

НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ імені ІГОРЯ
СІКОРСЬКОГО»

Фізико-математичний факультет
Кафедра загальної фізики та моделювання фізичних процесів

«На правах рукопису»
УДК 535; 537

«До захисту допущено»


Завідувач кафедри
Дар'я Савченко
(ім'я, прізвище)
« » 20 р.

Магістерська дисертація

зі спеціальності 104 – фізика та астрономія
Освітньо – професійна програма «Комп'ютерне моделювання фізичних процесів»

на тему: ПАРАМЕТРИ КІЛЕЦЬ НЬЮТОНА ДЛЯ СПІНОВИХ ХВИЛЬ В
ФЕРОМАГНІТНІЙ СИСТЕМІ

Виконав (-ла): студент другого (магістерського) рівня вищої освіти,
групи ОФ-21мп Мирний Єгор Олегович
(шифр групи) (ПІБ)



(підпис)

Науковий керівник Завідувач кафедри загальної фізики,
д. ф.-м. н., професор. Решетняк С.О.
(посада, науковий ступінь, вчене звання, ПІБ)



(підпис)


Консультант Інтерференція спінових хвиль на різних об'єктах
(назва розділу)

Завідувач відділу Інституту магнетизму НАНУ та МОНУ.
д. ф.-м. н. Верба Р.В.
(науковий ступінь, вчене звання, ПІБ)


(підпис)

Рецензент Заступник директора Інституту
магнетизму НАНУ та МОНУ. д. ф.-м. н., професор Джежеря Ю.І.
(посада, науковий ступінь, вчене звання, ПІБ)


(підпис)

Засвідчую, що у цій магістерській дисертації немає запозичень
з праць інших авторів без відповідних посилань. Студент 

(підпис)

Київ – 2024року

**Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут
імені Ігоря Сікорського»**

Інститут/факультет фізико-математичний
(повна назва)

Кафедра загальної фізики та моделювання фізичних процесів
(повна назва)

Рівень вищої освіти – другий (магістерський) за освітньо-професійною програмою «Комп'ютерне моделювання фізичних процесів»

Спеціальність 104 – фізика та астрономія

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри

Дар'я Савченко

(підпис)

(ім'я, прізвище)

«__» _____ 20__ р.

**1. ЗАВДАННЯ
на магістерську дисертацію студенту**

Мирний Єгор Олегович

(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема дисертації Параметри кілець Ньютона для спінових хвиль в феромагнітній системі

Науковий керівник дисертації Решетняк С.О. Завідувач кафедри загальної фізики, д. ф.-м. н., професор.

(прізвище, ім'я, по батькові, науковий ступінь, вчене звання)

затверджені наказом по університету від «__» _____ 20__ р. № _____

2. Строк подання студентом дисертації 09.01.2024

3. Об'єкт дослідження
Спінові хвилі

4. Предмет дослідження
Процеси інтерференції об'ємних спінових хвиль

5. Перелік завдань, які потрібно розробити (мінімум 4)

- Побудувати модель розповсюдження спінових хвиль у клині та дослідити умови, за яких інтерференція не спостерігається.

- Визначити залежність інтенсивності хвилі в залежності від параметрів феромагнітного середовища, а також від кута клину та відстані від вершини клину
- Побудувати модель розповсюдження спінових хвиль у системі “сферична поверхня – плоска поверхня”.
- Визначення залежності параметрів кілець Ньютона для об’ємних спінових хвиль в залежності від частоти спінових хвиль, зовнішнього магнітного поля та кута падаючої хвилі.
- На підставі проведеного дослідження запропонувати *загальні рекомендації* для використання отриманих результатів у науковій та/або практичній діяльності

6. Перелік графічного (ілюстративного) матеріалу Рисунків – 16

7. Орієнтовний перелік публікацій Мирний Є. О., Решетняк С. О. Параметри кілець Ньютона для об’ємних спінових хвиль в одновісних феромагнітних кристалах //Збірник праць XXI Міжнародної молодіжної науково-практичної конференції «Історія розвитку науки, техніки та освіти», присвяченої 125-річчю КПі ім. Ігоря Сікорського. – 2023. – С. 95-98.

8. Консультанти розділів дисертації*

Розділ	Прізвище, ініціали та посада консультанта	Підпис, дата	
		завдання видав	завдання прийняв
3	Верба Р.В. Завідувач відділу Інституту магнетизму НАНУ та МОНУ. д. ф.-м. н.	04.09	26.10


9. Дата видачі завдання 04.09.23

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№ з/п	Назва етапів виконання магістерської дисертації	Строк виконання етапів магістерської дисертації	Примітка
1	Проходження інструктажу з техніки безпеки та охорони праці	01.09.2023	Виконано
2	Ознайомлення з місцем роботи	01.09.2023	Виконано
3	Вивчення літературних джерел, складання огляду літератури	1.06.2023-13.08.2023	Виконано
4	Пошук і добір фактичних матеріалів, їх групування	14.08.2023-01.09.2023	Виконано
5	Наукові дослідження за темою МД	02.09.2023-01.11.2023	Виконано
6	Аналіз отриманих результатів	02.11.2023-16.11.2023	Виконано
7	Підготовка розділів МД на основі отриманих даних по темі МД	02.09.2023-01.11.2023	Виконано
8	Підготовка звіту з МД та оформлення презентацій до захисту	16.11.2023-12.12.2023	Виконано
9	Надання роботи на перевірку керівнику МД	17.12.2023	Виконано
10	Отримання відгуку від керівника МД	18.12.2023	Виконано
11	Перевірка МД на плагіат	19.12.2023	Виконано
12	Формування плану публікацій по темі МД або документів по впровадженню (лист з підприємства або подання проекту впровадження в «КПІ ім. Ігоря Сікорського»)	20.12.2023	Виконано
13	Подання МД на рецензію	20.12.2023	Виконано
14	Попередній захист МД	26.12.2023	Виконано
15	Виправлення матеріалів МД згідно з зауваженнями комісії на попередньому захисті	26.12.2023	Виконано
16	Здача МД на нормоконтроль (додержання вимог ДСТУ до оформлення МД)	29.12.2023	Виконано
17	Здача МД (друкований та	09.01.2024	Виконано


	електронний варіанти), Відгуку та Рецензії на кафедрі загальної фізики та МФП		
18	Відправка анотації МД на сайт кафедри загальної фізики та МФП	09.01.2024	Виконано
19	Остаточний захист МД	16.01.2024	Виконано
20	Відправка матеріалів МД у бібліотеку «КПІ ім. Ігоря Сікорського» та сайт кафедри загальної фізики та ФТТ	16.01.2024	Виконано

Студент


 (підпис)

Є.О. Мирний
 (ініціали, прізвище)

Науковий керівник дисертації


 (підпис)

С.О. Решетняк
 (ініціали, прізвище)

 Консультантом не може бути зазначено наукового керівника

РЕФЕРАТ

Актуальність теми Прогрес в області спінтроніки призвів до збільшення актуальності вивчення фізичних явищ, пов'язаних із динамікою спінових хвиль

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами Дана робота виконана в рамках напрямів роботи наукової школи кафедри «Фізика твердого тіла та магнітних явищ»

Об'єкт дослідження Спінові хвилі

Предмет дослідження Процеси інтерференції об'ємних спінових хвиль

Мета роботи Отримати параметри кілець Ньютона для об'ємних спінових хвиль в феромагнітній системі на основі двох одновісних матеріалів

Методи дослідження В цій роботі були використані теоретичні методи дослідження, а саме: лінійна теорія збурень для магнітної динаміки, квантовомеханічні методи розрахунку характеристик розсіяння, методи геометричної оптики, чисельне моделювання.

Задачі дослідження _____

1. Побудувати модель розповсюдження спінових хвиль у клині та дослідити умови, за яких інтерференція не спостерігається.
2. Визначити залежність інтенсивності хвилі в залежності від параметрів феромагнітного середовища, а також від кута клину та відстані від вершини клину
3. Побудувати модель розповсюдження спінових хвиль у системі “сферична поверхня – плоска поверхня”.
4. Визначення залежності параметрів кілець Ньютона для об'ємних спінових хвиль в залежності від частоти спінових хвиль, зовнішнього магнітного поля та кута падаючої хвилі.
5. На підставі проведеного дослідження запропонувати *загальні рекомендації* для використання отриманих результатів у науковій та/або практичній діяльності

Наукова новизна одержаних результатів Отримано залежність радіусу максимуму інтерференції спінових хвиль в системі “сферична поверхня – плоска поверхня” від параметрів феромагнітного середовища, частоти спінових хвиль, зовнішнього магнітного поля та кута падіння

Практичне значення одержаних результатів Отримані результати дослідження можуть бути використані в багатьох сферах. Зокрема, Магнітні та спінтронні пристрої, Магнітні сенсори та детектори, Комунікації та обробка інформації, Матеріалознавство та інженерія, Оптика і фотоніка, Академічні та промислові дослідження, Розвиток технологій для квантової обробки інформації

Апробація результатів дисертації Збірник праць XXI Міжнародної молодіжної науково-практичної конференції «Історія розвитку науки, техніки та освіти», присвяченої 125-річчю КПі ім. Ігоря Сікорського. – 2023

Публікації автора магістерської дисертації Мирний Є. О., Решетняк С. О. Параметри кілець Ньютона для об'ємних спінових хвиль в одновісних феромагнітних кристалах //Збірник праць XXI

Міжнародної молодіжної науково-практичної конференції «Історія розвитку науки, техніки та освіти», присвяченої 125-річчю КПі ім. Ігоря Сікорського. – 2023. – С. 95-98.

Ключові слова Спінові хвилі, закон дисперсії, хвильовий вектор, відносний показник заломлення, кільця Ньютона

В роботі наведено: використаної літератури - 67 , сторінок: - 93 , рисунків - 16 .

ABSTRACT

Actuality of theme Progress in the field of spintronics has led to an increase in the relevance of the study of physical phenomena related to the dynamics of spin waves

Relationship of work with scientific programs, plans, themes This work was performed within the framework of the work of the scientific school of the department "Physics of Solids and Magnetic Phenomena"

Object of research Spin waves

Subject of research *The interference picture is formed by three-dimensional spin waves*

Purpose of work Obtain the parameters of Newton's rings for bulk spin waves in a ferromagnetic system based on two uniaxial materials

Research methods theoretical research methods were used in this work, namely: linear perturbation theory for magnetic dynamics, quantum mechanical methods of calculating scattering characteristics, methods of geometric optics, numerical modeling.

Tasks of research

1. Build a model of spin wave propagation in a wedge and investigate the conditions under which interference is not observed.
2. Determine the dependence of the wave intensity depending on the parameters of the ferromagnetic medium, as well as on the angle of the wedge and the distance from the top of the wedge
3. Build a model of propagation of spin waves in the "spherical surface - flat surface" system.
4. Determination of the dependence of the parameters of Newton's rings for volume spin waves depending on the frequency of spin waves, the external magnetic field and the angle of the incident wave.
5. On the basis of the conducted research, propose general recommendations for the use of the obtained results in scientific and/or practical activities

Scientific novelty of the results The dependence of the maximum interference radius of spin waves in the system "spherical surface - flat surface" on the parameters of the ferromagnetic medium, the frequency of spin waves, the external magnetic field, and the angle of incidence was obtained

The practical significance of the results The obtained research results can be used in many areas. In particular, Magnetic and spintronic devices, Magnetic sensors and detectors, Communications and information processing, Materials science and engineering, Optics and photonics, Academic and industrial research, Development of technologies for quantum information processing

Approbation of the results of the dissertation Proceedings of the XXI International Youth Scientific and Practical Conference "History of the Development of Science, Technology and Education", dedicated to the 125th anniversary of KPi named after Igor Sikorsky. - 2023.

Publications Myrnyi E. O., Reshetnyak S. O. Parameters of Newton's rings for bulk spin waves in uniaxial ferromagnetic crystals // Proceedings of the XXI International Youth Scientific and Practical Conference "History of the Development of Science, Technology and Education", dedicated to the 125th anniversary of KPi named after Igor Sikorsky. - 2023. – P. 95-98.

Keywords Spin waves, dispersion law, wave vector, relative refractive index, Newton's rings

The article contains: used literature - 67 , pages: - 93 , pictures - 16 .

ЗМІСТ

ВСТУП.....	12
РОЗДІЛ I. СПІНОВІ ХВИЛІ.....	14
1.1. Історія виникнення концепції спінових хвиль.....	14
1.2. Дослідження спінових хвиль	17
Висновки до 1-го розділу.....	20
РОЗДІЛ II. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ ПРО СПІНОВІ ХВИЛІ.....	21
2.1. Рівняння динаміки магнітного моменту в формалізмі параметра порядку спінової густини	21
2.2. Дисперсійне відношення для об'ємних спінових хвиль	38
2.3. Амплітуда відхилення та проходження	44
Висновки до II -го розділу	49
РОЗДІЛ III. ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ СПІНОВИХ ХВИЛЬ.....	50
НА РІЗНИХ ОБ'ЄКТАХ	50
3.1 Інтерференція на клині	50
3.1.1 Інтерференція в залежності від параметрів клину та феромагнітного середовища	50
3.1.2 Граничне значення кута клину	56
3.1.1 Аналіз отриманих результатів	57
3.2 Інтерференція в системі "сферична поверхня - плоска поверхня"	60
3.2.1 Знаходження усіх необхідних компонентів для розрахунку інтенсивності	60
3.2.2 Аналіз можливих максимальних значень інтенсивності.....	68
3.2.3 Аналіз отриманих результатів	71
Висновки до III-го розділу.....	73

РОЗДІЛ IV. ДОСЛІДЖЕННЯ ПАРАМЕТРІВ КІЛЕЦЬ НЬЮТОНА ДЛЯ ОБ'ЄМНИХ СПІНОВИХ ХВИЛЬ	74
4.1 Радіуси кілець максимуму на мінімуму інтерференції.....	74
4.2 Аналіз отриманих результатів	76
4.3 Загальні рекомендації для використання отриманих результатів дослідження у науковій та/або практичній діяльності.....	80
Висновки до IV-го розділу.....	82
ВИСНОВКИ	83
ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ	86

Вступ

Розвиток технологічної бази в засобах передачі, зберігання і обробки інформації мають важливе значення у сфері високих технологій і потребує вдосконалення відповідних засобів щодо підвищення швидкості передачі інформації, щільності її запису, при цьому зменшуючи час запису і читання. Окрім цього, завжди є попит на зменшення розмірів і підвищення енергоефективності. Використання спінових хвиль відкриває можливість створення пристроїв, які можуть конкурувати з існуючими. Нові магнітні схеми, які використовують спільні спінові коливання для передачі та обробки інформації, пропонують низьке споживання енергії, швидку обробку на змінні частоти, ефективні алгоритми, засновані на інтерференції хвиль [1, 2].

В останні роки велика увага приділяється дослідженню поведінки спінових хвиль та їх використанню в мікро- та наноелектроніці. Однією з перспективних областей досліджень є магنونіка, яка досліджує спін-хвильові процеси в магнітних кристалах. Зокрема, одним з цікавих явищ, що виникають у магнітних кристалах, є процес взаємодії об'ємних спінових хвиль з магнітними неоднорідностями середовища в зовнішньому магнітному полі.

У магнітних матеріалах спін кожного електрона створює магнітне поле. У кристалах з однією симетрією за відсутності зовнішнього поля магнітний момент, як правило, направлений в основному стані вздовж осі кристалу. Коливання ж магнітного моменту спричиняють виникнення об'ємних спінових хвиль всередині кристалу. Цим хвилям можна співставити квазічастинки, які називають магнонами [3].

В якості одного з явищ, що проявляють об'ємні спінові хвилі, в даній роботі розглядається формування аналогу оптичних кілець Ньютона, які

мають кутову дисперсію хвиль, що проходять через тонкі шари матеріалу. Вимірюючи кутову дисперсію для різних довжин хвиль, можна отримати інформацію про властивості матеріалу.

У магнітоні параметри кілець Ньютона можуть бути використані для визначення ряду властивостей матеріалу, таких як магнітна сприйнятливність, магнітна анізотропія тощо. Крім того, вони можуть бути використані для проектування нових магнітних приладів з певними властивостями, зокрема, засобів формування контрольованих неоднорідностей спінових збуджень [3].

Отже, тема нашого дослідження є актуальною.

РОЗДІЛ 1 СПІНОВІ ХВИЛІ

1.1 Історія виникнення концепції спінових хвиль

У 1915 році Ейнштейн і Гааз провели експеримент, який продемонстрував, що елементарні частинки володіють власним кутовим моментом, подібним до моменту імпульсу обертання макроскопічних об'єктів [4, 5].

Потім у 1922 році Штерн і Герлах провели відомий експеримент, пускаючи пучок атомів срібла через магнітне поле. Їхні результати показали, що проекція магнітного моменту електрона є квантованою і здатна орієнтуватися лише в певних дискретних напрямках. У той час вважалося, що магнітний момент електрона виникає виключно через його орбітальний рух навколо ядра атома [6].

У 1923 році Альфред Ланде розробив емпіричні закони, які могли моделювати рівні енергії електронів в атомах. Він виявив, що енергія електрона залежить від чотирьох квантових чисел - головного, азимутального, магнітного і спінового. Спінове квантове число було обмежено лише двома можливими значеннями, $+1/2$ або $-1/2$. У 1924 році Вольфганг Паулі припустив, що це спінове квантове число виникає виключно через квантово-механічні ефекти, на відміну від інших чисел, пов'язаних із класичними типами руху.

У 1925 році Уленбек і Гаудсміт працювали під керівництвом Еренфеста в Лейдені, коли вони поєднали попередні теоретичні та експериментальні спектроскопічні результати. Вони припустили, що електрони мають власний спіновий кутовий момент, що породжує власний магнітний момент. Еренфест

негайно надіслав свою статтю до журналу Die Naturwissenschaften. Однак їхню теорію швидко розкритикували Паулі та інші, оскільки буквально обертовий електрон обертася б швидше за швидкість світла. Паулі вже критикував подібну модель Креніга. Ще до публікації Уленбек проконсультувався з Лоренцем і зрозумів цю проблему, бажаючи відкликати статтю, але не зміг вчасно [7].

Додаткові проблеми виникли через спін атомного ядра, який, як тоді вважалось, містить лише протони та електрони. Перша проблема була вирішена після переходу до квантової моделі спіну, не пов'язаної з просторовим рухом. Друга була розгадана після відкриття нейтрона.

У 1926 році Ллевелін Томас пояснив прецесію спіну електрона під час руху, яка називається прецесією Томаса. Це дозволило більш точно розрахувати гіромагнітне відношення електрона [8].

У 1927 році Поль Дірак вивів релятивістську версію рівняння Шредінгера, яка внутрішньо включала спін на основі зовсім інших принципів. Того ж року Хунд відкрив спін протона.

Спінові хвилі, яким співставляються квазічастинки магнони, є квантованими збудженнями в магнітних матеріалах, аналогічними регулярним хвилям, таким як електромагнітні або звукові хвилі. Концепцію спінових хвиль вперше теоретично запропонував Фелікс Блох у 1930 році [9].

У 1940-х роках такі дослідники, як Чарльз Кіттель із Bell Labs, проводили ранню експериментальну роботу з виявлення спінових хвиль за допомогою мікрохвильової спектроскопії. Це дозволило виміряти співвідношення дисперсії спінових хвиль [10].

У 1950-х роках динамічні властивості спінових хвиль були додатково досліджені теоретично такими дослідниками, як Герберт Каллен і Ніколас

Курті. Було розроблено такі ключові концепції, як магнони та квантування спінової хвилі [11].

У 1960-х нові експериментальні методи, такі як розсіювання світла Бріллюена, дозволили покращити вимірювання характеристик спінових хвиль. Такі теоретики, як Віталій Гуревич, розвинули теорію динаміки спінових хвиль [12].

У 1970-х і 80-х роках вивчення спінових хвиль поширилося на такі активні дослідницькі галузі, як магنونіка, логічні пристрої спінової хвилі та крутний момент передачі спіну. Нові матеріали, такі як залізний ітрієвий гранат, дали зрозуміти, що спінові хвилі можуть бути використані для передачі інформації та створення нових технологій у сфері електроніки та обчислювальної техніки. Це дозволило відкрити шлях для подальших досліджень у напрямку розвитку спінових матеріалів та їх застосувань у високотехнологічних галузях науки й техніки.

З 1990-х років і до сьогодні спінові хвилі залишаються активною областю досліджень для потенційного застосування в спінтроніці, малопотужній електроніці, мікрохвильових пристроях і обробці інформації. Сфера швидко розвивається завдяки прогресу в виготовленні наноматеріалів.

Таким чином, сучасне розуміння спінових хвиль розвивалося поступово протягом багатьох десятиліть завдяки ключовим теоретичним ідеям і експериментальним методам. Їх унікальні властивості продовжують робити їх перспективними для майбутніх технологій.

1.2 Дослідження спінових хвиль

Останні роки принесли інтенсивне дослідження магنونіки, викликане обширними можливостями використання магнетичних хвиль у нових технологіях. Одним з важливих напрямів дослідження в магنونіці є вивчення об'ємних спінових хвиль в одновісних кристалах. Саме на основі такої системи в даній роботі будуть розглянуті процеси інтерференції спінових хвиль, які призводять до виникнення кілець Ньютона, добре відомих для світлових хвиль.

Властивості усіх неперервних магنونних систем в основному виникають через дві ключові явища: поширення спінових хвиль в (майже) однорідних областях та їх розсіювання на інтерфейсах (як різких, так і розмитих) між такими областями [2,13,14].

Оскільки спеціальний магنونний відгук може бути взаємопов'язаний з електромагнетичним відгуком, це дослідження відкриває нові можливості для комерційної експлуатації матеріалів та розвиває нові шляхи адаптації колективного магنونного відгуку в таких метаматеріалах. Ці абсолютно нові матеріали також можуть знайти застосування в інших галузях, де потрібно налаштовувати передачу, поглинання та відбиття спінових хвиль, наприклад, в лініях затримки, циркуляторах або фільтрах для мікрохвильових печей, що відрізняються високою цілісністю, налаштованістю та можливістю перепрограмування [15].

