

ІНСТИТУТ МАГНЕТИЗМУ НАЦІОНАЛЬНОЇ АКАДЕМІЇ НАУК  
УКРАЇНИ ТА МІНІСТЕРСТВА ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

**КУЛІШ Володимир Вікторович**



УДК 537.611.2; 537.874.7; 538.97

**МАГНІТНІ СПІН-ХВИЛЬОВІ ТА ОДНОЕЛЕКТРОННІ  
ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ НАНОСИСТЕМ ОБОЛОНКОВОГО  
ТИПУ**

01.04.11 – «Магнетизм»

**АВТОРЕФЕРАТ**  
дисертації на здобуття наукового ступеня  
доктора фізико-математичних наук

Київ – 2019

Дисертацією є рукопис

Робота виконана в Національному технічному університеті України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського» та в Інституті магнетизму НАН України та МОН України.

**Науковий консультант:** доктор фізико-математичних наук, професор, член-кореспондент НАПН України  
**Горобець Юрій Іванович,**  
Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», завідувач кафедри загальної та експериментальної фізики

**Офіційні опоненти:** доктор фізико-математичних наук, професор  
**ДЕНИСОВ Станіслав Іванович,**  
Сумський державний університет, професор кафедри електроніки, загальної та прикладної фізики

доктор фізико-математичних наук, професор  
**КРИВОРУЧКО Володимир Миколайович,**  
Донецький фізико-технічний інститут ім.  
О.О. Галкіна НАН України, заступник директора

доктор фізико-математичних наук, професор  
**КУЧКО Андрій Миколайович,**  
Університет економіки та права «Крок», перший проректор

Захист відбудеться «04» квітня 2019 року о 14<sup>00</sup> годині на засіданні спеціалізованої вченої ради Д26.248.01 при Інституті магнетизму НАН України та МОН України за адресою: 03142, м. Київ, бульвар академіка Вернадського, 36-б, конференц-зал Інституту магнетизму НАН України і МОН України.

З дисертацією можна ознайомитися у бібліотеці Інституту металофізики ім. Г.В. Курдюмова НАН України за адресою: 03142, м. Київ, бульвар Вернадського, 36.

Автореферат розісланий «\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2019 року

Вчений секретар  
спеціалізованої вченої ради Д 26.248.01  
кандидат фізико-математичних наук



Л. Є. Козлова

## ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

**Актуальність теми.** В останні роки однією з найбільш актуальних напрямків дослідження стала фізика наноструктур – об'єктів, що мають нанорозмірні масштаби по одному, двох чи трьох вимірах. Фізичні властивості таких об'єктів суттєво відрізняються від аналогічних властивостей макроскопічних тіл. Наноструктури різних конфігурацій активно використовуються у техніці, а також відкривають широкі можливості для застосувань у різних ділянках високих технологій. Зокрема, перспективними є нанотехнології, що використовують унікальні магнітні та оптичні властивості наносистем. Вивченню таких властивостей присвячена дана дисертаційна робота.

Слід зазначити, що протягом останніх трьох десятиріч наномагнетизм (і, отже, магнітні властивості наносистем) став актуальною та популярною темою для досліджень. Завдяки досягненням сучасних технологій були створені магнітні наноструктури різних конфігурацій, що характеризуються низкою унікальних фізичних властивостей. Ці властивості відкривають широкі перспективи застосування зазначених наносистем – для створення нових пристроїв зберігання інформації, в магнітобіології та медицині, для систем магнітного охолодження та у багатьох інших галузях техніки. Зокрема, об'єктом інтенсивного дослідження є спінові хвилі у магнітних наносистемах різних конфігурацій. В техніці також широко використовуються оптичні властивості наносистем: для створення матеріалів з заданими оптичними властивостями, у системах типу «оптичний перемикач», для деяких медичних технологій тощо. При цьому для багатьох технічних застосувань (наприклад, створення хімічних, біологічних та інших сенсорів) використовуються як магнітні, так і оптичні властивості наноструктур. Необхідність подальшого розвитку ряду сучасних технологій, що базуються на використанні як магнітних, так і оптичних властивостей наносистем визначає актуальність їх більш глибокого теоретичного дослідження. Передусім це стосується магнітних властивостей наносистем з магнітовпорядкованих матеріалів та оптичних властивостей металевих наносистем.

Спінові хвилі, тобто хвилі намагніченості у магнітовпорядкованих матеріалах, інтенсивно досліджуються протягом останніх десятиріч. Як показує практика, такі хвилі є перспективними для численних технічних застосувань, зокрема для створення нових пристроїв запису, передачі та обробки інформації. Технології, що використовують спінові хвилі, розглядаються як перспективна заміна для ряду сучасних мікрохвильових. Наведене вище стосується передусім спінових хвиль у нанорозмірних системах, що робить дослідження таких спінових хвиль особливо актуальним та перспективним.

Серед магнітних наносистем, що є перспективними для численних застосувань у сучасних технологіях, варто відзначити, зокрема, магнетні кристали – періодично-структуровані нанорозмірні магнітні композити. Такі наносистеми демонструють ряд унікальних спін-хвильових властивостей. При цьому ряд важливих конфігурацій магнетних кристалів (періодично-

структурована нанотрубка, періодичні системи антиточок у тонкій плівці тощо) до моменту початку роботи здобувача в даному напрямку залишався недослідженим – зокрема, з точки зору спін-хвильових властивостей. Це робить дослідження спін-хвильових властивостей таких наносистем актуальним.

Для розв'язку задачі генерації спінових хвиль використовується, зокрема, ефект переносу спіну (спіновий транспорт). Відомо, що вплив спін-поляризованого струму суттєво змінює загальну картину спінових хвиль у досліджуваній системі та може призводити до генерації спінових хвиль у спінових хвилеводах – наприклад, у магнітних нанотрубках. При цьому спінові хвилі у наносистемах інших геометрій, крім тонких магнітних плівок та нанодисків, за присутності спін-поляризованого струму на момент початку роботи здобувача в даній області залишались практично недослідженими. Отже, спінові хвилі за присутності спін-поляризованого струму у наносистемах інших конфігурацій (зокрема процес генерації таких хвиль) також представляють актуальну тему для дослідження.

При вивченні спінових збуджень у магнітних системах основна увага дослідників зосереджена на системах з феромагнітних матеріалів. Проте, перспективними новими матеріалами для спін-хвильової електроніки є також антиферомагнетики. Їх основні переваги – можливість використання напівпровідникових матеріалів, відсутність сильного макроскопічного внутрішнього магнітного поля і можливість працювати на більш високих частотах, ніж у традиційних феромагнетиках. Це робить дослідження спінових хвиль у антиферомагнетиках актуальною темою дослідження.

Оптичні властивості металевих наносистем також інтенсивно досліджувались протягом останніх десятиріч. Відомо, що за частот, далеких від частоти плазмонного резонансу, домінуючим стає внесок у оптичні властивості, пов'язаний з одноелектронними процесами. Проте, одноелектронні оптичні властивості металевих наносистем залишаються порівняно маловивченими. Слід зазначити, що при дослідженні оптичних властивостей (зокрема одноелектронних) металевих наносистем об'єктом дослідження зазвичай є симетричні наносистеми – наносфери, симетричні сферичні нанооболонки, нанотрубки колового перерізу тощо. У реальних металевих наносистемах, проте, завжди присутні більш або менш суттєві технологічні порушення симетрії – відхилення від колового перерізу для нанотрубок, відхилення від симетричності для нанооболонки тощо. Це робить важливою задачею аналіз впливу вказаних порушень симетрії на характер протікання у них різних фізичних процесів. Одноелектронні оптичні властивості багатьох металевих наносистем з порушеною симетрією (нанотрубка зі слабким відхиленням перерізу від колового, нанояйце з малим зміщенням центру ядра відносно центру зовнішньої поверхні тощо) – до моменту початку роботи здобувача у даному напрямку залишались недослідженими. Таким чином, вивчення цих властивостей стає актуальною тематикою дослідження.

Відомо, що у наносистемах можуть спостерігатись електромагнітні збудження різних частот. В залежності від частоти та природи збудження суттєвими можуть ставати різні аспекти властивостей наносистеми. Так, при

взаємодії наночастинок з електромагнітними хвилями оптичних частот механізм поглинання світла суттєво залежить від того, чи є наночастинка металевою. При цьому магнітні властивості її матеріалу не мають суттєвого впливу на базові характеристики процесу взаємодії. Проте, магнітні властивості стають суттєвими при дослідженні ряду низькочастотних збуджень у наносистемах, зокрема, спінових хвиль. (Частоти спінових хвиль набагато нижчі за оптичні – до  $10^{15}$  Гц, зазвичай  $10^9$ - $10^{10}$  Гц). Таким чином, задача опису поведінки наноструктури на всьому інтервалі частот розбивається на окремі класи задач – опис поведінки вказаної наносистеми на різних інтервалах частот. При цьому вказані задачі можуть потребувати не тільки суттєво різного підходу, але і врахування різних аспектів властивостей наносистеми. Зокрема, суттєвими для наносистеми однієї і тієї ж геометрії в залежності від обраного інтервалу частот можуть стати як оптичні (високі частоти), так і магнітні динамічні, зокрема спін-хвильові (низькі частоти) її властивості.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.** Дисертаційна робота в основній частині виконана в рамках наступних цільових проектів:

- міжнародний проект програми European Union's Horizon 2020 research and innovation programme under the Marie Skłodowska-Curie (H2020-MSCA-RISE-2014-644348), номер 644348 (MagIC), роки 2016-2019;
- проект Національного технічного університету України «КПІ» «Спектральні характеристики магнітовпорядкованих низькорозмірних нано- та мікрооб'єктів в обмінному наближенні», номер держреєстрації 0112U001136, термін виконання 2012-2014 роки;
- проект Національного технічного університету України «КПІ ім. Ігоря Сікорського» «Поширення спінових хвиль в неоднорідних модульованих феромагнітних структурах зі складними інтерфейсами», номер держреєстрації 0115U000370, термін виконання 2015-2017 роки;
- проект Інституту магнетизму НАН України та МОН України «Фазові стани типу «електроліт-електроліт» поблизу феромагнітних поверхонь в умовах впливу зовнішніх магнітних полів, полів розсіювання електродів та електрохімічних реакцій», номер держреєстрації 0115U000895, термін виконання 2015-2017 роки;
- проект Інституту магнетизму НАН України та МОН України «Вплив електричного та магнітного полів на високочастотні та морфологічні властивості магнітних наноструктур», номер держреєстрації 0115U002716, термін виконання 2015-2017 роки.

**Мета і задачі дослідження.** Метою роботи є встановлення закономірностей у магнітних спін-хвильових, магнітних статичних та оптичних властивостях наносистем оболонкового типу широкого спектру конфігурацій. Конкретно, в роботі знайдено та проаналізовано:

- закони дисперсії та відношення між компонентами хвильового вектора для лінійних спінових збуджень у ряді феромагнітних наносистем оболонкового типу (наносистема довільного перерізу з одновимірною трансляційною симетрією, нанотрубка колового та еліптичного перерізу, симетрична

сферична нанооболонка, нанорис), а також у періодично-структурованих феромагнітних наносистемах двох конфігурацій: періодично-структурованій нанотрубці та періодичній системі антиточок у феромагнітній плівці;

- тензори оптичної провідності малих металевих наночастинок оболонкового типу з порушенням симетрії (нанояйце, нанорис з неконцентричним ядром, нанотрубка еліптичного перерізу) із застосуванням квантомеханічних методів;
- статичний розподіл вектора антиферомагнетизму для різних систем антиточок у плівці з двоїдграткового антиферомагнетизму, а також новий клас автотельних розв'язків рівняння Ландау-Ліфшиця для спінової хвилі у двоїдгратковому антиферомагнетизму.

Для досягнення мети даної дисертаційної роботи були розв'язані наступні головні завдання:

- отримати рівняння для магнітного потенціалу лінійних спінових хвиль (при дослідженні нанооболонки – спінових збуджень) у магнітостатичному наближенні: для феромагнітної наносистеми довільного перерізу з одновимірною трансляційною симетрією, для феромагнітних нанооболонки – сферичної та нанорису, а також для двох конфігурацій періодично-структурованих феромагнітних наносистем. Врахувати магнітну диполь-дипольну взаємодію, обмінну взаємодію, ефекти анізотропії та (для перших двох зазначених наносистем) дисипації. Знайти розв'язок цих рівнянь;
- користуючись результатами, отриманими у попередньому пункті, а також граничними умовами для намагніченості та магнітного поля, знайти та проаналізувати закони дисперсії та відношення між компонентами хвильового вектора таких хвиль (збуджень) у вказаних вище наносистемах. Для спінових хвиль у періодично-структурованій феромагнітній нанотрубці колового перерізу знайти також спектр значень ефективних поздовжніх квазіхвильових чисел;
- для феромагнітних нанотрбок колового та еліптичного перерізів врахувати у отриманих рівняннях вплив спін-поляризованого струму. Знайти та проаналізувати відповідні закони дисперсії. З останнього визначити умови підсилення та послаблення дисипації, а також генерації спінових хвиль таким струмом в зазначених наносистемах;
- отримати вираз для локального електричного поля у металевій нанооболонці у формі витягнутого еліпсоїду обертання (нанорис), на яке падає електромагнітна хвиля. Проаналізувавши вказаний вираз, отримати умову наближеної однорідності такого поля;
- проаналізувати вплив слабкої еліптичності перерізу на тензор одноелектронної оптичної провідності металевій нанотрубці;
- проаналізувати вплив слабкої неконцентричності ядра на тензори одноелектронної оптичної провідності металевий нанояйце та металевій нанооболонці у формі витягнутого еліпсоїду обертання (нанорис);
- порівняти одноелектронні електричну та магнітну складові поглинання для металевій нанотрубці та металевій нанооболонці та визначити, за яких умов кожна з них є суттєвою;

- знайти параметри розподілу вектора антиферомагнетизму для систем антиточок ряду конфігурацій у плівці з двопідграткового антиферомагнетика (відокремлена антиточка, пара антиточок та система віддалених антиточок у плівці з ізотропного, легкоосьового та легкоплощинного антиферомагнетиків; періодична система антиточок у ізотропному антиферомагнетика) з використанням як граничних умов, так і умови мінімуму енергії;
- користуючись рівнянням динаміки вектора антиферомагнетизму, що витікає з рівняння Ландау-Ліфшиця та вигляду функціоналу енергії антиферомагнетика, знайти новий клас автоточкових розв'язків отриманого рівняння для біжучої хвилі у антиферомагнітному середовищі.

*Об'єктом дослідження* є наносистеми оболонкового типу – феромагнітні (що можуть бути як металевими, так і неметалевими) та металеві взагалі – які мають нанорозміри по двох або трьох вимірах, а також феромагнітні та антиферомагнітні тонкі плівки з системою антиточок і необмежене антиферомагнітне середовище.

*Предметом дослідження* є властивості спінових хвиль (закони дисперсії, відношення між компонентами хвильового вектора та спектри значень цих компонент, умова генерації хвилі за присутності спін-поляризованого струму) для описаних вище феромагнітних наносистем, оптичні властивості описаних вище металевих наносистем (конкретно, провідність на оптичних частотах), розподіл вектора антиферомагнетизму для антиферомагнітної тонкої плівки з системою антиточок та властивості спінових хвиль (взагалі, нелінійних) у антиферомагнітному середовищі.

*Методи дослідження.* Дослідження в дисертаційній роботі проводились як аналітичними, так і чисельними методами з використанням сучасних методів теоретичної фізики та комп'ютерного моделювання. При цьому, зокрема, опис динаміки намагніченості – як у феромагнетика, так і у антиферомагнетика – проводився на основі рівняння Ландау-Ліфшиця. При дослідженні оптичних властивостей металевих наносистем були використані квантомеханічні методи.

**Наукова новизна отриманих результатів**, одержаних вперше в даній дисертаційній роботі та які виносяться на захист, полягає в наступному:

1. Вперше отримано закон дисперсії дипольно-обмінних лінійних спінових хвиль для наносистеми довільного (за можливості введення ортогональної системи координат, що відповідає симетрії наносистеми) перерізу з одновимірною трансляційною симетрією, що виготовлена з легкоосьового феромагнетика та знаходиться у зовнішньому однорідному магнітному полі. Враховані магнітна диполь-дипольна взаємодія, обмінна взаємодія, внески анізотропії та дисипації. Для часткових випадків нанотрубок колового та еліптичного перерізу вперше знайдено також відношення між компонентами хвильового вектора зазначених хвиль. Показано, що для тонких трубок такі відношення переходять у спектри значень поперечних хвильових чисел. Вперше отримано зазначені спектри у описаному вище наближенні.
2. Вперше отримано закон дисперсії та відношення між компонентами хвильового вектора дипольно-обмінних лінійних спінових хвиль для

нанотрубки колового перерізу, виготовленої з легкоплосинного феромагнетику, яка знаходиться у зовнішньому однорідному магнітному полі; враховані магнітна диполь-дипольна взаємодія, обмінна взаємодія, внески анізотропії та дисипації. Показано, що для тонких трубок відношення між компонентами хвильового вектора переходить у спектр значень поперечних хвильових чисел. Вперше отримано зазначені спектри у описаному вище наближенні. Проведено порівняльний аналіз отриманого закону дисперсії з законом дисперсії для нанотрубки з легкоосьового феромагнетику. Зокрема, показано, що залежність частоти спінової хвилі від поздовжнього хвильового числа при постійному модулі повного хвильового числа є спадаючою функцією для легкоосьового феромагнетику на наростаючою – для легкоплосинного.

3. Для дипольно-обмінних лінійних спінових збуджень (стоячі хвилі) у сферичній нанооболонці та у нанооболонці у формі витягнутого еліпсоїду обертання (нанорис), виготовлених з легкоосьового феромагнетику, вперше отримано закони дисперсії та спектри значень можливих частот. Зазначені результати отримані: для сферичної нанооболонки – для випадків тонкої (порівняно з її розміром) оболонки, коротких хвиль (довжина хвилі набагато менша за розмір оболонки) та радіальних збуджень, для нанорису – для випадку тонкої (порівняно з її розміром) оболонки. Враховані магнітна диполь-дипольна взаємодія, обмінна взаємодія, внески анізотропії та (для сферичної нанооболонки) дисипації. Показано, що закони дисперсії для обох вказаних геометрій схожі між собою. При цьому вони мають аналогічну структуру з отриманим вище (п.2) законом дисперсії для наносистеми довільного перерізу з одновимірною трансляційною симетрією. Повному хвильовому числу для наносистеми з одновимірною трансляційною симетрією відповідає товщина компонента хвильового вектора як для сферичної нанооболонки (для якої така компонента є радіальною), так і для нанорису.
4. Вперше отримано закони дисперсії дипольно-обмінних лінійних спінових хвиль для нанотрубок колового та еліптичного перерізів з легкоосьового феромагнетику, що знаходяться у зовнішньому однорідному магнітному полі, за наявності спін-поляризованого струму (двошарова феромагнітна нанотрубка, спін-поляризований струм протікає через досліджуваний шар). Враховані магнітна диполь-дипольна взаємодія, обмінна взаємодія, внески анізотропії та дисипації. Показано, що для таких спінових хвиль має місце «ефективна дисипація», аналогічна до тієї, що спостерігається у тонких феромагнітних плівках (незважаючи на відмінну геометрію зазначених наносистем). Вперше визначено умову підсилення та послаблення дисипації, а також умову генерації спінової хвилі у таких наносистемах.
5. Вперше отримано закони дисперсії та відношення між компонентами хвильового вектора лінійних дипольно-обмінних спінових хвиль для наступних магнетонних кристалів: періодично-структурована нанотрубка колового перерізу, тонка плівка з двовимірною періодичною системою антиточок (обидві наносистеми виготовлено з легкоосьового феромагнетику;



обидві знаходяться у зовнішньому однорідному магнітному полі). Враховані магнітна диполь-дипольна взаємодія, обмінна взаємодія та внесок анізотропії. Крім того, для описаної вище нанотрубки вперше знайдено повне квазі-хвильове число, а для плівки – спектр значень можливих частот таких спінових хвиль. Показано, що спектр значень частот для обох конфігурацій наносистем містить заборонені зони. Показано, що для довгих хвиль (з довжиною хвилі, набагато більшою за просторовий період нанотрубки) ефективно квазі-хвильове число можна представити у вигляді усереднення локальних хвильових чисел; знайдено вигляд такого усереднення.

