, Kraków (September 11 – 16, 2022); 2021 IEEE 12th International Conference on Electronics and Information Technologies, ELIT (May 19 – 21, 2021); Workshop for young scientists «Functional materials for technical and biomedical applications» (September 7 – 10, 2020); 20-та Всеукраїнська школа-семінар та конкурс для молодих вчених зі статистичної фізики та теорії конденсованої речовини (15-16 жовтня 2020); 2019 IEEE 9th International Conference on Nanomaterials: Applications and Properties, NAP 2019 (September 15 – 20, 2019); the School-conference of young scientists «Modern material science: physics, chemistry, technology», MMSPECT-2019 (May 27 – 31, 2019); XIV International Conference "Electronics and Applied Physics" (October 23 – 26, 2018); VIII Young Scientists Conference "Problems of Theoretical Physics" (December 12 – 14, 2017).

**Публікації.** За матеріалами дисертації опубліковано 22 публікації, з них 6 статей згідно з переліком наукових фахових видань України, 3 статті індексовані у Scopus/Web of Science електронних наукових фахових виданнях (інших держав), 13 тез у збірниках наукових конференцій. Статті проіндексовано наукометричними базами даних Scopus та/або Web of Science.

**Структура та об'єм роботи.** Дисертаційна робота складається зі вступу, п'яти розділів, загальних висновків, переліку використаних джерел, що містить 190 посилань. Загальний об'єм дисертаційної роботи 138 сторінки, робота містить 40 рисунків, 1 таблицю.

## ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У **вступі** наведено обґрунтування актуальності теми дисертаційної роботи, встановлено мету та основні задачі дослідження, визначено об'єкт та предмет дослідження, описано наукову новизну та практичну цінність отриманих результатів, представлено узагальнену структуру і обсяг дисертаційної роботи.

**Перший** розділ присвячений огляду літератури. Висвітлено проблему пошуку альтернативних варіантів сучасним кремнієвим напівпровідниковим технологіям. Описано можливі способи керування спіновими хвилями. Відзначено можливість використовувати в антиферромагнетику (АФМ) додаткову ступінь свободи – хіральність. Наведено основні переваги розглянутих у подальшому АФМ та двозонних надпровідників. Відзначено багатозонну природу високотемпературних надпровідників і актуальність пошуку простих двозонних систем для перевірки теорій стосовно підвищення критичної температури надпровідника. Роз'яснено, чим цікаві сплави з молібден-кремнієм.

**Другий** розділ присвячений дослідженню мікроскопічної динаміки намагніченості у двошаровому АФМ з акцентом на поздовжні спінові збудження. Для подолання обмежень, властивих феноменологічним підходам – неможливості описувати спінову динаміку при високих температурах та враховувати поздовжні коливання

– використовувалась діаграмна техніка для спінових операторів. Одна з особливостей діаграмної техніки – можливість отримати спінову сприйнятливість шляхом підсумовування нескінчених рядів діаграм у вигляді графічних об'єктів.

З математичної точки зору, дослідження позовжньої спінової динаміки зводиться до підсумовування всіх петльових діаграм, що описують двомагнетонні процеси, з використанням узагальненого методу випадково-фазового наближення (random phase approximation) [1\*]. Спектр позовжніх збуджень двопідграткового АФМ визначається полюсами аналітично продовженої температурної функції Гріна  $G_{tot}^{zz}(\mathbf{q}, i\omega_n)$ ,  $i\omega_n \rightarrow \omega + i\delta$ , де  $\delta \rightarrow 0$  ( $\mathbf{q}$  – хвильовий вектор) [1\*]. Дійсна частина полюса є енергією збудження квазічастинки, тоді як уявна частина характеризує розширення енергетичного рівня, тобто згасання збудження з часом.

У довгохвильовому наближенні ( $a\mathbf{q}$ )  $\ll 1$  ( $a$  позначає розмір ґратки) енергія поперечних хвильових збуджень за відсутності зовнішніх полів є виродженою та має вигляд:

$$\varepsilon_q = \sqrt{\Delta^2 + (Dq)^2}, \quad (1)$$

де  $D = b\sqrt{2J_0J}$ ,  $\Delta = b\sqrt{(J_0^z)^2 - (J_0)^2}$ ,  $b$  – намагніченість підґратки,  $J_0^z, J_0$  – обмінна взаємодія при  $\mathbf{q} = 0$ ,  $J$  – обмінна взаємодія між двома найближчими сусідами. Подальший аналіз спектру позовжніх збуджень виконано за наступних припущень:  $T \rightarrow T_N$  ( $T_N$  – температура Нееля),  $\Delta \ll D$ .

**Обмінна мода позовжніх збуджень.** Частота процесу народження/анігіляції двох спінових хвиль,  $\pm\omega_{||}^{(+)}(\mathbf{q}) = \varepsilon_p + \varepsilon_{p-q}$ , має вигляд:

$$\omega_{||}^{(+)}(q) \sim \sqrt{4\Delta^2 + \frac{2}{9}q^2D^2 + \frac{4q\Delta DJ_0}{3\sqrt{2}J_0^z}}. \quad (2)$$

Частота цього позовжнього спінового збудження лежить енергетично вище частоти поперечної спінової хвилі  $\varepsilon_q$  (1) і при  $\mathbf{q} \rightarrow 0$  демонструє лінійну залежність від хвильового вектору  $\omega_{||}^{(+)}(q) \sim 2\Delta + \frac{qDJ_0}{6\sqrt{2}J_0^z\Delta}$ . Згасання цього каналу має вигляд:

$$\gamma(q) \sim Tbq^2 \frac{1}{3(2\pi)^2} \sqrt{\frac{J_0}{J}} \left( \frac{2(J_0^z)^2}{(J_0^z)^2 - (J_0)^2} - 1 \right). \quad (3)$$

**Акустична мода позовжніх збуджень.** Частота каналу акустичного типу – народження одного магнетона і анігіляція іншого,  $\pm\omega_{||}^{(-)}(\mathbf{q}) = \varepsilon_p - \varepsilon_{p-q}$ , має вигляд:

$$\omega_{||}^{(-)}(q) \sim bq(J_0^z)^2 C_1 \sqrt{\frac{T}{\Delta}}. \quad (4)$$

де  $C_1 = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{3J_0^Z b}{\pi[6(J_0^Z)^2 - J_0 J] \sqrt{2J_0 J}}}$ . Цей канал контролюється тепловим фактором наповненості магнонів, який робить домінуючими спінові хвилі з хвильовим вектором  $\mathbf{q} \rightarrow 0$ . Частота цих поздовжніх спінових збуджень лінійно залежить від хвильового вектору і за однакової температури і хвильового вектору лежить енергетично нижче частоти поперечних хвиль  $\varepsilon_q$ , рівняння (1). Згасання цього каналу має лінійну залежність від хвильового вектору  $\mathbf{q}$ :

$$\gamma(q) = q b J_0^Z C_2 \left( \frac{T}{2J_0 J} \right)^{3/2}, \quad (5)$$

$$\text{де } C_2 = \frac{\sqrt{\Delta}}{2(2\pi)^3 C_1} \left[ \ln \left( \frac{2D}{\Delta} \right) - 1 \right] \left[ \frac{(bJ_0^Z)^2}{D} \left( \frac{3\pi}{8\Delta} - \frac{5}{4D} \right) + 1 \right].$$

Основна відмінність між поздовжніми і поперечними компонентами спектра магнонів полягає в характері збуджень: у повздовжньому випадку це двомагнонні процеси, тоді як поперечне збудження пов'язане з одномагнонними процесами. Крім того, показано, що поздовжня мода поділяється на дві області: двомагнонного збудження (поглинання) і магнонного розсіяння (народження одного магнона і анігіляція іншого), які розділені енергетичною щільною.

Отриманий результат може бути важливим для розуміння фізики нерівноважної магнітної динаміки в антиферромагнітних матеріалах під дією ультракоротких лазерних імпульсів.

У **третьому** розділі продемонстровано, як у двопідгратковому АФМ за допомогою ефекту Ааронова-Кашера (АК) можна використати електричне поле для розщеплення енергетичного спектру на правосторонню та лівосторонню спінові хвилі, контролювати довжини їх поширення, аномальні групові швидкості та частоти.