На сьогоднішній день, крім класичних застосувань у жорстких дисках, магнетичні нанопристрої мають значні переваги, такі як енергонезалежність та низьке споживання енергії. Наприклад, технологія Магнеторезистивної Оперативної Пам'яті на Перенос Спінового Моменту (STT-MRAM) повільно,

але впевнено рухається в напрямку широкого впровадження в промисловості [16,17].

У роботі було розроблено нову схему розрахунку за допомогою магнітних хвиль без необхідності використання електрики [18].

У роботах [19-22] було розраховано показник заломлення об'ємної спінової хвилі та приведено метод опису поширення об'ємної спінової хвилі в одновісному феромагнетикі з використанням ВКБ-наближення. Досліджено поведінку об'ємної спінової хвилі на двох межах розділу. Досліджено обмінну взаємодію та одновісну магнітну анізотропію однорідних одновісних магнетиків з різними параметрами, вплив параметрів матеріалу на властивості відбиття, а на основі отриманих ефектів розраховано параметри пристроїв, які можна сконструювати. Роботи [22, 23] розширили область застосування методу геометричної оптики для розповсюдження спінових хвиль у слабо неоднорідних середовищах. У роботах [24, 25] розглянуто характеристики поширення поверхневих спінових хвиль в одновісних феромагнетиках. В працях [26- 30] досліджено заломлення та відбиття об'ємних спінових хвиль у двовісних феромагнетиках. В роботі [16] було досліджено проходження та відбиття спінової хвилі на внутрішній границі.

Проте найцікавіші результати у феромагнітних матеріалах були отримані при дослідженні поширення поверхневих спінових хвиль у магнітнодвохосьових середовищах [3, 31, 32]. Наприклад, саме в таких системах виявлено ефект подвійного променезаломлення спінових хвиль. Додамо, що в роботах [33-35] також досліджено вплив параметрів обмінної взаємодії на контактній межі середовища на відбиття поверхневої та об'ємної спінової хвилі у феромагнетиках. Крім того, виявлено внесок намагніченості насичення в процес спін-хвильового розсіювання, оскільки при виготовленні феромагнітних зразків не завжди вдається підтримувати намагніченість

насичення постійною, варіюючи інші магнітні параметри. У роботі [29] досліджено дифракцію спінових хвиль на зонній пластинці між двома феромагнетиками.

Висновок до розділу 1

В останні роки магنونіка стала предметом інтенсивних досліджень, що стимулювалося широкими можливостями використання магнітних хвиль у нових технологіях. Вагоме місце серед досліджень магنونіки займає вивчення поведінки об'ємних спінових хвиль в одновісних кристалах. У зв'язку з цим, цікавою науковою задачею стає визначення параметрів кілець Ньютона в таких системах.

Розділ 2 Теоретичні відомості про спінові хвилі

2.1 Рівняння динаміки магнітного моменту в формалізмі параметра порядку спінової густини

Момент імпульсу одиниці об'єму магнетика, розташованому в точці з радіус-вектором \mathbf{r} , – це механічний момент спінів \mathbf{L} електронів з урахуванням поправок на орбітальний рух. Його зв'язок з магнітним моментом дається співвідношенням

$$\mathbf{L} = -\frac{\mathbf{M}}{\gamma},$$

де γ - гіромагнітне відношення.

Основне рівняння руху вектора магнітного моменту може бути записано у вигляді

$$-\frac{1}{\gamma} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \mathbf{T}.$$

Обертальний момент, який діє на магнітний момент, обумовлений деяким ефективним магнітним полем \mathbf{H}_e і дорівнює

$$\mathbf{T} = \mathbf{M} \times \mathbf{H}_e.$$

При відсутності дисипації ефективне магнітне поле, яке діє на магнітний момент, визначається як

$$\mathbf{H}_e = -\frac{\delta w}{\delta \mathbf{M}'} \quad (2.1)$$

де w – просторова густина енергії магнетика.

Рівняння руху вектора магнітного моменту в такому разі набуває вигляду

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_e]. \quad (2.2)$$

Це рівняння має назву рівняння Ландау-Ліфшиця. Права частина в рівнянні Ландау-Ліфшиця описує прецесію магнітного моменту навколо напрямку ефективного магнітного поля.

Рівняння Ландау-Ліфшиця може бути записано в різних формах, що пов'язано з різними типами параметризації намагніченості матеріалу. В роботах [36], зокрема, показано, що у випадку феромагнетика, для якого з достатньою точністю виконується наближення

$$\mathbf{M}^2 = const = M_0^2, \quad (2.3)$$

де M_0 – намагніченість насичення матеріалу, динаміку спінової системи можна описувати за допомогою двохкомпонентної функції, яка має залежність від часу та координат. При цьому зручно представити намагніченість \mathbf{M} як функцію координат \mathbf{r} та часу t через двохкомпонентний комплексний вектор-стовпець [36]

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \begin{pmatrix} \Psi_1(\mathbf{r}, t) \\ \Psi_2(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix}, \Psi^+(\mathbf{r}, t) = (\Psi_1^*(\mathbf{r}, t), \Psi_2^*(\mathbf{r}, t)) \quad (2.4)$$

у вигляді

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = M_0 \Psi^+(\mathbf{r}, t) \boldsymbol{\sigma} \Psi(\mathbf{r}, t), \quad (2.5)$$

де $\boldsymbol{\sigma}$ - двохрядні матриці Паулі, які мають вигляд

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (2.6)$$

і задовольняють комутаційним співвідношенням

$$\sigma_i \sigma_k - \sigma_k \sigma_i = 2i \varepsilon_{ikl} \sigma_l \quad (i, k, l = x, y, z). \quad (2.7)$$

Параметри Ψ и Ψ^+ пов'язані умовою нормування

$$\Psi^+ \Psi = \frac{M^2}{\mu_0^2}, \quad (2.8)$$

яке має той же сенс, що і незмінність модуля намагніченості (2.3). Тут μ_0 – магнетон Бора.

З урахуванням такої параметризації, компоненти намагніченості можна записати у вигляді

$$\begin{aligned} M_x &= \mu_0 (\Psi_1^* \Psi_2 + \Psi_1 \Psi_2^*), \\ M_y &= \mu_0 i (\Psi_1 \Psi_2^* - \Psi_1^* \Psi_2), \\ M_z &= \mu_0 (|\Psi_1|^2 - |\Psi_2|^2). \end{aligned} \quad (2.9)$$

Зручно інтерпретувати параметри порядку Ψ_1 і Ψ_2 як амплітуди спінової густини, причому $|\Psi_1|^2$ описує розподіл спінів із проекцією $+1/2$ на виділену вісь, а $|\Psi_2|^2$ - із проекцією $-1/2$. Звичайно, таке наближення можна використати тільки у квазікласичному випадку, коли просторовий масштаб зміни функцій Ψ_1 і Ψ_2 багато більше постійної кристалічної ґратки, а масштаб часових змін значно перевищує періоди коливань електронної густини. Остання умова зазвичай виконується з гарною точністю, тому що частоти коливань спінових систем, як правило, на кілька порядків нижче, ніж електронні. Тобто розглядається наближення, коли можна вважати проекцію спіну атома функцією координат.

Комплексний параметр порядку (2.4) містить чотири дійсних незалежних параметри, у той час як коливання магнітного моменту здійснюються із трьома ступенями свободи, тобто вибір однієї з компонент (або одного додаткового зв'язку) є довільним. Це означає, що накладена в такий спосіб додаткова умова ніяк не вплине на характер коливань магнітного моменту. Проте, якщо вважати, що модуль намагніченості постійний (2.3), то число незалежних параметрів (2.4) зменшується з чотирьох до трьох.

Для одержання рівнянь, яким підкоряється параметр порядку спінової густини, скористаємося добре розробленими методами лагранжевого формалізму. Вихідним пунктом даного формалізму є принцип найменшої дії фізичної системи, відповідно до якого реальний рух відбувається таким чином, що дія, яка представляє собою інтеграл за часом від лагранжіану L , виявляється екстремальною, тобто її варіація дорівнює нулю. Згідно з [36], скористуємося функцією Лагранжа такого вигляду:

$$L = \int dr \left[\frac{1}{2} i\hbar (\dot{\Psi}^* \Psi - \Psi^* \dot{\Psi}) - w(\Psi) \right], \quad (2.10)$$

де $w(\Psi)$ - величина, що має смисл просторової густини енергії магнітного матеріалу, вираженої через параметр порядку спінової густини. Такий лагранжіан є функцією параметра порядку спінової густини і його похідних. У випадку, коли він визначається значеннями параметру Ψ і його похідних у тій же самій точці, маємо локальний лагранжіан, а якщо враховувати, наприклад, магнітостатичну взаємодію, то в силу наявності інтегральних залежностей отримаємо нелокальний лагранжіан.

З урахуванням параметризації (2.5) принцип найменшої дії призводить до таких рівнянь Лагранжа [36]

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\mu_0 \vec{H}_e \vec{\sigma} \Psi, \quad i\hbar \frac{\partial \Psi^+}{\partial t} = \mu_0 \Psi^+ \vec{\sigma} \vec{H}_e, \quad (2.11)$$

і граничним умовам [61]

$$n_k \left. \frac{\partial w}{\partial \left(\frac{\partial M_i}{\partial x_k} \right)} \sigma_i \Psi \right|_{\Sigma} = 0, \quad n_k \left. \frac{\partial w}{\partial \left(\frac{\partial M_i}{\partial x_k} \right)} \Psi^+ \sigma_i \right|_{\Sigma} = 0. \quad (2.12)$$

Тут n_k - компоненти вектора нормалі до поверхні зразка Σ . Ці рівняння є аналогами рівняння Шредингера для хвильової функції.

Щоб з рівнянь руху для функції Ψ (2.11) отримати рівняння руху намагніченості $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$, необхідно помножити перше з них зліва на $\mu_0 \Psi^+ \sigma_k$, друге - справа на $\mu_0 \sigma_k \Psi$, а після цього відняти перше рівняння з другого. В результаті отримаємо [36]

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} (\mu_0 \Psi^+ \sigma_k \Psi) = \mu_0^2 \mathbf{H}_{el} \Psi^+ [\sigma_l \sigma_k - \sigma_k \sigma_l] \Psi. \quad (2.13)$$

Користуючись співвідношеннями (2.5) та (2.7), замість (2.13) отримаємо рівняння руху намагніченості $\frac{\partial M_k}{\partial t} = \frac{2\mu_0}{\hbar} \varepsilon_{kli} H_{el} M_i$, яке з урахуванням рівності $\gamma = 2\mu_0/\hbar$ в векторному вигляді еквівалентно рівнянню Ландау-Ліфшиця без в'язкості

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma [\mathbf{H}_e \times \mathbf{M}]. \quad (2.14)$$

Рівняння (2.14) містить в собі три рівняння, проте, з урахуванням умови постійності довжини вектора намагніченості (2.3) з них залишиться тільки два незалежних. Рівняння (2.14) описують прецесію намагніченості навколо напрямку ефективного поля.

Що стосується граничних умов (2.12), то формально вони представляють собою шість співвідношень, а лінійно незалежних рівнянь (2.14) (з урахуванням (2.3)) – тільки два. Проте, помноживши перше з умов (2.12) зліва на величину $\Psi^+ \sigma_l$, а друге – справа на спряжений до неї множник і віднімаючи потім з першої умови другу, в результаті отримуємо [36]

$$n_k \frac{\partial w}{\partial \left(\frac{\partial M_i}{\partial x_k} \right)} \Psi^+ [\sigma_l \sigma_i - \sigma_i \sigma_l] \Big|_{\Sigma} = 0. \quad (2.15)$$

З урахуванням параметризації (2.5) і комутативних співвідношень для матриць Паулі (2.7), умови (2.15) з точністю до постійного множника зводяться до граничної умови, яка містить тільки компоненти намагніченості:

$$\varepsilon_{kim} n_k \frac{\partial w}{\partial \left(\frac{\partial M_i}{\partial x_k} \right)} M_m \Big|_{\Sigma} = 0.$$

Остання умова представляє собою векторний добуток

$$n_k \frac{\partial w}{\partial \left(\frac{\partial \vec{M}}{\partial x_k} \right)} \times \vec{M} \Big|_{\Sigma} = 0. \quad (2.16)$$

Оскільки величина вектора \vec{M} не змінюється, то в співвідношенні (2.16) присутні тільки дві незалежних умови, сумісні з рівнянням Ландау-Ліфшиця, яке описує динаміку намагніченості.

Для розв'язання рівняння Ландау-Ліфшиця необхідно визначити вигляд просторової густини енергії магнітного матеріалу w , що входить до виразу для ефективного магнітного поля (2.1) або в лагранжیان (2.12). В загальному випадку можна записати

$$w = w_A + w_K + w_M + w_H + w_U, \quad (2.17)$$

де w_A – обмінна енергія феромагнетика, w_K – енергія магнітної анізотропії, w_M – магнітостатична енергія, w_H – енергія феромагнетика в зовнішньому полі, w_U – магнітопружна енергія.

Обмінна енергія феромагнетика

Наявність спонтанної намагніченості в магнетику пояснюється наявністю мінімальної енергії, яка спостерігається при впорядкованому розташуванні спінів у ґратці. Цей ефект має квантовомеханічне походження. Виявилось, що енергія обмінної взаємодії, яка відповідає енергії електростатичної взаємодії електронних оболонок, є частиною загальної енергії системи і залежить від повного спіну цих оболонок [37].

Інтенсивність обмінної взаємодії характеризується обмінним інтегралом J . У феромагнетиках, де всі атоми мають спин $1/2$, а орбітальний рух не вносить суттєвого внеску в магнітні властивості речовини, обмінний гамільтоніан може бути представлений у вигляді:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{l \neq m} J(R_{lm}) S_l S_m, \quad (2.18)$$

де S_l – оператор спінун атома у вузлі l кристалічної ґратки; R_{lm} – радіус-вектор, що з'єднує два взаємодіючих атоми, які перебувають у вузлах l й m .

Обмінна взаємодія швидко спадає зі збільшенням відстані між атомами, тому враховуються тільки найближчі сусіди. У феромагнетиках паралельна орієнтація спінів є енергетично вигідною, і порушення цього впорядкування призводить до збільшення енергії обмінної взаємодії. Цей факт враховується введенням густини обмінної енергії, пов'язаної з градієнтом намагніченості.

$$w_A = \frac{1}{2} \sum \alpha_{lm} \frac{\partial M}{\partial x_l} \frac{\partial M}{\partial x_m}.$$

Симетрія тензора α_{lm} визначається симетрією кристалічної ґратки [38]. При цьому для кубічного кристала $\alpha_{lm} = \alpha \delta_{lm}$, де δ_{lm} - символ Кронекера. Для кристалів гексагональної сингонії $\alpha_{11} = \alpha_{22} = \alpha_1$, $\alpha_{33} = \alpha_2$, $\alpha_{ik} = 0$ ($i \neq k$).

Отже, для цих кристалів (кубічних і гексагональних) вираз для густини енергії обмінної взаємодії має наступний вигляд [60]:

$$w_A = \frac{1}{2} \alpha \left[\left(\frac{\partial M}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial z} \right)^2 \right], \quad (2.19)$$

$$w_A = \frac{1}{2} \alpha_1 \left[\left(\frac{\partial M}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial y} \right)^2 \right] + \frac{1}{2} \alpha_2 \left(\frac{\partial M}{\partial z} \right)^2.$$

Константи α_{lm} називаються обмінними параметрами й мають порядок величини $\alpha_{lm} \approx \frac{Ja^2}{\mu_0 M_0}$ (a - параметр кристалічної ґратки). Поряд з параметром α часто використовується величина $A = \frac{\alpha M_0^2}{2}$ [36].

Підвищення температури призводить до зміни впорядкованого розташування спінів у феромагнетиках, і при певній температурі $T = T_C \approx 10^3 K$, яка називається температурою Кюрі, відбувається руйнування магнітного впорядкування. Щоб руйнування магнітного порядку відбулося, енергія теплового руху, яка приходиться на один атом, має бути порівняна за величиною з обмінним інтегралом. Тому маємо співвідношення [36]: $J \approx k_B T_C$ де k_B - постійна Больцмана. Ефективне магнітне поле обмінної взаємодії, при якому можна суттєво змінити намагніченість феромагнетика, можна оцінити за допомогою співвідношення $H \approx \frac{J}{2\mu_0}$, і за порядком величини воно рівне $10^6 - 10^7$ Е. Зовнішні поля, які використовуються у фізиці та техніці циліндричних магнітних доменів (ЦМД) і ЦМД-матеріалів, можуть бути близькими за величиною до значення $4\pi M_0$ (для ЦМД-матеріалів $4\pi M_0 \approx 10^2 - 10^3$ Гс). Такі поля змінюють намагніченість насичення феромагнетика при температурах, значно нижчих за температуру Кюрі, на незначну величину, тому вплив слабких магнітних полів викликає лише зміну орієнтації намагніченості всього феромагнетика. Варто зазначити ще одну важливу властивість обмінної взаємодії - її незалежність від напрямку вектора магнітного моменту у кристалі.

Енергія магнітної анізотропії

У феромагнетику відбувається взаємодія між магнітними моментами та електричним полем кристалічної ґратки, поряд з обмінною взаємодією. Ця взаємодія, хоча має меншу енергію, ніж обмінна взаємодія, є релятивістською і важлива, особливо в появі анізотропії. Більшість магнітних матеріалів, які можуть бути використані для спінхвильових пристроїв, мають кубічну кристалічну структуру. Тому в них очікується кубічна анізотропія, викликана симетрією спін-орбітальної взаємодії. Енергія магнітної анізотропії кубічного магнетика може бути виражена феноменологічним виразом. [39]

$$w_{K_1}(\mathbf{M}) = K_1(M_x^4 + M_y^4 + M_z^4),$$

де K_1 - константа кубічної анізотропії.

Окрім кубічної анізотропії, магнітні матеріали, які використовуються в спінхвильових пристроях, також мають наведену анізотропію, яка залежить від напруг і технологічних особливостей. Симетрія знижується спеціально, щоб матеріал мав легку вісь, орієнтовану перпендикулярно до поверхні плівки. Утворення ростової анізотропії в плівках гранатів залежить від розташування рідкісноземельних іонів у кристалічній ґратці, процесу вирощування та інших факторів. [40].

Для кубічних монокристалічних плівок густина ростової енергії анізотропії може бути виражена в першому наближенні [37]

$$w_K^G = G(\gamma_1^2 \varphi_1^2 + \gamma_2^2 \varphi_2^2 + \gamma_3^2 \varphi_3^2) + B(\gamma_1 \gamma_2 \varphi_1 \varphi_2 + \gamma_2 \gamma_3 \varphi_2 \varphi_3 + \gamma_3 \gamma_1 \varphi_3 \varphi_1),$$

де γ_i - напрямні косинуси намагніченості, φ_i - напрямні косинуси напрямку росту плівки, G , B - феноменологічні параметри

Стандартний вираз для одноосьової анізотропії має наступний вигляд [40]

$$w_K = K_u \sin^2 \theta, \quad (2.20)$$

де θ - кут між вектором намагніченості й нормаллю до плівки (яка збігається з напрямком легкого намагнічування). Отже, для плівок з різною орієнтацією нормалі стосовно кристалографічних площин енергія ростової анізотропії зводиться до наступних виразів:

$$\text{для плівки типу (100)} \quad w_K^G = G - G \sin^2 \theta, \text{ т.е. } K_u = -G,$$

$$\text{для плівки типу (111)} \quad w_K^G = \frac{G+B}{2} - \frac{B}{2} \sin^2 \theta, \text{ т.е. } K_u = -\frac{B}{2},$$

$$\text{для плівки типу (110)} \quad w_K = \left(\frac{2G+B}{2}\right) (1 - \sin^2 \theta) + \left(\frac{G-B}{2}\right) \sin^2 \theta \sin^2 \phi,$$

де ϕ - азимутальний кут намагніченості, який відлічується від площини (110). Таким чином, у випадку плівок (100) і (111) має місце проста одноосьова анізотропія з віссю легкого намагнічування, орієнтованою перпендикулярно плівці за умови, що $G < 0$, $B < 0$ відповідно. Для плівки типу (110) одержати одноосьову анізотропію можна тільки в спеціальному випадку, й тому в цих плівках має місце так звана ромбічна анізотропія.

Поряд з ростовою природою одноосьової анізотропії внесок у її створення вносять і напруги, обумовлені неузгодженістю параметрів кристалічних ґраток плівки й підкладки. Величина внеску в константу одноосьової анізотропії має порядок [36]

$$-\frac{3\gamma\tau}{2},$$

де τ – двохосьова напруга, γ – коефіцієнт магнітострикції.

Крім зазначених компонентів анізотропії, у тонких магнітних плівках може існувати односпрямована анізотропія, що залежить від кута між напрямком вектора намагніченості та нормаллю до плівки за законом $K_0 \cos \theta$ [41].

Таким чином, феромагнітний кристал утворює макроскопічний магнітний момент завдяки обмінній взаємодії, орієнтація якого залежить від анізотропії. Відмінності в орієнтації намагніченості у сусідніх областях приводять до утворення доменів. Основна причина утворення доменної структури полягає у магнітній диполь-дипольній взаємодії, що призводить до утворення магнітних "зарядів" на поверхнях намагнічених зразків. [37]

Магнітостатична енергія

З існуванням магнітних «зарядів» у феромагнітних кристалах і пов'язані два види магнітостатичної енергії – енергія розмагнічування й енергія взаємодії із зовнішнім магнітним полем [38].