6. Вперше отримано напівкласичні вирази (квантовомеханічний підхід без урахування дискретності спектру значень хвильового числа електрона) для тензорів одноелектронної оптичної провідності циліндричної металеві нанотрубки зі слабкою еліптичністю перерізу, сферичної металеві наноболонки з неконцентричним ядром (нанояйце) та металеві наноболонки у вигляді витягнутого еліпсоїду обертання (нанорис) з неконцентричним ядром. Показано, що для досліджуваної нанотрубки врахування слабкої еліптичності призводить до появи поправок до компонент тензору, пропорційних до квадрату відносної різниці напівосей перерізу. Показано, що як сферичної наноболонки, так і нанорису мале зміщення центру ядра відносно центру зовнішньої границі призводить до появи поправок до компонент тензору, пропорційних до квадрату відносного зміщення центрів. Вперше отримано вирази для компонент зазначених тензорів з урахуванням квантування спектру енергій та хвильових чисел електрона. Вплив зазначеного квантування на тензори провідності проаналізовано. Показано, що врахування квантування для всіх трьох геометрій наносистеми призводить до появи осцилюючої залежності (різної для різних геометрій) компонент тензора від частоти електромагнітної хвилі, що падає на досліджувану наночастинку, причому описані вище слабкі порушення симетрії наносистеми не впливають на характер цієї залежності.
7. Вперше проведено порівняння електричної та магнітної складових одноелектронного поглинання світла (тобто відповідних енергій, що поглинаються за одиницю часу) для сферичної металеві наноболонки та для циліндричної металеві нанотрубки. Показано, що за низьких частот оптичного діапазону магнітна компонента поглинання є нехтовно малою порівняно з електричною. Для типових значень параметрів вказаних вище нанотрубок магнітна складова стає суттєвою за частот, що лежать від ближнього інфрачервоного до видимого діапазону. Низькі граничні частоти відповідають більш тонким нанотрубок, високі – менш тонким. Для наноболонки (за типових значень їх параметрів) магнітна компонента поглинання стає суттєвою за частот від середнього інфрачервоного до ближнього інфрачервоного діапазону. Як і для нанотрубок, нижчі граничні частоти відповідають більш тонким наноболонкам, вищі – менш тонким.
8. Вперше знайдено параметри статичних розподілів вектора антиферомагнетизму для ряду систем антиточок (відокремлена антиточка,

пара антиточок, система віддалених антиточок, періодична система антиточок) у плівці з двопідграткового антиферромагнетика – ізотропного, легкоосьового та легкоплощинного. Вперше запропоновано метод, що дозволяє зменшити кількість граничних умов, необхідних для знаходження параметрів розподілу, за допомогою використання умови мінімуму енергії антиферромагнетика. Отримано умови на параметри розподілу, що витікають з вказаної умови мінімуму енергії.

9. Отримано новий клас автомодельних розв'язків рівняння Ландау-Ліфшиця для розповсюдження спінової хвилі зі швидкістю більше критичної у антиферромагнітному середовищі. Показано, що отриманий клас включає як частковий випадок нелінійні спінові хвилі, зокрема, спінові солітони, аналогічні до деяких відомих солітонів у ферромагнетиках (солітони Белавіна-Полякова, Ходенкова та ін.).

**Практичне значення одержаних результатів.** Як магнітні (зокрема, спін-хвильові) властивості магнітовпорядкованих наносистем, так і оптичні властивості металевих наносистем забезпечують велику кількість їх технічних застосувань, як вже реалізованих, так і перспективних. При цьому до початку дослідження здобувача значна частина таких властивостей для розглянутих у дисертаційній роботі наносистем залишалась маловивченою. Результати даної роботи забезпечують більш поглиблений рівень розуміння хвильових процесів, що відбуваються у досліджуваних наносистемах оболонкового типу. Таким чином закладаються фізичні основи для подальшого розвитку практичного сектору нанотехнологій. Зокрема, отримані результати для спін-хвильових властивостей ферромагнітних наносистем можуть бути використані при розробці перспективних пристроїв, що базуються на застосуванні спінових хвиль. Передусім це стосується створення нових пристроїв передачі та обробки даних. Отримані результати для спінових хвиль у нанотрубці за присутності спін-поляризованого струму можуть бути використані при знаходженні технічних рішень задачі генерації спінових хвиль у нанорозмірних хвилеводах. Отримані результати для одноелектронних оптичних властивостей металевих наносистем оболонкового типу з порушеною симетрією можуть бути використані при розробці перспективних технологій, що використовують їх аномальні оптичні властивості. Серед таких можна зазначити, зокрема, створення оптичних сенсорів та покриттів з заданими оптичними властивостями.

Вперше отримані рівняння для магнітного потенціалу, закони дисперсії, відношення між компонентами хвильового вектора та спектри значень хвильових чисел спінових збуджень у ферромагнітних наносистемах оболонкового типу, досліджуваних у роботі, можуть бути використані при інтерпретації результатів експериментального дослідження картини розповсюдження спінових хвиль у подібних нанооб'єктах. Вперше отримані залежності для оптичної провідності наночастинок оболонкового типу з порушенням симетрії, досліджуваних у роботі, можуть бути використані при інтерпретації результатів експериментального дослідження подібних об'єктів для випадків, коли електричне поглинання стає суттєвим (особливо для випадку

тонкої оболонки, коли ефекти, пов'язані з дискретністю спектру енергій електрона, перестають бути нехтовними).

Узагальнений метод знаходження рівняння для магнітного потенціалу, дисперсійного рівняння та відношення між компонентами хвильового вектора спінових збуджень у феромагнітних наносистемах довільного перерізу з одновимірною трансляційною симетрією, наведений в даній роботі, може бути застосований для знаходження таких співвідношень для систем подібного класу інших (крім досліджених у роботі) геометрій. Метод знаходження параметрів статичного розподілу вектора антиферомагнетизму для системи антиточок у антиферомагнітній плівці, описаний у даній роботі, зокрема енергетичний метод пошуку цих параметрів, може бути використаний для досліджених у роботі систем антиточок з іншими граничними умовами, а також для систем антиточок інших (крім досліджених у роботі) конфігурацій.

**Особистий внесок здобувача.** Особистий внесок здобувача полягає у виборі наукового напрямку, теми дисертаційної роботи, постановці загальної задачі та виборі послідовності її виконання. Дисертант брав активну участь у постановці всіх задач, що входять до дисертаційної роботи, отриманні всіх результатів, що викладені у роботі, та їх інтерпретації, а також у підготовці і написанні всіх опублікованих статей та доповідей на всі вказані нижче конференції.

В дисертаційній роботі викладено результати теоретичних досліджень, проведених дисертантом як самостійно [1-14], так і в співробітництві з іншими авторами [15-26]. З останніх у публікаціях [15-23] дисертанту належить визначальна роль у формулюванні мети і задач дослідження, у проведенні розрахунків, інтерпретації отриманих результатів, підготовці публікацій та доповідей для конференцій. У публікаціях [24,25] особистий внесок дисертанта полягав у виборі конкретних досліджуваних систем антиточок та граничних умов, крім того, дисертанту належить визначальна роль у проведенні розрахунків, інтерпретації отриманих результатів та підготовці публікацій. У публікації [26] дисертант є співавтором проведених у роботі розрахунків; крім того, дисертанту належить визначальна роль у інтерпретації отриманих результатів, підготовці публікації та доповіді на конференцію.

**Апробація результатів дисертації.** Основні результати досліджень, викладених у дисертаційній роботі, доповідались і обговорювались на конференціях і нарадах: International Conference on Oxide Materials for Electronic Engineering – fabrication, properties and applications – OMEE-2012 (Lviv, Ukraine 2012), V Ювілейна Міжнародна наукова конференція «Функціональна база наноелектроніки» (Кацивелі, Україна, 2012), International Conference on Oxide Materials for Electronic Engineering – fabrication, properties and applications – OMEE-2014 (Lviv, Ukraine 2014), 2015 IEEE 35th International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO) (Kyiv, Ukraine, 2015), 5<sup>th</sup> International Conference “Nanomaterials: Applications & Properties – 2015 (NAP – 2015)” (Lviv, Ukraine, 2015), VII Міжнародна наукова конференція «Функціональна база наноелектроніки» (Одеса, Україна, 2015), IV International Meeting “Clusters and nanostructured materials” (CNM-4'2014) (Uzhgorod, Ukraine, 2015), XI International Scientific Conference «Electronics and Applied Physics» (Kyiv,

Ukraine, 2015), I Всеукраїнська науково-практична конференція молодих вчених і студентів «Перспективні напрямки сучасної електроніки, інформаційних і комп'ютерних систем» (MEICS-2015) (Дніпропетровськ, Україна, 2015), XII Міжнародна наукова конференція «Фізичні явища в твердих тілах» (Харків, Україна, 2015) та 8<sup>th</sup> Joint European Magnetics Symposia “JEMS 2016” (Glasgow, UK, 2016).

**Публікації.** Результати роботи викладені у 26 наукових публікаціях, з них 6 у закордонних фахових виданнях, 13 у вітчизняних, що входять до списку міжнародних наукометричних баз (Scopus та Web of Science), і ще 5 входять у список реферованих фахових видань ДАК України, та в 11 матеріалах і тезах доповідей за матеріалами міжнародних наукових конференцій і симпозіумів.

**Структура та обсяг дисертації.** Дисертаційна робота містить вступ, сім розділів, висновки, список використаної літератури з 337 найменувань та 10 додатків. Роботу викладено на 312 (основна частина) сторінках; вона містить 38 рисунків (38 у основній частині та 0 у додатках).

## ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У **Вступі** до дисертації обґрунтована актуальність обраної теми досліджень та описано актуальні наукові проблеми, вирішенню яких присвячена робота. Сформульовані мета і задачі дослідження, об'єкт, предмет та методи дослідження, наукова новизна та практичне значення одержаних результатів. Представлено відомості про зв'язок дисертаційної роботи з науковими проектами – як вітчизняними, так і міжнародними, про апробацію результатів роботи та про публікації по темі роботи. Зазначено особистий внесок здобувача, описано структуру й зазначено обсяг дисертаційної роботи.

**Розділ 1 «Магнітні та оптичні властивості наносистем»** містить огляд наукової літератури за темою дисертації. У розділі представлено огляд теоретичних та експериментальних результатів з дослідження спінової та електронної динаміки в наносистемах (НС) різного типу. Обґрунтовується актуальність дослідження обраної тематики – як магнітних спин-хвильових (низькочастотних), так і оптичних (високочастотних) властивостей НС, зокрема, оболонкового типу. Коло питань, що обговорюються, включає в себе наступні теми.

Розглядаються особливості НС взагалі та наявність характерного розміру, що визначає критерій малості НС (обмінна довжина, довжина вільного пробігу електрону тощо). Описуються приклади аномальних властивостей НС, не притаманних відповідним макросистемам, та механізмів появи цих властивостей за малих розмірів досліджуваної системи. Описуються особливості та унікальні властивості магнітних НС (суперпарамагнетизм, обмінне зміщення петлі гістерезису тощо), а також їх технічні застосування. Розглянуто спінові хвилі (СХ), в тому числі їх природу та типові задачі, пов'язані з дослідженням СХ. Особливу увагу приділено СХ у магнітних НС, зокрема, їх технічним застосуванням (переважно у приладах обробки та передачі інформації). Обґрунтовано актуальність дослідження СХ у НС.

Описуються особливості та унікальні властивості, передусім оптичні, металевих НС та їх технічні застосування. Розглянуто дослідження, присвячені поведінці таких систем як в околі плазмонного резонансу, так і далі від нього (одноелектронні оптичні властивості (ООВ)); підкреслено малодослідженість ООВ та обґрунтовано актуальність їх дослідження. Пояснено природу електричної та магнітної складових при дослідженні поглинання світла в таких НС. Розглянуто роботи, присвячені вивченню електричної складової, магнітної складової та їх порівняльному аналізу.

Як магнітні, так і оптичні властивості НС суттєво залежать від їх розміру та форми. Це обумовлює необхідність окремого дослідження магнітних та оптичних властивостей для НС різних конфігурацій. При дослідженні НС різної форми можна виділити три їх основні класи: системи, що мають нанорозміри по одному (тонкі плівки), двох (нанодропи, нанотрубки (НТ) та ін.) або всіх трьох вимірах. Для кожного типу НС описано їх особливості, теоретичні та експериментальні дослідження, типові синтезовані конфігурації тощо. Особливу увагу приділено НС оболонкового типу (НТ, симетричні сферичні наноболонки (ССНО), нанояйця, нанорис (НР) тощо), які є основним об'єктом дослідження даної дисертаційної роботи. Описано перспективні та існуючі технічні застосування таких НС, а також переваги для технічних застосувань перед відповідними суцільними НС. Обґрунтовано актуальність дослідження таких НС.

Магнітні кристали – НС з магнітними властивостями, періодично структурованими по одному, двох чи трьох вимірах – грають особливу роль у магнітоніці завдяки унікальним спіно-хвильовим властивостям, які роблять їх перспективними для численних практичних застосувань. Наведено приклади таких НС, обґрунтовано актуальність їх досліджень. При пропусканні спіно-поляризованого струму (СПС) через тонкий шар феромагнетику (ФМ) суттєво змінюється картинна СХ у шарі. Зокрема, з'являється «ефективна дисипація» (змінюється інтенсивність згасання хвилі в залежності від величини та напрямку СПС), може мати місце генерація СХ (що є перспективним для розв'язку задачі генерації СХ у магнітних наноструктурах). Обґрунтовується актуальність дослідження СХ у присутності СПС у досліджених в роботі НТ.

Антиферомагнетики (АФМ) є перспективними новими матеріалами для спіно-хвильової електроніки через низку їх унікальних властивостей. Дослідження останніх років показують можливість збудження СХ у таких матеріалах, що робить дослідження таких хвиль актуальним.

У розділі 2 «Постановка задачі. Базові співвідношення» описано загальний клас НС, що досліджуються в роботі, а також записано відомі співвідношення, що буде використано в якості базових при подальшому теоретичному аналізі. Зокрема, у підрозділі 2.1. описано досліджувані у роботі клас НС – таких, що містять магнітовпорядковані елементи, металеві або неметалеві (причому всі інші її елементи є немагнітними), або металеві, магнітні або немагнітні (причому всі інші її елементи є діелектричними). В першому випадку у НС можливо збудити спінові (низькочастотні) збудження, що будуть досліджуватись далі у роботі. Для спінових збуджень (СЗ) у

ферромагнітних НС різних конфігурацій буде знайдено дисперсійне відношення та зв'язок між компонентами хвильового вектору. В другому випадку описаної вище НС в ній можна збудити електромагнітні оптичні (високочастотні) коливання, для яких буде досліджено поглинання енергії електромагнітної хвилі, що падає на НС. Конкретно – буде знайдено тензор одноелектронної провідності на оптичних частотах (т.з. оптична провідність) металевих НС різних конфігурацій. Для макро- та наносистем, що містять АФМ, буде знайдено статичний розподіл вектора антиферромагнетизму та розподіл вектора антиферромагнетизму для нового класу спінових хвиль.

У **підрозділі 2.2.** наведено модель лінійних дипольно-обмінних СЗ з урахуванням дисипації енергії СХ у НС, що містить ферромагнітні елементи. В роботі буде досліджено такі СЗ – взагалі кажучи, просторово неоднорідні, переважно для випадку легкоосьового ФМ. Обґрунтовано суттєвість врахування обмінної взаємодії при дослідженні СХ у НС. Наведено вивід системи відомих рівнянь для досліджуваних СЗ у магнітостатичному наближенні з рівняння Ландау-Ліфшиця (з дисипаційним доданком у формі Гільберта) та одного з рівнянь Максвелла для легкоосьового ФМ. Для Фур'є-компоненти СЗ з частотою  $\omega$  (так що намагніченість  $\vec{m}$  та напруженість магнітного поля  $\vec{h}$  збудження мають вигляд  $\vec{m}(\vec{r}, t) = \vec{m}_0(\vec{r}) \exp(i\omega t)$ ,  $\vec{h}(\vec{r}, t) = \vec{h}_0(\vec{r}) \exp(i\omega t)$ ) у лінійному наближенні ( $|\vec{m}| \ll |\vec{M}_0|$ ,  $|\vec{h}| \ll |\vec{H}_0^{(i)}|$ ) ця система має наступний вигляд

$$\begin{cases} i\omega \vec{m}_0 = \gamma \left( M_0 \vec{n} \times \left( -\nabla \Phi_0 + \alpha \Delta \vec{m}_0 - \left( \beta + \frac{H_0^{(i)}}{M_0} - i \frac{\alpha_G \omega}{\gamma M_0} \right) \vec{m}_0 \right) \right) \\ \Delta \Phi_0 - 4\pi \operatorname{div} \vec{m}_0 = 0 \end{cases} \quad (1)$$

Тут  $\alpha$  – константа обмінної енергії,  $\beta$  – константа одноосьової анізотропії,  $\gamma$  – гіромагнітне відношення,  $\alpha_G$  – параметр дисипації Гільберта,  $\vec{M}_0$  – рівноважна намагніченість,  $\vec{H}_0^{(i)}$  – рівноважне значення напруженості внутрішнього магнітного поля,  $\Phi_0$  – амплітуда магнітного потенціалу СЗ (так що  $\vec{h} = -\nabla \Phi$ ,  $\Phi = \Phi_0 \exp(i\omega t)$ ),  $\vec{n}$  – одиничний вектор у напрямку осі легкого намагнічування. Система (1) має бути доповнена граничними умовами (ГУ) для намагніченості або потенціалу СХ. Такі умови дозволяють отримати відношення між компонентами хвильового вектору (що для деяких випадків переходить у спектр можливих значень компонент хвильового вектора). Для НС оболонкового типу за умови, коли товщина оболонки є набагато меншою за найбільший радіус кривизни, можливо записати спектр значень поперечного (у напрямку, ортогональному до поверхонь оболонки) хвильового числа  $k_\perp$  з загальнофізичних міркувань у квазіодновимірному вигляді  $k_\perp = \pi s/d$ , де  $d$  – товщина оболонки,  $s$  – ціле число, номер поперечної моди коливання. В інакшому випадку з ГУ для намагніченості та магнітного поля витікає наступна система умов на границі розділу ферромагнетик-немагнітний матеріал:

$$\Phi_{0|_1} = \Phi_{0|_2}, \quad (\nabla \Phi_0)_{1\tau} = (\nabla \Phi_0)_{2\tau}, \quad \frac{\partial \Phi_0}{\partial n} \Big|_1 - \frac{\partial \Phi_0}{\partial n} \Big|_2 = 4\pi m_{0n}, \quad (2)$$

тут середовище 1 – досліджуваний ФМ, 2 – зовнішнє середовище,  $n$  означає нормальний,  $\tau$  – тангенціальний до поверхні розділу напрям. Ці умови за необхідності можуть бути доповнені ГУ для намагніченості.