Вплив зовнішнього електричного поля на спінові хвилі, що поширюються в діелектричному АФМ розглянуто для системи з загальною енергією,  $F$ :

$$F = \int (E_{ex} + E_a + E_{ED} + E_H) dV, \quad (6)$$

що складається з обмінної енергії  $E_{ex} = J(\mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2) + \frac{1}{2} A [(\partial_x \mathbf{M}_1)^2 + (\partial_x \mathbf{M}_2)^2] + A_{12} (\partial_x \mathbf{M}_1) (\partial_x \mathbf{M}_2)$  ( $A$  та  $A_{12}$  — коефіцієнти неоднорідної обмінної взаємодії всередині підгратки та між підгратками,  $J$  — однорідна обмінна взаємодія,  $\partial_x = \partial/\partial x$ ); магнітокристалічної анізотропії  $E_a = -\frac{1}{2} K [(\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{e}_a)^2 + (\mathbf{M}_2 \cdot \mathbf{e}_a)^2]$  ( $K$  — константа магнітокристалічної анізотропії); енергії магнітного поля  $E_H = -\mu_0 \mathbf{H}_0 (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)$  ( $\mathbf{H}_0$  — зовнішнє статичне магнітне поле,  $\mu_0$  — магнітна проникність вакууму); індукованої електричним полем взаємодії  $E_{ED} = \frac{1}{2} d_{AC} (\mathbf{E} \times \mathbf{e}_{12}) \cdot (\mathbf{M}_1 \times \mathbf{M}_2)$  ( $d_{AC} \sim Jea/E_{so}$  — параметр матеріалу, який залежить від сили обмінної взаємодії  $J$  та енергії спін-орбітальної взаємодії  $E_{so}$ ,  $a$  — відстань між магнітними іонами з різних підграток,  $e$  — заряд електрона,  $\mathbf{E}$  — електричне поле,  $\mathbf{e}_{12}$  — одиничний вектор у напрямку, що з'єднує іони з різних підграток  $\mathbf{M}_1$  та  $\mathbf{M}_2$  [2\*]).



Динаміку намагніченості двопідграткового діелектричного АФМ можна описати двома зв'язаними рівняннями Ландау-Ліфшиця-Гілберта з коефіцієнтами згасання в середині,  $\alpha$ , і між підгратками,  $\alpha_c$ , отриманими з дисипативної функції Релея [3\*]:

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{m}_1}{\partial t} = -\gamma \mathbf{m}_1 \times \mu_0 \mathbf{h}_1 + \alpha \mathbf{m}_1 \times \frac{\partial \mathbf{m}_1}{\partial t} + \alpha_c \mathbf{m}_1 \times \frac{\partial \mathbf{m}_2}{\partial t} \\ \frac{\partial \mathbf{m}_2}{\partial t} = -\gamma \mathbf{m}_2 \times \mu_0 \mathbf{h}_2 + \alpha \mathbf{m}_2 \times \frac{\partial \mathbf{m}_2}{\partial t} + \alpha_c \mathbf{m}_2 \times \frac{\partial \mathbf{m}_1}{\partial t} \end{cases} \quad (7)$$

Тут  $\mathbf{m}_i = \mathbf{M}_i/M_0$  ( $i = 1,2$ ),  $M_0 = |\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2|$  — намагніченість насичення підгратки, а  $\mathbf{h}_i = -\partial F/\partial \mathbf{m}_i$  — ефективне магнітне поле, що діє на підгратку  $i$ .

Існують два можливі представлення хвильового вектору  $\mathbf{k}$  та частоти  $\omega$  для опису динаміки намагніченості в поглинаючому середовищі: (1) комплексна частота

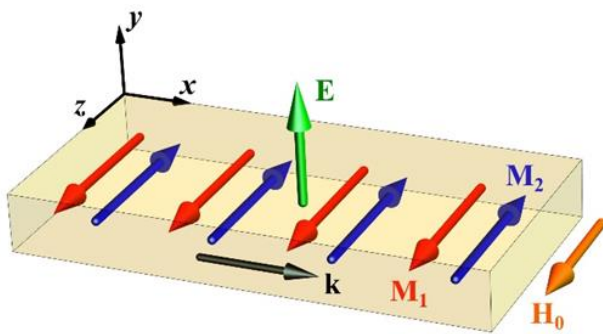


Рисунок 1. — Схематичне зображення антиферромагнетика. Червоні та сині стрілки символізують намагніченість першої та другої підгратки вздовж осі  $z$ .  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{y}$ ,  $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{z}$ ,  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{x}$ .

та дійсний хвильовий вектор та (2) дійсна частота та комплексний хвильовий вектор [4\*]. В третьому розділі використано другий підхід для демонстрації впливу згасання на довжину поширення спінових хвиль, що є важливим параметром для практичного застосування.

**Керування поширенням спінових хвиль за допомогою електричного поля.** Довжина згасання,  $\Lambda$ , довгохвильових спінових хвиль в АФМ, що поширюються вздовж осі  $x$  під дією електричного поля  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{y}$  та магнітного поля  $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{z}$  (рис. 1) має вигляд:

$$\Lambda_{L/R} = \frac{\gamma \mu_0 c_1}{M_0 \tilde{\omega}_{L/R}} \frac{k \pm k_0}{\alpha(J+K) - \alpha_c J} \quad (8)$$

де  $c_1 = 2AK - (d_{AC}E)^2 + 2J(A - A_{12})$ . Константа  $k_0 = Jd_{AC}E/c_1$  описує хірально-залежний зсув мінімальної енергії спінової хвилі вздовж осі хвильового вектора — топологічний ефект електричного поля. Довжини згасання спінових хвиль є асиметричними  $\Lambda_{R/L}(k) \neq \Lambda_{R/L}(-k)$  і демонструють залежність від хіральності (рис. 2). Напрямок електричного поля можна вибрати довжина згасання магнітонів якої хіральності буде більшою.

Комбінація впливів електричного і магнітного полів має трохи складніший характер. Магнітне поле  $\mu_0 H_0 = 0,2$  Тл підсилює вплив електричного поля на згасання і призводить до збільшення  $\Delta\Lambda(k, E) = \Lambda_L(k, E) - \Lambda_R(k, E)$ . Протилежно направлене магнітне поле,  $\mu_0 H_0 = -0,2$  Тл, призводить до збільшення згасання правосторонньої моди, однак  $\Delta\Lambda(k, E)$  стає меншою ніж у випадку позитивного магнітного поля (рис.3а).

Рисунок 3б ілюструє залежність різниці довжин згасання,  $\Delta\Lambda = \Lambda_L(k, E) - \Lambda_R(k, E)$ , від  $k$ . Коли  $H_0 = 0$ ,  $\Delta\Lambda(k, E) = \Delta\Lambda(-k, E)$ . Після досягнення максимального значення при  $k \rightarrow 0$ ,  $\Delta\Lambda(k, E)$  поступово зменшується до межі зони Бріллюена. Магнітне поле призводить до того, що  $\Delta\Lambda(k, E, H) \neq \Delta\Lambda(-k, E, H)$ .

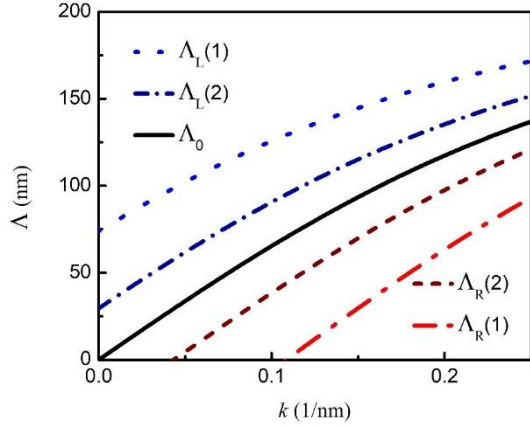


Рисунок 2 – Залежність довжини згасання від хвильового вектору при різному прикладеному електричному полі: (1)  $E = 50$  В/мкм, (2)  $E = 20$  В/мкм. Чорна лінія відповідає  $E = 0$ .  $\alpha = 0.002$ ,  $\alpha_c = 0.001$ ,  $H = 0$ .

За наявності згасання дисперсія магнітонів може бути аномальною, а групова швидкість довгохвильових спінових хвиль може бути значно більшою, ніж за відсутності згасання. Таким чином, виникає питання: як топологічна фаза Ааронова-Кашера впливає на появу аномальної групової швидкості поширення магнітонів?