Магнітостатичне поле \mathbf{H}_M визначається рівняннями Максвелла для постійного магнітного поля

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H}_M &= 0, \\ \operatorname{div} \mathbf{H}_M &= -4\pi \operatorname{div} \mathbf{M}, \end{aligned} \tag{2.21}$$

з граничними умовами

$$\mathbf{H}_{M,t}^{(i)} = \mathbf{H}_{M,t}^{(e)}, \quad (\mathbf{H}_M + 4\pi\mathbf{M})_n^{(i)} = \mathbf{H}_{M,n}^{(e)},$$

де індексами n й t позначені нормальна й тангенціальна до поверхні розділу складові, а індексами i й e - поля усередині й поза тілом. У багатьох випадках зручно визначати магнітостатичне поле через потенціал ϕ як $\mathbf{H}_M(\mathbf{r}) = -\nabla\phi(\mathbf{r})$, де магнітостатичний потенціал дорівнює

$$\phi(\mathbf{r}) = \int d\mathbf{r}^* M_i(\mathbf{r}^*) \frac{\partial}{\partial x_i^*} \frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}^*|}.$$

Якщо феромагнітний зразок намагнічений так, що намагніченість від точки до точки не змінюється, то

$$\phi(\mathbf{r}) = \mathbf{M} \cdot \nabla \int d\mathbf{r}^* \frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}^*|},$$

а поле всередині зразка дорівнює

$$\mathbf{H}_M(\mathbf{r}) = -4\pi\mathbf{M}\hat{N}(\mathbf{r}).$$

Тут $\hat{N}(\mathbf{r})$ – тензор розмагнічуючих коефіцієнтів [39]:

$$\hat{N}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int d\mathbf{r}^* \frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}^*|},$$

елементи якого володіють властивістю

$$\sum_{i=1}^3 N_{ii}(\mathbf{r}) = 1.$$

Магнітостатичне поле може змінюватися в залежності від координат в загальному випадку. Однак існує певний клас зразків, таких як куля, еліпсоїд, плоскопаралельна плівка та нескінченний циліндр, для яких компоненти тензора розмагнічуючих коефіцієнтів є постійними. У таких зразках магнітостатичне поле залишається постійним всередині зразка. В окремому випадку однорідно намагніченої плівки $H_{M,z} = -4\pi M_z$, $H_{M,x} = H_{M,y} = 0$ (вісь Oz спрямована перпендикулярно до поверхні плівки).

Наявність магнітостатичного поля у феромагнетику вносить вклад у його повну енергію у вигляді наступного доданка:

$$w_M = -\frac{1}{2} \int_V \mathbf{M} \mathbf{H}_M(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (2.22)$$

де інтегрування здійснюється по об'єму феромагнітного зразка. Користуючись зв'язком магнітостатичного поля й потенціалу, вираз (2.22) можна перетворити до вигляду

$$w_M = \frac{1}{8\pi} \int_V \mathbf{H}_M^2(\mathbf{r}) d\mathbf{r}.$$

Сумарне магнітне поле складається із зовнішнього магнітного поля \mathbf{H} й магнітостатичного поля \mathbf{H}_M , тобто

$$\mathbf{H}_i = \mathbf{H}_M + \mathbf{H}.$$

Зовнішнє магнітне поле вносить вклад у повну енергію феромагнетика

$$W_H = - \int_V \mathbf{HM}(r) dr. \quad (2.23)$$

Магнітопружна енергія феромагнетика

Магнітна структура матеріалу і деформація його кристалічної ґратки взаємодіють між собою за допомогою магнітопружних сил [39]. Одним із найбільш очевидних проявів цієї взаємодії є явище магнітострикції, коли зовнішнє магнітне поле змінює намагніченість матеріалу, що призводить до його деформації. Це явище може бути зумовлене як обмінними, так і релятивістськими взаємодіями в матеріалі [38]. Зміна обмінної енергії пов'язана лише зі зміною магнітного моменту в магнітному полі, оскільки цей вид енергії залежить від абсолютної величини намагніченості. Хоча зміна намагніченості в магнітному полі є невеликою, обмінна енергія велика порівняно з енергією анізотропії. Тому обидва види взаємодій можуть внести значний внесок у явище магнітострикції.

З одного боку, наявність магнітопружної взаємодії впливає на поведінку намагніченості в матеріалі під дією зовнішніх або внутрішніх механічних напруг, які не мають магнітного походження. З іншого боку, нерівномірний розподіл намагніченості може призвести до появи механічних напруг. Дослідження магнітопружних явищ можна проводити, враховуючи два види енергії: енергію пружної взаємодії, що описує вплив деформацій ґратки на викривлення, які можуть бути незалежними від магнітної структури; і енергію магнітопружної взаємодії, що описує зв'язок магнітної структури з механічними дефектами, що викликають напруги. Обидва види енергії як функції пружних викривлень кристалічної ґратки утворюють у загальному випадку асиметричний тензор, що складається із симетричної частини – викривлень, і антисиметричної – обертань або крутінь ґратки. Оскільки всі

розглянуті відхилення від незбурених станів виявляються в більшості практичних випадків малими, обидва види енергії можна розкласти в ряд по цих відхиленнях і обмежитися першими незникаючими членами. У результаті такого розкладання пружна енергія виявляється квадратичною формою відхилень (оскільки невикривлена гратка перебуває в рівновазі), а магнітопружна енергія береться в лінійному наближенні по пружних відхиленнях. У силу симетрії відносно зміни знака часу магнітопружна енергія повинна бути квадратичною по напрямних косинусах вектора намагніченості. Таким чином, магнітопружні члени, обумовлені зміною енергії релятивістських взаємодій у деформованому тілі можуть бути записані у вигляді

$$w_U = -\gamma_{ijlm}\zeta_{ij}m_l m_m. \quad (2.24)$$

Тут γ_{ijlm} – безрозмірний тензор, що характеризує величину магнітопружної взаємодії, симетричний по парах індексів ij й lm , ζ_{ij} – тензор деформацій, m_l – проекції відхилення вектора намагніченості від основного стану, викликаного наявністю деформації в кристалі, а $i, j, l, m = x, y, z$. Визначимо число незалежних компонентів тензора γ_{ijlm} . Як показано в [39], доданки в виразі (2.24) які містять комбінацію компонентів вектора \mathbf{m} вигляду $\sum_i m_i^2$ можуть бути виключені з магнітопружної енергії. Це пояснюється тим, що ці члени не залежать від напрямку і виникає неоднозначність у виборі коефіцієнтів γ_{ijlm} . Ця неоднозначність пов'язана з вибором напрямку намагніченості, при якому кристал вважається недеформованим. З урахуванням цього факту, для кубічного кристала магнітопружна енергія

може бути записана з використанням двох незалежних коефіцієнтів магнітострикції і матиме наступний вигляд:

$$w_U = -\gamma_1 \sum_i \zeta_{ii} m_i^2 - \gamma_2 (\zeta_{xy} m_x m_y + \zeta_{xz} m_x m_z + \zeta_{yz} m_y m_z).$$

У випадку, коли кристал можна вважати ізотропним щодо пружних та магнітопружних властивостей, можна виразити енергію магнітопружної взаємодії у такому вигляді [42]

$$w_U = \gamma \zeta_{ij} m_i m_j. \quad (2.25)$$

У феромагнетиках загальний магнітопружний зв'язок визначається не лише змінами розмірів та форми об'ємних елементів (деформаціями), але й їх поворотами. Це означає, що у виразах для густини енергії повинен бути врахований повний тензор дисторсій, а не лише його симетрична частина, яка відповідає тензору деформацій. Як вже зазначалося раніше, виключення несиметричної частини тензора дисторсій обумовлене їхньою малістю [43].

Доданки, які враховують магнітопружні явища при неоднорідному намагнічуванні, можуть з'явитися поруч із енергією, яка описує однорідну магнітострикцію [40]. Однак їхній внесок у завдання, пов'язані з поширенням спінових хвиль у полі пружних напружень дислокацій та при неоднорідному розподілі намагніченості, обумовлені наявністю дислокації, є невеликим через низькі значення констант неоднорідної магнітострикції в матеріалах, які виступають середовищем для поширення спінових хвиль [42].

2.2 Дисперсійне відношення для об'ємних спінових хвиль

Розглянемо нескінченний феромагнетик, що складається з двох напівнескінченних частин, що дотикаються вздовж площини yOz , зі значеннями намагніченостей насичення M_{01} і M_{02} у відповідних півпросторах і значеннями параметра обмінної взаємодії α однобічного β , неперервного (або кусково безперервний) і змінюється повільно. Легка вісь магніту і зовнішнє постійне магнітне поле орієнтовані вздовж осі Oz .

Густина енергії магнетика описаної конфігурації в обмінному (високочастотному) наближенні має наступний вигляд [43]:

$$w = \sum_{j=1}^2 \theta[(-1)^j x] w_j + A \delta(x) \mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2, \quad (2.26)$$

де

$$w_j = \frac{\alpha}{2} \left(\frac{\partial m_j}{\partial x_k} \right)^2 + \frac{\beta}{2} (m_{jx}^2 + m_{jy}^2) - H_0 M_{jz}, \quad (2.27)$$

$\theta(x)$ – східчаста функція Хевісайда; A – параметр, що характеризує обмінну взаємодію на межі розділу між півпросторами при $x=0$; $\mathbf{M}_j = M_{0j} \mathbf{e}_z + \mathbf{m}_j$, \mathbf{m}_j – мале відхилення намагніченості від основного стану, $j=1,2$.

Ми будемо використовувати формалізм спінової густини [44], згідно з якою намагніченість можна виразити як:

$$\mathbf{M}_j(\mathbf{r}, t) = M_{0j} \Psi_j^+(\mathbf{r}, t) \boldsymbol{\sigma} \Psi_j(\mathbf{r}, t), \quad j=1,2, \quad (2.28)$$

де (поки що опустимо індекс j , який нумерує контактуючі середовища)

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \begin{pmatrix} \Psi_1(\mathbf{r}, t) \\ \Psi_2(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix},$$

$$\Psi^+ = (\Psi_1^+(\mathbf{r}, t) \quad \Psi_2^+(\mathbf{r}, t))$$

– квазікласична хвильова функція, яка діє як параметр порядку спінової густини, \mathbf{r} – радіус-вектор декартової системи координат, $\boldsymbol{\sigma}$ – дворядкова матриця Паулі.

Враховуючи цю параметризацію, запишемо компоненти вектора намагніченості у вигляді:

$$M_x = M_0(\Psi_1^+\Psi_2 + \Psi_1\Psi_2^+),$$

$$M_y = M_0i(\Psi_1\Psi_2^+ - \Psi_1^+\Psi_2),$$

$$M_z = M_0(|\Psi_1|^2 - |\Psi_2|^2).$$

Як зазначалося вище, у разі відсутності згасання у системі [44] принцип найменшої дії призводить до наступних рівнянь Лагранжа для Ψ_j :

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_j(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\mu_0 \mathbf{H}_{ej}(\mathbf{r}, t) \boldsymbol{\sigma} \Psi_j(\mathbf{r}, t), \quad (2.29)$$

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_j^+(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \mu_0 \mathbf{H}_{ej}(\mathbf{r}, t) \boldsymbol{\sigma} \Psi_j^+(\mathbf{r}, t).$$

де μ_0 – магнетон Бора,

$$\mathbf{H}_{ej} = -\frac{\partial w_j}{\partial \mathbf{M}_j} + \frac{\partial}{\partial x_k} \frac{\partial w_j}{\partial \left(\frac{\partial \mathbf{M}_j}{\partial x_k}\right)}.$$

Розв'язок (1.4) у рамках лінійної теорії збурень шукатимемо у вигляді:

$$\Psi = \Psi^{(0)} + \Psi^{(1)}.$$

Функція Ψ_0 описує основний стан магнетика, Ψ_1 – малі відхилення від основного стану.

У слабо неоднорідному двохосьовому ферромагнітному середовищі ефективне магнітне поле можна записати як:

$$\mathbf{H}_e = \mathbf{H}_e^{(0)} + \mathbf{H}_e^{(1)},$$

де $\mathbf{H}_e^{(0)} = H_0 \mathbf{e}_z$ – зовнішнє магнітне поле,

$$\mathbf{H}_e^{(1)} = \alpha(x)\Delta M - \beta(x)(m_x \mathbf{e}_x + m_y \mathbf{e}_y).$$

Запишемо рівняння Лагранжа (2.29) для функції $\Psi^{(0)}(\mathbf{r}, t)$:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi^{(0)}}{\partial t} = -\mu_0 H_0 \sigma_z \Psi^{(0)}, \quad (2.30)$$

$$i\hbar \frac{\partial \Psi^{(0)+}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \mu_0 \Psi^{(0)+}(\mathbf{r}, t) \sigma_z H_0.$$

Знайдемо розв'язки рівняння (1.5) у вигляді:

$$\Psi^{(0)} = \begin{pmatrix} \Psi_1^{(0)} \\ \Psi_2^{(0)} \end{pmatrix},$$

$$\Psi^{(0)+} = (\Psi_1^{(0)+} \quad \Psi_2^{(0)+}).$$

Тоді з рівнянь (2.30) виходить:

$$\Psi_1^{(0)} = e^{i\eta t},$$

$$\Psi_2^{(0)} = 0,$$

$$\Psi^{(0)}(\mathbf{r}, t) = e^{i\eta t} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2.31)$$

$$\Psi^{(0)+}(\mathbf{r}, t) = e^{-i\eta t} (1 \quad 0),$$

де $\eta = \frac{H_0 \mu_0}{\hbar}$.

Рівняння Лагранжа для $\Psi^{(1)}(\mathbf{r}, t)$ виглядатимуть наступним чином:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi^{(1)}}{\partial t} = -\mu_0 \mathbf{H}_e^{(0)} \boldsymbol{\sigma} \Psi^{(1)} - \mu_0 \mathbf{H}_e^{(1)} \boldsymbol{\sigma} \Psi^{(0)}, \quad (2.32)$$

$$i\hbar \frac{\partial \Psi^{(1)+}}{\partial t} = \mu_0 \Psi^{(1)+} \boldsymbol{\sigma} \mathbf{H}_e^{(0)} + \mu_0 \Psi^{(1)+} \boldsymbol{\sigma} \mathbf{H}_e^{(1)},$$

де

$$\Psi^{(1)}(\mathbf{r}, t) = \begin{pmatrix} \Psi_1^{(1)} \\ \Psi_2^{(1)} \end{pmatrix},$$

$$\Psi^{(1)+}(\mathbf{r}, t) = (\Psi_1^{(1)+} \quad \Psi_2^{(1)+}),$$

або

$$\Psi^{(1)}(\mathbf{r}, t) = e^{i\eta t} \begin{pmatrix} \xi(\mathbf{r}, t) \\ \chi(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix}, \quad (2.33)$$

$$\Psi^{(1)+}(\mathbf{r}, t) = e^{-i\eta t}(\xi^*(\mathbf{r}, t) \quad \chi^*(\mathbf{r}, t)).$$

Тут $\xi(\mathbf{r}, t)$, $\chi(\mathbf{r}, t)$ – малі добавки до елементів функції $\Psi(\mathbf{r}, t)$, що описують відхилення від основного стану магнітного моменту в першому порядку теорії збурень.

Тому ми шукатимемо загальний розв'язок рівняння (1.5) у вигляді

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = e^{i\eta t} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + e^{i\eta t} \begin{pmatrix} \xi(\mathbf{r}, t) \\ \chi(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix}.$$

Підставляючи функції у вигляді (1.6) і (1.8) в рівняння (1.7), отримаємо:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} e^{i\eta t} \begin{pmatrix} \xi \\ \chi \end{pmatrix} = -\mu_0 \mathbf{H}_e^{(0)} \boldsymbol{\sigma} e^{i\eta t} \begin{pmatrix} \xi \\ \chi \end{pmatrix} - \mu_0 \mathbf{H}_e^{(1)} \boldsymbol{\sigma} e^{i\eta t} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.34)$$

Доведемо, що співвідношення справедливе за умови $m_z = 0$:

$$\xi + \xi^* = 0.$$

$$\begin{aligned} m_z &= M_0 \Psi^{(1)+} \sigma_z \Psi^{(0)} + M_0 \Psi^{(0)+} \sigma_z \Psi^{(1)} = \\ &= M_0 \left(e^{-i\eta t} (\xi^* \quad \chi^*) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} e^{i\eta t} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + e^{-i\eta t} (1 \quad 0) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} e^{i\eta t} \begin{pmatrix} \xi \\ \chi \end{pmatrix} \right) = \\ &= M_0 \left((\xi^* \quad \chi^*) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + (1 \quad 0) \begin{pmatrix} \xi \\ \chi \end{pmatrix} \right) = M_0 (\xi^* + \xi) = 0. \end{aligned}$$

Поділимо обидві частини рівняння (2.34) на $\mu_0 e^{i\eta t}$:

$$\frac{i\hbar}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \xi \\ \chi \end{pmatrix} = \frac{\hbar\eta}{\mu_0} \begin{pmatrix} \xi \\ \chi \end{pmatrix} - \mathbf{H}_e^{(0)} \boldsymbol{\sigma} \begin{pmatrix} \xi \\ \chi \end{pmatrix} - \mathbf{H}_e^{(1)} \boldsymbol{\sigma} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix},$$

$$\begin{aligned} \frac{i\hbar}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \xi \\ \chi \end{pmatrix} &= \frac{\hbar\eta}{\mu_0} \begin{pmatrix} \xi \\ \chi \end{pmatrix} - H_0 \sigma_z \begin{pmatrix} \xi \\ \chi \end{pmatrix} - \alpha(r) \Delta M \boldsymbol{\sigma} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \beta(r) (m_x e_x + \\ & m_y e_y) \boldsymbol{\sigma} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Використовуючи (2.31) та (2.33), знайдемо вирази для m_x , m_y у термінах функцій $\xi(\mathbf{r}, t)$, $\chi(\mathbf{r}, t)$:

$$m_x = M_0 \Psi^{(1)+} \sigma_x \Psi^{(0)} + M_0 \Psi^{(0)+} \sigma_x \Psi^{(1)} = \quad (2.35)$$

$$\begin{aligned}
&= M_0 \left(e^{-i\eta t} (\xi^* \quad \chi^*) \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} e^{i\eta t} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \right. \\
&\quad \left. + e^{-i\eta t} (1 \quad 0) \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} e^{i\eta t} \begin{pmatrix} \xi \\ \chi \end{pmatrix} \right) = \\
&= M_0 \left((\xi^* \quad \chi^*) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} + (0 \quad 1) \begin{pmatrix} \xi \\ \chi \end{pmatrix} \right) = M_0 (\chi^* + \chi), \\
m_y &= M_0 \Psi^{(1)+} \sigma_y \Psi^{(0)} + M_0 \Psi^{(0)+} \sigma_y \Psi^{(1)} = \tag{2.36}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= M_0 \left(e^{-i\eta t} (\xi^* \quad \chi^*) \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} e^{i\eta t} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \right. \\
&\quad \left. + e^{-i\eta t} (1 \quad 0) \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} e^{i\eta t} \begin{pmatrix} \xi \\ \chi \end{pmatrix} \right) = \\
&= M_0 \left((\xi^* \quad \chi^*) \begin{pmatrix} 0 \\ i \end{pmatrix} + (0 \quad -i) \begin{pmatrix} \xi \\ \chi \end{pmatrix} \right) = iM_0 (\chi^* - \chi).
\end{aligned}$$

Тоді

$$\begin{aligned}
\frac{i\hbar}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \xi \\ \chi \end{pmatrix} &= \frac{\hbar\eta}{\mu_0} \begin{pmatrix} \xi \\ \chi \end{pmatrix} - H_0 \begin{pmatrix} \xi \\ -\chi \end{pmatrix} \\
&\quad - \alpha(r) \Delta M_0 \left[(\chi + \chi^*) \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} + i(\chi^* - \chi) \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\
&\quad + \beta(r) M_0 \left[(\chi + \chi^*) \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} + i(\chi^* - \chi) \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}
\end{aligned}$$

або

$$\begin{aligned}
\frac{i\hbar}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \xi \\ \chi \end{pmatrix} &= H_0 \begin{pmatrix} \xi \\ \chi \end{pmatrix} - H_0 \begin{pmatrix} \xi \\ -\chi \end{pmatrix} - \alpha(r) \Delta M_0 \left[(\chi + \chi^*) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} + i(\chi^* - \chi) \begin{pmatrix} 0 \\ i \end{pmatrix} \right] \\
&\quad + \beta(r) M_0 \left[(\chi + \chi^*) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} + i(\chi^* - \chi) \begin{pmatrix} 0 \\ i \end{pmatrix} \right] \\
\frac{i\hbar}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \xi \\ \chi \end{pmatrix} &= 2\chi H_0 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} - 2\alpha(r) M_0 \Delta \chi \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} + 2\beta(r) M_0 \chi \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \tag{2.37}
\end{aligned}$$

Поділимо обидві частини. (2.37) на $2M_0$ і відмітимо $\tilde{H}_0 = \frac{H_0}{M_0}$:

$$\frac{i\hbar}{2M_0\mu_0} \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \xi \\ \chi \end{pmatrix} = \left(\tilde{H}_0 - \alpha(r)\Delta + \beta(r) \right) \chi \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Таким же чином ми отримуємо рівняння:

$$-\frac{i\hbar}{2M_0\mu_0} \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \xi^* \\ \chi^* \end{pmatrix} = \left(\tilde{H}_0 - \alpha(r)\Delta + \beta(r) \right) \chi^* \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Ми бачимо, що внесок у відхилення намагніченості в лінійній теорії збурень дає лише функція $\chi(\mathbf{r}, t)$, тому виконана лінеаризація призводить до наступного загального вигляду хвильової функції в кожному півпросторі ($j = 1, 2$):

$$\Psi_j(\mathbf{r}, t) = \exp\left(i \frac{\mu_0 H_0 t}{\hbar}\right) \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ \chi_j(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix}, \quad (2.38)$$

отже, лінеаризація рівняння (2.29) з урахуванням (2.38) приводить до наступних рівнянь:

$$\begin{aligned} -\frac{i\hbar}{2M_0\mu_0} \frac{\partial \chi_j(\mathbf{r}, t)}{\partial t} &= (\alpha(r)\Delta - \beta(r) - \tilde{H}_0) \chi_j(\mathbf{r}, t) \\ \frac{i\hbar}{2M_0\mu_0} \frac{\partial \chi_j^*(\mathbf{r}, t)}{\partial t} &= (\alpha(r)\Delta - \beta(r) - \tilde{H}_0) \chi_j^*(\mathbf{r}, t) \end{aligned} \quad (2.39)$$

Якщо ми виразимо $\chi^*(\mathbf{r}, t)$ з одного з рівнянь системи (2.39) і підставимо в друге, то отримаємо наступне рівняння динаміки намагніченості:

$$-\frac{\hbar^2}{(2\mu_0 M_{0j})^2} \frac{\partial^2 \chi_j(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = \left(\alpha^2 \Delta^2 - 2\alpha(\beta + \tilde{H}_{0j})\Delta + (\beta + \tilde{H}_{0j})^2 \right) \chi_j(\mathbf{r}, t). \quad (2.40)$$

Тоді, коли ми застосуємо перетворення Фур'є, зможемо отримати дисперсійне співвідношення для об'ємної спінової хвилі:

$$\Omega^2 = [\alpha(r_{\perp})k^2(r_{\perp}) + \beta(r_{\perp}) + \tilde{H}_{0j}] \times [\alpha(r_{\perp})k^2(r_{\perp}) + \beta(r_{\perp}) + \tilde{H}_{0j}].$$

2.3 Амплітуда відхилення та проходження

Розглянемо нескінченний феромагнетик, що складається з двох напівнескінченних частин, що дотикаються вздовж площини yOz , зі значеннями намагніченостей насичення M_{01} і M_{02} у відповідних півпросторах і значеннями параметра обмінної взаємодії α одновісного β , неперервного (або кусково безперервний) і змінюється повільно. Легка вісь магніту і зовнішнє постійне магнітне поле орієнтовані вздовж осі Oz .