У **підрозділі 2.3.** наведено модель електричної складової одноелектронного механізму поглинання світла металевою наночастинкою. Зазначено, що для типової ситуації падіння світлової хвилі на наночастинку електричне поле хвилі можна вважати однорідним всюди всередині металу. Наведено вивід відомого співвідношення для діагональних компонент тензору електричної складової одноелектронної оптичної провідності наночастинки, приведенного до головних осей:

$$\sigma_j = \frac{\pi e^2 \omega}{V_s} \sum_{i,f} |\langle i | x_j | f \rangle|^2 f(E_i)(1-f(E_f))\delta(E_f - E_i - \hbar\omega), \quad (3)$$

тут індексом  $i$  позначено початковий,  $f$  – кінцевий стан електрона,  $E_i$  та  $E_f$  – енергія електрона відповідно у початковому та кінцевому стані,  $f(E)$  – електронна функція розподілу по енергіях,  $e$  – заряд електрона,  $V_s$  – об'єм металевого елемента наносистеми,  $\omega$  – частота електромагнітної хвилі. Вираз записано в декартовій системі координат  $(x_1, x_2, x_3)$ .

У **підрозділі 2.4.** наведено модель магнітної складової одноелектронного механізму поглинання світла металевою наночастинкою. Пояснено механізм реалізації такої складової (дисипація енергії вихрових струмів). Записано відомий вираз для середньої по часу магнітної складової енергії, що поглинається в одиницю часу металевою наночастинкою при падінні на останню електромагнітної хвилі, та відоме кінетичне рівняння для ферміївської функції розподілу електронів.

У **підрозділі 2.5.** описано модель двопідграткового АФМ (у зовнішньому магнітному полі) з постійною довжиною вектора антиферромагнетизму  $\vec{L}$ , так що в сферичній системі координат  $(r, \theta, \varphi)$

$$\vec{L} = L_0 (\vec{e}_x \sin \theta_L \cos \varphi_L + \vec{e}_y \sin \theta_L \sin \varphi_L + \vec{e}_z \cos \theta_L) \quad (4)$$

(тут  $\vec{e}_x$ ,  $\vec{e}_y$ ,  $\vec{e}_z$  – орти осей  $Ox$ ,  $Oy$  та  $Oz$  декартової системи координат, що пов'язана з використаною сферичною відношеннями  $x=r\sin\theta\cos\varphi$ ,  $y=r\sin\theta\sin\varphi$ ,  $z=r\cos\theta$ ). Наведено вивід відомої системи рівнянь для азимутального  $\theta_L$  та полярного  $\varphi_L$  кутів вектора антиферромагнетизму в рамках такої моделі.

У **розділі 3 «Магнітні та оптичні властивості наносистем з одновимірною трансляційною симетрією»** проведено дослідження ряду НС, що мають нанорозміри тільки по двох вимірах і можуть бути модельовані безмежно довгою НС, що має одновимірну трансляційну симетрію.

У **підрозділі 3.1.** обґрунтовано актуальність проведених у розділі досліджень.

У **підрозділі 3.2.** досліджено СЗ у ферромагнітних НС, що можуть бути промодельовані НС з одновимірною трансляційною симетрією (НСОТС). НС виготовлена з легкоосьового ФМ, вісь легкого намагнічування і зовнішнє магнітне поле  $\vec{H}^{(e)}$  (і, отже, рівноважна намагніченість  $\vec{M}_0$ ) спрямовані уздовж трансляційної осі НС (див. Рис.1.). У досліджуваній НС поширюються СЗ (що описуються згідно моделі підрозділу 2.2.), які є біжучими хвилями уздовж осі

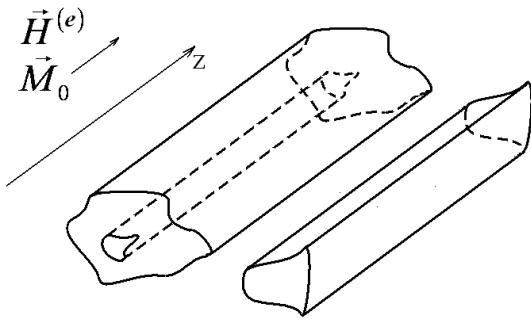


Рис.1. Схематичне зображення типової НС, дослідженої у підрозділі 3.2.

Оз та стоячими хвилями у ортогональному напрямку. Вважається, що симетрія досліджуваної НС припускає введення відповідної ортогональної системи координат  $(x_1, x_2, z)$  так, що поверхні розділу «феромагнетик-немагнітне середовище» задаються рівняннями  $x_1 = a_i$ , де  $a_i$  – константи. Для таких СЗ з (1) виключено амплітуду намагніченості  $\vec{m}_0$  та отримано рівняння для магнітного потенціалу.

Шукаючи розв'язок цього рівняння у вигляді  $\Phi_0 = F(x_1, x_2, k_{\perp}) \exp(ik_{\parallel}z)$ , де  $k_{\parallel}$  – поздовжнє хвильове число (описує поширення СХ уздовж осі Oz),  $k_{\perp}$  – поперечне, а функція  $F$  є загальним розв'язком двовимірного рівняння Гельмгольца  $\Delta_{\perp} F + k_{\perp}^2 F = 0$  у координатах  $(x_1, x_2)$ , отримуємо дисперсійне відношення, яке з урахуванням нерівності  $\alpha_G \leq 0,1$  (що виконується для реально існуючих СХ) може бути спрощене до вигляду

$$\omega = |\gamma| M_0 \left( \sqrt{\alpha^2 k^4 + 2\alpha\tilde{\beta}k^2 + \tilde{\beta}^2 + 4\pi\alpha \left(1 + \frac{\tilde{\beta}}{\alpha k^2}\right) k_{\perp}^2 - 4\pi^2 \alpha_G^2 \frac{k_{\perp}^4}{k^4} - i\alpha_G \left(\alpha k^2 + \tilde{\beta} + 2\pi \frac{k_{\perp}^2}{k^2}\right)} \right). \quad (5)$$

Тут  $\tilde{\beta} = \beta + H_0^{(e)} / M_0$ , повне хвильове число  $k^2 = k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2$ . Таке дисперсійне відношення буде вірним для всіх НС описаного вище типу. Поздовжнє хвильове число  $k_{\parallel}$  можна вважати таким, що змінюється неперервно.

Наведене дисперсійне відношення має бути доповнене залежністю  $k_{\perp}(k_{\parallel})$ , яка визначається з ГУ для намагніченості та є різною для різних НС досліджуваного типу. Коли поперечні розміри суцільних областей феромагнетика є меншими за обмінну довжину, поперечними СЗ можна знехтувати, так що закон дисперсії стає квадратичним  $\omega = |\gamma| M_0 (1 - i\alpha_G) (\alpha k^2 + \tilde{\beta})$ . В інакшому випадку спектр визначається з ГУ (2) з додаванням ГУ для намагніченості (наприклад, вільних або закріплених). Для тонкої (порівняно з характерним поперечним розміром) НТ довільного перерізу з наближено постійною товщиною  $d$  спектр стає квазіодновимірним:  $k_{\perp} = \pi s / d$ , де  $s$  – ціле число, номер поперечної моди коливання. В більш загальному випадку спектр задається умовами  $(\partial F(x_1, x_2, k_{\perp}) / \partial x_1)_{x_1=a_i} = A^e (\partial F(x_1, x_2, ik_{\parallel}) / \partial x_1)_{x_1=a_i}$ , де  $A^e = F(a_i, x_2, k_{\perp}) / F(a_i, x_2, ik_{\parallel})$  – амплітудна константа магнітного потенціалу ззовні феромагнітних областей.

Для феромагнітної НТ колового перерізу (коловий циліндр) з внутрішнім радіусом  $a$ , зовнішнім радіусом  $b$  функція  $F$  є комбінацією циліндричних функцій від радіальної та кутової змінної. Для такої НТ з наведених вище міркувань витікає наступний вигляд спектру: квазіодновимірний спектр (тонка НТ)  $k_{\perp} = \pi / (b - a)$ ; з більш загальних умов при  $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$  (ця умова виконується на більшій частині інтервалу значень  $k_{\parallel}$ ) витікає такий же – квазіодновимірний – вигляд спектру для всіх трьох гілок залежності  $k_{\perp}(k_{\parallel})$ . В тих областях інтервалу



значень  $k_{\parallel}$ , в якій умова  $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$  не виконується, спектр значень  $k_{\perp}$  різних гілок залежності  $k_{\perp}(k_{\parallel}) - k_{\perp}^{(1)}$ , що відповідає об'ємній моді СЗ, та однакової дійсної частини  $k_{\perp R}^{(2)}$  двох гілок, що відповідають поверхневим модам СЗ, задається вибором ГУ для намагніченості на поверхнях нанотрубки, які мають бути доповнені наступною системою рівнянь:

$$\left\{ \begin{aligned} & \left( -\frac{A_1^{(1)}}{2\rho_0} + k_{\perp}^{(1)} A_2^{(1)} - A_1^{(1)} \frac{k_{\parallel} I_n'(k_{\parallel} a)}{I_n(k_{\parallel} a)} - 4\pi E_c^{(1)} \right) \cos\left(k_{\perp}^{(1)} a - \frac{n\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right) + \sin\left(k_{\perp}^{(1)} a - \frac{n\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right) \times \\ & \times \left( -k_{\perp}^{(1)} A_1^{(1)} - \frac{A_2^{(1)}}{2\rho_0} - A_2^{(1)} \frac{k_{\parallel} I_n'(k_{\parallel} a)}{I_n(k_{\parallel} a)} - 4\pi E_s^{(1)} \right) + \left( -\frac{A_1^{(2)}}{2\rho_0} + k_{\perp R}^{(2)} A_2^{(2)} - A_1^{(2)} \frac{k_{\parallel} I_n'(k_{\parallel} a)}{I_n(k_{\parallel} a)} - 4\pi E_c^{(2)} \right) \times \\ & \times \cos\left(k_{\perp R}^{(2)} a - \frac{n\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right) + \left( -k_{\perp R}^{(2)} A_1^{(2)} - \frac{A_2^{(2)}}{2\rho_0} - A_2^{(2)} \frac{k_{\parallel} I_n'(k_{\parallel} a)}{I_n(k_{\parallel} a)} - 4\pi E_s^{(2)} \right) \sin\left(k_{\perp R}^{(2)} a - \frac{n\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right) = 0, \quad (6) \\ & \left( -\frac{A_1^{(1)}}{2\rho_0} + k_{\perp}^{(1)} A_2^{(1)} - A_1^{(1)} \frac{k_{\parallel} K_n'(k_{\parallel} b)}{K_n(k_{\parallel} b)} - 4\pi E_c^{(1)} \right) \cos\left(k_{\perp}^{(1)} b - \frac{n\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right) + \sin\left(k_{\perp}^{(1)} b - \frac{n\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right) \times \\ & \times \left( -k_{\perp}^{(1)} A_1^{(1)} - \frac{A_2^{(1)}}{2\rho_0} - A_2^{(1)} \frac{k_{\parallel} K_n'(k_{\parallel} b)}{K_n(k_{\parallel} b)} - 4\pi E_s^{(1)} \right) + \left( -\frac{A_1^{(2)}}{2\rho_0} + k_{\perp R}^{(2)} A_2^{(2)} - A_1^{(2)} \frac{k_{\parallel} K_n'(k_{\parallel} b)}{K_n(k_{\parallel} b)} - 4\pi E_c^{(2)} \right) \times \\ & \times \cos\left(k_{\perp R}^{(2)} b - \frac{n\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right) + \left( -k_{\perp R}^{(2)} A_1^{(2)} - \frac{A_2^{(2)}}{2\rho_0} - A_2^{(2)} \frac{k_{\parallel} K_n'(k_{\parallel} b)}{K_n(k_{\parallel} b)} - 4\pi E_s^{(2)} \right) \sin\left(k_{\perp R}^{(2)} b - \frac{n\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right) = 0 \end{aligned} \right.$$

тут  $A_{1,2}^{(1,2)}$  та  $E_s^{(1,2)}$ ,  $E_c^{(1,2)}$  – амплітудні множники магнітного потенціалу та намагніченості, відповідно,  $\rho_0 = (a+b)/2$ ,  $I_n$  та  $K_n$  – модифіковані функції Бесселя порядку  $n$ . Для феромагнітної НТ з еліптичним перерізом (еліптичний циліндр, напіввісі внутрішньої поверхні  $a_1$ ,  $b_1$ , зовнішньої  $a_2$ ,  $b_2$ ), так що її поверхні в системі координат еліптичного циліндру  $(u, v, z)$  з розмірним параметром  $d$  задаються рівняннями  $u=u_1$  та  $u=u_2$ , функція  $F$  є комбінацією функцій Мать'є першого та другого роду від  $u, v$ . Для такої НТ з наведених вище міркувань витікає наступний вигляд спектру: квазіодноримірний спектр (тонка НТ, малий ексцентриситет)  $k_{\perp} = 4\pi s / (d(\exp(u_2) - \exp(u_1)))$ ; більш точні розрахунки з додатковою умовою  $ch2u_1 \gg 1 + k_{\perp}^2 / k_{\parallel}^2$  (що відповідає коротким хвилям для поперечних СЗ  $k_{\parallel} \gg k_{\perp}$  або малому ексцентриситету) показують, що спектр є справді квазіодноримірним при виконанні сукупності умов  $k_{\parallel} \gg k_{\perp}$  або  $k_{\parallel} \gg k_{\perp}$ ,  $k_{\parallel} d/4 \gg 1$ . Такий вигляд спектру є однаковим як для об'ємної, так і для поверхневих мод при закріплених ГУ для намагніченості. В інакшому випадку спектр задається в неявному вигляді рівнянням

$$\frac{Ce_m'(u_1, k_{\perp}^2 d^2 / 16) F_m^+(u_1, k_{\parallel}) - Ce_m(u_1, k_{\perp}^2 d^2 / 16) F_m^{+'}(u_1, k_{\parallel})}{-Se_{m+1}'(u_1, k_{\perp}^2 d^2 / 16) F_m^+(u_1, k_{\parallel}) + Se_{m+1}(u_1, k_{\perp}^2 d^2 / 16) F_m^{+'}(u_1, k_{\parallel})} = \frac{Ce_m'(u_2, k_{\perp}^2 d^2 / 16) F_m^-(u_2, k_{\parallel}) - Ce_m(u_2, k_{\perp}^2 d^2 / 16) F_m^{-'}(u_2, k_{\parallel})}{-Se_{m+1}'(u_2, k_{\perp}^2 d^2 / 16) F_m^-(u_2, k_{\parallel}) + Se_{m+1}(u_2, k_{\perp}^2 d^2 / 16) F_m^{-'}(u_2, k_{\parallel})}, \quad (7)$$

тут  $F_m^{\pm}(u, k_{\parallel}) = Ce_m(u, -k_{\parallel}^2 d^2 / 16) \pm i Se_{m+1}(u, -k_{\parallel}^2 d^2 / 16)$ ,  $Ce_m$  та  $Se_m$  – функції Мать'є другого роду порядку  $m$ . Для випадку  $k_{\parallel} d/4 \gg 1$  останнє відношення спрощується до вигляду  $tg(k_{\perp}(a_1 - a_2)) = 2k_{\perp} k_{\parallel} / k^2$ .

Врахування дисипативних ефектів (для довільної НС досліджуваного у

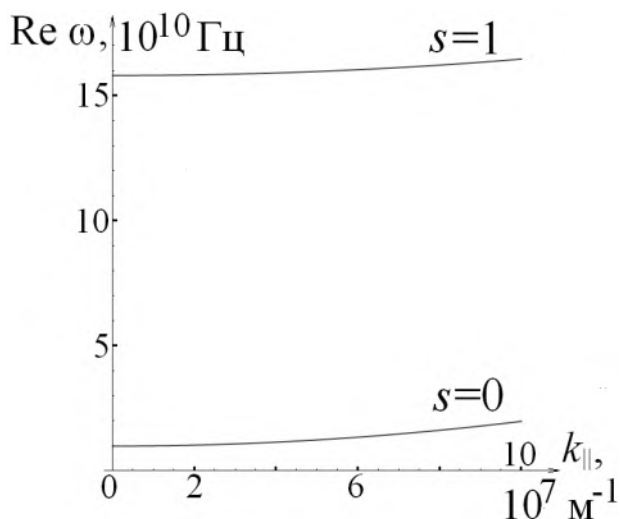


Рис.2. Залежність  $\text{Re } \omega$  від  $k_{||}$  для типових значень параметрів НТ (квазіодновимірний спектр  $k_{\perp}$ ). Представлено дві поперечні моди  $s=0$  та  $s=1$

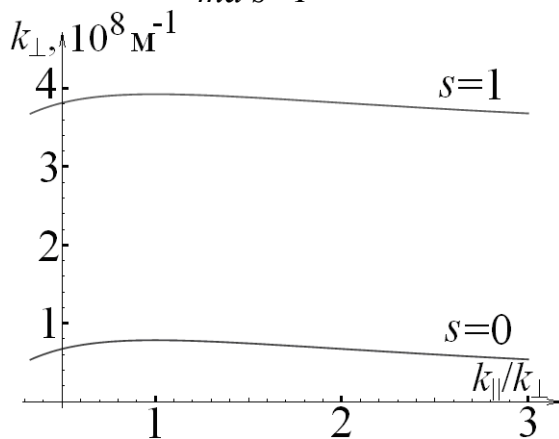


Рис.3. Залежність  $k_{\perp}$  від  $k_{||}/k_{\perp}$  для НТ еліптичного перерізу при  $a_1=50$  нм,  $a_2=60$  нм,  $k_{||}d/4 \gg 1$ .