**Зона аномально швидкого поширення магнітонів.** Для врахування ефекту згасання на дисперсію магнітонів у довгохвильовому наближенні, припустимо, що  $1/\Lambda \sim k$ , але все ще  $a/\Lambda \sim ak \ll 1$ . Частота правосторонніх ( $\omega_R$ ) та лівосторонніх ( $\omega_L$ ) спінових хвиль з урахуванням згасання:

$$\tilde{\omega}_{\frac{L}{R}} = \frac{\gamma\mu_0(k \pm k_0)}{M_0} \sqrt{\frac{c_1[c_2 + (k \pm k_0)^2]}{(1 + \alpha^2 - \alpha_c^2)[(k \pm k_0)^2 + 2c_4(k \pm k_0) + c_3]}} \quad (9)$$

де  $c_2 = K(K + 2J)/c_1 - k_0^2$ ,  $c_3 = [\alpha(K + J) - \alpha_c J]^2 / (\alpha_i c_1)$ ,  $c_4 = \alpha_c d_{AC} E [\alpha(K + J) - \alpha_c J] / (\alpha_i c_1)$ ,  $\alpha_i = 1 + \alpha^2 - \alpha_c^2$ . За відсутності дисипації ( $\alpha =$

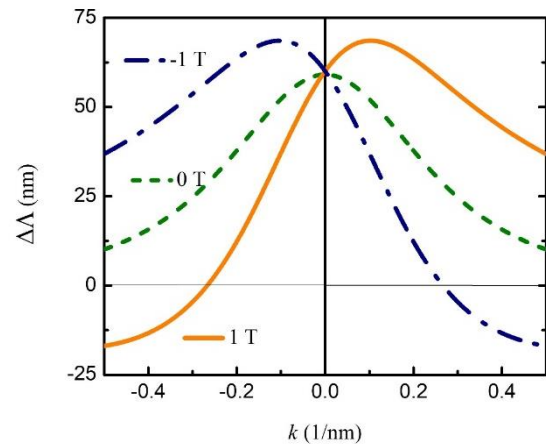
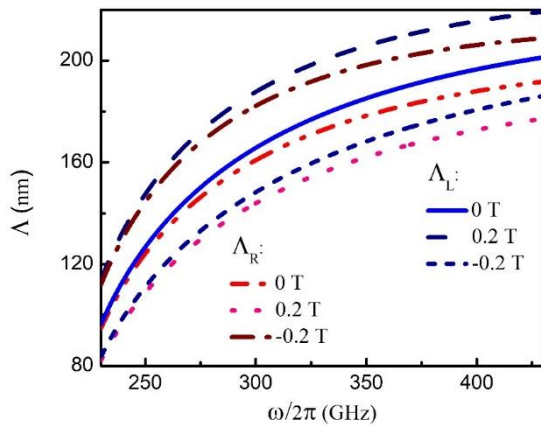


Рисунок 3 – (а) Довжина згасання правосторонньої  $\Lambda_R$  (пунктирні та штрихпунктирні лінії) та лівосторонньої  $\Lambda_L$  (суцільна та штрихові лінії) спінових хвиль за електричного поля  $E = 50$  В/мкм. (б) Різниця між згасанням двох мод,  $\Delta\Lambda = \Lambda_L - \Lambda_R$ , в залежності від значень хвильового вектору за магнітного поля  $\mu_0 H_0$ .

$\alpha_c = 0$ ), для енергії правосторонніх ( $\omega_R$ ) та лівосторонніх ( $\omega_L$ ) спінових хвиль отримуємо ( $\omega_L$  — верхній знак,  $\omega_R$  — нижній знак):

$$\omega_{L/R} = \frac{\gamma\mu_0}{M_0} \sqrt{[\varepsilon_m(k) \mp d_{AC}Ek][\varepsilon_l(k) \pm d_{AC}Ek] \mp \gamma\mu_0 H_0} \quad (10)$$

Тут введено позначення  $\varepsilon_m(k) = [2J + K + (A + A_{12})k^2]$  та  $\varepsilon_l(k) = [K + (A - A_{12})k^2]$ . Електричне поле зміщує частоти спінових хвиль вздовж осі хвильового вектору, а магнітне поле — вздовж осі енергій.

Рис. 4а показує різницю між частотами, отриманими з рівнянь (9) та (10). Скінченне згасання спричиняє різкий провал навколо  $k = k_0$  та  $k = -k_0$  у  $\tilde{\omega}_R(k, E)$  та  $\tilde{\omega}_L(k, E)$  відповідно. Виявити аномальну поведінку дисперсії магнітонів вдалося завдяки врахуванню доданків в розв'язку рівнянь (7), пропорційних  $1/\Lambda^2$ .

За відсутності згасання, групова швидкість правосторонніх та лівосторонніх магнітонів  $v_{R/L}(k, E) = d\omega_{R/L}(k, E)/dk$  дорівнює:

$$v_{L/R} = \left(\frac{\gamma\mu_0}{M_0}\right)^2 \frac{c_1 k \pm d_{AC}EJ \pm 3d_{AC}EA_{12}k^2 + 2k^3(A^2 - A_{12}^2)}{\omega_{L/R}} \quad (11)$$

Таким чином, зовнішнє електричне поле асиметрично розщеплює групову швидкість лівосторонніх та правосторонніх спінових хвиль. Змінюючи знак електричного поля, змінюється і знак асиметрії групової швидкості спінових хвиль.

Аномальне зменшення  $\tilde{\omega}_{L/R}(k, E)$  призводить до аномального збільшення групової швидкості магнітонів. Відкоригована групова швидкість з урахуванням згасання  $\tilde{v}_{L/R}(k, E)$  має вигляд:

$$\tilde{v}_{L/R} = \frac{\gamma\mu_0\sqrt{c_1}}{M_0} \frac{(k \pm k_0)^4 + 3c_4(k \pm k_0)^3 + 2c_3(k \pm k_0)^2 + c_2c_4(k \pm k_0) + c_2c_3}{[(k \pm k_0)^2 + 2c_4(k \pm k_0) + c_3]^2 \sqrt{c_2 + (k \pm k_0)^2}} \quad (12)$$

і в області навколо  $k_0$  є більшою, ніж  $v_{L/R}(k, E)$ , рівняння (11). Для використаних тут магнітних параметрів АФМ діелектрика, на нанорозмірних відстанях значення групової швидкості  $\tilde{v}_{L/R}(k, E)$  може перевищувати 300 км/с. Це значно вище, ніж попередні оцінки без врахування згасання в 10 – 100 км/с, і наближається до 650 км/с, спостереженими в NiO [5\*], де автори назвали це так званім «надсвітлоподібним» поширенням магнітонів. Це вказує на те, що дисипативні ефекти у динаміці спінових хвиль заслуговують більшої уваги, навіть коли коефіцієнт згасання спінових хвиль в АФМ  $\sim 10^{-3} - 10^{-4}$ .

Практично немає різниці між виразами для частоти, довжини згасання та групової швидкості для більшості значень хвильового вектора  $k$ , за винятком невеликої області навколо  $k_0$  (рис.4). Ширина різкого спаду залежить від основних властивостей матеріалу, але його положення,  $k_0 = \pm Jd_{AC}E/c_1$ , може контролюватися зовнішнім електричним полем.

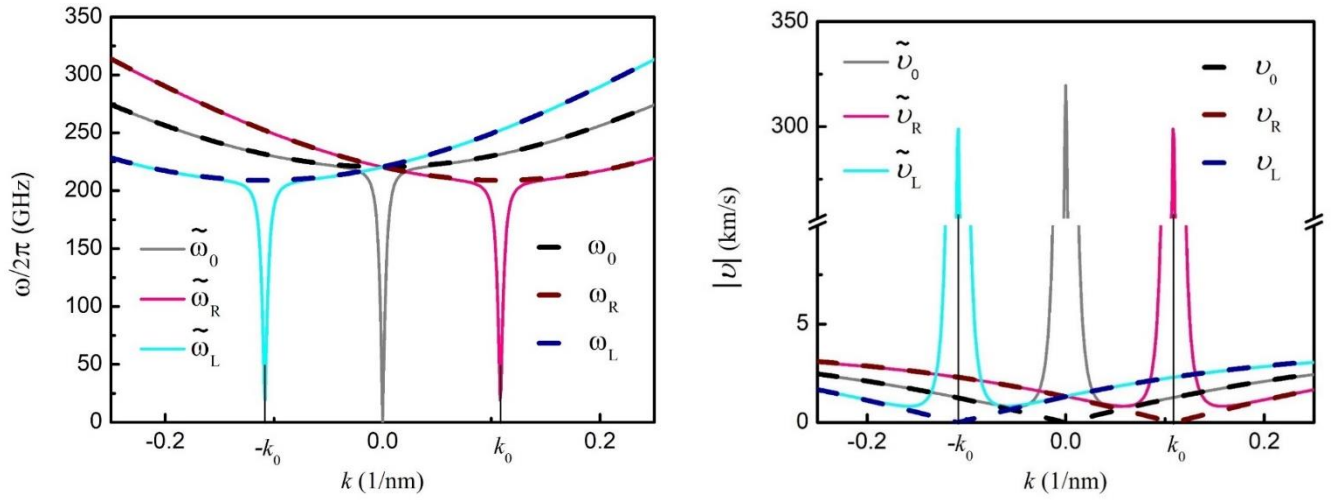


Рисунок 4 – (а) Порівняння спектру спінових хвиль. Штрихові лінії відповідають спектру, порахованому без врахування згасання ( $\omega_R$ ,  $\omega_L$ ,  $\omega_0$ ), суцільні лінії відповідають спектру з урахуванням згасання ( $\tilde{\omega}_R$ ,  $\tilde{\omega}_L$ ,  $\tilde{\omega}_0$ ). Електричне поле  $\mathbf{E} = 50$  В/мкм для правосторонньої та лівосторонньої мод, і  $\mathbf{E} = 0$  для  $\tilde{\omega}_0$  та  $\omega_0$ . (б) Модуль групової швидкості. Штрихові лінії демонструють групову швидкість пораховану без врахування згасання ( $v_R$ ,  $v_L$ ,  $v_0$ ), суцільні лінії демонструють групову швидкість з урахуванням згасання ( $\tilde{v}_R$ ,  $\tilde{v}_L$ ,  $\tilde{v}_0$ ). Електричне поле  $\mathbf{E} = 50$  В/мкм для правосторонньої та лівосторонньої мод, та  $\mathbf{E} = 0$  для  $\tilde{v}_0$  і  $v_0$ .  $\mu_0 H_0 = 0$ .