Використовуючи дисперсійне відношення [1] для об'ємної хвилі:

$$\Omega^2 = [\alpha(r_{\perp})k^2(r_{\perp}) + \beta(r_{\perp}) + \tilde{H}_{0j}] \times [\alpha(r_{\perp})k^2(r_{\perp}) + \beta(r_{\perp}) + \tilde{H}_{0j}], \quad (2.41)$$

де \tilde{H}_{0i} – величина зовнішнього постійного магнітного поля, віднесена до намагніченості насичення, M_{0i} – намагніченість насичення матеріалу, $i=1,2$ – номер середовища

Спрощуючи дане рівняння, отримаємо

$$\begin{aligned} \alpha(r_{\perp})k^2(r_{\perp}) &= -\beta(r_{\perp}) - \tilde{H}_{0j} + \Omega, \\ k^2(r_{\perp}) &= \frac{1}{\alpha(r_{\perp})} (-\beta(r_{\perp}) - \tilde{H}_{0j} + \Omega). \end{aligned}$$

Наведемо аналогію з оптикою [30, 31, 32]

Знаючи, що показник заломлення розраховується як:

$$n^2 = \frac{k^2(r_{\perp})}{k_0^2}, \quad (2.42)$$

отримаємо

$$n = \sqrt{\frac{\alpha_1(-\beta_2 - \tilde{H}_{02} + \frac{\omega \hbar}{2\mu_0 M_{02}})}{\alpha_2(-\beta_1 - \tilde{H}_{01} + \frac{\omega \hbar}{2\mu_0 M_{01}})}} \quad (2.43)$$

де ω – частота спінової хвилі, μ_0 – магнетон Бора.

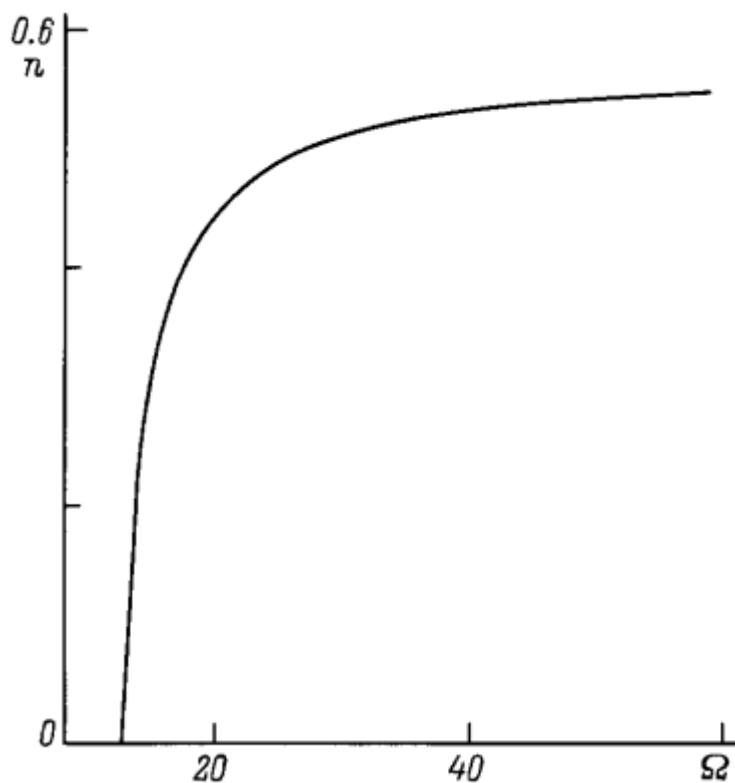


Рисунок 2.1 – залежність показника заломлення від частоти при $\alpha_2/\alpha_1 = 3$, $Q = \frac{\pi}{10}$, $\beta_1 = 5$, $\beta_2 = 10$, $\tilde{H}_0 = 3$ [29]

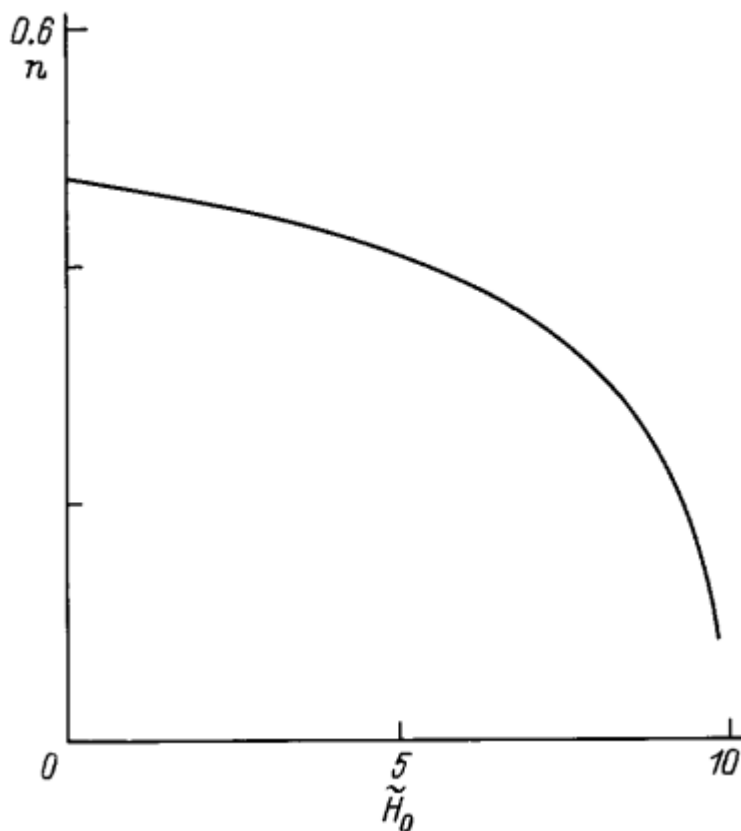


Рисунок 2.2 – залежність показника заломлення від зовнішнього однорідного магнітного поля при $\alpha_2/\alpha_1 = 3$, $Q = \frac{\pi}{10}$, $\beta_1 = 5$, $\beta_2 = 10$, $\Omega = 20$ [29]

В силу того, що амплітуди відхилення та проходження спінової хвилі розраховуються за формулами [29]:

$$R = \frac{\alpha_1 \cos \theta_1 - \alpha_2 \sqrt{n^2 - \sin^2(\theta_1)}}{\alpha_1 \cos \theta_1 + \alpha_2 \sqrt{n^2 - \sin^2(\theta_1)}},$$

$$D = \frac{2\alpha_1 \cos \theta_1}{\alpha_1 \cos \theta_1 + \alpha_2 \sqrt{n^2 - \sin^2(\theta_1)}}, \quad (2.44)$$

де θ_1 – кут падіння

Інтенсивність відбитої хвилі розраховується як

$$I_R = |R|^2. \quad (2.45)$$

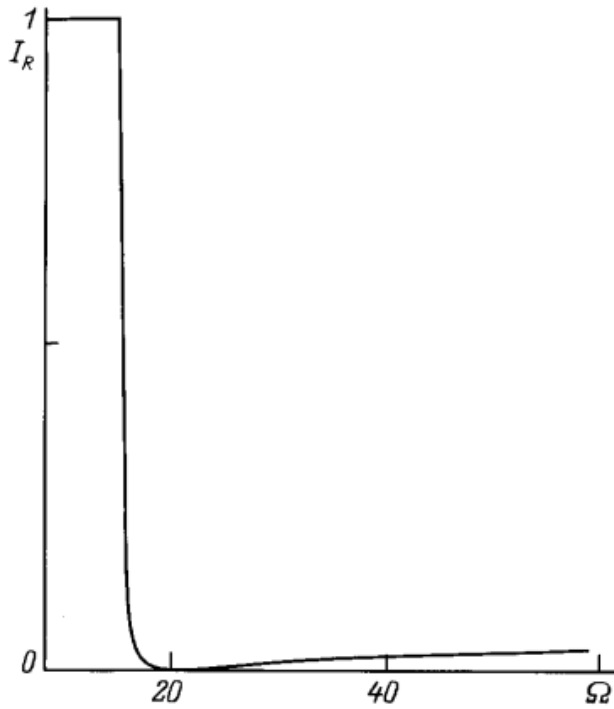


Рисунок 2.3 – залежність інтенсивності хвилі, що відбивається від частоти при $\alpha_2/\alpha_1 = 3$, $Q = \frac{\pi}{10}$, $\beta_1 = 5$, $\beta_2 = 10$, $\tilde{H}_0 = 3$ [29]

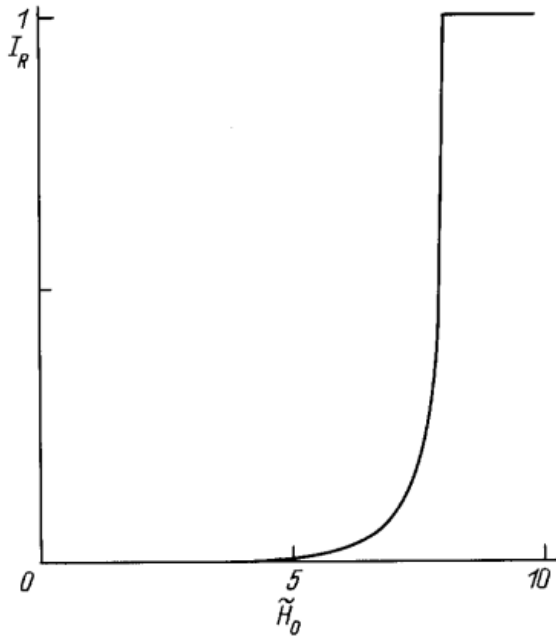


Рисунок 2.4 – залежність інтенсивності хвилі, що відбивається від зовнішнього однорідного магнітного поля при $\alpha_2/\alpha_1 = 3$, $Q = \frac{\pi}{10}$, $\beta_1 = 5$, $\beta_2 = 10$, $\Omega = 20$ [29]

Для того щоб записати інтенсивність хвилі, що проходить, необхідно згадати, що коефіцієнт відбивання та коефіцієнт проходження в сумі дорівнюють 1. Оскільки Інтенсивність падаючої хвилі ми розглядаємо рівну 1, тоді виходить, що інтенсивність хвилі, що проходить, можна розрахувати як

$$I_D = 1 - I_R . \quad (2.46)$$

Таким чином отримаємо

$$I_D = 1 - |R|^2, \\ I_D = \frac{4\alpha_1\alpha_2 \cos \theta_1 \sqrt{n^2 - \sin^2(\theta_1)}}{(\alpha_1 \cos \theta_1 + \alpha_2 \sqrt{n^2 - \sin^2(\theta_1)})^2} . \quad (2.47)$$

Виразимо інтенсивність хвилі, що проходить, через її амплітуду D

$$I_D = \frac{\alpha_2 \sqrt{n^2 - \sin^2(\theta_1)}}{\alpha_1 \cos \theta_1} |D|^2 . \quad (2.48)$$

Висновок до Розділу 2

В останні роки зростає зацікавленість в застосуванні принципів геометричної оптики для розуміння поведінки спінових хвиль у середовищах з неоднорідним розподілом магнітних властивостей. В наслідок цього було обрано цей метод теоретичних досліджень для досягнення поставлених цілей.

Отримані теоретичні відомості залежності показника заломлення спінових хвиль на межі двох середовищ та значення амплітуд відхилення та проходження. Отримані дані необхідні для подальшого дослідження інтерференції на клині.

РОЗДІЛ 3 ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ СПІНОВИХ ХВИЛЬ НА РІЗНИХ ОБ'ЄКТАХ

3.1 Інтерференція на клині

3.1.1 Інтерференція в залежності від параметрів клину та феромагнітного середовища

Проводячи аналогію з оптикою [30-32, 44, 45], нагадаємо, що закон заломлення стверджує: заломлений промінь лежить в одній площині з падаючим променем і нормаллю до поверхні розподілу середовищ, проведеною у точку падіння: відношення синуса кута падіння до синуса кута заломлення є відносний показник заломлення другого середовища відносно першого

$$\frac{\sin Q_1}{\sin Q_2} = n . \quad (3.1)$$

Амплітуду спінового коливання позначимо буквою A . Тоді зміна у часі й просторі проекція променя на напрям, уздовж якого він коливається, описується рівнянням

$$\chi = A \exp(i(kr - \omega t)), \quad (3.2)$$

r – відстань, яка відлічується вздовж напрямку поширення хвилі.

Розглянемо, за яких умов можливе явище інтерференції.

Для цього нам необхідно спостерігати дві хвилі, які будуть задаватися рівняннями:

$$\vec{\chi}_1 = \vec{A}_1 \exp(i(k_1 r_1 - \omega_1 t)),$$

$$\vec{\chi}_2 = \vec{A}_2 \exp(i(k_2 r_2 - \omega_2 t)).$$

При накладанні двох хвиль результуюче коливання задається рівнянням:

$$\vec{\chi} = \vec{\chi}_1 + \vec{\chi}_2.$$

Тоді результуюча інтенсивність визначається

$$I \sim \langle \chi^2 \rangle = \langle (\vec{\chi}_1 + \vec{\chi}_2)^2 \rangle = \langle (\vec{\chi}_1)^2 \rangle + \langle (\vec{\chi}_2)^2 \rangle + 2 \langle \vec{\chi}_1 \cdot \vec{\chi}_2 \rangle. \quad (3.3)$$

Для того, щоб спостерігалася явище інтерференції необхідно, щоб інтерференційний доданок не дорівнював нулю

$$2 \langle \vec{\chi}_1 \cdot \vec{\chi}_2 \rangle \neq 0,$$

$$2 \langle \vec{\chi}_1 \cdot \vec{\chi}_2 \rangle = \chi_1 \cdot \chi_2^* + \chi_1^* \cdot \chi_2, \quad (3.4)$$

$$\begin{aligned} \chi_1 \cdot \chi_2^* &= A_1 \exp(i(k_1 r_1 - \omega_1 t)) A_2 \exp(-i(k_2 r_2 - \omega_2 t)) = \\ &= A_1 A_2 \exp(i((k_1 r_1 - k_2 r_2) - (\omega_1 t - \omega_2 t))), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \chi_1^* \cdot \chi_2 &= A_1 \exp(-i(k_1 r_1 - \omega_1 t)) A_2 \exp(i(k_2 r_2 - \omega_2 t)) = \\ &= A_1 A_2 \exp(-i((k_1 r_1 - k_2 r_2) - (\omega_1 t - \omega_2 t))). \end{aligned}$$

Аналізуючи вираз необхідно, щоб

$$\vec{A}_1 \cdot \vec{A}_2 \neq 0,$$

та щоб різниця різниця фаз хвиль була постійною у часі. Це можливе, якщо

$$\omega_1 = \omega_2. \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned}
\chi_1 \cdot \chi_2^* &= A_1 A_2 \exp(i(k_1 r_1 - k_2 r_2)), \\
\chi_1^* \cdot \chi_2 &= A_1 A_2 \exp(-i(k_1 r_1 - k_2 r_2)), \\
2 \langle \vec{\chi}_1 \cdot \vec{\chi}_2 \rangle &= 2A_1 A_2 \cos \delta,
\end{aligned} \tag{3.6}$$

де різниця фаз

$$\delta = k_2 l_2 - k_1 l_1 = k_1 (n l_2 - l_1), \tag{3.7}$$

де $\Delta = n l_2 - l_0$ – різниця ходу (3.8)

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta, \tag{3.9}$$

$$I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta, \tag{3.10}$$

де I_1 – інтенсивність першої хвилі, I_2 – інтенсивність другої хвилі, δ – різниця фаз

Розглянемо клин із кутом γ , частина падаючої хвилі відбивається, а частина проходить у середовище клина

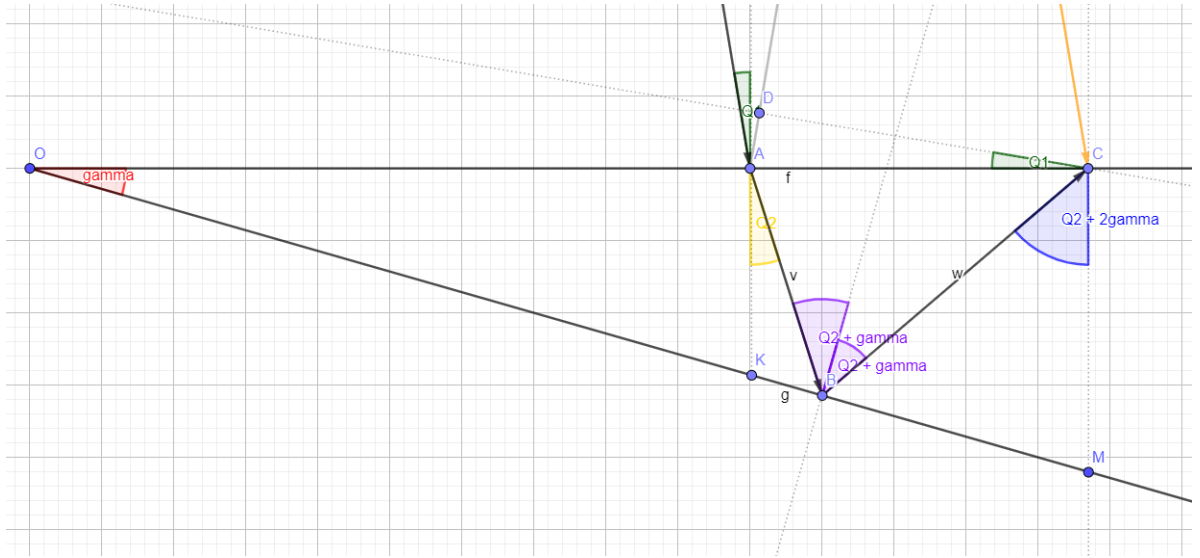


Рисунок 3.1 – Хід спінових променів в клині з проявом інтерференції

З рисунка 3.1 видно, що перша хвиля, проходить відбивається від верхньої границі клину, а друга проходить усередину, відбивається від нижньої границі клину, потім проходить через верхню там інтерферує з першою хвилею.

Отже інтенсивності цих хвиль можна розрахувати використовуючи формули (2.45) – (2.48), як

$$I_1 = |R_1|^2 = \left(\frac{\alpha_1 \cos \theta_1 - \alpha_2 \sqrt{n^2 - \sin^2(\theta_1)}}{\alpha_1 \cos \theta_1 + \alpha_2 \sqrt{n^2 - \sin^2(\theta_1)}} \right)^2, \quad (3.11)$$

$$I_2 = (1 - |R_1|^2) |R_2|^2 (1 - |R_3|^2) = \frac{4\alpha_1 \alpha_2 \cos \theta_1 \sqrt{n^2 - \sin^2(\theta_1)}}{(\alpha_1 \cos \theta_1 + \alpha_2 \sqrt{n^2 - \sin^2(\theta_1)})^2} \times$$

$$\times \left(\frac{\alpha_2 \cos(\theta_2 + \gamma) - \alpha_1 \sqrt{\left(\frac{1}{n}\right)^2 - \sin^2(\theta_2 + \gamma)}}{\alpha_2 \cos(\theta_2 + \gamma) + \alpha_1 \sqrt{\left(\frac{1}{n}\right)^2 - \sin^2(\theta_2 + \gamma)}} \right)^2 \times$$

$$\times \frac{4\alpha_1 \alpha_2 \cos(\theta_2 + 2\gamma) \sqrt{\left(\frac{1}{n}\right)^2 - \sin^2(\theta_2 + 2\gamma)}}{(\alpha_2 \cos(\theta_2 + 2\gamma) + \alpha_2 \sqrt{\left(\frac{1}{n}\right)^2 - \sin^2(\theta_2 + 2\gamma)})^2}, \quad (3.12)$$

$$\delta = k_2 l_2 - k_1 l_1 = k_1 (n l_2 - l_1),$$

де l_1 – довжина ходу першої хвилі, l_2 – довжина ходу другої хвилі,
 $\Delta = n l_2 - l_1$ – різниця ходу хвиль.