розділі типу) призводить до появи ненульової уявної частини частоти, що є оберненим характерним часом дисипації. За відсутності поперечних СЗ залежність  $\text{Re } \omega$  від  $k$  є квадратичною, за наявності – залежність стає багатогілковою, так що кожна гілка відповідає одній моді поперечних СЗ. Для квазіодновимірного спектру  $k_{\perp}$  можливі значення частот при цьому лежать у вузьких областях, так що спектр частот стає близьким до дискретного (див. Рис.2). Графік наведено для типових значень параметрів НС:  $\beta=1$ ,  $\alpha=10^{-12}$  см<sup>-2</sup>,  $\gamma=10^7$  Гц/Гс,  $M_0=10^3$  Гс,  $k_{||}$  та  $k$  змінюється по порядку величини від  $10^2$  см<sup>-1</sup> до  $10^7$  см<sup>-1</sup> (оскільки, з одного боку, довжина типових НТ складає одиниці або десятки мікрометрів, з іншого боку, стала кристалічної ґратки для типових кристалів є порядку кількох ангстрем). Аналіз показує, що, справді, як для колової, так і для еліптичної НТ спектр  $k_{\perp}$  є близьким до дискретного (залежність  $k_{\perp}(k_{||})$  є слабо вираженою) – при  $k_{||}d/4 \gg 1$  для еліптичної НТ (див. Рис.3), при  $k_{||}/k_{\perp} \ll 1$  для колової НТ.

Числові оцінки для частот СХ за наведених вище типових значень параметрів ФМ та у відсутності зовнішнього магнітного поля показують, що  $\text{Re } \omega$  має порядок  $10^{10}$ - $10^{12}$  Гц на всьому інтервалі хвильових чисел, що відповідає типовим значенням частот СХ. Характерний час згасання для типових значень  $\alpha_G \sim 0,02$ - $0,1$  має порядок  $10^{-11}$ - $10^{-8}$  с. Кількість можливих поперечно-кутових мод для типових НТ (з товщиною порядку одиниць або десятків нанометрів) складає величину порядку 10-100.

У підрозділі 3.3. досліджено СЗ у феромагнітній НТ колового перерізу, виготовленій з легкоплощинного ФМ. За виключенням типу ФМ, модель співпадає з використаною у попередньому підрозділі. Площина легкого намагнічування спрямована ортогонально до осі симетрії НТ (вісь  $Oz$ ), намагніченість насичення  $\vec{M}_0$  спрямована радіально, зовнішнє магнітне поле відсутнє або спрямовано радіально, дисипацією нехтується. Відповідно, замість першого рівняння системи (1) використано лінеаризоване рівняння Ландау-

Ліфшиця для легкоплощинного феромагнетика. З результуючої системи виключено  $\vec{m}_0$  та отримано рівняння для магнітного потенціалу. Рівняння розв'язано в циліндричній системі координат  $(\rho, \theta, z)$  для нульової поперечно-кутової моди  $\Phi_0 = (A_1 J_0(k_\perp \rho) + A_2 N_0(k_\perp \rho)) \exp(-ik_\parallel z)$ , де  $A_1, A_2$  – константи. Результуюче дисперсійне відношення має вигляд

$$\omega = |\gamma| M_0 \sqrt{\left( \frac{H_0^{(i)}}{M_0} + \alpha k^2 \right) \left( \frac{H_0^{(i)}}{M_0} + \alpha k^2 + (4\pi + |\beta|) k_\parallel^2 / k^2 \right)}. \quad (8)$$

Спектр значень  $k_\perp$  має квазіодновимірний вигляд  $k_\perp = \pi s / (b - a)$ , де  $a$  та  $b$  – внутрішній та зовнішній радіус НТ, відповідно, для тонкої НТ ( $b - a \ll a$ ). Інакше зв'язок між компонентами хвильового вектору задається відношенням

$$\operatorname{tg}(k_\perp (b - a)) = \frac{k_\parallel \left( \frac{I_0'(k_\parallel a)}{I_0(k_\parallel a)} - \frac{K_0'(k_\parallel b)}{K_0(k_\parallel b)} \right)}{k_\perp \left( \frac{I_0(k_\parallel a)}{I_0(k_\parallel a)} - \frac{K_0(k_\parallel b)}{K_0(k_\parallel b)} \right)} \left/ \left( 1 + \left( \frac{1}{2k_\perp a} + \frac{k_\parallel}{k_\perp} \frac{I_0'(k_\parallel a)}{I_0(k_\parallel a)} \right) \left( \frac{1}{2k_\perp b} + \frac{k_\parallel}{k_\perp} \frac{K_0'(k_\parallel b)}{K_0(k_\parallel b)} \right) \right) \right., \quad (9)$$

представленим на Рис.4. Це відношення переходить в квазіодновимірний

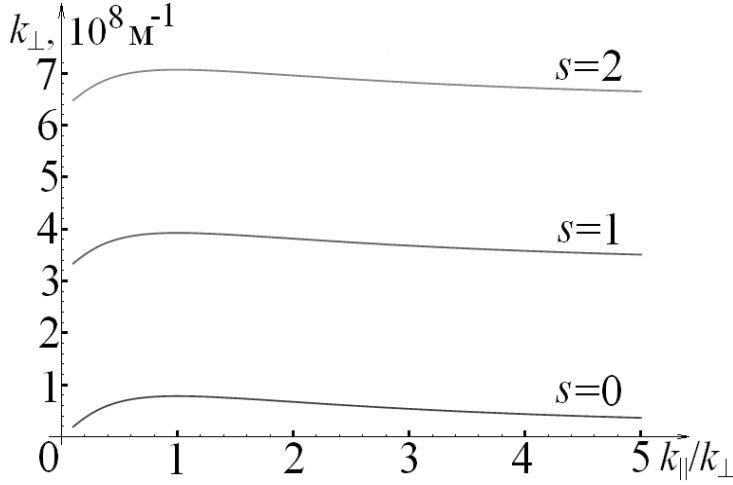


Рис. 4. Залежність  $k_\perp$  від  $k_\parallel/k_\perp$  для НТ колового перерізу з легкоплощинного ФМ при  $a = 50$  нм,  $b = 60$  нм.

спектр при  $k_\parallel \ll k_\perp$ . Для досліджуваної конфігурації вигляд залежності  $k_\perp(k_\parallel)$  не залежить від ГУ для намагніченості.

Порівняння дисперсійного відношення (8) з отриманим раніше для НСОТС з легкоосьового ФМ показує відмінності, що витікають з відсутності додаткової орієнтаційної енергії для легкоплощинного ФМ. Обидва дисперсійні відношення мають

вигляд  $\omega = \gamma M_0 \sqrt{\left( h_c + \alpha k^2 \right) \left( h_c + \alpha k^2 + F(k_\parallel^2 / k^2) \right)}$ , де функція  $F(k_\parallel^2 / k^2)$  лінійна. Проте, для легкоплощинного ФМ  $h_c = H_0^{(i)} / M_0$ , а функція  $F$  є прямою пропорційністю, у той час як для легкоосьового ФМ  $h_c = H_0^{(i)} / M_0 + \beta$ , а функція  $F$  є спадаючою лінійною функцією, що не проходить через нуль. Оцінки частоти СХ співпадають з такими оцінками для НС з легкоосьового ФМ:  $10^{10}$ - $10^{12}$  Гц на всьому дозволеному інтервалі хвильових чисел.

У підрозділі 3.4. досліджено СЗ у феромагнітних НТ колового та еліптичного перерізу за наявності СПС, що протікає у нормальному до поверхонь нанотрубки напрямку з магнітного шару, який є «фіксованим» в сенсі напрямку намагніченості. Нанотрубка є «вільним» в сенсі напрямку намагніченості шаром ФМ типу «легка вісь» з конфігурацією, яка співпадає з дослідженою у підрозділі 3.2. З використанням доданку Слончевського-Берже у рівнянні Ландау-Ліфшиця (вважається, що НТ є досить тонкою для можливості такого використання) в рамках моделі підрозділу 3.2. отримано рівняння для магнітного потенціалу

$$\left( \frac{(\omega \pm i\kappa)^2}{\gamma^2 M_0^2} - (\beta_d - \alpha\Delta)(4\pi + \beta_d - \alpha\Delta) \right) \Delta\Phi_0 + 4\pi(\beta_d - \alpha\Delta) \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial z^2} = 0, \quad (10)$$

тут  $\beta_d = \beta + \frac{H_0^{(e)}}{M_0} - i \frac{\alpha_G}{\gamma M_0} \omega$ ,  $\kappa = \frac{\gamma \varepsilon \mu_B |J|}{2e M_0 d_\perp}$  (знак «+» перед величиною  $\kappa$  відповідає

струму, що тече з «фіксованого» магнітного шару у «вільний»:  $J > 0$ , і навпаки),  $\varepsilon$  – безрозмірна спін-поляризаційна ефективність,  $J$  – густина струму (вважається постійною),  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $e$  – елементарний заряд,  $d_\perp$  – товщина НТ. Для колової НТ величина  $d_\perp = b - a$ , для еліптичної з малим ексцентриситетом перерізу використовується середнє значення  $d_\perp = d(\exp(u_2) - \exp(u_1))/4$ . Дисперсійне відношення для обох НТ – як колової, так і еліптичної – має вигляд

$$\omega = \frac{|\gamma| M_0 \left( \sqrt{\alpha^2 k^4 + 2\alpha\tilde{\beta}k^2 + 4\pi\alpha(1 + \tilde{\beta}/(\alpha k^2))k_\perp^2 + (\tilde{\beta}^2 + \kappa^2/(\gamma^2 M_0^2))} - (\alpha_G(\alpha k^2 + \tilde{\beta} + 2\pi\kappa^2/k^2) \pm \kappa/(\gamma M_0))^2 - i(\alpha_G(\alpha k^2 + \tilde{\beta} + 2\pi\kappa^2/k^2) \pm \kappa/(\gamma M_0)) \right)}{\quad} \quad (11)$$

Зв'язок між  $k_\parallel$  та  $k_\perp$  не відрізняється від зв'язку, отриманого за відсутності СПС – як для колової, так і для еліптичної НТ.

Аналіз уявної частини частоти закону дисперсії (11) показує, що аналогічно до відомих досліджень для тонкої феромагнітної плівки наявність СПС призводить до появи «ефективної дисипації»: інтенсивність дисипації у СХ відрізняється від такої за відсутності СПС. При  $J > 0$  наявність СПС

підсилює згасання СХ, при  $J < 0$  та  $|J| < J_{cr} = \frac{2e\alpha_G M_0^2}{\varepsilon\mu_B} d_\perp \left( \alpha k^2 + \beta + \frac{H_0^{(e)}}{M_0} \right)$  –

послаблює. При  $J < 0$ ,  $J = -J_{cr}$  СХ є самопідтримуючою, а при  $J < 0$ ,  $|J| > J_{cr}$  амплітуда СХ зростає з часом: має місце генерація хвилі. Для типових значень параметрів НТ значення критичного струму складає від  $3 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup> до  $3 \cdot 10^7$  А/см<sup>2</sup>. Типові значення густин струму в експериментах з феромагнітними плівками становлять  $10^7$ - $10^8$  А/см<sup>2</sup>, так що отримана вище умова генерації  $|J| > J_{cr}$  може бути реалізована експериментально. Наявність СПС змінює не тільки уявну, а й дійсну частину частоти, проте, за наведених вище значень густин струмів цією зміною можна знехтувати. Залежність відношення уявної частини частоти, що відповідає за дисипацію, до дійсної від густини СПС для тих же типових значень параметрів НТ та крайніх значень  $k$  наведено на Рис.5. Картина «ефективної дисипації» та вираз для критичного струму узгоджуються з відомими результатами для однорідної (по товщині) прецесії намагніченості у феромагнітному нанодиску [1\*].

У **підрозділі 3.5.** досліджено одноелектронне поглинання світла (ОПС) металевою НТ колового та близькою до колового перерізів. Електричну складову ОПС для металевої НТ зі слабкою еліптичністю перерізу – так що внутрішній  $a$  та зовнішній  $b$  радіус НТ у циліндричній системі координат  $(\rho, \theta, z)$  можна замінити ефективними змінними величинами  $a \rightarrow a/\sqrt{1 - 2c \cos^2 \theta} \approx a(1 + c \cos^2 \theta)$ ,  $b \rightarrow b/\sqrt{1 - 2c \cos^2 \theta} \approx b(1 + c \cos^2 \theta)$ ,  $c \ll 1$ , якщо вісь Ох обрано уздовж напрямку малого видовження перерізу НТ – розраховано аналогічно до того, як це було пророблено автором раніше для НТ колового

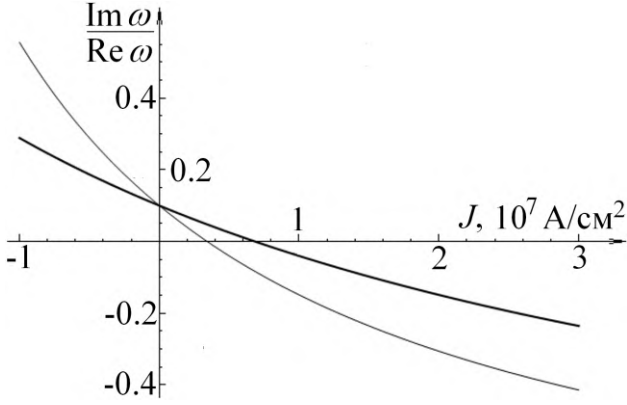


Рис.5. Залежність  $Im\omega/Re\omega$  від густини  $J$  спін-поляризованого струму для типових значень параметрів НТ.

Тонка лінія представляє залежність для  $k=10^2 \text{ см}^{-1}$ , товста – для  $k=10^6 \text{ см}^{-1}$ .

чисел електрону, спектр замінено на неперервний (напівкласичне наближення). На другому етапі розраховано поправки до компонент провідності, обумовлені таким квантуванням (останні є суттєвими для тонких НТ). В результаті отримано наступні вирази для поперечних компонент провідності:

$$\sigma_{\parallel} = \frac{16e^2}{\pi^4 \hbar} \left(1 + \frac{13}{8}c^2\right) \frac{g_{cyl}(\nu)}{b+a} \left(1 + \Lambda_c \left(\nu, \frac{\hbar\omega}{\theta}, E_F\right)\right), \sigma_{\perp} = \frac{16e^2}{\pi^4 \hbar} \left(1 + \frac{9}{8}c^2\right) \frac{g_{cyl}(\nu)}{b+a} \left(1 + \Lambda_c \left(\nu, \frac{\hbar\omega}{\theta}, E_F\right)\right), \quad (12)$$

тут функції

$$g_{cyl}(\nu) = \frac{1}{\nu^3} \frac{3\pi\nu}{16} \left[ \frac{(x-\nu)(x+\nu)^2}{3\nu} - \frac{2}{3\pi\nu} (x-\nu)(x+\nu)^2 \arcsin\left(\frac{\nu}{x+\nu}\right)^{\frac{1}{2}} + \frac{2}{3\pi} \left(\frac{x}{\nu}\right)^{\frac{1}{2}} \left(x^2 + \frac{2}{3}x\nu + \nu^2\right) \right] \Bigg|_{x=1-\nu}^{x=1}, \quad (13)$$

$$\Lambda_c \left(\nu, \frac{\hbar\omega}{\theta}, E_F\right) = \frac{3\pi^{3/2}}{2} \left(1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{\theta}\right)\right)^{-1} \frac{\theta}{E_F \nu^2} \left[ \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\cos\left(sq_0(\nu) - \frac{\pi}{4}\right)}{\sqrt{sE_F |q_1(\nu)|} \text{sh}(\pi s \theta q_1(\nu))} \right] / g_{cyl}(\nu), \quad (14)$$

$$q_0(\nu) = \frac{2(b-a)}{\hbar} \sqrt{2m_e E_F} (\sqrt{1+\nu} - 1), \quad q_1(\nu) = \frac{b-a}{\hbar} \sqrt{\frac{2m_e}{E_F}} \left(\frac{1}{\sqrt{1+\nu}} - 1\right), \quad (15)$$

величина  $\nu = \hbar\omega/E_F$ ,  $\theta$  – температура в енергетичних одиницях,  $E_F$  – енергія Фермі металу нанотрубки,  $m_e$  – маса електрону, компонента  $\sigma_{\parallel}$  відповідає поздовжньому (до напрямку видовження перерізу НТ) падінню електромагнітної хвилі,  $\sigma_{\perp}$  – поперечному. Відносні значення квантової поправки  $\Lambda_c$  для обох компонент провідності рівні між собою та співпадають з аналогічною поправкою для НТ колового перерізу. Отримані вирази при  $c \rightarrow 0$  прямують до відомого виразу для поперечної компоненти тензору провідності металеві НТ колового перерізу. Функцію  $g_{cyl}(\nu)$ , яка виражає напівкласичну залежність компонент провідності від частоти, представлено на Рис.6. Залежність відносної квантової поправки  $\Lambda_c$  від  $\nu$  (ілюструє вплив на провідність ефектів, пов'язаних з дискретністю спектру енергій електрона) для типових значень параметрів НТ  $E_F=5,53 \text{ еВ}$  (енергія Фермі золота),  $T=300 \text{ К}$ ,

перерізу [2\*]. Обгрунтовано коректність такої заміни. Знайдено хвильові функції електрону у досліджуваній НТ, спектр значень поперечних хвильових чисел та енергій, матричні елементи оптичних переходів та, нарешті, поперечні компоненти тензору провідності. (Поздовжня компонента описується моделлю Друде та не розглядається в даній роботі.) Розрахунки цих компонент проведено в два етапи. На першому етапі знехтувано квантуванням спектру хвильових

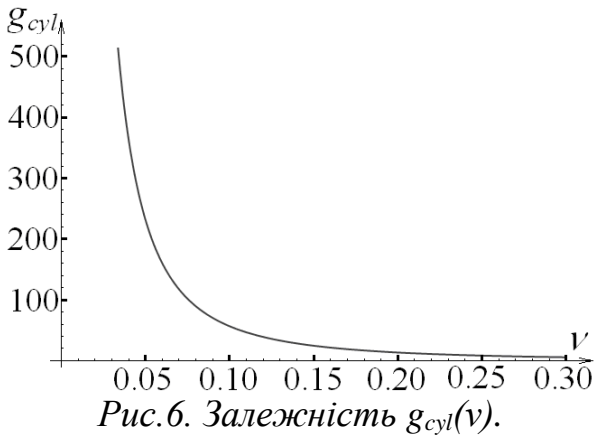


Рис.6. Залежність  $g_{cyl}(v)$ .