У **четвертому** розділі, на основі рівнянь Ландау–Ліфшиця–Гілберта з урахуванням дисипативної функції Релея, продемонстровано, що прикладене електричне поле здатне ефективно контролювати часове згасання спінових хвиль з різною хіральністю у двопідгратковому АФМ. Використання комплексної частоти  $\omega$  та дійсного хвильового вектору  $\mathbf{k}$  допомагає дослідити, як згасання впливає на частоту, і описати вплив згасання на резонанс, включаючи однорідну динаміку намагніченості. Розглянуто АФМ з вільною енергією  $F$ :

$$F(\mathbf{m}) = \frac{A}{2} \int_V [(\partial_x \mathbf{m}_1)^2 + (\partial_x \mathbf{m}_2)^2] dx + J \int_V (\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2) dx - \frac{K}{2} \int_V (\mathbf{m}_1^2 + \mathbf{m}_2^2) dx + \frac{D}{2} \int_V (\mathbf{m}_1 \times \partial_x \mathbf{m}_2 + \mathbf{m}_2 \times \partial_x \mathbf{m}_1) dx \quad (13)$$

Перші два члени описують неоднорідний обмінний зв'язок всередині підграток з константою  $A$  та однорідний обмінний зв'язок між підгратками з константою  $J$ . Наступний член відповідає магнітокристалічній анізотропії з константою анізотропії  $K$ . В даному випадку розглядається анізотропія вздовж осі  $\mathbf{z}$ . Останній член описує ефект електричного поля, де  $\mathbf{D} = d_{AC}(\mathbf{E} \times \mathbf{e}_{12})$  — вектор, що залежить від прикладеного електричного поля.

Для отримання аналітичного розв'язку, що описує динаміку намагніченості, використовується феноменологічний підхід із застосуванням системи рівнянь Ландау–Ліфшиця–Гілберта (7) та використанням вільної енергії у вигляді (13) з геометрією відповідно до рис. 1.

**Спектр спінових хвиль.** У випадку часового згасання  $\Gamma \ll \omega$ , отримуємо частоти правополяризованих,  $\omega_+$ , та лівополяризованих,  $\omega_-$ , хвиль у наступному вигляді:

$$\omega_{\pm}(k) = \frac{\gamma}{M_s} \sqrt{\left[ Ak^2 \pm kdE + 2J + K \right] \left[ Ak^2 \mp kdE + K \right]} \quad (14)$$

Різниця між частотою магнона з правою поляризацією та лівою поляризацією полягає в знаку внеску електричного поля:  $kdE$ . За відсутності електричного поля спектр спінових хвиль є виродженим, тобто  $\omega_+ = \omega_-$ .

**Часове згасання спінових хвиль.** Згасання спінових хвиль різної поляризації може відігравати значну роль у практичному застосуванні хіральності в майбутніх пристроях. Часове згасання можна визначити в резонансних експериментах як ширину резонансного піку.

Заміняючи частоту наступним виразом  $\omega = \omega(k) + i\Gamma(k)$  і розв'язуючи рівняння (7) з урахування вільної енергії системи (13), отримуємо наступний вираз для часового згасання:

$$\Gamma_{\pm}(k) = \gamma \frac{\alpha(J + K + Ak^2) - \alpha_c(J \pm kdE)}{M_s(1 + \alpha^2 - \alpha_c^2)} \quad (15)$$

З рівняння (15) випливає, що зовнішнє електричне поле впливає на згасання спінових хвиль через міжпідгратковий демпфуючий зв'язок. Електричне поле призводить до появи двох функцій згасання  $\Gamma_+(k)$  та  $\Gamma_-(k)$ . Як і у випадку частот, зсув двох кривих згасання вздовж осі хвильового вектору прямопропорційно залежить від значення електричного поля (рис. 5а). На рис. 5б показано часове згасання  $\Gamma_{\pm}(k)$  при різних значеннях частоти  $\omega(k)$ .

Рисунок 6 демонструє співвідношення  $\Gamma_{\pm}(k)/\omega_{\pm}(k)$  при різних коефіцієнтах згасання. Якщо різниця між  $\alpha$  та  $\alpha_c$  незначна, то криві співвідношень  $\Gamma_+(k)/\omega_+(k)$  та

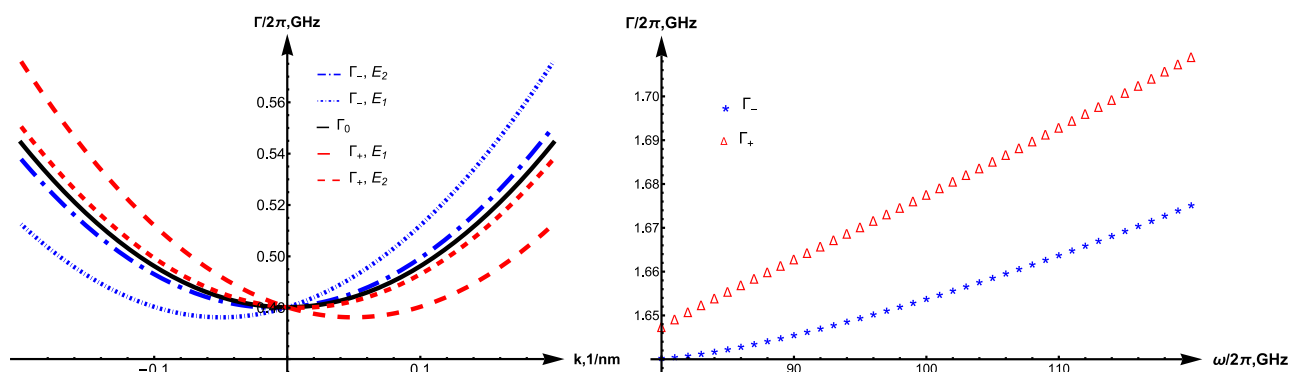


Рисунок 5. – Вплив електричного поля на згасання спінових хвиль  $\Gamma_{\pm}(k)$ . (а)  $E_1 = 50$  В/мкм,  $E_2 = 10$  В/мкм. Суцільна лінія відповідає  $\Gamma_0$ , тобто  $E = 0$ . Параметри згасання:  $\alpha = 0,01$ ,  $\alpha_c = 0,009$ . (б)  $E = 50$  В/мкм. Параметри згасання:  $\alpha = 0,005$ ,  $\alpha_c = 0,001$

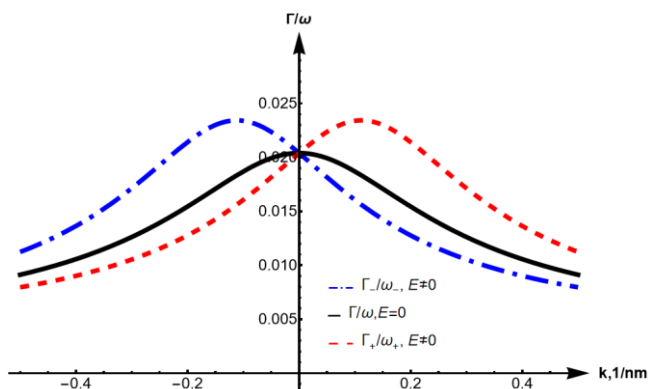


Рисунок 6. – Вплив електричного поля,  $E = 50$  В/мкм, на співвідношення  $\Gamma_+(k)/\omega_+(k)$  (штрихова лінія) та  $\Gamma_-(k)/\omega_-(k)$  (штрих-пунктирна лінія). Суцільна лінія відповідає  $E = 0$ .  $\alpha = 0,005, \alpha_c = 0,001$ .

Отже, вимірювання згасань спінових хвиль під дією ефекту АК може допомогти експериментально виявити параметри міжпідграткового згасання.