Також з рисунка 3.1 видно, що

$$l_1 = AD,$$

$$l_2 = AB + BC.$$

Зробивши розрахунки, отримаємо

$$l_1 = AC \cdot \sin Q_1,$$

$$CM = r \cdot \operatorname{tg} \gamma,$$

$$OM = \frac{r}{\cos \gamma}.$$

З теореми синусів маємо

$$BC = \frac{CM \sin \angle CMB}{\sin \angle CBM},$$

$$BC = \frac{r \sin \gamma}{\cos(Q_2 + \gamma)}.$$

$$AC = \frac{BC \sin \angle ABC}{\sin \angle BAC},$$

$$AC = \frac{2r \sin \gamma \cdot \sin(Q_2 + \gamma)}{\cos Q_2},$$

$$l_1 = \frac{2r \sin \gamma \cdot \sin(Q_2 + \gamma) \cdot \sin Q_1}{\cos Q_2}.$$

$$AB = \frac{BC \sin \angle ACB}{\sin \angle BAC},$$

$$AB = \frac{r \sin \gamma}{\cos(Q_2 + \gamma)} \cdot \frac{\cos(Q_2 + 2\gamma)}{\cos Q_2},$$

$$l_2 = AB + BC = \frac{r \sin \gamma}{\cos(Q_2 + \gamma)} \left(\frac{\cos(Q_2 + 2\gamma)}{\cos Q_2} + 1 \right).$$

Оскільки хвиля відбивається від оптично більш щільного середовища, то фаза змінюється на π

$$\delta = \sqrt{\frac{-\beta_1 - \tilde{H}_{01} + \frac{\omega \hbar}{2\mu_0 M_{01}}}{\alpha_1}} \left(\sqrt{\frac{\alpha_1 (-\beta_2 - \tilde{H}_{02} + \frac{\omega \hbar}{2\mu_0 M_{02}})}{\alpha_2 (-\beta_1 - \tilde{H}_{01} + \frac{\omega \hbar}{2\mu_0 M_{01}})} \frac{r \sin \gamma}{\cos(Q_2 + \gamma)}} \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{\cos(Q_2 + 2\gamma)}{\cos Q_2} + 1 \right) - \frac{2r \sin \gamma \cdot \sin(Q_2 + \gamma) \cdot \sin Q_1}{\cos Q_2} \right) - \pi . \quad (3.13)$$

3.1.2 Граничне значення кута клину

Також з побудованої моделі розповсюдження спінових хвиль на клині стає зрозумілим, що існує певне граничне значення кута клину, при якому явище інтерференції спостерігатися не буде. Це відбудеться за умови, що при відбиванні від внутрішньої стінки клину (Рисунок 3.1, точка D) хвиля буде розповсюджуватися паралельно до верхньої стінки клину.

З рисунка 3.2 стає зрозумілим, що відбита хвиля буде розповсюджуватися паралельно до верхньої границі клину за умови

$$Q_2 + \gamma + Q_2 + \gamma - Q_2 = \frac{\pi}{2},$$

$$Q_2 + 2\gamma = \frac{\pi}{2}, \quad \gamma = \frac{\pi}{4} - \frac{Q_2}{2}.$$

При досягненні цього граничного значення явище інтерференції перестане спостерігатися.

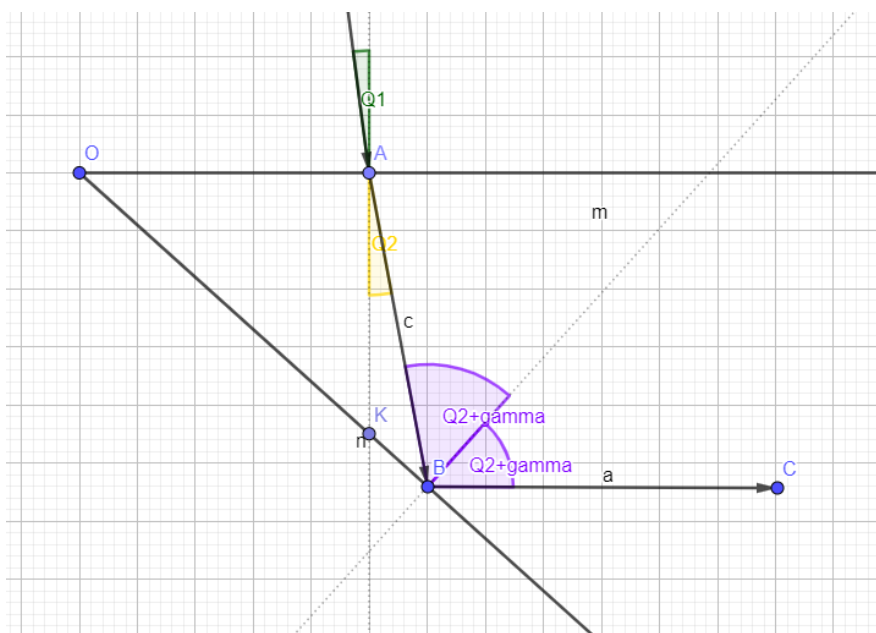


Рисунок 3.2 – Хід спінових променів в клині без інтерференції

3.1.3 Аналіз отриманих результатів

З формул (3.1, 3.2, 3.3) видно, що інтенсивність хвилі інтерференції залежить від кута клину, тому було побудовано графік цієї залежності.

З рисунка 3.3 видно, що при збільшенні кута клину локальні максимуми та мінімуми інтенсивності зменшуються, а при досягненні певного граничного кута інтерференція не спостерігається. Це можна пояснити тим фактом, що при відбиванні хвилі від внутрішньої стінки клину (рисунок 3.2, точка В), при великих значеннях кута $Q_2 + \gamma$ хвиля починає рухатися паралельно до верхньої границі клину або починає віддалятися від неї.

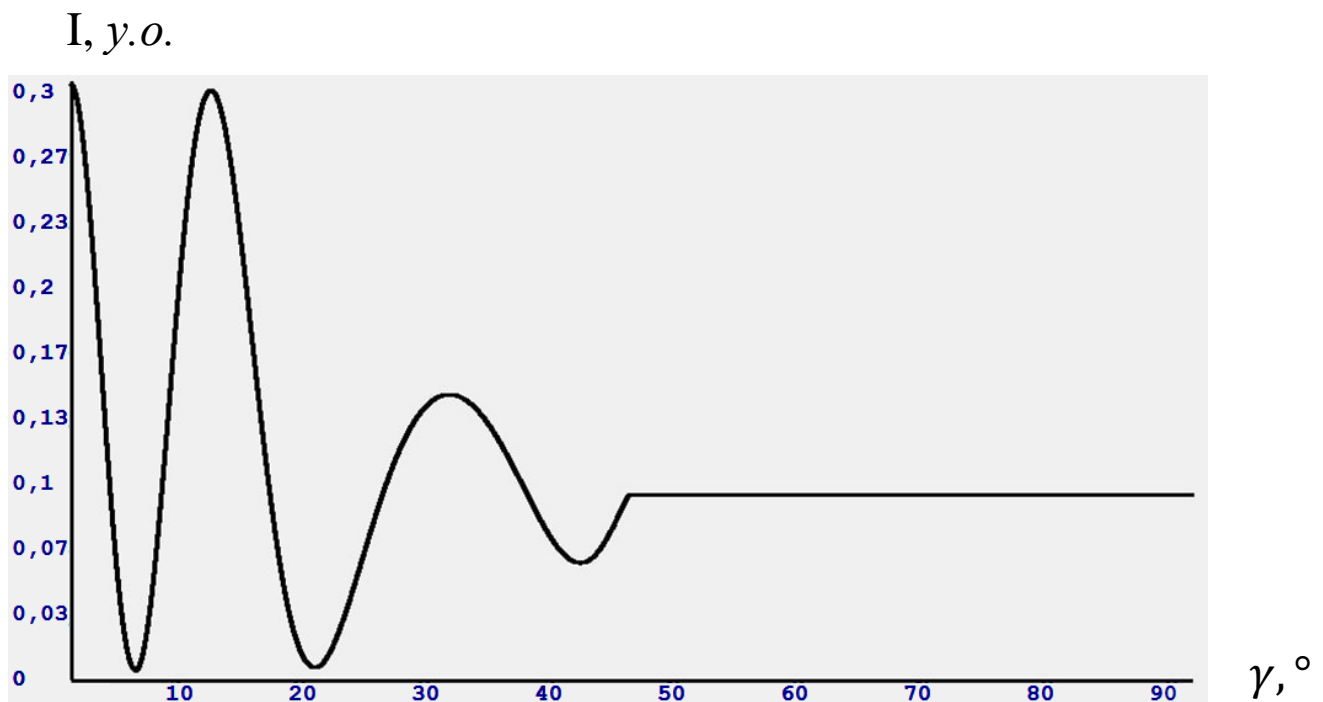


Рисунок 3.3 – графік залежності $I(\gamma)$ інтенсивності хвилі інтерференції від кута клину при : $\alpha_1 = 10^{-11} \text{см}^2$, $\alpha_2 = 1,2 \cdot 10^{-11} \text{см}^2$, $\beta_1 = 10$, $\beta_2 = 15$, $M_{01} = 100 \text{ Гс}$, $M_{02} = 105 \text{ Гс}$.

Тому після досягнення граничного кута спостерігається лише інтенсивність відбитої хвилі (рисунок 3.1, точка С), отже графік інтенсивності на рисунку 3.3 перетворюється на пряму.

Також для отримання інтерференційної картини було побудовано графік залежності інтенсивності від віддаленості від вершини клину.

З рисунка 3.4 видно, що інтерференційна картинка на клині є періодичною з незмінним періодом

$I, \text{y.o.}$

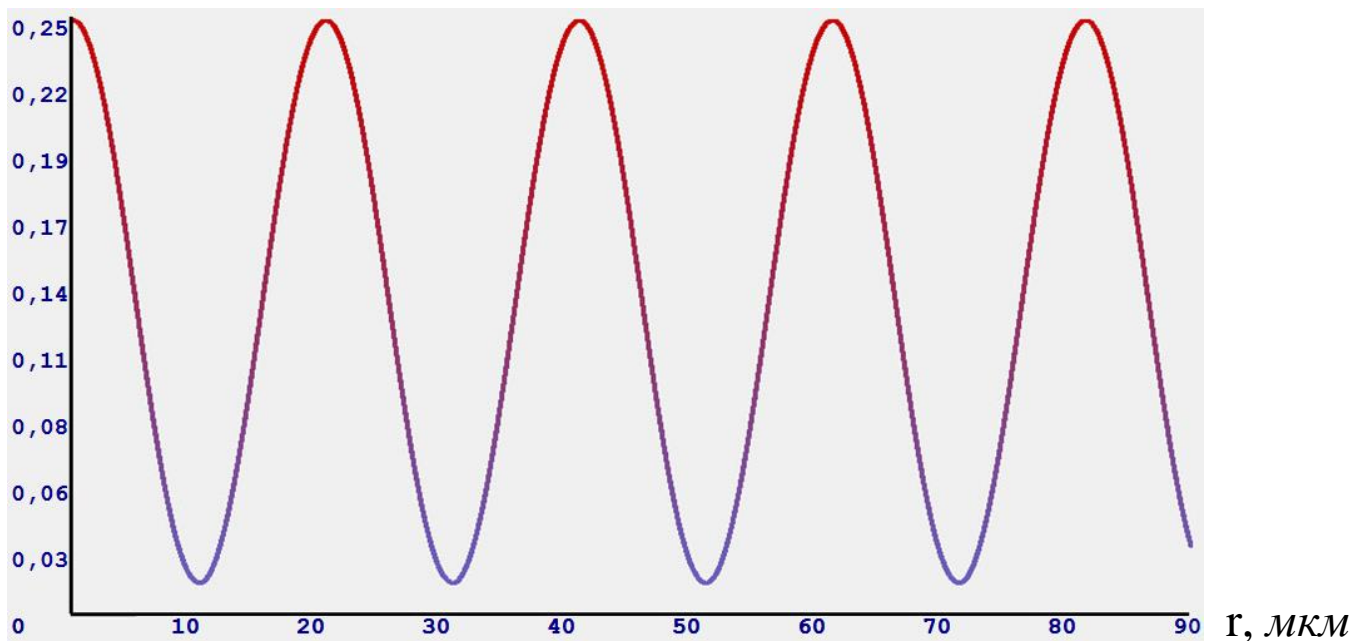


Рисунок 3.4 – графік залежності $I(r)$ інтенсивності від віддаленості від вершини клину при : $\alpha_1 = 10^{-11} \text{см}^2$, $\alpha_2 = 1,2 \cdot 10^{-11} \text{см}^2$, $\beta_1 = 10$, $\beta_2 = 15$, $M_{01} = 100 \text{ Гс}$, $M_{02} = 105 \text{ Гс}$.

Було отримано графік залежності інтенсивності від обох параметрів

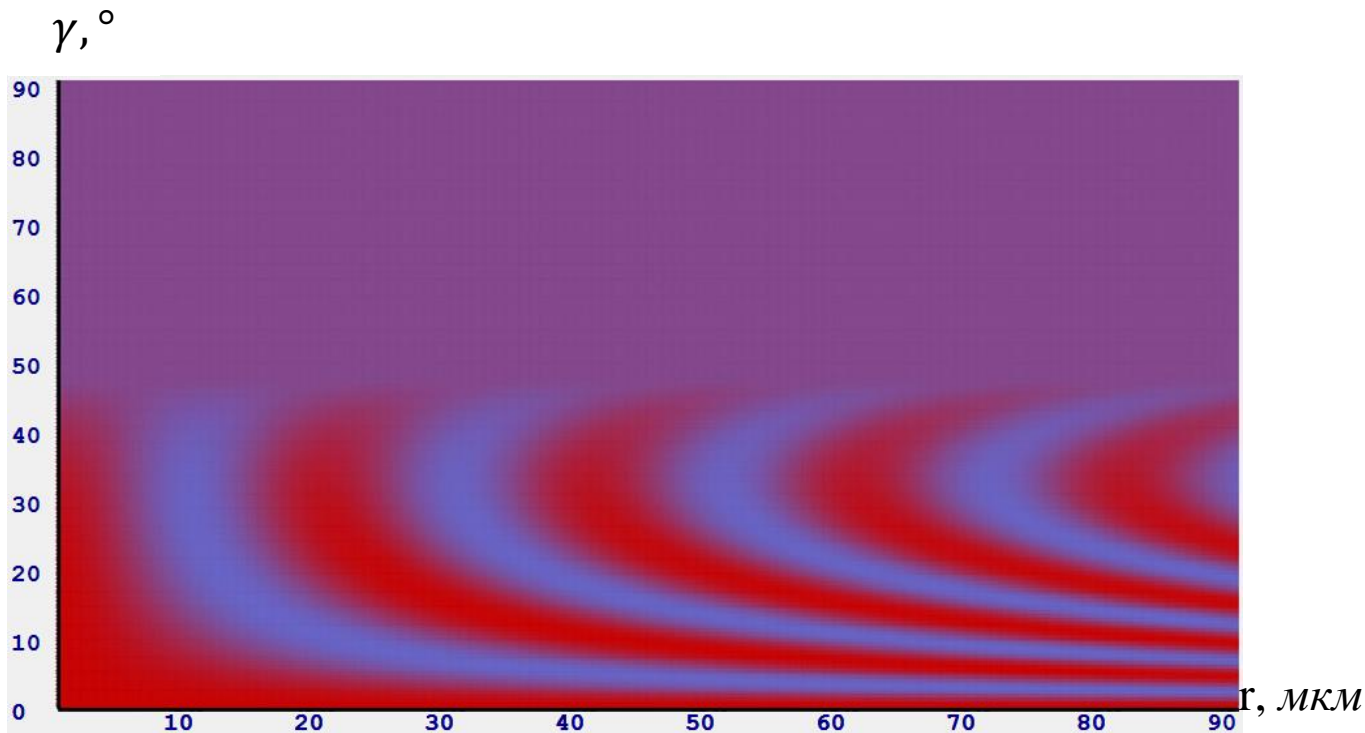


Рисунок 3.5 – графік залежності $I(r, \gamma)$ інтенсивності від віддаленості від вершини клину та кута клину при : $\alpha_1 = 10^{-11} \text{см}^2$, $\alpha_2 = 1,2 \cdot 10^{-11} \text{см}^2$, $\beta_1 = 10$, $\beta_2 = 15$, $M_{01} = 100 \text{ Гс}$, $M_{02} = 105 \text{ Гс}$.

На рисунку 3.5 спостерігається $I(r, \gamma)$, де за червоний колір відповідає максимальне значення інтенсивності, а блакитний – за мінімальне. З графіка видно, що при досягненні певного граничного кута інтенсивність хвилі стає сталою величиною та ніяк не змінюється від зміни значень кута клину та віддаленості від вершини клину. При значеннях кута, менших за граничне, спостерігається періодична зміна максимуму та мінімумом інтерференції. Зі збільшенням кута цей період змінюється.

3.2 Інтерференція в системі "сферична поверхня - плоска поверхня"

3.2.1 Знаходження усіх необхідних компонентів для розрахунку інтенсивності

Розглянемо дві падаючі спінові хвилі на лінзу, де одна з них проходить через неї, а друга відбивається

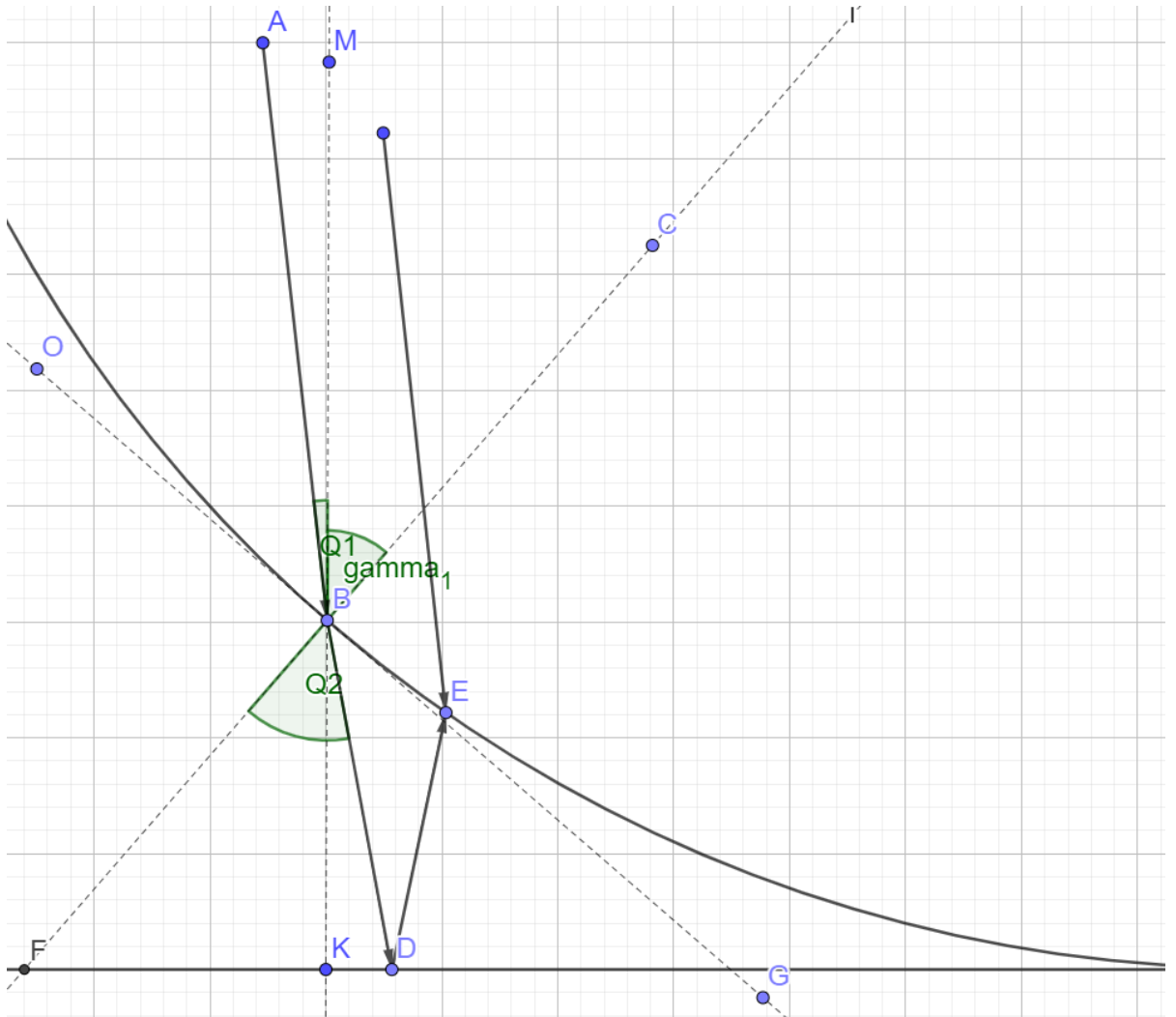


Рисунок 3.6 – інтерференція в системі "сферична поверхня - плоска поверхня" кути та дотична в точці падіння першої хвилі

З рисунка 3.6 видно, що $\angle ABM = Q_1$ – кут падіння спінових хвиль
 $\angle ABC$ – кут між 1 променем та нормаллю до дотичної OG
 $\text{tg } \gamma_1$ – кутовий коефіцієнт дотичної OG
 $\angle MBC = \gamma_1$, тоді виходить, що
 $\angle ABC = Q_1 + \gamma_1$,
 $\angle FBD = Q_2$ – кут заломлення
 $\angle FBK = \angle MBC = \gamma_1$, як вертикальні, отже
 $\angle KBD = Q_2 - \gamma_1$.