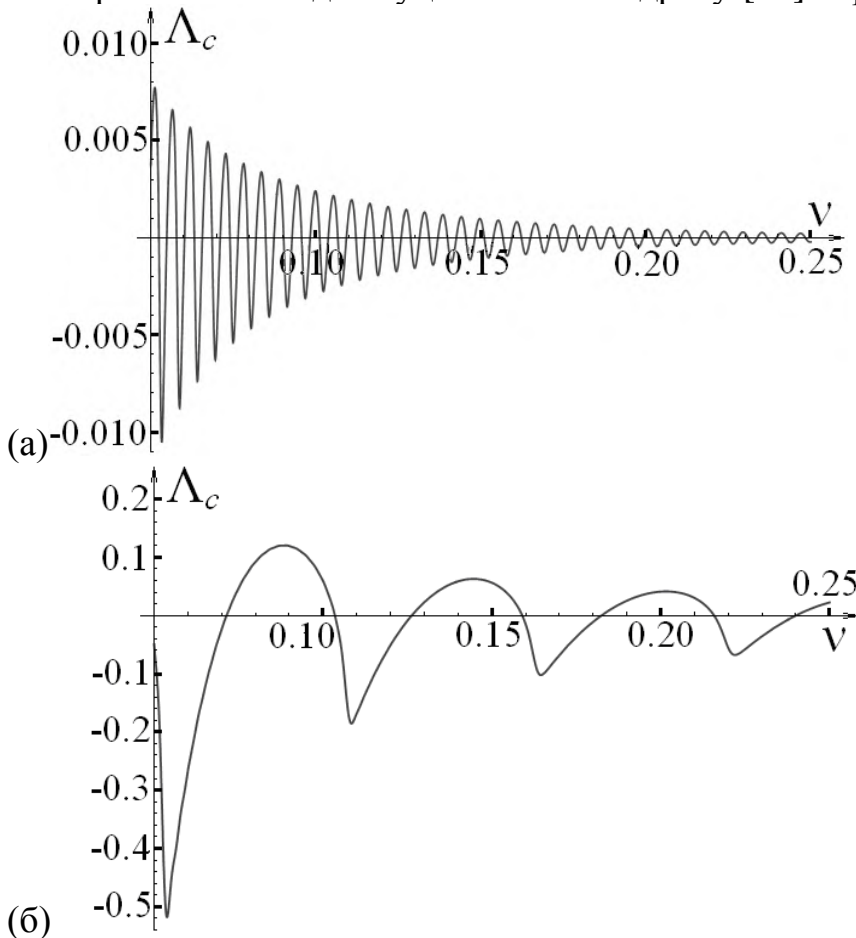


Рис.7. Залежність  $\Lambda_c(v)$  для  $E_F=5,53$  eВ,  $T=300$  К та  
а)  $b-a=100$  нм, б)  $b-a=10$  нм.

наведено на Рис.7(а) та (б) – для товщини НТ  $b-a=100$  нм та  $b-a=10$  нм, відповідно. Як можна бачити, врахування дискретності хвильових чисел та енергій електрона у металі призводить до появи осцилюючої залежності провідності НТ від частоти хвилі, причому досліджувана мала деформація нанотрубки не впливає на характер таких осциляцій. Аналогічна осцилююча залежність спостерігалась

експериментально для суцільного нанодроту [3\*]. При збільшенні товщини НТ така квантова поправка стає менш суттєвою, а частота осциляцій збільшується.

З отриманих виразів (12) знайдено електричну складову  $\bar{W}_e$  середньої енергії, що поглинається одиницею довжини НТ за одиницю часу. Цю величину порівняно з відомим виразом для магнітної складової  $\bar{W}_m$  зазначеної енергії. Знайдено відношення  $\bar{W}_e/\bar{W}_m$  в залежності від геометричних параметрів НТ, відношення енергії фотона падаючої хвилі до енергії Фермі металу оболонки, концентрації електронів провідності, а

також відношень геометричних параметрів НТ до величин  $v_F\tau$ ,  $v_F/\omega$  ( $\tau$  – час релаксації електрона,  $v_F$  – швидкість Фермі). У вираз для  $\bar{W}_e/\bar{W}_m$  входить також осцилююча функція частоти  $1+\Lambda_c$ . Чисельні оцінки, зроблені на основі знайденого виразу, показують, що для типових значень параметрів НТ магнітна складова поглинання стає суттєвою ( $\bar{W}_e/\bar{W}_m \sim 1$ ) починаючи зі значень від  $v \sim 0,2$  (при найбільших для типових НТ значеннях  $a/b$ ) до  $v \sim 0,4$  (при середніх значеннях  $a/b$ ). Для типових значень енергії Фермі це відповідає ближньому інфрачервоному та видимому діапазону, відповідно. При менших частотах домінує електрична складова поглинання, при більших – магнітна.

У розділі 4 «Магнітні та оптичні властивості симетричних та близьких до симетричних сферичних нанооболонок» проведено дослідження ряду НС оболонкового типу, що мають нанорозміри по трьох вимірах, причому їх розміри по всіх трьох вимірах близькі. Такі наночастинки моделюються сферичними нанооболонками, симетричними або з неконцентричним ядром (нанояйця).

У підрозділі 4.1. описуються типові нанооболонки (НО) та нанояйця, зокрема, з немагнітним ядром та феромагнітною оболонкою, а також з діелектричним ядром та металевою оболонкою.

У підрозділі 4.2. досліджено СЗ типу «стоячі хвилі» у феромагнітних ССНО. ФМ, з якого складається оболонка, має локально тип «легка вісь», причому вісь легкого намагнічування ( $i$ , отже, рівноважна намагніченість  $\vec{M}_0$ ) спрямована радіально всюди в оболонці. Зовнішнє магнітне поле відсутнє. Для СЗ використовується модель підрозділу 2.2..

Після виключення  $\vec{m}_0$  з системи (1) у сферичній системі координат  $(r, \theta, \varphi)$  отримано рівняння для магнітного потенціалу досліджуваних СЗ. Розв'язок цього рівняння може бути наближено записаний у вигляді комбінації сферичних функцій  $\Phi_0(r, \theta, \varphi) = (A_1 j_l(kr) + A_2 n_l(kr)) Y_{lm}(\theta, \varphi)$  (тут  $j_l, n_l$  – сферичні функції Бесселя та Неймана порядку  $l$ , відповідно,  $Y_{lm}$  – сферичні поліноми,  $k$  – радіальне хвильове число,  $A_1, A_2$  – константи) для наступних трьох випадків: тонка оболонка  $(b^2 - a^2)/a^2 \ll 1$  ( $a$  та  $b$  – внутрішній та зовнішній радіуси оболонки, відповідно), короткі хвилі  $k \gg l/a$  або чисто радіальні збудження  $l=0$ . Для першого випадку дисперсійне відношення має вигляд

$$\omega = |\gamma| M_0 \left( \sqrt{\alpha^2 k^4 + 2\alpha \tilde{\beta} k^2 + \tilde{\beta}^2} + 4\pi\alpha \left( 1 + \frac{\tilde{\beta}}{\alpha k^2} \right) \frac{l(l+1)}{r_0^2} - \alpha_G^2 \frac{4\pi^2 l^2 (l+1)^2}{k^4 r_0^4} - i\alpha_G \left( \frac{K}{k} \right)^2 \right), \quad (16)$$

тут  $\tilde{\beta} = \beta + H_0^{(i)} / M_0$ ,  $K^2(k) = \alpha k^4 + \tilde{\beta} k^2 + 2\pi l(l+1)/r_0^2$ ,  $r_0 = \sqrt{(b^2 + a^2)}/2$ . Таке дисперсійне відношення має подібну структуру до отриманого у попередньому розділі для НСОТС, причому повному хвильовому числу для НСОТС відповідає радіальне хвильове число для НО, а ортогональному хвильовому числу  $k_{\perp}$  – вираз  $\sqrt{l(l+1)}/r_0$ , що описує азимутально-кутові СЗ. Показано, що «нульова» радіальна мода  $k=0$  відповідає повністю однорідним у просторі спіновим коливанням (феромагнітному резонансу). Для випадків коротких хвиль та чисто радіальних СЗ дисперсійне відношення стає квадратичним, вигляду  $\omega = |\gamma| M_0 (\tilde{\beta} + \alpha k^2) (1 - i\alpha_G)$ , та повністю подібним до отриманого вище для НСОТС за відсутності поперечних СЗ, а також до відомих дисперсійних відношень для СХ у тонкому циліндричному нанодроті та у тонкій плівці. Спектр  $k$  в неявному вигляді отримано з використанням наведених у підрозділі 2.2. ГУ (для даної конфігурації не потребується задання додатково ГУ для намагніченості). Отриманий спектр має вигляд

$$\text{tg}(k(b-a)) = k((l+1)b + la) / (k^2 ab - l(l+1)). \quad (17)$$

Такий спектр переходить у квазіодновимірний  $k = \pi/(b-a)$  при виконанні умови  $k^2 ab \gg l(l+1)$ . (Для випадків коротких хвиль та чисто радіальних СЗ ця умова

виконується завжди.). Наведені вище дисперсійні відношення для трьох досліджених випадків після підстановки спектру  $k$  вигляду (17) – або  $k = \pi s / (b - a)$  при  $k^2 ab \gg l(l + 1)$  – переходять у вирази для спектру значень частот СХ. Чисельний аналіз показує, що для типових феромагнітних НО можна збудити тільки перші  $l_{\max} \sim 50 \div 500$  кутових мод та перші  $10 \div 100$  радіальних мод. При цьому спектр  $k$  є наближено квазіодновимірним для всіх можливих мод (навіть коли умова  $k^2 ab \gg l(l + 1)$  не виконується). Частота СХ має порядок  $10^{10} - 10^{12}$  Гц на всьому інтервалі хвильових чисел.

У **підрозділі 4.3.** досліджено ОПС сферичною металевою НО з малим зміщенням  $\Delta l$  центру ядра відносно центру зовнішньої границі оболонки (нанояйце). Електричну складову такого поглинання знайдено аналогічно до того, як це було пророблено автором раніше для ССНО [2\*]. Зовнішній радіус  $b$  оболонки замінено у сферичній системі координат  $(r, \theta, \varphi)$  на ефективну змінну величину  $b \rightarrow b_0(1 \pm c \cos \theta)$ ,  $c = \Delta l / b_0 \ll 1$ , де  $b_0$  – зовнішній радіус нанояйця (для випадку, коли напрямок падіння хвилі співпадає з напрямком зміщення центрів у нанояйці; для ортогонального падіння  $b \rightarrow b_0(1 \pm c \sin \theta)$ , якщо вісь Oz декартової системи координат спрямовано уздовж напрямку падіння хвилі). Компоненти тензору провідності знайдено по аналогічній до використаній у підрозділі 3.5. схемі. В результаті отримано наступний вираз для тензора провідності:

$$\hat{\sigma} = \frac{8e^2(b_0 - a)^2}{\pi^4 \hbar (b_0^3 - a^3)} g_{sph}(\nu) \left( 1 + \Lambda_s \left( \nu, \frac{\hbar \omega}{\theta}, E_F \right) \right) \times \begin{pmatrix} 1 + \kappa(\Delta l / (b_0 - a))^2 & 0 & 0 \\ 0 & 1 + \kappa(\Delta l / (b_0 - a))^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 + 0,6(\Delta l / (b_0 - a))^2 \end{pmatrix}, \quad (18)$$

тут функції

$$g_{sph}(\nu) = \frac{1}{\nu^3} \left( \frac{(q(q + \nu))^{3/2}}{3} - \frac{\nu(2q + \nu)\sqrt{q(q + \nu)}}{8} + \frac{\nu^3}{8} \ln(\sqrt{q} + \sqrt{q + \nu}) \right) \Bigg|_{q=1-\nu}^{q=1}, \quad (19)$$

$$\Lambda_s \left( \nu, \frac{\hbar \omega}{\theta}, E_F \right) = \frac{2\pi\theta(\Phi(E_F) - \Phi(E_F - \hbar\omega))}{(1 - \exp(-\hbar\omega/\theta))E_F^3 \nu^3 g_{sph}(\nu)}, \quad (20)$$

$$\varphi_s(E) \equiv s \frac{2(b-a)}{\hbar} \sqrt{2m_e} (\sqrt{E + \hbar\omega} - \sqrt{E}), \quad \Phi(E_F) = E_F^{\frac{3}{2}} (E_F + \hbar\omega)^{\frac{1}{2}} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\sin \varphi_s(E_F)}{sh(\pi\theta\varphi_s'(E_F))}, \quad (21)$$

величина  $\nu = \hbar\omega / E_F$ ,  $a$  – радіус діелектричного ядра нанояйця,  $\theta$  – температура в енергетичних одиницях,  $E_F$  – енергія Фермі металу НО,  $\kappa \approx 0,39$ . Зважаючи на симетрію системи, цей тензор має дві неоднакові діагональні компоненти. Відносні значення квантової поправки  $\Lambda_s$  для обох неоднакових компонент провідності рівні між собою та співпадають з відповідним відношенням для ССНО. Отримані вирази при  $\Delta l \rightarrow 0$  прямують для відомого виразу провідності ССНО. Функцію  $g_{sph}(\nu)$ , яка виражає напівкласичну залежність компонент провідності від частоти, представлено на Рис.8. Ця функція спадає більш швидко, ніж аналогічна  $g_{cyl}(\nu)$  для НТ. Залежність  $\Lambda_s(\nu)$  (ілюструє вплив на провідність ефектів, пов'язаних з дискретністю спектру енергій електрона) для



типових значень параметрів НО  $E_F=5,53$  еВ (енергія Фермі золота),  $T=300$  К, наведено на Рис.9(а) та (б) – для товщини НО  $b_0-a=100$  нм та  $b_0-a=50$  нм, відповідно.

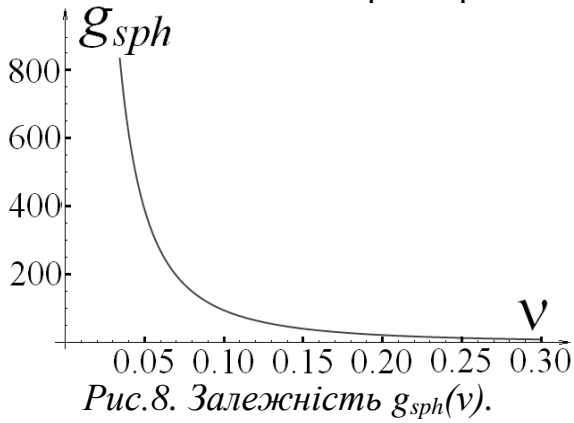


Рис.8. Залежність  $g_{sph}(\nu)$ .

Отже, як і для металеві НТ, врахування дискретності хвильових чисел та енергій електрона у металі призводить до появи осцилюючої залежності провідності НО від частоти хвилі, причому досліджуваний малий зсув центрів ядра та зовнішньої границі оболонки не впливає

на характер таких осциляцій. Як і для НТ, при збільшенні товщини НО квантова поправка до провідності стає менш суттєвою, а частота осциляцій збільшується.

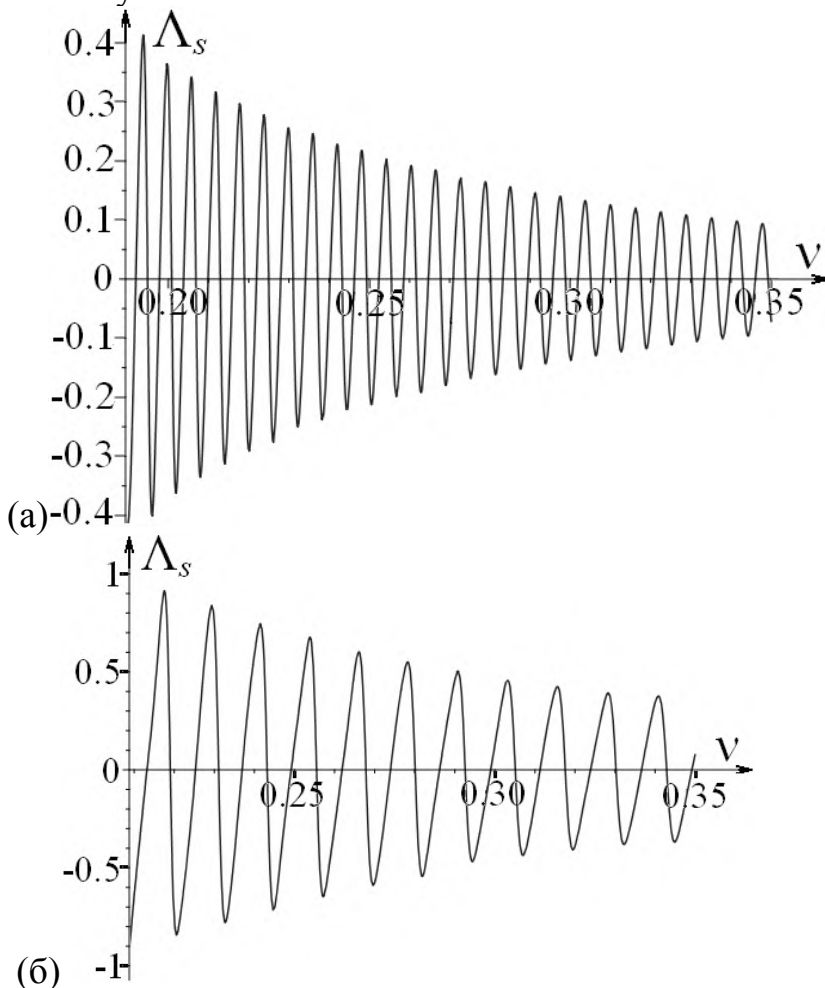


Рис.9. Залежність  $\Lambda_s(\nu)$  для  $E_F=5,53$  еВ,  $T=300$  К та а)  $b_0-a=100$  нм, б)  $b_0-a=50$  нм.

на основі знайденого виразу, показують, що для типових значень параметрів НО магнітна складова поглинання стає суттєвою ( $\bar{W}_e/\bar{W}_m \sim 1$ ) починаючи зі значень від  $\nu \sim 0,02$  (при найбільших значеннях  $a/b$  для типових нанооболонки) до  $\nu \sim 0,07$  (при середніх значеннях  $a/b$ ). Як можна бачити, ці значення відрізняються від відповідних значень для типових металевих НТ: вони відповідають середньому інфрачервоному та близькому інфрачервоному

З виразу (18) отримано електричну складову  $\bar{W}_e$  середньої енергії, що поглинає ССНО за одиницю часу. Цю величину порівняно з відомим виразом для магнітної складової  $\bar{W}_m$  зазначеної енергії. Знайдено відношення  $\bar{W}_e/\bar{W}_m$  в залежності від геометричних параметрів НО, відношення енергії фотона падаючої хвилі до енергії Фермі металу оболонки, концентрації електронів провідності, а також відношень геометричних параметрів НО до величин  $\nu_F \tau$ ,  $\nu_F/\omega$ . У вираз для  $\bar{W}_e/\bar{W}_m$  також входить осцилююча функція частоти  $1+\Lambda_s$ . Чисельні оцінки, зроблені

діапазону, відповідно (для типових значень енергії Фермі). Як і для НТ, при менших частотах домінує електрична складова поглинання, при більших – магнітна.

У розділі 5 «Магнітні та оптичні властивості симетричних та близьких до симетричних нанооболонки з суттєвою еліпсоїдальністю (нанорис)» проведено дослідження ряду НС оболонкового типу, що мають нанорозміри по трьох вимірах, але не є близькими до сферичної симетрії і є витягнутими в одному з напрямків, так що границі ядра та оболонки мають форму еліпсоїдів обертання (т.з. НР).

У підрозділі 5.1. описуються характерні властивості наночастинок типу НР порівняно з симетричними НО, а також обґрунтовується актуальність проведених у розділі досліджень.