В діелектриках коефіцієнти згасання можуть бути малими  $10^{-3} - 10^{-4}$ . Тим не менш навіть при малих значеннях коефіцієнтів згасання співвідношення між ними може значно змінити дисипацію правосторонньої та лівосторонньої мод. Це пов'язано з тим, що коефіцієнт  $\alpha$  відповідає за згасання динаміки намагніченості, тоді як  $\alpha_c$  має анти-демпфуючу поведінку.

В металевих АФМ було показано, що різниця між  $\alpha$  та  $\alpha_c$  може складати майже тисячу разів [6\*]. На жаль, на сьогодні подібних досліджень для АФМ діелектриків

$\Gamma_-(k)/\omega_-(k)$  симетричні відносно осі  $y$ . Пік функції  $\Gamma_{\pm}(k)/\omega_{\pm}(k)$  зміщений вздовж осі хвильового вектора і пропорційний електричному полю. При цьому, чим менша різниця між  $\alpha$  та  $\alpha_c$ , тим більшу вагу має згасання по відношенню до частоти. При одному і тому самому значенні коефіцієнту  $\alpha$ , чим більше міжпідграткове згасання  $\alpha_c$ , тим менше згасання. Це пов'язано з тим, що  $\alpha_c$  носить анти-демпфуючий ефект.

**Вплив міжпідграткового згасання.** В першу чергу потрібно відзначити, що існування міжпідграткового згасання  $\alpha_c$  безпосередньо відповідає за різницю між часовим згасанням магнонів різної поляризації. Якщо  $\alpha_c = 0$ ,  $\Gamma_+ = \Gamma_-$ .

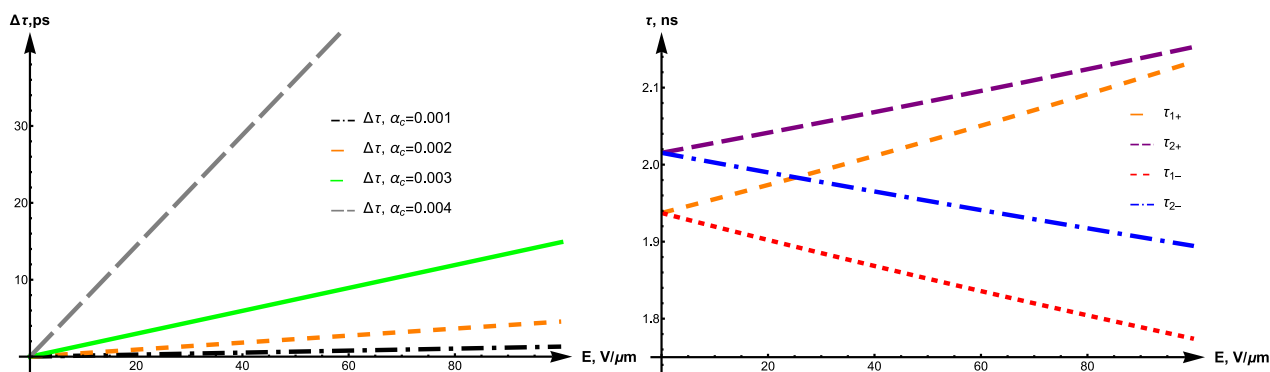


Рисунок 7. – (а) Час релаксації магнона правополяризованої  $\tau_+$  та лівополяризованої  $\tau_-$  мод в залежності від прикладеного електричного поля.  $\tau_{1\pm}$  відповідає  $k = 0,15$  нм $^{-1}$ ,  $\tau_{2\pm}$  відповідає  $k = 0,1$  нм $^{-1}$ .  $\alpha = 0,01, \alpha_c = 0,009$ . (б) Залежність різниці між часом релаксації магнонів різної поляризації,  $\Delta\tau$ , від електричного поля при різних значеннях параметру  $\alpha_c$ : 0,001 (штрих-пунктирна лінія); 0,002 (лінійка з коротким штрихом); 0,003 (суцільна лінія); 0,004 (лінійка з довгими штрихами).  $k = 0,05$  нм $^{-1}$ ,  $\alpha = 0,005$ .

не було проведено, тому питання релевантних значень  $\alpha_c$  та  $\alpha$  залишається



відкритим.

**Час релаксації магнона** – важливий параметр для практичного застосування, який визначається через співвідношення:  $\tau(k) = 1/\Gamma(k)$ . На рис. 7а показано залежність часу релаксації магнона від електричного поля для правої  $\tau_+(k, E)$  та лівої поляризації  $\tau_-(k, E)$ . За відсутності електричного поля  $\tau_+ = \tau_-$ . Зі зростанням електричного поля різниця між часом релаксації магнонних мод з різною поляризацією зростає. Зміна напрямку прикладеного електричного поля призводить до того, що обидві моди міняються місцями. На рис. 7б продемонстровано, як змінюється різниця між часами релаксації магнонів правої та лівої поляризації,  $\Delta\tau = \tau_+ - \tau_-$ , залежно від електричного поля при різних значеннях міжпідграткового коефіцієнту згасання  $\alpha_c$ . Чим більше значення  $\alpha_c$ , тим більшою є різниця між часом релаксації правосторонніх і лівосторонніх спінових хвиль. Це обумовлено тим, що вплив електричного поля завдяки ефекту АК відбувається через взаємодію між підгратками.

У п'ятому розділі наведено теоретичний аналіз результатів експериментальних вимірювань диференціальної провідності точкових контактів Ag/MoRe. На прикладі сплаву  $\text{Mo}_{0.52}\text{Re}_{0.48}$  досліджено параметри порядку двозонних надпровідників за допомогою формалізму Блондера-Тінкхема-Клапвійка (БТК) (рис. 8) і розвинутого нами методу розсіювання квазічастинкових збуджень в металевих гетероструктурах (рис. 9). Обґрунтовано необхідність введення додаткових параметрів для опису поведінки двозонного надпровідника з двома різними щілинами.

**Формалізм Блондера-Тінкхема-Клапвійка.** Найпопулярнішим способом інтерпретації спектрів провідності  $G_S(V) = dI_S(V)/dV$  є модель Блондер-Тінкхема-Клапвійка (БТК) [7\*], яка припускає кулонівський та одномірний характер електронного транспорту і описує розсіяння на межі N/S (N – нормальний метал, S – надпровідник) за допомогою параметра  $Z$ , який визначає ймовірність проходження електрона через бар'єр  $D_N = 1/(1 + Z^2)$  у нормальному стані, а також ймовірність відбиття  $R_N = 1 - D_N = Z^2/(1 + Z^2)$ . Для надпровідника з однією зоною загальна формула для розрахунку відношення диференційної провідності в надпровідному і нормальному станах має вигляд:

$$\frac{G_S(V)}{G_N} = 1 + \frac{1 + D_N |\gamma(E)|^2 - R_N |\gamma^2(E)|^2 - |1 - R_N \gamma^2(E)|^2}{|1 - R_N \gamma^2(E)|^2} \quad (16)$$

де  $\gamma(E) = \frac{\Delta}{E + \sqrt{E^2 - \Delta^2}}$ ,  $E = eV$ , а нормальна провідність  $G_N$  пропорційна величині  $D_N$ . Додатково вводиться стала уявна частина в енергії електронів  $E \rightarrow E + i\Gamma$ , де  $\Gamma$  — так званий параметр Дайнса, що визначається умовами підготовки зразка та температурою експерименту [8\*]. В результаті маємо три регульовані параметри для надпровідника з однією зоною: енергетичну щілину  $\Delta$ , коефіцієнт розсіяння на інтерфейсі  $Z$  та параметр Дайнса  $\Gamma$ .

**Розширення теоретичного підходу на двозонні надпровідники.** Для двозонного надпровідника кількість параметрів зростає до семи:  $\Delta_l, \Delta_s, Z_l, Z_s, \Gamma_l, \Gamma_s$  та, нарешті, ваговий коефіцієнт  $w_l < 1$  (для другої зони  $w_s = 1 - w_l$ ), який визначає відносний внесок двох зон у вимірювану криву  $G(V) = w_l G_l(V) + w_s G_s(V)$ .