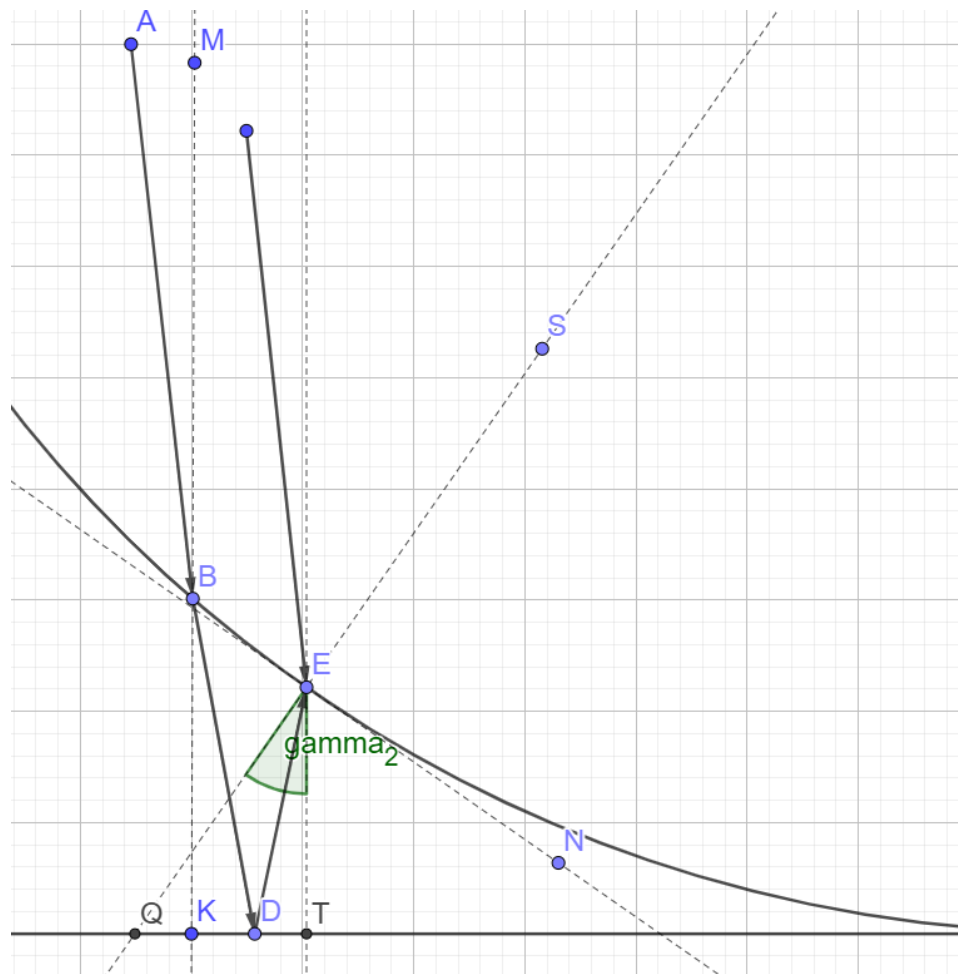


Рисунок 3.7 – інтерференція в системі "сферична поверхня - плоска поверхня" кути та дотична в точці падіння другої хвилі

З рисунка 3.7 LN – дотична до лінзи в точці E
 $\operatorname{tg} \gamma_2$ – кутовий коефіцієнт дотичної LN

$$\angle DET = \angle KBD = Q_2 - \gamma_1,$$

$$\angle QET = \gamma_2,$$

Тоді виходить, що

$$\angle DET = (\gamma_2 + \gamma_1) - Q_2.$$

Лінза – це частина кола з радіусом R, тоді

$$r^2 + (b - R)^2 = R^2, \quad (3.14)$$

де b – висота зазору

$$b^2 - 2bR + r^2 = 0,$$

$$D = 4(R^2 - r^2),$$

$$b_1 = R - \sqrt{R^2 - r^2},$$

$$b_2 = R + \sqrt{R^2 - r^2} \text{ – не задовільняє умові } b < R.$$

Отже

$$b = R - \sqrt{R^2 - r^2}. \quad (3.15)$$

Знайдемо кутовий коефіцієнт дотичної γ , для цього отримаємо похідну для b

$$b' = \frac{r}{\sqrt{R^2 - r^2}},$$

тоді

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \gamma &= \frac{r}{\sqrt{R^2 - r^2}}, \\ \gamma &= \operatorname{arctg}\left(\frac{r}{\sqrt{R^2 - r^2}}\right). \end{aligned} \quad (3.16)$$

Знайдемо також зміщення хвилі при проникненні у лінзу

$$\Delta r = r_1 - r_2. \quad (3.17)$$

З рисунка 3.7 видно, що $\Delta r = KD + DT$,

$$KD = BK \operatorname{tg}(Q_2 - \gamma_1), \text{ де } BK = b_1$$

$$DT = ET \operatorname{tg}(Q_2 - \gamma_1), \text{ де } ET = b_2.$$

Таким чином отримаємо систему

$$\begin{cases} \Delta r = r_1 - r_2, \\ \Delta r = b_1 \operatorname{tg}(Q_2 - \gamma_1) + b_2 \operatorname{tg}(Q_2 - \gamma_1). \end{cases}$$

$$\begin{cases} r_2 = r_1 - \Delta r, \\ \Delta r = \left(R - \sqrt{R^2 - r_1^2}\right) \operatorname{tg}(Q_2 - \gamma_1) + \left(R - \sqrt{R^2 - r_2^2}\right) \operatorname{tg}(Q_2 - \gamma_1). \end{cases}$$

$$\Delta r = \left(R - \sqrt{R^2 - r_1^2}\right) \operatorname{tg}(Q_2 - \gamma_1) + \left(R - \sqrt{R^2 - (r_1 - \Delta r)^2}\right) \operatorname{tg}(Q_2 - \gamma_1),$$

$$\begin{aligned} &\sqrt{R^2 - (r_1 - \Delta r)^2} \operatorname{tg}(Q_2 - \gamma_1) = \\ &= R \operatorname{tg}(Q_2 - \gamma_1) + \left(R - \sqrt{R^2 - r_1^2}\right) \operatorname{tg}(Q_2 - \gamma_1) - \Delta r, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} R^2 \operatorname{tg}^2(Q_2 - \gamma_1) - r_1^2 \operatorname{tg}^2(Q_2 - \gamma_1) + 2r_1 \Delta r \operatorname{tg}^2(Q_2 - \gamma_1) - \Delta r^2 \operatorname{tg}^2(Q_2 - \gamma_1) = \\ = \left(R + \left(R - \sqrt{R^2 - r_1^2}\right)\right)^2 \operatorname{tg}^2(Q_2 - \gamma_1) - \end{aligned}$$

$$-2\left(R + \left(R - \sqrt{R^2 - r_1^2}\right)\right) \operatorname{tg}(Q_2 - \gamma_1) \Delta r + \Delta r^2.$$

Отримаємо квадратне рівняння

$$\Delta r^2(1 + \operatorname{tg}^2(Q_2 - \gamma_1)) - 2\left(2R - \sqrt{R^2 - r_1^2} + r_1 \operatorname{tg}(Q_2 - \gamma_1)\right) \operatorname{tg}(Q_2 - \gamma_1) \Delta r + \left(\left(2R - \sqrt{R^2 - r_1^2}\right)^2 - R^2 + r_1^2\right) \operatorname{tg}^2(Q_2 - \gamma_1) = 0$$

$$D = 4\left(2R - \sqrt{R^2 - r_1^2} + r_1 \operatorname{tg}(Q_2 - \gamma_1)\right)^2 \operatorname{tg}^2(Q_2 - \gamma_1) - 4(1 + \operatorname{tg}^2(Q_2 - \gamma_1))\left(\left(2R - \sqrt{R^2 - r_1^2}\right)^2 - R^2 + r_1^2\right) \operatorname{tg}^2(Q_2 - \gamma_1).$$

Таким чином отримаємо формулу для зміщення хвилі

$$\Delta r = \frac{2\left(2R - \sqrt{R^2 - r_1^2} + r_1 \operatorname{tg}(Q_2 - \gamma_1)\right) \operatorname{tg}(Q_2 - \gamma_1) \pm \sqrt{D}}{2 + 2\operatorname{tg}^2(Q_2 - \gamma_1)}. \quad (3.18)$$

Розрахуємо інтенсивність кожної падаючої хвилі.

Хвиля 1 відбивається від лінзи, тому інтенсивність розраховується за формулою (2.45)

$$I_1 = |R_1|^2 = \left(\frac{\alpha_1 \cos(Q_1 + \gamma_1) - \alpha_2 \sqrt{n^2 - \sin^2(Q_1 + \gamma_1)}}{\alpha_1 \cos(Q_1 + \gamma_1) + \alpha_2 \sqrt{n^2 - \sin^2(Q_1 + \gamma_1)}}\right)^2. \quad (3.19)$$

Хвиля 2 проходить через лінзу, відбивається від нижньої границі та проходить через верхню границю лінзи. Отже інтенсивність другої хвилі розраховується за формулами (2.45-2.48)

$$I_2 = (1 - |R_1|^2)|R_2|^2(1 - |R_3|^2), \quad (3.20)$$

$$R_1 = \frac{\alpha_1 \cos(Q_1 + \gamma_1) - \alpha_2 \sqrt{n^2 - \sin^2(Q_1 + \gamma_1)}}{\alpha_1 \cos(Q_1 + \gamma_1) + \alpha_2 \sqrt{n^2 - \sin^2(Q_1 + \gamma_1)}},$$

$$R_2 = \frac{\alpha_1 \cos(Q_2 - \gamma_1) - \alpha_2 \sqrt{\left(\frac{1}{n}\right)^2 - \sin^2(Q_2 - \gamma_1)}}{\alpha_1 \cos(Q_2 - \gamma_1) + \alpha_2 \sqrt{\left(\frac{1}{n}\right)^2 - \sin^2(Q_2 - \gamma_1)}},$$

$$R_3 = \frac{\alpha_1 \cos((\gamma_2 + \gamma_1) - Q_2) - \alpha_2 \sqrt{\left(\frac{1}{n}\right)^2 - \sin^2((\gamma_2 + \gamma_1) - Q_2)}}{\alpha_1 \cos((\gamma_2 + \gamma_1) - Q_2) + \alpha_2 \sqrt{\left(\frac{1}{n}\right)^2 - \sin^2((\gamma_2 + \gamma_1) - Q_2)}},$$

$$\text{де } \gamma_1 = \arctg \frac{r_1}{\sqrt{R^2 - r_1^2}}; \quad \gamma_2 = \arctg \frac{r_1 - \Delta r}{\sqrt{R^2 - (r_1 - \Delta r)^2}}.$$

Інтенсивність при інтерференції розраховується за формулою (3.10)

$$I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta,$$

$$\text{де } \delta = k_1(nl_2 - l_1)$$

$$k_1 = \sqrt{\frac{1}{\alpha_1} \left(-\beta_1 - \tilde{H}_{01} + \frac{\omega \hbar}{2\mu_0 M_{01}} \right)}. \quad (3.21)$$

Для того щоб розрахувати інтенсивність при інтерференції необхідно також знати різницю ходу $\Delta = nl_2 - l_1$, тому знайдемо l_1 та l_2 .

З рисунка 3.6 видно, що

$$l_1 = ZE,$$

$$l_1 = BE \sin \angle EBZ,$$

$$BE = \sqrt{(b_1 - b_2)^2 + \Delta r^2}, \quad (3.22)$$

$$BV = \sqrt{(b_1 - y(r_2))^2 + \Delta r^2}, \quad (3.23)$$

$$EV = b_2 - y(r_2), \quad (3.24)$$

де $y(r_2)$ – координата у дотичної до т.В при r_2 .

Знайдемо рівняння цієї дотичної

$$\begin{aligned} y &= b'(r)(r - r_1) + b(r), \\ y &= \frac{r}{\sqrt{R^2 - r^2}}(r - r_1) + R - \sqrt{R^2 - r^2}, \end{aligned} \quad (3.25)$$

тоді

$$y(r_2) = \frac{r}{\sqrt{R^2 - r_2^2}}(r_2 - r_1) + R - \sqrt{R^2 - r_2^2}. \quad (3.26)$$

За теоремою косинусів

$$\begin{aligned} EV^2 &= BV^2 + BE^2 - 2BV \cdot BE \cos \angle VBE, \\ \angle VBE &= \arccos \left(\frac{BV^2 + BE^2 - EV^2}{2BV \cdot BE} \right), \\ \angle EBZ &= 90^\circ - (90^\circ - Q_1 - \gamma_1) - \angle VBE, \\ \angle EBZ &= Q_1 + \gamma_1 - \arccos \left(\frac{BV^2 + BE^2 - EV^2}{2BV \cdot BE} \right). \end{aligned}$$

Таким чином отримаємо

$$l_1 = \sqrt{\left(\sqrt{R^2 - r_2^2} - \sqrt{R^2 - r_1^2}\right)^2 + \Delta r^2 \cdot \sin(Q_1 + \gamma_1 - \arccos \left(\frac{BV^2 + BE^2 - EV^2}{2BV \cdot BE} \right))} , \quad (3.27)$$

де

$$BE = \sqrt{\left(\sqrt{R^2 - r_2^2} - \sqrt{R^2 - r_1^2}\right)^2 + \Delta r^2},$$

$$BV = \sqrt{\left(\sqrt{R^2 - r_2^2} - \frac{r}{\sqrt{R^2 - r_2^2}}(r_2 - r_1) - \sqrt{R^2 - r_1^2}\right)^2 + \Delta r^2},$$

$$EV = \frac{r}{\sqrt{R^2 - r_2^2}}(r_1 - r_2).$$

Також отримаємо довжину шляху другої хвилі

$$l_2 = BD + DE, \quad (3.28)$$

$$BD = \frac{BK}{\cos(Q_2 - \gamma_1)} = \frac{R - \sqrt{R^2 - r_1^2}}{\cos(Q_2 - \gamma_1)},$$

$$DE = \frac{ET}{\cos(Q_2 - \gamma_1)} = \frac{R - \sqrt{R^2 - (r_1 - \Delta r)^2}}{\cos(Q_2 - \gamma_1)},$$

$$l_2 = \frac{2R - \sqrt{R^2 - r_1^2} - \sqrt{R^2 - (r_1 - \Delta r)^2}}{\cos(Q_2 - \gamma_1)}. \quad (3.29)$$

3.2.2 Аналіз можливих максимальних значень інтенсивності

Проведемо аналіз можливих максимальних значень інтенсивності при інтерференції на лінзі з формул (3.19, 3.20)

$$I_1 = |R_1|^2,$$

$$I_2 = (1 - |R_1|^2)|R_2|^2(1 - |R_3|^2).$$

Нехай $a = |R_2|^2(1 - |R_3|^2)$, де $a < 1$

$$I_2 = a \cdot (1 - |R_1|^2).$$

Знаючи, що $K_R + K_D = 1$, де

$K_R = |R|^2$ – коефіцієнт відбиття

K_D – коефіцієнт проходження

$$K_D = 1 - K_R,$$

$$I_1 = K_{R1},$$

$$I_2 = a \cdot K_{D1}, \text{ де } a < 1. \quad (3.30)$$

Максимальне значення інтенсивності при інтерференції буде спостерігатися при виконанні умови $\cos\delta = -1$

$$I_{max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}, \quad (3.31)$$

$$I_{max} = K_{R1} + a(1 - K_{R1}) + 2\sqrt{aK_{R1}(1 - K_{R1})}.$$

Проаналізуємо при яких a , $I_{max} > 1$

$$K_{R1} + a(1 - K_{R1}) + 2\sqrt{aK_{R1}(1 - K_{R1})} > 1,$$

$$2\sqrt{aK_{R1}(1 - K_{R1})} > (1 - K_{R1}) - a(1 - K_{R1}),$$

$$4aK_{R1}(1 - K_{R1}) > (1 - K_{R1})^2(1 - a)^2,$$

При $K_{R1} = 0$ $0 > 0$ – хибне,

При $K_{R1} \neq 0$ $4aK_{R1} > (1 - a)^2(1 - K_{R1})$,

$$4aK_{R1} > (1 - 2a + a^2)(1 - K_{R1}),$$

$$a^2(1 - K_{R1}) - 2a(1 - K_{R1}) - 4aK_{R1} + 1 - K_{R1} < 0,$$

$$a^2(1 - K_{R1}) - 2a(K_{R1} + 1) + (1 - K_{R1}) < 0,$$

$$\begin{aligned} D &= 4(K_{R1} + 1)^2 - 4(1 - K_{R1})^2 = 4(K_{R1}^2 + 2K_{R1} + 1 - 1 + 2K_{R1} - K_{R1}^2) \\ &= 16K_{R1} \end{aligned}$$

$$a_1 = \frac{2(K_{R1}+1)+4\sqrt{K_{R1}}}{2(1-K_{R1})} = \frac{K_{R1}+2\sqrt{K_{R1}}+1}{(1-K_{R1})} = \frac{(\sqrt{K_{R1}}+1)^2}{(1-\sqrt{K_{R1}})(1+\sqrt{K_{R1}})} = \frac{1+\sqrt{K_{R1}}}{1-\sqrt{K_{R1}}}$$

$$a_2 = \frac{K_{R1}-2\sqrt{K_{R1}}+1}{(1-K_{R1})} = \frac{(1-\sqrt{K_{R1}})^2}{(1-\sqrt{K_{R1}})(1+\sqrt{K_{R1}})} = \frac{1-\sqrt{K_{R1}}}{1+\sqrt{K_{R1}}}$$

$$a \in \left(\frac{1-\sqrt{K_{R1}}}{1+\sqrt{K_{R1}}}; \frac{1+\sqrt{K_{R1}}}{1-\sqrt{K_{R1}}} \right). \quad (3.31)$$

Оскільки було прийнято, що $a < 1$, отримаємо

$$a \in \left(\frac{1 - \sqrt{K_{R1}}}{1 + \sqrt{K_{R1}}}; 1 \right). \quad (3.32)$$

Оскільки $\sqrt{K_{R1}} = \frac{\alpha_1 \cos(Q_1 + \gamma_1) - \alpha_2 \sqrt{n^2 - \sin^2(Q_1 + \gamma_1)}}{\alpha_1 \cos(Q_1 + \gamma_1) + \alpha_2 \sqrt{n^2 - \sin^2(Q_1 + \gamma_1)}}$ та при наближенні

$\sin^2(Q_1 + \gamma_1)$ до n^2 , $\sqrt{K_{R1}} \rightarrow 1$, отже $\frac{1 - \sqrt{K_{R1}}}{1 + \sqrt{K_{R1}}} \rightarrow 0$.

Таким чином отримаємо, що $I_{max} > 1$ при наближенні $\sin^2(Q_1 + \gamma_1)$ до n^2 , тобто при наближенні до кута повного відбивання.

3.2.3 Аналіз отриманих результатів

Було побудовано графік залежності інтенсивності при інтерференції на лінзі в залежності від віддаленості від центру лінзи.

$I, \text{y.o.}$

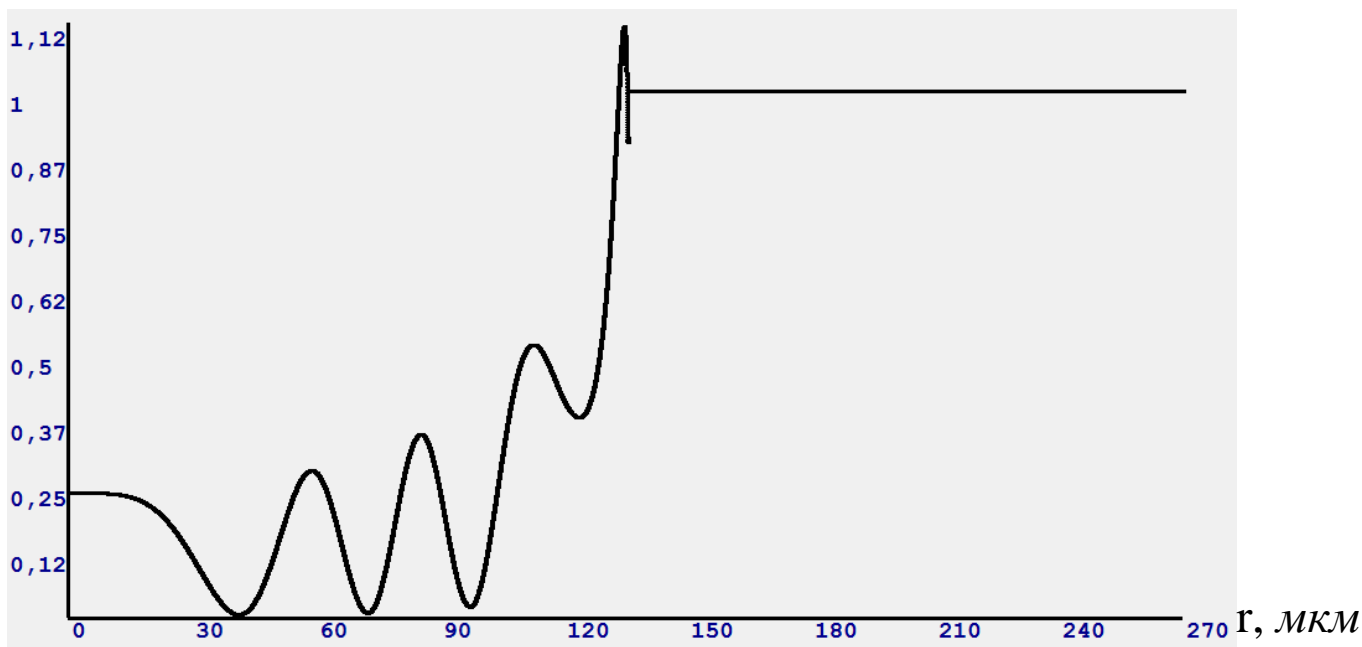


Рисунок 3.8 – графік залежності $I(r)$ інтенсивності від віддаленості від центру лінзи при: $\alpha_1 = 10^{-11} \text{см}^2$, $\alpha_2 = 1,2 \cdot 10^{-11} \text{см}^2$, $\beta_1 = 10$, $\beta_2 = 15$, $M_{01} = 100 \text{ Гс}$, $M_{02} = 105 \text{ Гс}$.

З рисунка видно, що при збільшенні віддаленості від центра лінзи період коливань змінюється. Також при збільшенні віддаленості значення локальних максимумів та мінімумів зростає. При наближенні до значень r , при яких спостерігається явище повного відбивання, максимум інтенсивності перевищує значення 1, що і було отримано при аналізі значень максимуму

інтенсивності. Після досягнення умови повного відбивання явище інтерференції спостерігатися не буде, тому графік перетворюється на пряму.

Висновок до розділу 3

Була побудована модель розповсюдження спінових хвиль на клині та визначено граничне значення кута клину, при якому явище інтерференції не спостерігається.

Також отримано залежність інтенсивності від параметрів феромагнітного середовища, кута клину та відстані від вершини клину.

Побудовано графіки залежності інтенсивності від кута клину та відстані від вершини клину.

Розглянуто модель розповсюдження спінових хвиль в системі «сферична поверхня – плоска поверхня». Визначено умову, при якій явище інтерференції на лінзі не спостерігається.

Отримано залежність інтенсивності від віддаленості від центру лінзи.

Побудовано графік залежності інтенсивності від відстані від центру лінзи.

Отримані дані можуть бути використані для подальшого дослідження кілець Ньютона для об'ємних спінових хвиль

РОЗДІЛ 4. ДОСЛІДЖЕННЯ ПАРАМЕТРІВ КІЛЕЦЬ НЬЮТОНА ДЛЯ ОБ'ЄМНИХ СПІНОВИХ ХВИЛЬ

4.1 Радіуси кілець максимуму та мінімуму інтерференції

Для вивчення об'ємних спінових хвиль можна використати аналоги оптичних кілець Ньютона, які дозволяють вимірювати кутову дисперсію хвиль, що проходять через тонкі плівки матеріалу. Вимірюючи кутову дисперсію для різних довжин хвиль, можна отримати інформацію про властивості матеріалу [49].