У підрозділі 5.2. досліджено СЗ типу «стоячі хвилі» у ферромагнітних НО типу

НР. Границі ферромагнітної оболонки є конфокальними витягнутими еліпсоїдами обертання з напівосями  $R_{\parallel}^{(1)}$ ,  $R_{\perp}^{(1)}$  для внутрішньої поверхні,  $R_{\parallel}^{(2)}$ ,  $R_{\perp}^{(2)}$  для зовнішньої поверхні ( $R_{\parallel}^{(1)} > R_{\perp}^{(1)}$ ,  $R_{\parallel}^{(2)} > R_{\perp}^{(2)}$ ). ФМ, з якого складається НС, має локально тип «легка вісь», причому вісь легкого намагнічування (і, отже, рівноважна намагніченість  $\vec{M}_0$ ) спрямована нормально до поверхні всередині тонкої оболонки. Зовнішнє магнітне поле відсутнє. Для СЗ використовується модель підрозділу 2.2., при цьому дисипацією СЗ нехтується.

У сфероїдальній системі координат  $(\xi, \eta, \varphi)$  з розмірним параметром  $a$  (так що поверхні оболонки задаються рівняннями  $\xi = \xi_1$ ,  $\xi = \xi_2$ ) з системи рівнянь (1) отримано рівняння для магнітного потенціалу досліджуваних СЗ. Як і для СНО, шукати розв'язок цього рівняння у вигляді комбінації спеціальних функцій, що відповідають симетрії системи (в даному випадку – сфероїдальних) можливо тільки наближено за виконання додаткових умов. Якщо оболонка є досить тонкою, так що  $(\xi_2 - \xi_1)/\xi_1 \ll 1$ , і не є витягнутою настільки, щоб не виконувалось  $\xi_1^2 \gg 1$  (що еквівалентно умовам на напіввісі  $(R_{\parallel}^{(2)} - R_{\parallel}^{(1)})/R_{\parallel}^{(1)} \ll 1$  та  $((R_{\parallel}^{(1)})^2 - (R_{\perp}^{(1)})^2)/(R_{\parallel}^{(1)})^2 \ll 1$ , відповідно), розв'язок (25) можна шукати у вигляді комбінації витягнутих сфероїдальних функцій першого  $R$  та другого  $S$  роду:

$$\Phi_0(\xi, \eta, \varphi) = (A_1 R_{ml}^{(1)}(\xi, ka) + A_2 R_{ml}^{(2)}(\xi, ka)) (B_1 S_{ml}^{(1)}(\eta, ka) + B_2 S_{ml}^{(2)}(\eta, ka)) \exp(\pm im\varphi), \quad (26)$$

де  $l, m$  – цілі числа ( $l \geq m \geq 0$ ), величина  $k$  має розмірність та фізичний сенс хвильового числа СЗ. Для перших трьох узагальнено-азимутальних ( $l \leq 3$ ) мод дисперсійне відношення в позначеннях підрозділу 4.2. можна записати в наступному вигляді:

$$\omega = \frac{|\gamma| M_0}{k} \sqrt{\alpha^2 k^6 + 2\alpha\tilde{\beta}k^4 + \left(\tilde{\beta}^2 + \frac{4\pi\alpha m^2}{a^2 \xi_0^4}\right) k^2 + \frac{4\pi\tilde{\beta}m^2}{a^2 \xi_0^4}}, \quad (22)$$

тут  $\xi_0 = \sqrt{(\xi_1^2 + \xi_2^2)}/2$ . Таке дисперсійне відношення має подібну структуру до отриманого у попередніх розділах – як для НСОТС (повне хвильове число для НСОТС відповідає узагальненому хвильовому числу  $k$  для НР, поперечні СЗ з

параметром  $k_{\perp}$  – узагальнено-кутовим модам з параметром  $m/(a\xi_0^2)$ ), так і для ССНО (радіальне хвильове число для ССНО відповідає узагальненому хвильовому числу  $k$  для НР, кутовим СЗ з параметром  $\sqrt{l(l+1)}/r_0$  – узагальнено-кутові моди з параметром  $m/(a\xi_0^2)$ ). Як і для ССНО, «нульова» радіальна мода  $k=0$  відповідає повністю однорідним у просторі спіновим коливанням (феромагнітному резонансу). При знаходженні спектру значень  $k$  використання (2), як і для випадку ССНО, не потребує задання ГУ для намагніченості. Результуючий спектр задається в неявному вигляді відношенням

$$\frac{R_{ml}^{(1)}(\xi_1, ka) \left( -\frac{1}{2\xi_1} + \frac{K'_{(\sqrt{6}/2)ka}(m/\xi_1)}{K_{(\sqrt{6}/2)ka}(m/\xi_1)} \right) - R_{ml}^{(1)' }(\xi_1, ka)}{R_{ml}^{(2)}(\xi_1, ka) \left( -\frac{1}{2\xi_1} + \frac{K'_{(\sqrt{6}/2)ka}(m/\xi_1)}{K_{(\sqrt{6}/2)ka}(m/\xi_1)} \right) - R_{ml}^{(2)' }(\xi_1, ka)} = \frac{R_{ml}^{(1)}(\xi_2, ka) \left( -\frac{1}{2\xi_2} + \frac{I'_{(\sqrt{6}/2)ka}(m/\xi_2)}{I_{(\sqrt{6}/2)ka}(m/\xi_2)} \right) - R_{ml}^{(1)' }(\xi_2, ka)}{R_{ml}^{(2)}(\xi_2, ka) \left( -\frac{1}{2\xi_2} + \frac{I'_{(\sqrt{6}/2)ka}(m/\xi_2)}{I_{(\sqrt{6}/2)ka}(m/\xi_2)} \right) - R_{ml}^{(2)' }(\xi_2, ka)} \quad (23)$$

при  $m \neq 0$ , тут  $I$  та  $K$  – модифіковані функції Бесселя, та

$$\frac{R_{ml}^{(1)' }(\xi_1, ka) - R_{ml}^{(1)}(\xi_1, ka) \frac{P'_{(\sqrt{6}/2)ka}(\xi_1)}{P_{(\sqrt{6}/2)ka}(\xi_1)}}{R_{ml}^{(2)' }(\xi_1, ka) - R_{ml}^{(2)}(\xi_1, ka) \frac{P'_{(\sqrt{6}/2)ka}(\xi_1)}{P_{(\sqrt{6}/2)ka}(\xi_1)}} = \frac{R_{ml}^{(1)}(\xi_2, ka) \left( \frac{(\sqrt{6}/2)ka}{\xi_2} \right) + R_{ml}^{(1)' }(\xi_2, ka)}{R_{ml}^{(2)}(\xi_2, ka) \left( \frac{(\sqrt{6}/2)ka}{\xi_2} \right) + R_{ml}^{(2)' }(\xi_2, ka)} \quad (24)$$

при  $m=0$ , тут  $P$  – функції Лежандра першого роду. Для тонкої оболонки спектр стає квазіодновимірним:  $ka = \pi s/(\xi_2 - \xi_1)$ . Дисперсійне відношення (22) після підстановки спектру значень  $k$  переходить у вираз для спектру значень частот СЗ. Граничний перехід до ССНО не може бути зроблений, оскільки порушує використане наближення. Чисельний аналіз показує, що для типових феромагнітних НО типу НР можна збудити перші  $m_{\max} \sim 50 \div 500$  узагальнено-кутових мод та перші  $10 \div 100$  узагальнено-радіальних мод. Частота СХ має порядок  $10^{10} - 10^{12}$  Гц на всьому інтервалі хвильових чисел.

У **підрозділі 5.3.** досліджено ОПС металеву НО типу НР з малим зміщенням  $\Delta l$  центру ядра відносно центру зовнішньої границі оболонки (нанояйце типу НР). Електричну складову такого поглинання розраховано аналогічно до того, як це було пророблено автором раніше для симетричного НР [4\*]. Нехай задано симетричну металеву НО типу НР з границями, що є конфокальними витягнутими еліпсоїдами обертання з напівосями  $R_{\parallel}^{(1)}$ ,  $R_{\perp}^{(1)}$  для внутрішньої поверхні,  $R_{\parallel}^{(2)}$ ,  $R_{\perp}^{(2)}$  для зовнішньої поверхні ( $R_{\parallel}^{(1)} > R_{\perp}^{(1)}$ ,  $R_{\parallel}^{(2)} > R_{\perp}^{(2)}$ ). Ці поверхні в сфероїдальній системі координат  $(\xi, \eta, \varphi)$  з розмірним параметром  $a$  задаються рівняннями  $\xi = \xi_1$  та  $\xi = \xi_2$ . Для досліджуваного НР з неконфокальним ядром константу  $\xi_2$  замінено ефективною змінною величиною  $\xi_2 \rightarrow \xi_2(1 \pm c \cos \varphi)$ ,  $c = \Delta l \sqrt{\xi_2^2 - 1}/(a\xi_2) \ll 1$ . Показано, що для типового металевого НР виконується умова однорідності локального електричного поля, та знайдено критерії такої однорідності. Компоненти тензору провідності знайдено по аналогічній до підрозділу 3.5. схемі. В результаті отримано наступний вираз для тензора провідності (в позначеннях підрозділу 4.3.):

$$\hat{\sigma} = \frac{12e^2 d_{\perp}^2}{\pi^4 \hbar \left( (R_{\perp}^{(2)})^2 R_{\parallel}^{(2)} - (R_{\perp}^{(1)})^2 R_{\parallel}^{(1)} \right)} g_{sph}(\nu) \left( 1 + \Lambda_s \left( \nu, \frac{\hbar\omega}{\theta}, E_F \right) \right) \times$$

$$\times \begin{pmatrix} 1 + \frac{3}{4} \left( \frac{\Delta \xi_2}{d_{\perp}} \right)^2 & 0 & 0 \\ 0 & 1 + \frac{1}{8} \left( \frac{\Delta \xi_2}{d_{\perp}} \right)^2 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{16\kappa_e^2 d_{\perp}}{3\pi^3 a} \left( 1 + \frac{3(\Delta)^2 a (R_{\perp}^{(1)} - R_{\parallel}^{(1)})}{4d_{\perp} (R_{\perp}^{(1)})^3 (R_{\perp}^{(2)}/R_{\perp}^{(1)} - R_{\parallel}^{(2)}/R_{\parallel}^{(1)})^2} \right) \left( 2 - \left( \frac{1}{\xi_1^2} + \frac{1}{\xi_2^2} \right) \right) \end{pmatrix}, (25)$$

тут  $d_{\perp} = R_{\perp}^{(2)} - R_{\perp}^{(1)}$  – поперечна товщина оболонки,  $\kappa_e \approx 1,85$ . Зважаючи на симетрію системи, всі три діагональні компоненти тензора провідності є відмінними. Відносні значення квантової поправки  $\Lambda_s$  для всіх трьох компонент провідності рівні між собою та співпадають з відповідним відношенням для симетричного НР, а також нанояця підрозділу 4.3. та ССНО. Відповідно, їх графічне представлення співпадає з наведеним на Рис.9, з тією різницею, що роль товщини ССНО  $b-a$  грає поперечна товщина нанорису  $d_{\perp}$ . Напівкласична залежність компонент провідності від частоти  $g_{sph}(\nu)$  також співпадає з такою для ССНО та нанояця (графічне представлення Рис.8.). Отримані вирази при  $\Delta \rightarrow 0$  прямують до відомих виразів компонент провідності симетричного НР.

Отже, як і для металевих НТ та ССНО, для металевого НР врахування дискретності хвильових чисел та енергій електрона у металі призводить до появи осцилюючої залежності провідності від частоти хвилі, причому досліджуваний малий зсув центрів ядра та зовнішньої границі оболонки не впливає на характер таких осциляцій. Як і для досліджених у попередніх розділах оболонкових НС, при збільшенні товщини оболонки квантова поправка до провідності стає менш суттєвою, а частота осциляцій збільшується. Трансформація ССНО у НР в рамках використаної моделі призводить тільки до появи у компонентах тензора провідності геометричних множників (що залежить тільки від геометричних параметрів НР). Залежність компонент провідності від параметрів металу та частоти – як напівкласична залежність, так і квантова поправка – при цьому залишаються незмінними.

**У розділі 6 «Спінові хвилі у періодичних феромагнітних наноструктурах (магنونні кристали)»** проведено дослідження СХ у ряді періодично структурованих магнітних НС (магنونних кристалів).

**У підрозділі 6.1.** обґрунтовується актуальність дослідження СХ у магنونних кристалах та виділяються недосліджені типи магنونних кристалів.

**У підрозділі 6.2.** досліджено СЗ у одновимірному магنونному кристалі, що представляє собою періодично-структуровану феромагнітну НТ. НТ складається з двох типів однорідних секцій (з однаковим внутрішнім  $a$  та зовнішнім  $b$  радіусом), які чергуються. Всі секції одного типу складаються з одного і того ж ФМ (тип 1 та тип 2) типу «легка вісь» та мають однакову довжину ( $d_1$  для секцій з феромагнетику 1,  $d_2$  – з феромагнетику 2). Вісь легкого намагнічування обох ФМ та зовнішнє магнітне поле  $\vec{H}^{(e)}$  (і, отже, рівноважна

намагніченість) спрямовані уздовж осі НТ (вісь Oz). У досліджуваній НС поширюються СЗ, які є біжучими хвилями уздовж осі Oz та стоячими хвилями у ортогональному напрямку. Ці СЗ описуються згідно моделі підрозділу 2.2., при цьому дисипацією СЗ нехтується.

Секції НС вважаються досить довгими для того, щоб для них можна було застосовувати теорію, викладену в підрозділі 3.2. Отже, дисперсійне відношення в кожній секції НТ запишеться (у позначеннях підрозділу 3.2)

$$\omega = \gamma_j M_0 \sqrt{\alpha_j^2 k_j^4 + 2\alpha_j (2\pi + \tilde{\beta}_j) k_j^2 + \tilde{\beta}_j (4\pi + \tilde{\beta}_j) - 4\pi k_{j\parallel}^2 (\alpha_j + \tilde{\beta}_j / k_j^2)}, \quad (26)$$

тут  $j=1, 2$  – номер типу секції. Поперечне хвильове число  $k_{\perp}$  співпадає для обох типів секцій та знаходиться аналогічно до підрозділу 3.2: коли товщина НТ менша за обмінну довжину,  $k_{\perp}=0$ ; коли ця умова не виконується, але НТ є тонкою ( $b-a \ll a$ ), спектр є квазіодновимірним  $k_{\perp} = \pi/(b-a)$ . Для опису поширення СХ по всій трубці, а не тільки по окремих її секціях, вводиться (з умови періодичності  $\vec{m}(z) = \exp(iKd)\vec{m}(z+d)$ , де  $d_1+d_2=d$  – повний період НТ) ефективне квазі-хвильове число  $K$ . Застосовуючи до суперпозиції прямої та відбитої СХ на границях секцій обмінні ГУ, отримуємо

$$K = \arccos \left( \frac{1}{d} \left( \cos(k_{\parallel} d_1) \cos(k_{\parallel} d_2) - \frac{1}{2} \left( \frac{\alpha_2 k_{\parallel} d_2}{\alpha_1 k_{\parallel} d_1} + \frac{\alpha_1 k_{\parallel} d_1}{\alpha_2 k_{\parallel} d_2} \right) \sin(k_{\parallel} d_1) \sin(k_{\parallel} d_2) \right) \right). \quad (27)$$

При  $k_{\perp}=0$  вираз (27) стає аналогічним до відомого виразу для періодично структурованого магнітного нанодроту [5\*], а також – після заміни параметрів на усереднені – до отриманого у підрозділі 3.2. для суцільної НТ. У наближенні «ефективного середовища» (так що довжина СХ є набагато більшою за характерний розмір неоднорідностей середовища, в даному випадку – за просторовий період системи:  $k_j d \ll 1$ ,  $Kd \ll 1$ ) вираз для ефективного квазі-хвильового числа приймає більш простий та фізично зрозумілий вигляд

$$K = \sqrt{\frac{1}{\bar{\alpha}} \frac{k_{\parallel}^2 d_1 \alpha_1 + k_{\parallel}^2 d_2 \alpha_2}{d_1 + d_2}} = \sqrt{\frac{k_{\parallel}^2 \alpha}{\bar{\alpha}}}, \quad \bar{\alpha} = \left( \frac{\alpha_1^{-1} d_1 + \alpha_2^{-1} d_2}{d_1 + d_2} \right)^{-1}, \quad k_{\parallel}^2 \alpha = \frac{k_{\parallel}^2 d_1 \alpha_1 + k_{\parallel}^2 d_2 \alpha_2}{d_1 + d_2}, \quad (28)$$

тобто через деяке усереднення параметрів секцій. Аналіз такого виразу показує наявність зонної структури (див. Рис. 10). В дисертаційній роботі також наведено графічне представлення залежності  $Kd(\omega)$  при різних значеннях  $\alpha_2$  та при різних значеннях  $\gamma_2$ .

У **підрозділі 6.2.** досліджено СХ у двовимірному магнетонному кристалі – феромагнітній плівці з періодичною двовимірною системою антиточок (однакових колових отворів).

Плівка виготовлена з легкоосьового ФМ, вісь легкого намагнічування та  $\vec{H}_0^{(e)}$  спрямовані ортогонально до площини плівки. Плівка вважається досить тонкою, а зовнішнє магнітне поле досить сильним для того, щоб  $\vec{M}_0$  та  $\vec{H}_0^{(i)}$  в плівці були наближено однорідними. Дисперсійне відношення для досліджуваних СХ (отримане з використанням моделі підрозділу 2.2. аналогічно до розділів 3-5) має вигляд

$$\omega = \gamma M_0 \sqrt{\alpha^2 k^4 + 2\alpha (2\pi + \tilde{\beta}) k^2 + \tilde{\beta} (4\pi + \tilde{\beta}) - 4\pi k_{\parallel}^2 (\alpha + \tilde{\beta} / k^2)}. \quad (29)$$

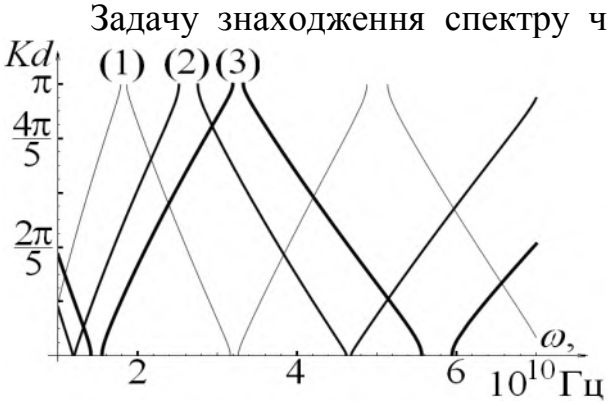


Рис. 10. Залежність  $Kd(\omega)$  при  $\alpha_1=10^{-12} \text{ см}^{-2}$ ,  $\alpha_2=2 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-2}$ ,  $\beta_1=0,5$ ,  $\beta_2=3$ ,  $\gamma_1=10^5 \text{ Гц/Гс}$ ,  $\gamma_2=3 \cdot 10^5 \text{ Гц/Гс}$ ,  $M_0=10^3 \text{ Гс}$ ,  $d=10 \text{ нм}$  в залежності від відношення довжин секцій: лінія (1) відповідає  $d_1/d_2=1/4$ , (2) відповідає  $d_1/d_2=3/7$ , (3) відповідає  $d_1/d_2=1$ .