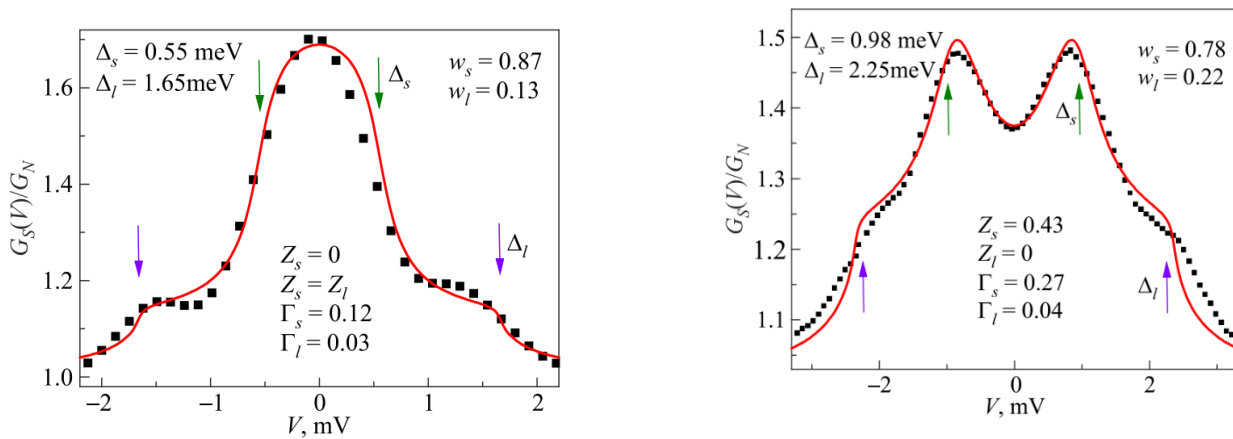


Рисунок 8 – Диференціальна провідність  $G_S(V) = dI_S(V)/dV$  зразків, утворених срібною голкою та плівкою Mo–Re. Вклад зони з меншою щільною домінує, температура вимірювання становила 4,2 К. (а) Криву  $G_S(V)$  нормовано на провідність контакту в нормальному стані  $G_N = 1/R_N = 0,19$  См. Розміри енергетичних щілин:  $\Delta_s = 0,55$  меВ та  $\Delta_l = 1,65$  меВ. (б) Криву  $G_S(V)$  нормовано на провідність контакту в нормальному стані  $G_N = 1/R_N = 0,32$  См. Значення енергетичних щілин:  $\Delta_s = 0,98$  меВ та  $\Delta_l = 2,25$  меВ.

Відповідні значення цих параметрів, при яких сумарна крива  $G_S(V)$  у надпровідному стані найкраще описує експериментальні дані, наведені на рис. 8 (формалізм БТК) та 9 (метод розсіювання квазічастинкових збурень).

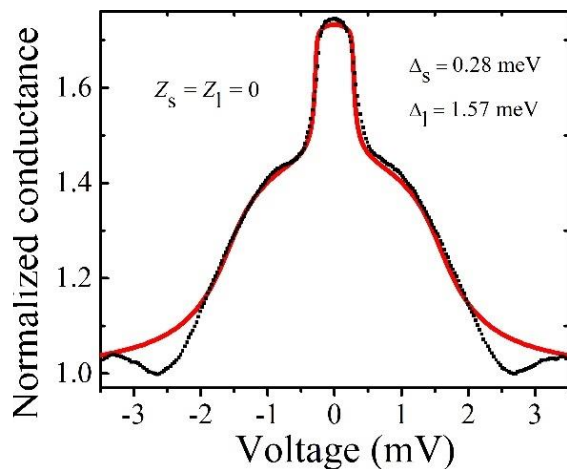


Рисунок 9 – Нормована провідність контакту Ag/Mo<sub>0.52</sub>Re<sub>0.48</sub>. Експеримент – чорні крапки, теоретична крива – суцільна червона лінія. Отримані значення  $\Delta_s = 0.28$  меВ та  $\Delta_l = 1.57$  меВ, відносний внесок зони з більшою щільною в 2,2 рази більше ніж внесок зони з меншою щільною. Параметри Дайнса:  $\Gamma_s = 0,01$  меВ,  $\Gamma_l = 0,35$  меВ; параметри розсіювання на інтерфейсі  $Z_s = Z_l = 0$ .  $T = 4,2$  К.

**Метод розсіювання квазічастинкових збурень.** Застосування підходу Ландауєра–Бюттікера до транспортних характеристик [9\*] дозволяє отримати загальну формулу залежності диференційної провідності від напруги:

$$G_S(V) = \frac{2e^2}{h} \sum_i \left[ 1 - (R_i^{ee})^2 + (R_i^{eh})^2 \right] \quad (17)$$

де  $R_{ee}(\varepsilon)$  та  $R_{eh}(\varepsilon)$  — коефіцієнти, що відповідають електрон-електронному та електрон-дірковому розсіянню, мають вигляд:

$$R^{ee} = r^e + \frac{t^e r^{eh} r^h r^{he} t^e}{1 - r^h r^{he} r^{eh} r^e}, R^{eh} = \frac{t^e r^{eh} t^h}{1 - r^h r^{he} r^{eh} r^e}, \quad (18)$$

де  $r$  – ймовірнісні амплітуди відбиття та  $t$  – проходження електронів ( $e$ ) і дірок ( $h$ ) для контакту двох нормальних плівок:  $r^e = (r^h)^* = -\frac{Z}{Z-i}$ ,  $t^e = (t^h)^* = -\frac{i}{Z-i}$ ,  $r^{eh(h e)} =$



амплітуди ймовірностей андреєвського відбиття електрона в дірку та дірки в електрон:  $r^{eh(he)}(\varepsilon) = (\varepsilon - h(\varepsilon))/\Delta$ . Тут  $\varepsilon = E - E_F$  — енергія квазічастинки відносно рівня Фермі  $E_F$ , якщо  $|\varepsilon| > \Delta$ , то  $h(\varepsilon) = \text{sign}(\varepsilon)\sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2}$ , а якщо  $|\varepsilon| < \Delta$ , то  $h(\varepsilon) = i\sqrt{\Delta^2 - \varepsilon^2}$ .

На рис. 9 продемонстровано типовий спектр провідності  $dI(V)/dV$  для точкового контакту  $\text{Ag}/\text{Mo}_{0.52}\text{Re}_{0.48}$  з критичною температурою плівки  $\text{Mo-Re}$  близько 11 К. Виміряна крива є сумою двох подібних внесків, але з різними енергетичними щілинами.

Отримані результати переконливо свідчать про наявність двох енергетичних щілин у спектрі квазічастинкових станів дослідженого надпровідного сплаву молібден-реній. Це перше спостереження двозонної надпровідності в сплавах  $\text{Mo-Re}$  зі вмістом ренію понад 40 ат. %, де раніше виміри електронної теплоємності вказували на звичайну однозонну надпровідність.

Як можна побачити із рис. 8 і 9, мають місце помітні відмінності в значеннях щілин  $\Delta_l$  і  $\Delta_s$ . Це, ймовірно, є наслідком значної анізотропії двох електронних зон, які визначають характеристики  $I(V)$  досліджуваних гетероструктур. Невеликі бар'єри (рис. 8б) зазвичай спостерігалися для зразків із більшими розмірами контакту. Ймовірно контакт фактично формується між двома зернами з різною орієнтацією або його інтерфейс є суттєво неоднорідним, що пояснює різну силу бар'єра  $Z_s \neq Z_l$  на рис. 8б.

Через малу площину контактів мікроконтактна спектроскопія в змозі отримувати дані лише від окремих мікророзмірних кристалів з різними кристалографічними напрямками, тоді як, наприклад, вимірювання електронної теплоємності у сплаві молібден-реній дають усереднені характеристики по всіх напрямках. Локальні зміни надпровідних властивостей у поверхневій області можуть бути ще одним джерелом розбіжностей між методами, чутливими до поверхні, і методами, що досліджують об'єм зразків.

Досліджувані точкові контакти демонструють наявність двох енергетичних щілин у надпровідних сплавах  $\text{Mo-Re}$  з приблизно рівними концентраціями компонентів. Досить велике співвідношення  $2\Delta_l/k_B T_c$  для більшої щілини вказує на сильну електрон-фононну взаємодію, принаймні, на поверхні цього сплаву.

Окрім очевидної мети підвищення  $T_c$ , існування кількох конденсатів куперівських пар з різними параметрами порядку та слабкою джозефсонівською взаємодією між ними дає можливість використовувати цей матеріал для дослідження нових квантово-когерентних станів, які можуть проявляти себе в ряді специфічних квантових явищ, пов'язаних з фазовою різницею хвильових функцій різних електронних конденсатів.

## ВИСНОВКИ

Найбільш важливі результати роботи полягають у наступному:

1. Вперше за допомогою діаграмної техніки спінових операторів встановлено частоти і згасання двох видів двомагнетонних поздовжніх збуджень в антиферромагнетик: (а) одночасне народження або анігіляція двох магнетонів та (б) народження одного магнетона і анігіляції іншого магнетона. При малих хвильових векторах частота збуджень в першому процесі має лінійну залежність від хвильового вектора. Цей процес не

зникає за відсутності теплових збуджень. Його згасання лінійно залежить від температури і квадратично від хвильового вектору. Другий процес повністю залежить від теплових збуджень і має меншу енергію, ніж збудження одного «поперечного» магнона. Його частота прямо пропорційна хвильовому вектору та квадратному кореню з температури. Згасання лінійно залежить від хвильового вектору.