У магнітоніці параметри кілець Ньютона можуть бути використані для визначення ряду властивостей матеріалу, таких як магнітна сприйнятливність, магнітна анізотропія тощо. Крім того, вони можуть бути використані для проектування нових магнітних приладів з певними властивостями, зокрема, засобів формування контрольованих неоднорідностей спінових збуджень [1, 49].

Наведемо аналогію з оптикою [46-48].

Радіус кілець максимуму інтерференції

$$r = \sqrt{\frac{(m-\frac{1}{2})R\lambda}{\sqrt{n^2 - \sin^2 Q_1}}},$$

де $\lambda = \frac{2\pi}{k_0}$,

$$r = \sqrt{\frac{2(m-\frac{1}{2})R\pi}{k_0\sqrt{n^2 - \sin^2 Q_1}}}.$$

Оскільки показник заломлення:

$$n^2 = \frac{k^2(r_{\perp})}{k_0^2},$$

$$r = \sqrt{\frac{2(m-\frac{1}{2})R\pi}{\sqrt{k_2^2 - k_0^2 \sin^2 Q_1}}},$$

$$r = \sqrt{\frac{2(m-\frac{1}{2})R\pi}{\sqrt{\sqrt{\frac{1}{\alpha_2}(-\beta_2 - \tilde{H}_{02} + \frac{\omega\hbar}{2\mu_0 M_{02}})} - \frac{1}{\alpha_1}(-\beta_1 - \tilde{H}_{01} + \frac{\omega\hbar}{2\mu_0 M_{01}})} \sin^2 Q_1}}}}.$$

Таким же чином отримуємо радіуси кілець мінімуму інтерференції

$$r = \sqrt{\frac{2mR\pi}{\sqrt{\sqrt{\frac{1}{\alpha_2}(-\beta_2 - \tilde{H}_{02} + \frac{\omega\hbar}{2\mu_0 M_{02}})} - \frac{1}{\alpha_1}(-\beta_1 - \tilde{H}_{01} + \frac{\omega\hbar}{2\mu_0 M_{01}})} \sin^2 Q_1}}}}.$$

4.2 Аналіз отриманих результатів

Розглянемо залежність радіуса максимуму інтерференції від частоти, зовнішнього поля та кута падіння.[49]

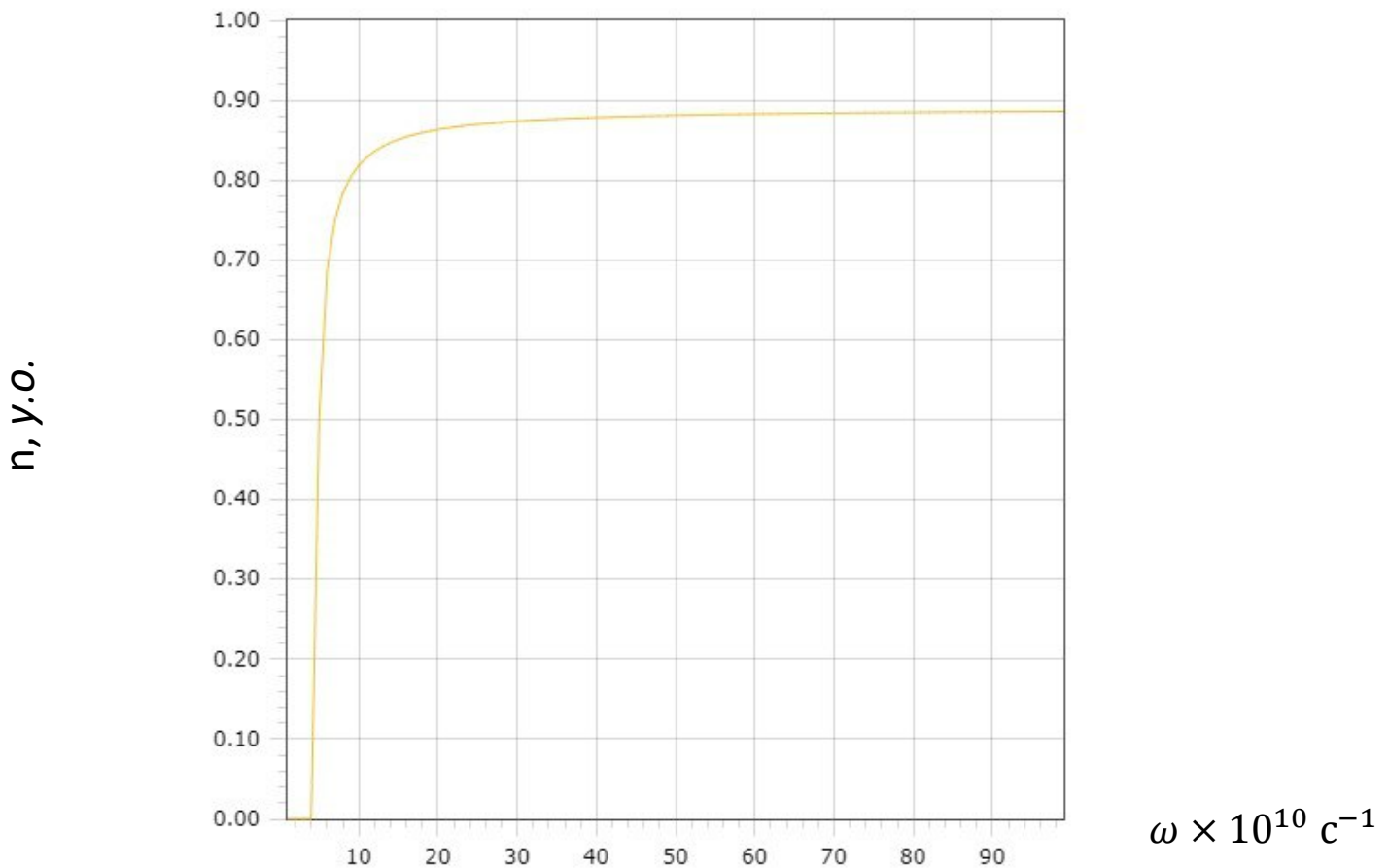


Рисунок 4.1 – Залежність відносного показника заломлення n від частоти ω при $\alpha_1 = 10^{-11} \text{ см}^2$, $\alpha_2 = 1,2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$, $\beta_1 = 10$, $\beta_2 = 15$, $M_{01} = 100 \text{ Гс}$, $M_{02} = 105 \text{ Гс}$, $\tilde{N}_{01} = 10$, $Q_1 = \frac{\pi}{80}$ [49]

Зазначимо, що на рисунку 4.1 нульове значення показника заломлення спінової хвилі на межі двох середовищ відповідає ситуації, коли при частотах спінової хвилі, менших за активаційні, хвиля не розповсюджується в другому середовищі. При досягненні мінімального значення частоти показник

заломлення починає швидко зростати і асимптотично наближається до певного значення, обумовленого параметрами системи [49].

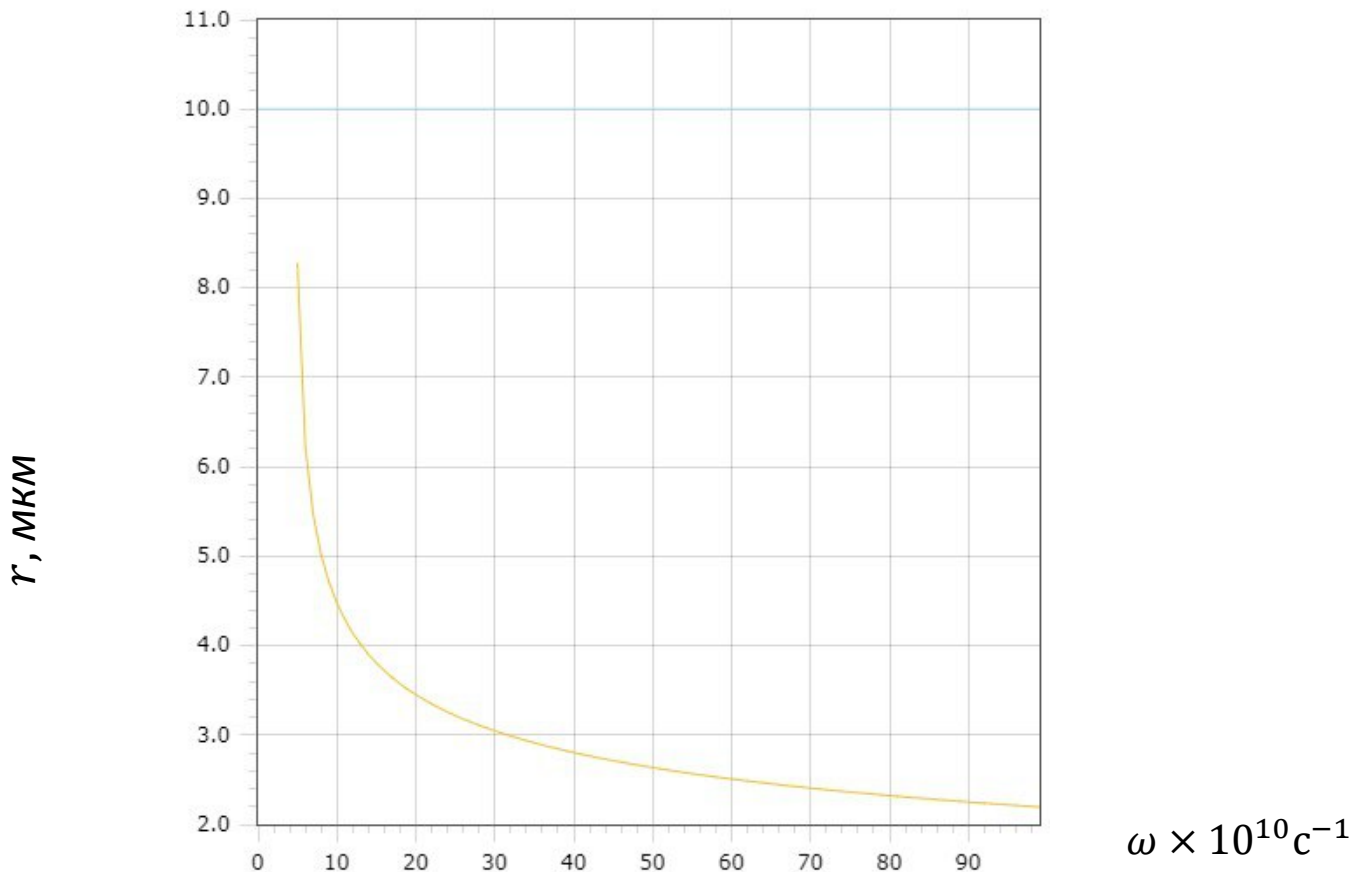


Рисунок 4.2 – Залежність радіуса першого кільця максимуму інтерференції r від частоти ω при $\alpha_1 = 10^{-11} \text{ см}^2$, $\alpha_2 = 1,2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$, $\beta_1 = 10$, $\beta_2 = 15$, $M_{01} = 100 \text{ Гс}$, $M_{02} = 105 \text{ Гс}$, $\tilde{N}_{01} = 10$, $R = 10 \text{ мк}$, $Q_1 = \frac{\pi}{80}$ [49]

На рисунку 4.2 початок лінії відповідає саме значенню показника заломлення при активаційній частоті, а збільшення частоти призводить до стрімкого зменшення радіусу кільця [49].

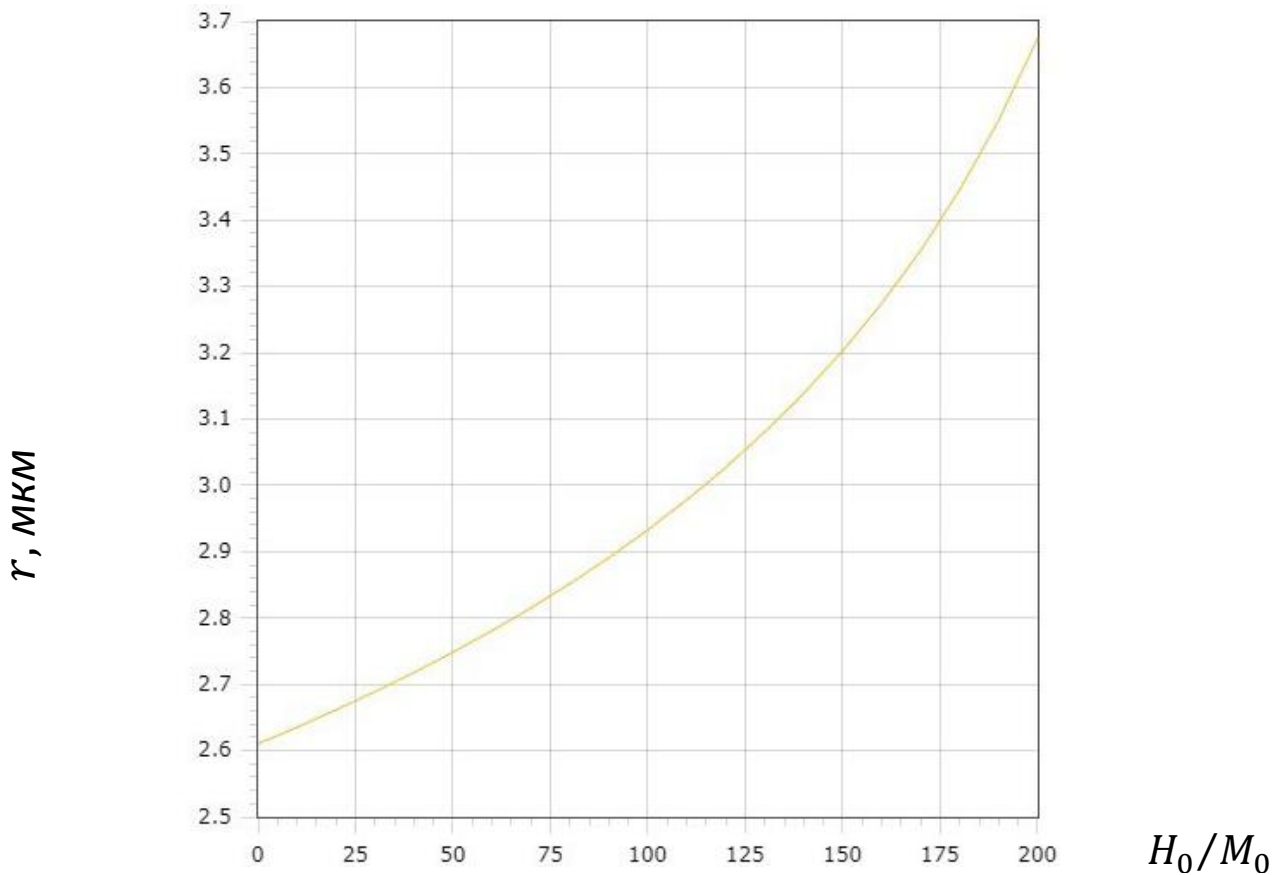


Рисунок 4.3 – Залежність радіуса першого максимуму інтерференції r від величини зовнішнього постійного магнітного поля при $\alpha_1 = 10^{-11} \text{см}^2$, $\alpha_2 = 1,2 \cdot 10^{-11} \text{см}^2$, $\beta_1 = 10$, $\beta_2 = 15$, $M_{01} = 100 \text{ Гс}$, $M_{02} = 105 \text{ Гс}$, $R = 10 \text{ мк}$, $\omega = 5 \cdot 10^{11} \text{ Гц}$, $Q_1 = \frac{\pi}{80}$ [49]

Зокрема, вплив магнітного поля дозволяє керувати радіусом кілець завдяки зміні лише зовнішнього магнітного поля, залишаючи параметри середовища незмінними [49].

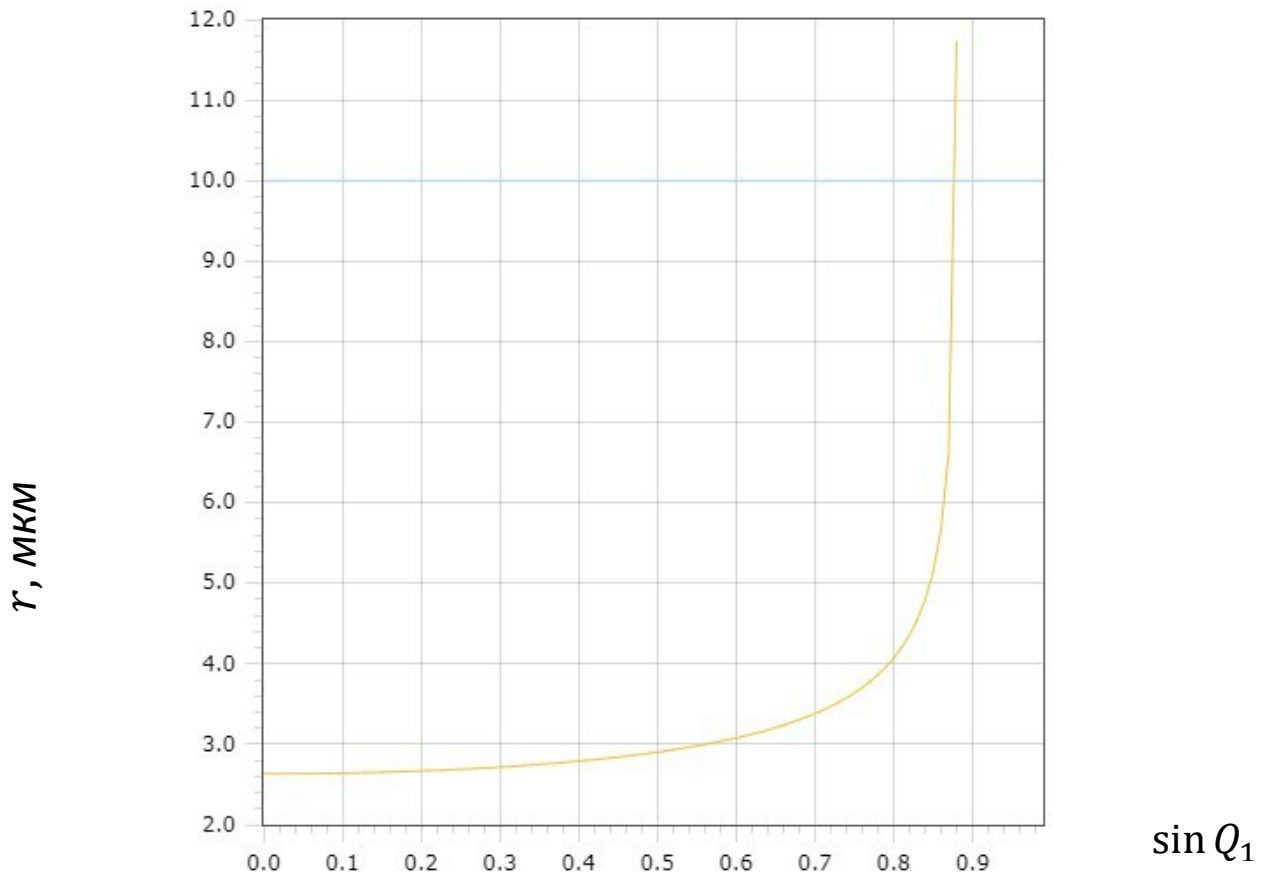


Рисунок 4.4 – Залежність радіуса першого кільця максимуму інтерференції r від величини синуса кута падіння при

$$\alpha_1 = 10^{-11} \text{см}^2, \alpha_2 = 1,2 \cdot 10^{-11} \text{см}^2, \beta_1 = 10, \beta_2 = 15,$$

$$M_{01} = 100 \text{ Гс}, M_{02} = 105 \text{ Гс}, \tilde{N}_{01} = 10, R = 10 \text{ мк}, \omega = 5 \cdot 10^{11} \text{ Гц} [50]$$

Збільшення ж кута падіння спінової хвилі призводить до збільшення радіусу кілець інтерференційного максимуму, а вертикальна асимптота графіку на рисунку 4.4 відповідає досягненню кута повного відбивання [49].

4.3 Загальні рекомендації для використання отриманих результатів дослідження у науковій та/або практичній діяльності

Отримані результати, зокрема, щодо залежності інтенсивності інтерференції спінових хвиль на клині та в системі “сферична поверхня – плоска поверхня” від різних параметрів, можуть мати застосування в декількох галузях як наукових досліджень, так і практичних технологій. Зокрема:

1. Магнітні та спінтронічні пристрої:

Дослідження можуть знайти застосування в розробці та оптимізації магнітних і спінтронних пристроїв. Розуміння поведінки спінових хвиль у різних середовищах і за різних умов має вирішальне значення для проектування відповідних пристроїв, Зокрема, чутливість інтерференції спінових хвиль до зовнішніх магнітних полів робить результати актуальними для розробки магнітних сенсорів та детекторів.

2. Комунікації та обробка інформації:

Спінові хвилі мають потенційне застосування в технологіях обробки інформації та зв'язку. Результати можуть бути цінними для дослідників та інженерів, які працюють над розробкою обчислювальних та комунікаційних пристроїв на основі спінових хвиль.

3. Матеріалознавство та інженерія:

Розуміння залежності процесів інтерференції спінових хвиль від параметрів феромагнітного середовища має важливе значення для матеріалознавців та інженерів, які працюють над розробкою та виготовленням магнітних матеріалів зі специфічними відповідними властивостями.

4. Оптика і фотоніка:

Вивчення інтерференції спінових хвиль на лінзах має значення в галузі оптики та фотоніки. Отримані результати можуть зацікавити дослідників, які працюють над інтеграцією спінових хвиль з оптичними системами для нових застосувань обробки інформації або зондування.

5. Академічні та промислові дослідження:

Результати досліджень можуть бути цікавими для дослідників у галузях фізики конденсованих середовищ, магнетизму та хвильової фізики. Це може стимулювати подальші академічні дослідження та застосування в галузях, орієнтованих на магнітні технології.

6. Розвиток технологій для квантової обробки інформації:

Спінові хвилі часто розглядаються в контексті квантової обробки інформації. Отримані результати можуть бути актуальними для науковців та інженерів, які розробляють технології для квантових обчислень та комунікацій.

7. Освітні ресурси:

Результати досліджень можуть бути використані в освітніх матеріалах для студентів-фізиків та інженерів, надаючи реальні приклади хвильової поведінки та магнітних взаємодій.