Тут  $s$ ,  $p_1$ ,  $p_2$ ,  $q_1$ ,  $q_2$  – довільні цілі числа, номери поперечних мод,  $a$  – найменша відстань між центрами антиточок,  $N_1$  та  $N_2$  – кількість антиточок в плівці уздовж осей  $Ox$  та  $Oy$ , відповідно. Для використаної моделі  $\tilde{\beta} \approx \beta - 4\pi + H_0^{(e)}/M_0$ . Отримане дисперсійне відношення для блохівського розв'язку за відсутності зовнішнього магнітного поля з урахуванням наведеного вище зв'язку між  $\kappa$  та  $k_\parallel$  проілюстровано графічно (див.Рис.11.). Наявні на Рис. 11 заборонені зони в спектрі значень  $k_\parallel$ , не є бріллюенівськими, вони відображають близькість

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega_s(k_\parallel) = \gamma M_0 \times \\ \times \sqrt{\alpha^2 \left( k_\parallel^2 + \left( \frac{2\pi s}{a} \right)^2 \right)^2 + 2\alpha(2\pi + \tilde{\beta}) \left( k_\parallel^2 + \left( \frac{2\pi s}{a} \right)^2 \right) + \tilde{\beta}(4\pi + \tilde{\beta}) - 4\pi k_\parallel^2 \left( \alpha + \frac{\tilde{\beta}}{k_\parallel^2 + (2\pi s/a)^2} \right)} \\ k_\parallel \text{tg}(k_\parallel l/2) = 2\pi s/a \end{array} \right. , (30)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega(p_1, p_2, q_1, q_2, k_\parallel) = \gamma M_0 \sqrt{\alpha^2 \left( k_\parallel^2 + (2\pi/a)^2 \left( (p_1 + q_1/N_1)^2 + (p_2 + q_2/N_2)^2 \right) \right)^2 +} \\ + 2\alpha(2\pi + \tilde{\beta}) \left( k_\parallel^2 + (2\pi/a)^2 \left( (p_1 + q_1/N_1)^2 + (p_2 + q_2/N_2)^2 \right) \right) + \tilde{\beta}(4\pi + \tilde{\beta}) -} \\ - 4\pi k_\parallel^2 \left( \alpha + \frac{\tilde{\beta}}{k_\parallel^2 + (2\pi/a)^2 \left( (p_1 + q_1/N_1)^2 + (p_2 + q_2/N_2)^2 \right)} \right) \\ k_\parallel \text{tg}(k_\parallel l/2) = (2\pi/a) \sqrt{(p_1 + q_1/N_1)^2 + (p_2 + q_2/N_2)^2} \end{array} \right. . (31)$$

Тут  $s$ ,  $p_1$ ,  $p_2$ ,  $q_1$ ,  $q_2$  – довільні цілі числа, номери поперечних мод,  $a$  – найменша відстань між центрами антиточок,  $N_1$  та  $N_2$  – кількість антиточок в плівці уздовж осей  $Ox$  та  $Oy$ , відповідно. Для використаної моделі  $\tilde{\beta} \approx \beta - 4\pi + H_0^{(e)}/M_0$ . Отримане дисперсійне відношення для блохівського розв'язку за відсутності зовнішнього магнітного поля з урахуванням наведеного вище зв'язку між  $\kappa$  та  $k_\parallel$  проілюстровано графічно (див.Рис.11.). Наявні на Рис. 11 заборонені зони в спектрі значень  $k_\parallel$ , не є бріллюенівськими, вони відображають близькість

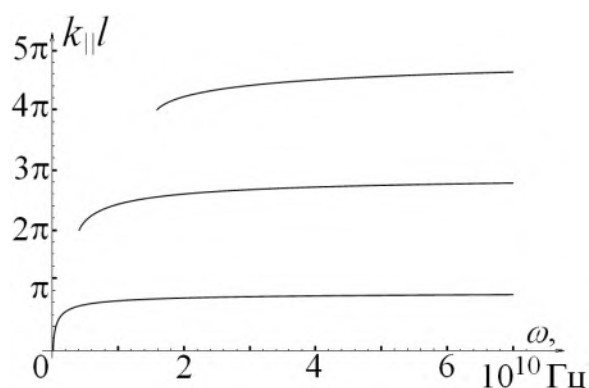


Рис. 11. Залежність частоти СХ від  $k_{\parallel}$  для параметрів ФМ  $\alpha=10^{-12} \text{ см}^{-2}$ ,  $\beta=1$ ,  $\gamma=10^5 \text{ Гц/Гс}$ ,  $M_0=10^3 \text{ Гс}$  та  $l=10 \text{ нм}$ .

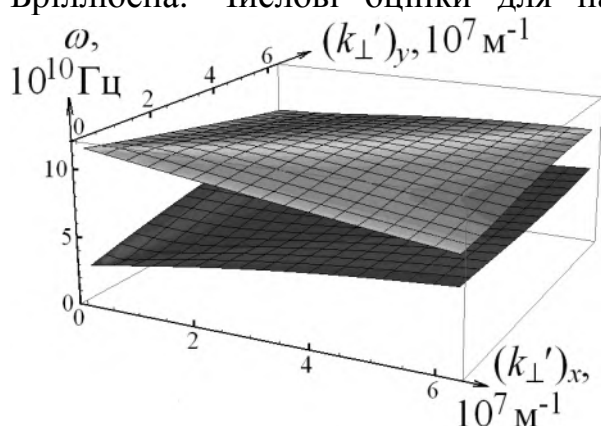


Рис. 12. Залежність частоти СХ від площинного хвильового вектора  $\vec{k}_{\perp}$  для параметрів ФМ  $\alpha=10^{-12} \text{ см}^{-2}$ ,  $\beta=1$ ,  $\gamma=10^5 \text{ Гц/Гс}$ ,  $M_0=10^3 \text{ Гс}$ , першої гілки залежності Рис. 11 та  $l=10 \text{ нм}$ ,  $a=50 \text{ нм}$ ,  $R=20 \text{ нм}$ .

статичного розподілу вектора антиферромагнетизму у досліджуваній системі та опис збурення цього статичного розподілу – СЗ різних конфігурацій. У підрозділі 7.2. розв'язано задачу першого типу, у підрозділі 7.3. – другого.

У підрозділі 7.2. досліджено статичний розподіл вектора антиферромагнетизму для різних конфігурацій антиточок у антиферромагнітній плівці. АФМ промодельовано у відповідності до підрозділу 2.5; вісь магнітної анізотропії (за її наявності) спрямовано ортогонально до плівки. В зазначеному наближенні для ряду ГУ знайдено параметри розподілу азимутального та полярного кутів вектора антиферромагнетизму для наступних конфігурацій антиточок: відокремлена антиточка у плівці з ізотропного, легкоплощинного та легкоосьового АФМ; система віддалених антиточок у плівці з ізотропного, легкоплощинного та легкоосьового АФМ; періодична система віддалених антиточок у плівці з ізотропного АФМ; пара антиточок (взагалі, не віддалених) у плівці з ізотропного, легкоплощинного та легкоосьового АФМ. Для зменшення кількості ГУ, необхідних для отримання параметрів цього розподілу, пропонується використовувати умову мінімуму енергії АФМ.

спектру  $k_{\parallel}$  до дискретного одновимірною. Наявність бріллюенівських заборонених зон враховано аналогом відомого методу фізики твердого тіла. Записано відповідні вирази для  $\kappa$  та  $\omega$  на границях зон Бріллюена, а також для ширин заборонених зон. Отримані вирази проілюстровано графічно (див. Рис. 12), тут  $R$  – радіус антиточки. На графіку наведено область, що є аналогом першої та другої зон Бріллюена. Числові оцінки для наведених параметрів НС показують, що ширина забороненої зони для границь першої зони Бріллюена складає  $2 \cdot 10^{10} \text{ Гц}$ . Ширина дозволених зон є того ж порядку ( $3 \cdot 10^{10} \text{ Гц}$ ).

У розділі 7 «Магнітні властивості антиферромагнітних нано- та макросистем» проведено ряд досліджень магнітних властивостей антиферромагнітних систем.

У підрозділі 7.1. обґрунтовується актуальність проведених у розділі досліджень. При дослідженні СХ у АФМ виникають дві задачі: знаходження

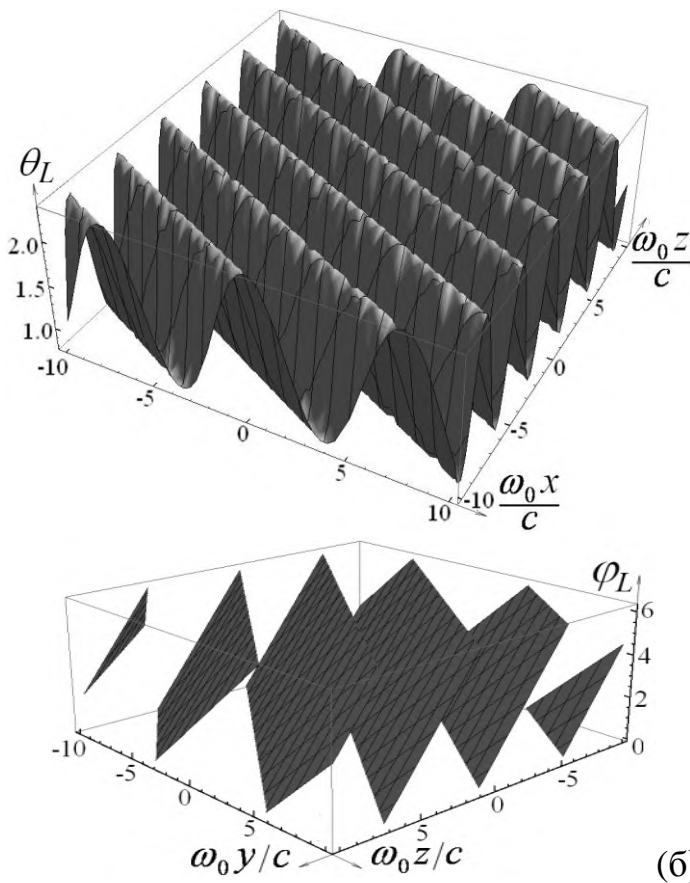


Рис. 13. Залежність азимутального  $\theta_L$  (а) та полярного  $\varphi_L$  (б) кутів вектора антиферромагнетизму від координат у фіксований момент часу для типового розв'язку дослідженого у підрозділі класу.

$H$ , що входить в цей розв'язок, а також умови на решту функцій –  $P$  та  $Q$ . Знайдено та представлено графічно приклади таких розв'язків (див. Рис.13). Показано, що при переході  $v$  через значення  $v=c$  порушується симетрія СХ. Отримані розв'язки є подібними до деяких відомих класів СХ у ферромагнетику та включають як частковий випадок нелінійні СХ, зокрема, спінові солітони.

## ВИСНОВКИ

Таким чином, у даній дисертаційній роботі проведено широкий цикл теоретичних досліджень низькочастотних (магнітних спін-хвильових) та високочастотних (оптичних) властивостей наносистем оболонкового типу.

Продемонстровано як сам факт суттєвого впливу форми таких наносистем на їх магнітні та оптичні характеристики, так і ключові фізичні особливості такого впливу. Останні систематично вивчено на численних прикладах оболонкових наносистем різних конфігурацій. Зокрема, у випадку низьких частот це зроблено для процесів збудження та поширення спінових хвиль, у тому числі в наносистемах зі спін-поляризованим струмом. У випадку високих частот особливості впливу вище вказаного фактора геометричної форми наносистеми на характер протікання у ній фізичних процесів

Отримано умови на параметри розподілу, що витікають з цієї умови мінімуму. Для ізольованої антиточки в плівці з ізотропного АФМ знайдено розподіл (в неявному вигляді) при накладанні тільки однієї ГУ з використанням зазначеної умови мінімуму.

У підрозділі 7.3. досліджено СХ у двопідгратковому АФМ, модельованому у відповідності до підрозділу 2.5. Автомодельною заміною та перетворенням координат систему рівнянь для  $\theta_L$ ,  $\varphi_L$  підрозділу 2.5. зведено до відомої системи рівнянь [5\*], що описує СХ (взагалі, нелінійні) в ферромагнетику. Для випадків як  $v < c$ , так і  $v > c$  ( $c$  – т.з. критична швидкість, виражається через параметри АФМ) отримано вигляд функції



продемонстровано на прикладах процесу одноелектронного поглинання світла в металевих наносистемах оболонкового типу з порушеною симетрією.

Крім того, в ході досліджень також були отримані наступні нові наукові результати:

*1. При дослідженні спіно-хвильових та оптичних властивостей наносистем з одновимірною трансляційною симетрією:*

Для феромагнітної (легкоосьовий феромагнетик) наносистеми довільного (за можливості введення ортогональної системи координат, що відповідає симетрії наносистеми) перерізу з одновимірною трансляційною симетрією теоретично досліджено дипольно-обмінні спінові хвилі з урахуванням анізотропії та дисипації. Знайдено закон дисперсії таких хвиль та показано, що він має однаковий вигляд у всіх наносистемах такого типу. Для нанотрубок колового та еліптичного перерізів отримані відношення між компонентами хвильового вектора досліджуваних хвиль. Показано, що для тонких трубок такі відношення переходять у спектри значень поперечних хвильових чисел; зазначені спектри знайдено. Для колової нанотрубки з легкоплощинного феромагнетика досліджено дипольно-обмінні спінові хвилі з урахуванням анізотропії, знайдено закон дисперсії та відношення між компонентами хвильового вектора. Проведено порівняльний аналіз з аналогічними результатами для нанотрубки з легкоосьового феромагнетика. Зокрема, показано, що залежність частоти спінової хвилі від поздовжнього хвильового числа при постійному модулі повного хвильового числа є спадаючою функцією для легкоосьового феромагнетика на наростаючою – для легкоплощинного.

Для феромагнітних (легкоосьовий феромагнетик) нанотрубок колового та еліптичного перерізів, через які в поперечному напрямку протікає спіно-поляризований струм, досліджено вплив такого струму на спіно-хвильові властивості. Знайдено закон дисперсії для дипольно-обмінних спінових хвиль з урахуванням анізотропії, дисипації та впливу спіно-поляризованого струму. Показано, що, незважаючи на відмінну геометрію зазначених наносистем, для таких нанотрубок – як і для відомих випадків тонких плівок – наявність спіно-поляризованого струму може як підсилювати, так і послаблювати ефективну дисипацію спінової хвилі, а також призводити до генерації спінової хвилі. Знайдено умови генерації, підсилення та послаблення хвилі. Показано суттєвість впливу спіно-поляризованого струму на закон дисперсії таких спінових хвиль для типових густин струмів.

Для металевої нанотрубки еліптичного перерізу (слабка еліптичність) знайдено поперечні (недрудівські) компоненти тензора оптичної провідності (одноелектронна модель, електрична складова поглинання). Показано, що врахування квантування спектру значень хвильових чисел та енергій електронів у нанотрубці призводить до появи осцилюючої залежності компонент тензору провідності від частоти електромагнітної хвилі, що падає на нанотрубку, причому зазначене вище мале порушення її симетрії не впливає на характер цієї залежності. Показано також, що врахування слабкої еліптичності перерізу призводить до появи поправки до компонент провідності, пропорційній до квадрату відносної різниці напівосей перерізу. Проведено порівняння

електричної та магнітної складових поглинання для колової нанотрубки. Показано, що за низьких частот оптичного діапазону електричне поглинання є домінуючим. Показано, що для типових значень параметрів нанотрубки магнітне поглинання стає суттєвим за частот ближньої інфрачервоної – видимої частини оптичного діапазону.

*2. При дослідженні спіно-хвильових та оптичних властивостей симетричних та близьких до симетричних сферичних нанооболонки:*

Для сферичної феромагнітної (легкоосьовий феромагнетик) нанооболонки теоретично досліджено радіально-кутові дипольно-обмінні спінові збудження типу «стоячі хвилі» з урахуванням анізотропії та дисипації. Знайдено закони дисперсії та спектри значень частот для трьох випадків: тонкої оболонки (товщина набагато менша за внутрішній радіус), коротких хвиль (довжина хвилі спінового збудження набагато менша за внутрішній радіус оболонки) та чисто радіальних спінових збуджень. Показано, що, незважаючи на іншу геометрію наносистеми, такі закони дисперсії мають аналогічну структуру з отриманим вище для наносистеми довільного перерізу з одновимірною трансляційною симетрією, причому повному хвильовому числу для такої наносистеми відповідає радіальне хвильове число для нанооболонки.

Для металевого нанояйця, близького до симетричної сферичної нанооболонки, знайдено компоненти тензора оптичної провідності (одноелектронна модель, електрична складова поглинання). Показано, що мале зміщення центру ядра нанояйця відносно центру його зовнішньої границі призводить до появи поправок до компонент зазначеного тензору, причому для всіх компонент відносне значення поправки є додатним та пропорційним до квадрату відносного зміщення центрів. Показано, що, як і для нанотрубки, врахування квантування спектру значень хвильових чисел та енергій електронів у оболонці призводить до появи осцилюючої залежності компонент тензору провідності від частоти електромагнітної хвилі, що падає на нанояйце, причому описане вище мале порушення симетрії не впливає на характер цієї залежності. Для симетричної сферичної нанооболонки проведено порівняння електричної та магнітної складових поглинання. Показано, що, як і для нанотрубки, за низьких частот оптичного діапазону електричне поглинання є домінуючим. Проте, на відміну від нанотрубки, для нанооболонки за типових значень її параметрів магнітне поглинання стає суттєвим за частот середньої – ближньої інфрачервоної частини оптичного діапазону.

*3. При дослідженні спіно-хвильових та оптичних властивостей симетричних та близьких до симетричних нанооболонки у формі витягнутого еліпсоїду обертання (нанооболонки типу «нанорис»):*

Для симетричного феромагнітного (легкоосьовий феромагнетик) нанорису теоретично досліджено дипольно-обмінні спінові збудження типу «стоячі хвилі» з урахуванням анізотропії. Для випадку тонкої оболонки знайдено закон дисперсії та спектр значень частот спінових збуджень. Показано, що для нанорису закон дисперсії також має аналогічну структуру з отриманими вище – як для наносистеми довільного перерізу з одновимірною трансляційною симетрією, так і для сферичної нанооболонки. При цьому

товщинна компонента хвильового вектору для досліджуваного нанорису відповідає повному хвильовому числу для вказаної наносистеми з одновимірною трансляційною симетрією та товщинній ж (радіальній) компоненті хвильового вектору для сферичної нанооболонки.

Для металевої нанооболонки типу «нанорис» з малим зміщенням центру ядра відносно центру зовнішньої границі знайдено компоненти тензора оптичної провідності (одноелектронна модель, електрична складова поглинання). Показано, що, як і для нанотрубки та нанояйця, врахування квантування спектру значень хвильових чисел та енергій електронів у оболонці призводить до появи осцилюючої залежності компонент тензору провідності від частоти електромагнітної хвилі, що падає на досліджувану наночастинку, причому описане вище мале порушення симетрії наночастинки не впливає на характер цієї залежності. Показано також, що описане вище зміщення ядра нанорису призводить до появи поправок до компонент провідності. Відносні значення цих поправок є різними для всіх трьох компонент провідності, проте, всі вони є пропорційними до квадрату величини вказаного зміщення.