2. Вплив топологічного ефекту АК на розповсюдження спінової хвилі залежить від її хіральності. Вперше показано, що чим більше прикладене зовнішнє електричне поле, тим більша різниця між згасанням двох хвиль у просторі. Комбінуючи магнітне і електричне поле можна керувати довжиною згасання спінових хвиль. Зокрема продемонстровано, що додавання магнітного поля може збільшувати різницю між згасанням правосторонньої та лівосторонньої мод, або навпаки зменшувати, якщо змінити його напрямок.

3. Вперше показано, що під дією електричного поля спінові хвилі правосторонньої та лівосторонньої мод мають різні групові швидкості, та в діапазоні хвильового вектору навколо  $\pm k_0$  можуть досягати аномально високих значень. В наведеному прикладі групова швидкість може приймати значення до 305 км/с. В той же час частота спінових хвиль зазнає різкого зменшення, мінімальне значення частот правосторонньої та лівосторонньої хвиль зсунуте електричним полем вздовж осі хвильового вектору на величину  $\pm k_0$ , яка прямопропорційна електричному полю, та залежить від спин-орбітальної взаємодії, обмінної енергії та анізотропії АФМ.

4. Вперше пораховано часове згасання для право- та лівополяризованих хвиль під дією ефекту АК. Показано, що міжпідгратковий коефіцієнт згасання, отриманий з дисипативної функції Релея, забезпечує різницю між часовим згасанням правосторонніх та лівосторонніх магنونів під дією електричного поля. Чим більше прикладене електричне поле, тим більша різниця у часі релаксації між хвилями різної поляризації.

5. На основі аналізу отриманих спектрів точкових контактів Ag/Mo<sub>0.52</sub>Re<sub>0.48</sub> підтверджено попередні висновки щодо існування в надпровідних сплавах Mo–Re з приблизно рівними концентраціями компонентів двох енергетичних щілин та продемонстровано наявність сильної електрон-фононої взаємодії у більшій щілині та домінування внеску зони з меншою щілиною у диференціальну провідність контакту.

## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- [1\*] V. G. Baryakhtar, V. N. Krivoruchko, and D. A. Yablonskii, *Green Functions in the Theory of Magnetism*. Kyiv: Naukova Dumka, 1984.
- [2\*] T. Liu and G. Vignale, “Electric Control of Spin Currents and Spin-Wave Logic,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, p. 247203, 2011; <https://doi.org/10.1103/physrevlett.106.247203>.
- [3\*] H. Y. Yuan, Q. Liu, K. Xia, Z. Yuan, and X. R. Wang, “Proper dissipative torques in antiferromagnetic dynamics,” *EPL*, vol. 126, no. 6, p. 67006, 2019; <https://doi.org/10.1209/0295-5075/126/67006>.
- [4\*] M. Dehmollaian and C. Caloz, “General Mapping between Complex Spatial and Temporal Frequencies by Analytical Continuation,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 69, no. 10, p. 6531, 2021; <https://doi.org/10.1109/TAP.2021.3061262>.
- [5\*] K. Lee *et al.*, “Superluminal-like magnon propagation in antiferromagnetic NiO at nanoscale distances,” *Nat. Nanotechnol.*, vol. 16, p. 1337, 2021;

<https://doi.org/10.1038/s41565-021-00983-4>.

- [6\*] Q. Liu, H. Y. Yuan, K. Xia, and Z. Yuan, “Gilbert damping in antiferromagnets,” *Phys. Rev. Mater.*, vol. 1, no. 6, p. 061401(R), 2017; <https://doi.org/10.1103/PhysRevMaterials.1.061401>.
- [7\*] D. Daghero and R. S. Gonnelli, “Probing the multiband nature of MgB<sub>2</sub> by point-contact spectroscopy,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 23, no. 4, p. 043001, 2009; <https://doi.org/10.1088/0953-2048/23/4/043001>.
- [8\*] F. Herman and R. Hlubina, “Point-contact spectroscopy of a two-band superconductor,” *Phys. Rev. B*, vol. 94, p. 144508, 2016; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.94.144508>.
- [9\*] T. Ouisse, *Electron Transport in Nanostructures and Mesoscopic Devices: An Introduction*. London: Wiley-ISTE, 2013.

## СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

### Статті в індексованих у Scopus і/або Web of Science виданнях

1. O.O. Boliasova, V.M. Krivoruchko, “Electric-field control of temporal attenuation right-handed and left-handed magnons in antiferromagnets,” *Metallophysics and Advanced Technologies*, Vol. 47, No. 6, p. 581–594 (2025); <https://doi.org/10.15407/mfint.47.06.0581> (квартиль Q3/Q4 у Scopus/WoS).
2. O.O. Boliasova, V.N. Krivoruchko, “Magnonic Aharonov–Casher effect and electric field control of chirality-dependent spin-wave dynamics in antiferromagnets,” *Physical Review B*, Vol. 111, No. 10, p. 174440-1–10 (2025); <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.111.174440> (квартиль Q1 у Scopus/WoS).
3. V. Tarenkov, A. Shapovalov, O. Boliasova, M. Belogolovskii, A. Kordyuk, “Two-band superconductivity in a Mo–Re alloy with an equal concentration of the components,” *Low Temperature Physics*, Vol. 47, No. 2, p. 101–105 (2021); <https://doi.org/10.1063/1.50003168> (квартиль Q3/Q4 у Scopus/WoS).
4. A.P. Shapovalov, M.O. Belogolovskii, O.O. Boliasova, O.A. Kordyuk, “Binary molybdenum compounds: Promising materials for novel physics of superconductivity and practical application,” *Progress in Physics of Metals*, Vol. 22, No. 3, p. 352–381 (2021); <https://doi.org/10.15407/ufm.22.03.352> (квартиль Q1/Q3 у Scopus/WoS).
5. O.O. Boliasova, V.N. Krivoruchko, “Longitudinal spin dynamics in the Heisenberg antiferromagnet: Two-magnon excitations,” *Ukrainian Journal of Physics*, Vol. 65, No. 10, p. 865–874 (2020); <https://doi.org/10.15407/ujpe65.10.865> (квартиль Q4 у Scopus/WoS).
6. O.I. D'yachenko, V.Yu. Tarenkov, O.O. Boliasova, V.M. Krivoruchko, “Reversible effects of instability in tunnel manganite-metal contacts,” *Metallophysics and Advanced Technologies*, Vol. 40, No. 3, p. 291–299 (2018); <https://doi.org/10.15407/mfint.40.03.0291> (квартиль Q3 у Scopus).
7. O. Boliasova, V. Krivoruchko, “Two-magnons longitudinal excitations in the Heisenberg antiferromagnets,” *2019 IEEE 9th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties (NAP)*, Odessa, Ukraine, 2019, p. 02M26-1–5; <https://doi.org/10.1109/nap47236.2019.216954> (індексована у Scopus/WoS).

8. O. Boliasova, V. Krivoruchko, "Electric-field control of magnetization dynamics in anti-ferromagnets," *2023 IEEE Nanotechnology Materials and Devices Conference (NMDC)*, Paestum, Italy, 2023, p. 352;  
<https://doi.org/10.1109/nmdc57951.2023.10343910> (індексована у Scopus).
9. A. Shapovalov, O. Boliasova, M. Belogolovskii and O. Kalenyuk, "Two-Band/Two-Gap Superconductivity in Molybdenum–Rhenium Alloys," *2021 IEEE 12th International Conference on Electronics and Information Technologies (ELIT)*, Lviv, Ukraine, 2021, p. 242–245;  
<https://doi.org/10.1109/ELIT53502.2021.9501131> (індексована у Scopus).