8. Можливості співпраці:

Результати можуть залучити можливості співпраці з дослідниками з різних галузей, які можуть використати отримані результати для своїх конкретних застосувань. Спілкування з експертами в суміжних галузях може відкрити нові шляхи для спільних досліджень.

Висновки до розділу 4

В даному розділі було отримано залежність радіусів максимуму та мінімуму інтерференції в залежності від параметрів феромагнітного середовища.

Досліджено, як змінюється показник заломлення в залежності від частоти спінової хвилі.

Досліджено зміну радіусу першого кільця максимуму інтерференції в залежності від частоти спінової хвилі, зовнішнього магнітного поля та кута падіння.

Також надано рекомендації для подальшого використання отриманих результатів у науковій та/або практичній діяльності.

ВИСНОВКИ

Спінові хвилі є неодмінною частиною фізичної реальності і займають важливе місце в сучасних фізичних теоріях, так і в прикладних дослідженнях. Вони є наслідком поширення коливань спіну частинок в магнітних кристалах за рахунок специфічних типів взаємодій, які мають місце в магнітних матеріалах. Спін є властивістю частинки, яка є квантовою характеристикою її стану, і впливає на поведінку частинки в різних фізичних умовах, пов'язаних з магнітною підсистемою.

Основні властивості спінових хвиль включають їхню квантову природу, дискретний характер квантових характеристик, а також здатність впливати на електромагнітні поля та взаємодії. Вивчення спінових хвиль допомагає більш повно розуміти таке явище, як магнетизм, розуміти поведінку таких частинок, як ферміони та бозони, а також розв'язувати складні фізичні проблеми в відповідній області.

Слід підкреслити, що спінхвильові дослідження є невід'ємною частиною сучасної фізики і мають значення для багатьох суміжних напрямів наукових досліджень, включаючи квантові обчислювальні технології, вивчення впливу магнітної підсистеми на зміну немагнітних характеристик матеріалів, фізику елементарних частинок. Дослідження спінових хвиль продовжують розкривати нові аспекти квантової природи матерії і надають важливий внесок у нашу наукову спадщину.

При виконанні цієї роботи були виконані наступні завдання.

1. Побудована модель розповсюдження обмінних спінових хвиль у ферромагнітному клині в присутності зовнішнього постійного однорідного магнітного поля.

- Досліджено умови, за яких інтерференція не спостерігається:

$$\gamma \geq \frac{\pi}{4} - \frac{Q_2}{2}.$$

- Визначено залежності інтенсивності хвилі від параметрів феромагнітного середовища, а також від кута клину та відстані від вершини клину.

- При збільшенні кута клину локальні максимуми та мінімуми інтенсивності зменшуються, а при досягненні певного граничного кута інтерференції – взагалі не спостерігається.
- Інтерференційна картинка інтенсивності об’ємних спінових хвиль в залежності від відстані від вершини клину є періодичною з незмінним періодом.

2. Побудована модель розповсюдження спінових хвиль в системі “сферична поверхня – плоска поверхня” в присутності зовнішнього постійного однорідного магнітного поля. Зокрема:

- Визначено залежність інтенсивності хвилі від віддаленості від центру лінзи.

- При збільшенні віддаленості період коливань інтенсивності змінюється.

- Визначено параметри кілець Ньютона для об’ємних спінових хвиль в залежності від частоти спінових хвиль, зовнішнього магнітного поля та кута падіння.

- При частотах спінової хвилі, менших за активаційні, хвиля не розповсюджується в другому середовищі.
- Збільшення частоти спінових хвиль призводить до стрімкого зменшення радіусу кільця.

- Вплив магнітного поля дозволяє керувати радіусом кілець завдяки зміні лише зовнішнього магнітного поля, залишаючи параметри середовища незмінними.
- Збільшення ж кута падіння спінової хвилі призводить до збільшення радіусу кілець інтерференційного максимуму.

Отримані дані можуть бути далі використані для подальшого дослідження спінових хвиль в багатьох областях. Зокрема:

- магнітні та спінтронічні пристрої, а саме, магнітні сенсори та детектори;
- комунікації та обробка інформації;
- матеріалознавство та інженерія;
- оптика і фотоніка;
- академічні та промислові дослідження;
- розвиток технологій для квантової обробки інформації.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Huge Goos-Hänchen effect for spin waves: A promising tool for study magnetic properties at interfaces / Y. S. Dadoenkova et al. Applied Physics Letters. 2012. Vol. 101, no. 4. P. 042404. URL: <https://doi.org/10.1063/1.4738987>
2. Front Cover (Phys. Status Solidi B 2/2010) / M. B. Smirnov et al. physica status solidi (b). 2010. Vol. 247, no. 2. P. NA. URL: <https://doi.org/10.1002/pssb.201090002>
3. Bulk Spin-Wave Filtration at the Interface of Two Uniaxial Ferromagnetic Media / Yu.I. Gorobets, S.O. Reshetnyak. Journal of Nano- and Electronic Physics. 2012. Vol. 4, no 2. P. 02001-02003 (3pp).
4. Experimenteller Nachweis der Ampereschen Molekularströme [Experimental Proof of Ampère's Molecular Currents]. / Einstein, A.; de Haas, W. J. Deutsche Physikalische Gesellschaft, Verhandlungen (German). 1915. Vol. 17. P. 152–170.
5. Experimental proof of the existence of Ampère's molecular currents. / Einstein, A.; de Haas, W. J. Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam, Proceedings. 1915. Vol. 18. P.696–711.
6. Der experimentelle Nachweis der Richtungsquantelung im Magnetfeld. / Gerlach, W.; Stern, O. Zeitschrift für Physik. 1922. Vol. 9. P.349–352.
7. Курс истории физики./ П. С. Кудрявцев. М. : Просвещение, 1982. В. 2. Т. 2. — 448 с.
8. O'Connell R. F., Wigner E. P. Manifestations of Bose and Fermi Statistics on the Quantum Distribution Function for Systems of Spin-0 and Spin-1/2 Particles. Part I: Physical Chemistry. Part II: Solid State Physics. Berlin, Heidelberg, 1997. P. 318–323. URL: https://doi.org/10.1007/978-3-642-59033-7_29

9. Zur theorie des ferromagnetismus / Bloch F. Zeitschrift für Physik. 1930. Vol. 61. no. 3-4. P. 206-219.
10. On the theory of ferromagnetic resonance absorption / Kittel C. Physical Review. 1948. Vol. 73. P. 155-161.
11. The thermal and magnetic properties of chromium potassium alum below 0.1 K / Daniels J. M., Kurti N. Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences. 1954. Vol. 221. – no. 1145. – P. 243-256.
12. Нелинейные явления в плазме, находящейся в переменном электромагнитном поле / Гинзбург В. Л., Гуревич А. В. Успехи физических наук. 1960. Т. 70. №. 2. С. 201-246.
13. Spin waves in a magnonic crystal with sine-like interfaces./ Tkachenko, V. S., V. V. Kruglyak, and A. N. Kuchko. Journal of magnetism and magnetic materials. 2006. Vol.307, no.1, P.48-52.
14. Ferromagnetic Layered Composites. Transfer Matrix Approach / H. Puzkarski et al. Acta Physica Polonica A. 2001. Vol. 100, Supplement. P. 195–214. URL: <https://doi.org/10.12693/aphyspola.100.195>
15. Artificial band structure in anisotropic magnetic vortex crystals./ Vogel, Andreas, et al. Physical Review B. 2014, Vol.89, no.10, P.104403.
16. Influence of the parameters of material onto spin wave refraction in two-axis ferromagnetic media / Yu.I. Gorobets, S.A. Reshetnyak. International Journal of Nanotechnologies. 2006. Vol. 3. no. 1. P. 334-341.
17. Вплив співвідношення товщин шарів одновісної мультишарової ферромагнітної структури на відбиття об'ємних спінових хвиль / Ю.И. Горобець, С.А. Решетняк. Наукові вісті НТУУ “КПІ”. 2006. no. 4. P. 50-53.

18. Mutual control of coherent spin waves and magnetic domain walls in a magnonic device / J. Han et al. Science. 2019. Vol. 366, no. 6469. P. 1121–1125. URL: <https://doi.org/10.1126/science.aau2610>
19. Магнитные колебания и волны. / Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Наука. 1994. С.463.
20. Спинволновая электродинамика./ Данилов В.В., Зависляк М.В., Балинский М.Г. Киев: Лыбидь, 1991. С.212.
21. О пороге параметрического возбуждения спиновых волн в условиях модуляции их спектра / Сафонов В.Л. ФТТ. 1992 Т. 34, № 1. С. 682-690.
22. Параметрическое возбуждение и усиление спиновых волн световым полем с дискретным спектром / Кабысенков А.Ф. ФТТ. 1995. Т. 37, № 3. С. 682-690.
23. Доменные границы в ферромагнетике с одномерными неоднородностями параметра обменного взаимодействия и константы магнитной анизотропии / Шамсутдинов М.А. ФТТ. 1991. Т. 33, № 11. С. 3336-3342.
24. Отражение спиновых волн в мультислойных материалах с модулированными магнитными параметрами / Горобец Ю.И., Кучко А.Н., Решетняк С.А. ФТТ. 1996. Т. 38, № 2. С. 575-580.
25. Структура и динамические характеристики доменных границ в магнетиках с неоднородной магнитной анизотропией / Шамсутдинов М.А., Веселаго В.Г., Фарзтдинов М.М., Екомасов Е.Г. ФТТ. 1990. Т. 32, № 2. С. 763-768.
26. Локальные моды и рассеяние спиновых волн на солитоне в двумерном изотропном ферромагнетике / Иванов Б.А. Письма в ЖЭТФ. 1995. Т.61, № 11. С. 898-902.

27. Дисперсионные зависимости дипольно-обменных спиновых волн и межмодовые переходы в неоднородных ферромагнитных пленках / Луцев Л.В. ЖТФ. 1995. Т. 65, № 2. С. 41-54.
28. Возбуждение спиновых волн в структуре ферромагнетик-сверхпроводник / Беспятых Ю.И., Симонов А.Д., Харитонов В.Д. ФММ. 1992. № 4. С. 83-91.
29. Отражение и преломление спиновых волн в одноосных магнетиках в приближении геометрической оптики / Горобец Ю.И., Решетняк С.А. ЖТФ. 1998. Т. 68, №2. С. 60-63.
30. Вплив параметрів магнітоодновісного середовища на поширення спінових хвиль у наближенні геометричної оптики / Ю.І. Горобець, С.О. Решетняк. Наукові вісті НТУУ «КПІ». 2002. № 3. С. 138-140.
31. Особенности движения доменных стенок с излучением спиновых волн при разном затухании / Рандошкин В.В. ФТТ. 1995. Т. 37, № 10. С. 3056-3066.
32. Spin-Wave-Screw-Dislocation Scattering Amplitude in Spin-Density Formalism / Gorobets Yu.I., Kuchko A.N. Reshetnyak S.A. The Physics of Metals and Metallography. 1997. Vol. 83, no. 4. P.344-348.
33. Преобразование мод спиновых волн при наличии периодической неоднородности / Пивоваров Е.С. ЖТФ. 1995. Т. 65, № 4. С. 83-91.
34. Линейное возбуждение обменных спиновых волн в имплантированных пленках ЖИГ / Тихонов В.В., Толкачев А.В. ФТТ. 1994. Т. 36, № 1. С. 185-193.
35. Approximation of geometrical optics for spin waves in a medium with arbitrary anisotropy / Gorobets Yu.I., Reshetnyak S.A. УФЖ. 1997. - Т. 42, № 1. - С. 120-123.

36. Цилиндрические магнитные домены и их решетки. / Барьяхтар В.Г., Горобец Ю.И. Научная думка, К. 1988. С. 168.
37. Вонсовский С.В. Магнетизм. - М.: Наука, 1971. - 1032 с.
38. Электродинамика сплошных сред. / Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Наука, М. 1982. С. 620.
39. Спиновые волны. / Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Наука, М. 1967. С. 368.
40. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. / Эшенфельдер А. Мир, М. 1983. С. 496.
41. Ферромагнитодинамика. / О'Делл Т Мир, М. 1983. С. 256.
42. Движение дислокаций в ферромагнетиках / Ганн В.В., Жуков А.И. ФТТ. 1978. Т.20, № 2. С. 409-411.
43. Наближення геометричної оптики для поверхневих спінових хвиль в одновісному магнітному середовищі / Ю.І. Горобець, С.О. Решетняк. Наукові вісті НТУУ «КПІ». 2003. № 1. С. 132-137.
44. Ландсберг Г.С. §126. Кольца Ньютона / Элементарный учебник физики. — 13-е изд. — М : Физматлит, 2003. — Т. 3. Колебания и волны. Оптика. Атомная и ядерная физика. — С. 249-266.
45. Колобродов В. Г. Хвильова оптика. Частина 1. Електромагнітна теорія світла та інтерференція. 2017.
46. Кучерук І. М., Горбачук І.Т. Загальний курс фізики. У 3 т. Т.3: Оптика. Квантова фізика. Навчальний посібник для студентів вищих технічних та педагогічних закладів освіти – К.; "Техніка", 2006, 520 с
47. Курс фізики (під редакцією Лопатинського І.Є.). Львів. "Бескід Біт". 2002.

48. Гаркуша І.П., Курінний В.П. Фізика. Навчальний посібник у 7 частинах. Ч. 5. - Хвильова оптика. [Текст]: - Д. НТУ «Дніпровська політехніка», 2020. 58 с.
49. Параметри кілець Ньютона для об'ємних спінових хвиль в одновісних феромагнітних кристалах / Мирний Є. О., Решетняк С. О. Збірник праць XXI Міжнародної молодіжної науково-практичної конференції «Історія розвитку науки, техніки та освіти», присвяченої 125-річчю КПі ім. Ігоря Сікорського. 2023.
50. А. М. Красіко, Л. Г. Лосицька, Т. І. Братусь. Фізика: Електрика і магнетизм. Оптика. Атомна фізика. Методичні вказівки до виконання лабораторних робіт для студентів енергетичних спеціальностей. – Київ: НТУУ «КПІ», 2010.
51. Лютий Т.В., Панченко Л.М. Лабораторний практикум з фізики. «Хвильова та квантова оптика». Суми: СумДУ, 2008.
52. Perspectives of using spin waves for computing and signal processing./ Csaba G., Papp Á., Porod W. Physics Letters A. 2017. Vol. 381. no. 17. P. 1471–1476.
53. Reconfigurable Spin-Wave Interferometer at the Nanoscale / J. Chen and al. Nano Letters. 2021. T. 21, no. 14. P. 6237–6244.
54. Building Blocks for Magnon Optics: Emission and Conversion of Short Spin Waves / F. Groß and al. ACS Nano. 2020. Vol. 14, no. 12. P. 17184–17193.
55. Spin Wave Diffraction and Perfect Imaging of a Grating / S. Mansfeld and al. Physical Review Letters. 2012. Vol. 108. no. 4.
56. Nanoscale spectrum analyzer based on spin-wave interference / Á. Papp and al. Scientific Reports. 2017. Vol. 7, no. 1.
57. Spin wave collimation using a flat metasurface / M. Zelent and al. Nanoscale. 2019. Vol. 11. no. 19. P. 9743–9748.

- 58.Интерференция света и теорема Белла / Белинский А. В., Давид Н. К. Успехи физических наук. 1993. Т. 163. №. 8. С. 1-45.
- 59.Вивчення інтерференції світла в тонких плівках рідких кристалів / Ситников О. П. Збірник наукових праць Кам'янець-Подільського національного університету імені Івана Огієнка. Серія педагогічна. 2003. №. 9. С. 154-156.
- 60.Caustic spin wave beams in soft, thin films: properties and classification / Alexis Wartelle, Franz Vilsmeier, Takuya Taniguchi, and Christian H. Back. Fakultät für Physik, Technische Universität München, Garching, Germany 2023
- 61.Reconfigurable heat-induced spin wave lenses / O. Dzyapko, I. V. Borisenko, V. E. Demidov, W. Pernice, and S. O. Demokritov. American Institute of Physics. 2016
- 62.Direct observation of spin-wave focusing by a Fresnel lens / Joachim Gräfe, Pawel Gruszecki, Mateusz Zelent and al. PHYSICAL REVIEW. 2020 B. 102
- 63.Magnonics: Experiment to prove the concept / V. V. Kruglyak and R. J. Hicken. J. Magn. Magn. Mater. 2006. Vol.306, no. 191.
- 64.Nondiffractive Subwavelength Wave Beams in a Medium with Externally Controlled Anisotropy. / T. Schneider, A. A. Serga, A. V. Chumak and al. PHYSICAL REVIEW LETTERS. 2010
- 65.Design and construction of a spinwave lens. / Jan-Niklas Toedt, Mark Mundkowsky, Detlef Heitmann and al. Scientific Reports. 2016
- 66.Magnon spintronics. / Chumak, A. V., Vasyuchka, V. I., Serga, A. A. & Hillebrands, B. Nat Phys. 2015 Vol.1 P.453–461

67. Nano-optics with spin waves at microwave frequencies. / Demidov, V. E., Demokritov, S. O., Rott, K., Krzysteczko, P. & Reiss, G. Applied Physics Letters. 2008 Vol.92

АНОТАЦІЯ

ДО МАГІСТЕРСЬКОЇ ДИСЕРТАЦІЇ

СТУДЕНТА ФМФ, другого (магістерського) рівня вищої освіти, гр. ОФ-21мп

Мирного Єгора Олеговича

(ПІБ)

На тему Параметри кілець Ньютона для спінових хвиль в феромагнітній системі

Науковий керівник Завідувач кафедри загальної фізики, д. ф.-м. н., професор. Решетняк С.О.

(науковий ступінь, вчене звання, посада, ПІБ)

Актуальність Прогрес в області спінтроніки призвів до збільшення актуальності вивчення фізичних явищ, пов'язаних із динамікою спінових хвиль

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами кафедри Дана робота виконана в рамках напрямів роботи наукової школи кафедри «Фізика твердого тіла та магнітних явищ»

Об'єкт дослідження Спінові хвилі

Предмет дослідження Процеси інтерференції об'ємних спінових хвиль

Мета роботи Отримати параметри кілець Ньютона для об'ємних спінових хвиль в феромагнітній системі на основі двох одновісних матеріалів

Методи дослідження В цій роботі були використані теоретичні методи дослідження, а саме:

лінійна теорія збурень для магнітної динаміки, квантовомеханічні методи розрахунку характеристик розсіяння, методи геометричної оптики, чисельне моделювання.

Відомості про обсяг роботи, кількість ілюстрацій, таблиць, додатків і літературних найменувань за переліком використаних 93 сторінки, 16 рисунків, 67 літературних найменувань

Мета індивідуального завдання, використані методи та отримані результати Провести аналогію з кільцями Ньютона в оптиці та графічно показати залежність параметрів кілець Ньютона для об'ємних спінових хвиль в феромагнітній системі. Були використані такі методи лінійна теорія збурень для магнітної динаміки, квантовомеханічні методи розрахунку характеристик розсіяння, методи геометричної оптики, чисельне моделювання. В результаті було отримано залежність необхідних параметрів від частоти, зовнішнього поля та кута падіння.

Висновок При виконанні цієї роботи були досягнені усі поставлені задачі. А саме: Побудова моделі розповсюдження спінових хвиль у клині та в системі “сферична поверхня – плоска поверхня”. Дослідження умови при яких інтерференція не спостерігається. Визначення залежності інтенсивності хвилі в залежності від параметрів феромагнітного середовища, а також від кута клину та відстані від вершини клину. Досліджено зміну радіусу кілець Ньютона в залежності від частоти спінових хвиль, зовнішнього магнітного поля та кута падаючої хвилі.

Перелік ключових слів (не більше 20) Спінові хвилі, закон дисперсії, хвильовий вектор, відносний показник заломлення, кільця Ньютона

Підпис керівника _____



SUMMARY

TO THE REPORT TO SCIENTIFIC AND RESEARCHING PRACTICE

STUDENT OF FMF, 2 COURSE OF THE MASTER LEVEL, GR. OF-21mp

Mirnyi Yehor Olegovich

(FULL NAME)

On the topic Parameters of Newton's rings for spin waves in a ferromagnetic system

Scientific supervisor Professor. Doctor of physical and mathematical sciences. Head of Department.

Reshetnyak Serhii Oleksandrovych

(scientific degree, academic status, position, FULL NAME)

Topicality Progress in the field of spintronics has led to an increase in the relevance of the study of physical phenomena related to the dynamics of spin waves

Relationship of work with scientific programs, plans, themes cathedra This work was performed within the framework of the work of the scientific school of the department "Physics of Solids and Magnetic Phenomena"

Object of research Spin waves

Subject of research The interference picture is formed by three-dimensional spin waves

Purpose of work Obtain the parameters of Newton's rings for bulk spin waves in a ferromagnetic system based on two uniaxial materials

Research methods Theoretical research methods were used in this work, namely:

linear perturbation theory for magnetic dynamics, quantum mechanical methods of calculating scattering characteristics, methods of geometric optics, numerical modeling.

Information about the volume of the report, the number of illustrations, tables, applications and literary names in the list of used ones 93 articles, 16 drawings, 67 literary names

The purpose of the individual task, the methods used and the results obtained Draw an analogy with Newton's rings in optics and graphically show the dependence of Newton's ring parameters for bulk spin

waves in a ferromagnetic system. The following methods were used: linear perturbation theory for magnetic dynamics, quantum mechanical methods for calculating scattering characteristics, methods of geometric optics, and numerical modeling. As a result, the dependence of the necessary parameters on the frequency, external field and angle of incidence was obtained.

Conclusion During the performance of this work, all the tasks set were achieved. Namely: Construction of a model of propagation of spin waves in a wedge and in the "spherical surface - flat surface" system. Study of conditions under which interference is not observed. Determination of the dependence of the wave intensity depending on the parameters of the ferromagnetic medium, as well as on the angle of the wedge and the distance from the top of the wedge. The change of the radius of Newton's rings depending on the frequency of spin waves, the external magnetic field and the angle of the incident wave was investigated.

Keyword list (no more than 20) Spin waves, dispersion law, wave vector, relative refractive index, Newton's rings

Signature of the head _____