### Праці апробаційного характеру

10. O. Boliasova, V. Krivoruchko, "Spin wave`s dynamics in the two-sublattice magnets," *2023 IEEE 13th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties (NAP)*, Bratislava, Slovakia, 2023, Sep. 10–15, p. 07nmm-58;  
[https://ieeenap.org/data/Book\\_of\\_Abstracts\\_2023.pdf](https://ieeenap.org/data/Book_of_Abstracts_2023.pdf)
11. O.O. Boliasova, V.N. Krivoruchko, "Electric field effect on superluminal-like magnons propagation in insulating antiferromagnets," *V International Conference "Condensed Matter and Low Temperature Physics"*, Kharkiv, Ukraine, 2025, June 2–6, p. 101, ISBN 978-617-95455-9-7; [https://www.ilt.kharkov.ua/cmltp2025/doc/Book\\_of\\_Abstracts\\_2025.pdf](https://www.ilt.kharkov.ua/cmltp2025/doc/Book_of_Abstracts_2025.pdf)
12. O.O. Boliasova, V.N. Krivoruchko, "The electric field quantum control of spin-waves dynamics in easy axis antiferromagnets," *Book of Abstracts Bogolyubov Kyiv Conference "Problems of Theoretical and Mathematical Physics"*, Kyiv, Ukraine, 2024, Sep. 24–26, p. 36; <https://indico.bitp.kiev.ua/event/13>, <https://indico.bitp.kiev.ua/event/13/book-of-abstracts.pdf>
13. O. Boliasova, V. Krivoruchko, "The magnonic Aharonov–Casher effect and electric field control of spin waves dynamics in ferro- and antiferromagnetic nanostripes," *Workshop Program & Book of Abstracts IEEE Magnetics Society "Magnetism for Ukraine Initiative" Workshop*, Kyiv, Ukraine, 2024, Nov. 14, p. 29–30;  
<http://ukr.imag.kiev.ua/content/files/ws/abstracts-book-ws.pdf#page=29>
14. O. Boliasova, V. Krivoruchko, "Spin-Wave Damping in the Presence of Dzyaloshinskii-Moriya Interaction," *2022 IEEE 12th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties*, Kraków, Poland, 2022, Sep. 11-16, p. 07nmm-29; [https://ieeenap.org/data/IEEE\\_NAP-2022\\_Book\\_of\\_Abstracts.pdf](https://ieeenap.org/data/IEEE_NAP-2022_Book_of_Abstracts.pdf)
15. O. Boliasova, V. Krivoruchko, "Manipulation of spin-waves dynamics in two-sublattice antiferromagnet by an electric field," *DPG Meeting 2023 in Dresden*, Dresden, Germany, 2023; <https://www.dpg-verhandlungen.de/year/2023/conference/skm/part/ma/session/23/contribution/79>
16. O. Boliasova, V. Krivoruchko, "Electric field effect on spin-wave`s dynamics in anti-ferromagnets," *DPG Meeting 2022 in Regensburg*, Regensburg, Germany, 2022; <https://www.dpg-verhandlungen.de/year/2022/conference/regensburg/part/ma/session/35/contribution/77>
17. O. Boliasova, V. Krivoruchko, "Damping nonreciprocity of spin waves in long-periodic two-sublattice antiferromagnets," *Workshop «Functional materials for technical and biomedical applications»*, Kharkiv, Ukraine, 2020, Sept. 7–10, p. 30.

18. О. Болясова, В. Криворучко, “Дисипативні процеси в двопідгратковому антиферомагнетизмі з взаємодією Дзялошинського-Морія,” *20-та Всеукраїнська школа-семинар зі статистичної фізики*, Львів, Україна, 2020, 15–16 жовтня, 2020, с. 24; [icmp.lviv.ua/konkurs/abstracts/YS2020.pdf](http://icmp.lviv.ua/konkurs/abstracts/YS2020.pdf)
19. O. Boliasova, V. Krivoruchko, “Longitudinal magnetization dynamics in antiferromagnets: Spin Green functions approach,” *School-conference «Modern material science: physics, chemistry, technology» (MMSPCT-2019)*, May 27–31, 2019, Uzhgorod, Ukraine, p. 133–134, ISBN 978-966-02-8903-1.
20. O. Boliasova, V. Krivoruchko, “Longitudinal spin dynamics in antiferromagnets: Green functions approach,” *XIV International Conference “Electronics and Applied Physics”*, Kyiv, Ukraine, 2018, Oct. 23–26, p. 40.
21. V. Krivoruchko, O. Boliasova, “Longitudinal Magnetization Dynamics in the Heisenberg Antiferromagnet,” *3rd International Advanced School on Magnonics*, Kyiv, Ukraine, 2018, Sep. 17–21, p. 120.
22. O. Boliasova, V. Krivoruchko, “Longitudinal spin dynamics in antiferromagnets: Diagrammatic technique,” *VIII Young Scientists Conference “Problems of Theoretical Physics”*, Kyiv, Ukraine, 2017, Dec. 12–14, p. 43.

## АНОТАЦІЯ

Болясова О.О. «Квантові динамічні ефекти в двокомпонентних системах: антиферомагнетизм і двозонні надпровідники». – Кваліфікаційна наукова робота на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.07 – фізика твердого тіла, – Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України, Київ, 2025.

Дисертаційна робота присвячена вивченню квантових явищ у антиферомагнетиках та двозонних надпровідниках. Обидва типи матеріалів є перспективними кандидатами для використання в квантових технологіях та електроніці майбутнього. Їх об’єднує наявність додаткової ступені свободи – в антиферомагнетиках це можливість керувати хіральністю, а в надпровідниках – використання двох зон.

Показано, що поведінка динаміка антиферомагнетика складається з двох каналів: (1) одночасне збудження або анігіляція двох магнонів та (2) збудження одного магнона і анігіляція другого магнона. Обидва канали мають різні залежності від температури і хвильового вектору. Вперше продемонстровано, як ці канали двомагнонних взаємодій згасають.

Продemonстровано, що в антиферомагнетиках під дією електричного поля в частотному спектрі і груповій швидкості є аномальна зона, в якій відбувається сильне «тертя», що призводить до значного зменшення частотних характеристик, а також різкого стрибку групової швидкості в діапазон 300 км/с. Продemonстровано, як просторове і часове згасання відрізняється для правосторонньої та лівосторонньої хвилі під дією ефекту Ааронова–Кашера.

Проведено розрахунки параметрів порядку сплаву  $\text{Mo}_{0.52}\text{Re}_{0.48}$  на основі диференціальної провідності точкових контактів  $\text{Ag}/\text{Mo}_{0.52}\text{Re}_{0.48}$ . Підтверджено гіпотези

про двозонність цього сплаву і можливість використовувати його для дослідження ефектів багатозонності.

**Ключові слова:** антиферромагнетики, динаміка спінових хвиль, діаграмна техніка для спінових операторів, дисипація, рівняння Ландау–Ліфшиця–Гілберта, правостороння та лівостороння поляризації, двозонні надпровідники, теорія БТК (Блондера–Тінкхема–Клапвійка)

## ABSTRACT

**Boliasova O.O.** «Quantum Dynamical Effects in Two-Component Systems: Antiferromagnets and Two-Band Superconductors». – **Qualifying scientific paper printed as manuscript.**

Thesis for acquiring PhD in Physics and Mathematics on speciality 01.04.07 – “Solid State Physics”. – G.V. Kurdyumov Institute for Metal Physics of the N.A.S. of Ukraine, Kyiv, 2025.

This dissertation addresses the investigation of quantum phenomena in antiferromagnets and two-band superconductors. Both classes of materials are considered promising candidates for applications in quantum technologies and next-generation electronics. What unites them is the presence of an additional degree of freedom – in antiferromagnets, the ability to control chirality, and in superconductors, the utilization of two electronic bands.

The longitudinal dynamics of an antiferromagnet are shown to decompose into two distinct channels: (i) the simultaneous excitation or annihilation of two magnons, and (ii) the excitation of one magnon accompanied by the annihilation of another. These channels display different dependencies on temperature and wave vector. For the first time, the mechanisms governing the decay of such two-magnon interaction channels are demonstrated.

Furthermore, it is revealed that, under the influence of an external electric field, antiferromagnets exhibit an anomalous region in the frequency spectrum and group velocity. Within this regime, strong “friction” effects emerge, resulting in a pronounced reduction of spectral characteristics and a sharp jump in group velocity up to  $\sim 300$  km/s. Distinct spatial and temporal damping behaviors of right- and left-handed spin waves induced by the Aharonov–Casher effect are also established.

In addition, the order parameters of the  $\text{Mo}_{0.52}\text{Re}_{0.48}$  alloy have been evaluated from the differential conductance of  $\text{Ag}/\text{Mo}_{0.52}\text{Re}_{0.48}$  point contacts. The analysis confirms the two-band nature of this alloy and validates its suitability as a platform for exploring multi-band superconductivity effects.

**Keywords:** antiferromagnets, spin-wave dynamics, diagrammatic technique for spin operators, dissipation, Landau–Lifshitz–Gilbert equation, right-handed and left-handed polarizations, two-band superconductors, BTK (Blonder–Tinkham–Klapwijk) theory.

Підписано до друку 03.09.2025 р.  
Формат 60х84/16. Друк цифровий.  
Умов. друк. арк.: 0,9  
Наклад прим.: 100. Замовлення № 0209/25  
Виготовлювач: СПД Андрієвська Л.В.  
м. Київ, вул. Бориспільська, 9а,  
Свідоцтво: серія В03 № 919546 від 19.09.2004 р.