*4. При дослідженні спінових хвиль у періодичних феромагнітних наноструктурах:*

Для періодично-структурованої феромагнітної (легкоосьовий феромагнетик) нанотрубки колового перерізу теоретично досліджено дипольно-обмінні спінові хвилі з урахуванням анізотропії. Знайдено закон дисперсії (у кожній секції нанотрубки) та спектр значень радіальних хвильових чисел таких хвиль, а також ефективне повне квазі-хвильове число. Показано, що для довгих хвиль (з довжиною хвилі, набагато більшою за просторовий період нанотрубки) ефективне квазі-хвильове число можна виразити через усереднені локальні параметри феромагнетиків трубки. Знайдено вирази для такого усереднення. Результуюча залежність ефективного квазі-хвильового числа від частоти, виражена через зазначені ефективні усереднені параметри, співпадає з законом дисперсії для суцільної нанотрубки. Показано, що в спектрі значень частот спінової хвилі наявні заборонені зони.

Для тонкої феромагнітної (легкоосьовий феромагнетик) плівки з двовимірною періодичною системою колових антиточок теоретично досліджено дипольно-обмінні спінові хвилі з урахуванням анізотропії. Для випадку, коли антиточки є віддаленими (відстань між ними набагато більша за обмінну довжину), досліджено два типи розв'язку рівняння для магнітного потенціалу. Для обох типів знайдено закони дисперсії та відношення між компонентами хвильового вектору. Показано, що в спектрі значень частот спінової хвилі наявні заборонені зони.

*5. При дослідженні магнітних властивостей антиферомагнітних середовищ:*

Для системи антиточок у плівці з двопідграткового антиферомагнетика знайдено параметри статичних розподілів вектора антиферомагнетизму для 10 конфігурацій та ряду граничних умов. Запропоновано метод, що дозволяє зменшити кількість граничних умов, необхідну для знаходження зазначених параметрів, користуючись умовою мінімуму енергії антиферомагнетика. Знайдено умови на параметри, що витікають з вказаної умови мінімуму енергії.

Для спінових хвиль у антиферромагнітному (двопідгратковий одноосьовий антиферромагнетик) середовищі, що розповсюджуються зі швидкістю, більшою за критичну, знайдено новий клас автомодельних розв'язків рівняння для вектора антиферромагнетизму. Отриманий клас включає як частковий випадок нелінійні спінові хвилі, зокрема, спінові солітони.

### СПИСОК ЦИТОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

- 1\*.Slavin A. Nonlinear auto-oscillator theory of microwave generation by spin-polarized current / A. Slavin, V. Tiberkevich // IEEE Transactions on Magnetics. – 2009. – Vol.45. – P. 1875-1918.
- 2\*.Kulish V.V. Optical properties of metal nanotubes and metal nanoshells / V.V. Kulish, P.M. Tomchuk // Surface Science. – 2008. – Vol.602. – P. 1045-1052.
- 3\*.Garcia N. Quantum-level phenomena in nanowires / N. Garcia, I.L. Costa-Krämer // Europhysics News. – 1996. – Vol.27. – P. 89-91.
- 4\*.Куліш Вол.В. Оптичні властивості еліптичних металевих наноболонок / Вол.В. Куліш, П.М. Томчук // Металлофізика и новейшие технологии. – 2004. – Т.26. – С.1591-1599.
- 5\*.Gorobets O.Yu. Degeneration of magnetic states of the order parameter relative to the boundary conditions and discrete energy spectrum in ferromagnetic and antiferromagnetic nanotubes / O.Yu. Gorobets // Chaos, Solitons & Fractals. – 2008. – Vol.36. – P. 671-676.

### СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. **Kulish V.V.** One-electron optical properties of ellipsoid metal nanoshells / V.V. Kulish // Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І.Вернадського. Серія “Фізико-математичні науки”. – 2010. – Т.23(62), №3. – С. 75-93.
2. **Куліш В.В.** Одноелектронні оптичні властивості нанояець / В.В. Куліш // Наукові вісті Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут». – 2011. – №4. – С. 133-138.
3. **Kulish V.V.** Single-electron optical properties of metal nanoshells with a nonconcentric core. Account of electron spectrum quantization / V.V. Kulish // Ukrainian Journal of Physics. – 2011. – Vol.56, № 6. – P. 576-584.
4. **Куліш В.В.** Одноелектронні оптичні властивості еліптичних металевих нанотрубок / В.В. Куліш // Вісник Донецького Національного Університету. Серія А: Природничі науки. – 2011. – №2. – С. 89-94.
5. **Куліш В.В.** Одноелектронні оптичні властивості еліптичних металевих нанорурок: врахування квантування електронного спектру / В.В. Куліш // Металлофізика та новітні технології. – 2011. – Т.33, №12. – С. 1587-1602.
6. **Куліш В.В.** Композитні наноструктури з металевими елементами / В.В. Куліш // Журнал нано- та електронної фізики. – 2011. – Т.3, №3. – С. 114-126.

7. **Kulish V.V.** One-electron optical properties of a nanorice with a nonconcentric core / V.V. Kulish, P.M. Tomchuk // *Particle & Particle Systems Characterization*. – 2012. – №29. – P. 238-252.
8. Gorobets Yu.I. Dipole-exchange spin excitations in a thin ferromagnetic nanoshell / Yu.I. Gorobets, **V.V. Kulish** // *Central European Journal of Physics*. – 2013 – №11(3) – P. 375-379.
9. Gorobets Y.I. Dipole-exchange spin waves in a periodically layered ferromagnetic nanotube / Y.I. Gorobets, **V.V. Kulish** // *Functional materials*. – 2013. – Vol.20, №4 – P. 516-522.
10. Горобець Ю.І. Спінові хвилі у тонкій ферромагнітній оболонці: врахування ефектів дисипації / Ю.І. Горобець, **В.В. Куліш** // *Металофізика та новітні технології*. – 2013. – Т.35, №10. – С. 1001—1011.
11. Gorobets Yu.I. Distribution of the antiferromagnetic vector for a periodic system of remote circular antidots and a couple of circular antidots in an antiferromagnetic film / Yu.I. Gorobets, O.Yu. Gorobets, **V.V. Kulish** // *Scientific notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. Series “Physics and Mathematics Sciences”*. – 2013. – Vol.26 (65), №2. – P. 38-52.
12. Gorobets Yu.I. Dipole-exchange spin waves in a ferromagnetic nanotube / Yu.I. Gorobets, **V.V. Kulish** // *Ukrainian Journal of Physics*. – 2014. – Vol.59, No.5 – P. 541-546.
13. **Куліш В.В.** Спінові хвилі у довільній ферромагнітній наносистемі з трансляційною симетрією. Нанотрубка кругового перерізу. Нанотрубка еліптичного перерізу / В.В. Куліш // *Журнал нано- та електронної фізики*. – 2014. – Т.6, №2. – 02021.
14. **Куліш В.В.** Спінові хвилі у ферромагнітній нанооболонці. Врахування ефектів дисипації у короткохвильовому наближенні / В.В. Куліш // *Вісник Донецького національного університету. Сер. А: Природничі науки*. – 2014. – №1. – С. 124-128.
15. Горобець Ю.І. Розподіл вектора антиферромагнетизму для ізольованої антиточки та системи віддалених антиточок у антиферромагнетику / Ю.І. Горобець, О.Ю. Горобець, **В.В. Куліш** // *Наукові вісті Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут»*. – 2014. – №4(96). – С. 113-118.
16. Горобець Ю.І. Спінові коливання у ферромагнітній нанооболонці типу «нанорис» / Ю.І. Горобець, **В.В. Куліш** // *Металофізика та новітні технології*. – 2014. – №8. – С. 1023-1033.
17. **Куліш В.В.** Спінові хвилі у ферромагнітній плівці з періодичною системою антиточок / В.В. Куліш // *Журнал нано- та електронної фізики*. – 2015. – Т.7, №1. – 01020 (5cc).
18. Gorobets Yu.I. Dipole-exchange spin waves in nanotubes composed of uniaxial ferromagnets with “easy-plane” and “easy-axis” anisotropies / Yu.I. Gorobets, **V.V. Kulish** // *Low Temperature Physics*. – 2015. – Vol.41. – P. 517-521.
19. Kulish V.V. Energy method of finding distribution constants of an antiferromagnetic vector for an antidot system in a two-sublattice

- antiferromagnet / **V.V. Kulish**, O.Yu. Gorobets // Journal of nano- and electronic physics. – 2015. – Vol.7, No.2. – 02027(9pp).
20. Gorobets Yu.I. Spin waves in a ferromagnetic nanotube with an elliptic cross-section in the presence of a spin-polarized current / Yu.I. Gorobets, **V.V. Kulish** // Open Physics. – 2015. – Vol. 13. – P. 263–271.
21. **Kulish V.V.** Spin Waves in a ferromagnetic nanotube. Account of dissipation and spin-polarized current/ V.V. Kulish // Ukrainian Journal of Physics. – 2016. – Vol.61, No.1. – P. 59-65.
22. Gorobets Yu.I. Spin waves in a two-sublattice antiferromagnet. A self-similar solution of the Landau-Lifshitz equation / Yu.I. Gorobets, O.Yu. Gorobets, **V.V. Kulish** // Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation. – 2017. – Vol.42. – P. 52-61.
23. **Куліш В.В.** Спінкові збудження у дисипативних ферромагнітних наноболонках / В.В. Куліш // Журнал нано- та електронної фізики. – 2016. – №3. – 03050.
24. **Куліш В.В.** Магнітні спін-хвильові властивості ферромагнітних наносистем різної форми. Особливості урахування граничних умов при знаходженні спектра значень хвильового числа / В.В. Куліш // Наукові вісті Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут». – 2017. – № 4. – С. 73-80.
25. **Kulish V.V.** Theory of Dipole-Exchange Spin Excitations in a Spherical Ferromagnetic Nanoshell. Consideration of the Boundary Conditions / V.V. Kulish // International Journal of Engineering Research & Science. – 2017. – Vol.3. – P. 64-69.
26. **Kulish V.V.** Theory of Dipole-Exchange Spin Waves in a Ferromagnetic Nanotube. Consideration of Volume and Surface Modes / V.V. Kulish // International Journal of Engineering Research & Science. – 2018. – Vol.4. – P. 18-23.
27. Gorobets Yu.I. Dipole-exchange spin waves in a periodically layered ferromagnetic nanotube / Yu.I. Gorobets, **V.V. Kulish** // International Conference on Oxide Materials for Electronic Engineering – fabrication, properties and applications “OMEE-2012”, Book of Abstracts. – 2012. – Lviv, Ukraine. – P. 255-256.
28. Горобець Ю.І. Дипольно-обмінні спінкові збудження у ферромагнітній наноболонці / Ю.І. Горобець, **В.В. Куліш** // V Ювілейна Міжнародна наукова конференція «Функціональна база наноелектроніки», тези доповідей. – 2012. – Кацевелі, Україна. – С. 35-38.
29. Gorobets Yu. Spin waves in an antiferromagnet. A similar solution of the Landau-Lifshitz equation / Yu. Gorobets, O. Gorobets, **V. Kulish** // International Conference on Oxide Materials for Electronic Engineering – fabrication, properties and applications “OMEE-2014”, Book of Abstracts. – 2014. – Lviv, Ukraine. – P. 191-192.
30. **Kulish V.V.** Spin Waves in a Ferromagnetic Nanotube in The Presence of a Spin-Polarized Current / V.V. Kulish // 2015 IEEE 35<sup>th</sup> International

- Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO), Conference Proceedings. – 2015. – Kyiv, Ukraine. – P. 61-64.
31. Gorobets Yu.I. Spin excitations in a ferromagnetic nanorice-type cluster / Yu.I. Gorobets, **V.V. Kulish** // 5<sup>th</sup> International Conference “Nanomaterials: Applications & Properties – 2015 (NAP – 2015)”, Lviv, Ukraine, September 16-23, 2015 – Proceedings of the International Conference Nanomaterials: Applications and Properties, Volume 4, No1, 01MFPM07 (2015).
32. Горобець Ю.І. Дипольно-обмінні спінові хвилі у нанотрубці з одноосового ферромагнетик типу «легка площина» та «легка вісь» / Ю.І. Горобець, **В.В. Куліш** // VIII Міжнародна наукова конференція «Функціональна база наноелектроніки», збірка наукових праць. – 2015. – Одеса, Україна. – С. 114-117.
33. **Kulish V.V.** Spin waves in a ferromagnetic film with a periodic system of antidots / V.V. Kulish // IV International Meeting “Clusters and nanostructured materials” (CNM-4’2014), Program and Materials. – 2015 – Uzhgorod, Ukraine. – P. 55.
34. **Kulish V.V.** Spin waves in a ferromagnetic film with a periodical system of antidots. Bloch-type solutions / V.V. Kulish // Proceedings of the XI International Scientific Conference «Electronics and Applied Physics». – 2015. – Kyiv, Ukraine. – P. 58-59.
35. **Куліш В.** Дипольно-обмінні спінові хвилі у ферромагнітній нанотрубці еліптичного перерізу / В. Куліш // I Всеукраїнська науково-практична конференція молодих вчених і студентів «Перспективні напрямки сучасної електроніки, інформаційних і комп'ютерних систем» (MEICS-2015), збірка тез. – 2015. – Дніпропетровськ, Україна. – С. 220-221.
36. Горобець Ю.І. Спінові хвилі у одно- та двовимірних магнітофотонних кристалах / Ю.І. Горобець, **В.В. Куліш** // XII Міжнародна наукова конференція «Фізичні явища в твердих тілах», тези доповідей. – 2015. – Харків, Україна. – С. 70.
37. Gorobets Yu.I. A self-similar solution of the Landau-Lifshitz equation for a spin wave in an antiferromagnet. “Relativistic” class of the solutions / Yu.I. Gorobets, O.Yu. Gorobets, **V.V. Kulish** // 8<sup>th</sup> Joint European Magnetism Symposia “JEMS 2016”, Abstracts Grouped in Sessions. – 2016. – Glasgow, UK. – P. 783.

## АНОТАЦІЯ

**Куліш В.В. «Магнітні спін-хвильові та одноелектронні оптичні властивості наносистем оболонкового типу».** – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.11 «Магнетизм» (105 Прикладна фізика та наноматеріали). – Національний Технічний Університет України «Київський Політехнічний Інститут імені Ігоря Сікорського», Інститут магнетизму

Національної академії наук України та Міністерства освіти і науки України, Київ, 2019.

У дисертаційній роботі проведено широкий цикл теоретичних досліджень низькочастотних (магнітних спін-хвильових) та високочастотних (оптичних) властивостей наносистем оболонкового типу. Продемонстровано як сам факт суттєвого впливу форми таких наносистем на їх магнітні та оптичні характеристики, так і ключові фізичні особливості такого впливу. Останні систематично вивчено на численних прикладах оболонкових наносистем різних конфігурацій. Зокрема, у випадку низьких частот це зроблено для процесів збудження та поширення спінових хвиль, у тому числі в наносистемах зі спін-поляризованим струмом. У випадку високих частот особливості впливу вище вказаного фактора геометричної форми наносистеми на характер протікання у ній фізичних процесів продемонстровано на прикладах процесу одноелектронного поглинання світла в різних металевих наносистемах оболонкового типу з порушеною симетрією. В ході досліджень встановлено закономірності у магнітних спін-хвильових, магнітних статичних та оптичних властивостях наносистем оболонкового типу широкого спектру конфігурацій, а також магнітних спін-хвильових та магнітних статичних властивостях ряду антиферомагнітних систем.

**Ключові слова:** магнітна наносистема, металева наносистема, наномагнетизм, магнітна динаміка, спінова хвиля, генерація спінової хвилі, дипольно-обмінна теорія, магнетонний кристал, дисипативні ефекти, одноосьовий феромагнетик, антиферомагнетик, спін-поляризований струм, оптичні властивості, оптична провідність.

## АННОТАЦИЯ

**Кулиш В.В. «Магнитные спин-волновые и одноэлектронные оптические свойства наносистем оболочечного типа».** – Квалификационная научный труд на правах рукописи.

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.11 «Магнетизм» (105 Прикладная физика и наноматериалы). – Национальный Технический Университет Украины «Киевский Политехнический Институт имени Игоря Сикорского», Институт магнетизма Национальной академии наук Украины и Министерства образования и науки Украины, Киев, 2019.

В диссертационной работе проведен широкий цикл теоретических исследований низкочастотных (магнитных спин-волновых) и высокочастотных (оптических) свойств наносистем оболочечного типа. Продемонстрирован как сам факт существенного влияния формы таких наносистем на их магнитные и оптические характеристики, так и ключевые физические особенности такого влияния. Последние систематически изучены на многочисленных примерах оболочечных наносистем различных конфигураций. В частности, в случае



низких частот это сделано для процессов возбуждения и распространения спиновых волн, в том числе в наносистемах со спин-поляризованным током. В случае высоких частот особенности влияния вышеуказанного фактора геометрической формы наносистемы на характер протекания в ней физических процессов продемонстрировано на примерах процесса одноэлектронного поглощения света в различных металлических наносистемах оболочечного типа с нарушенной симметрией. В ходе исследований установлены закономерности в магнитных спин-волновых, магнитных статических и оптических свойствах наносистем оболочечного типа широкого спектра конфигураций, а также магнитных спин-волновых и магнитных статических свойствах ряда антиферромагнитных систем.

Ключевые слова: магнитная наносистема, металлическая наносистема, наноматематизм, магнитная динамика, спиновая волна, генерация спиновой волны, дипольно-обменная теория, магнетонный кристалл, диссипативные эффекты, одноосный ферромагнетик, антиферромагнетик, спин-поляризованный ток, оптические свойства, оптическая проводимость.

## ABSTRACT

**Kulish V.V. Magnetic spin-wave, static magnetic and single-electron optical properties of shell-type nanosystems.** – Qualifying scientific work with the rights of a manuscript.

Thesis of dissertation submitted for the degree of Doctor of Physical and Mathematical Sciences on a speciality 01.04.07 “Magnetism” (105 Applied physics and nanomaterials). – National Technical University of Ukraine “Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute”, Institute of Magnetism of National Academy of Sciences of Ukraine and Ministry of Education and Science of Ukraine, Kyiv, 2019.

In the thesis, a broad series of theoretical studies of low-frequency (magnetic spin-wave) and high-frequency (optical) properties of shell-type nanosystems is conducted. The fact of the significant influence of the shape of such nanosystems on their magnetic and optical properties is demonstrated; the key physical features of such effects are shown. The latter are systematically investigated on numerous examples of shell-type nanosystems with different configurations. In particular, for the low-frequency case it is done for the processes of excitation and propagation of spin waves in different nanosystems, including nanosystems with spin-polarized current. For the high-frequency case, the features of the influence of the above-mentioned factor of the nanosystem geometrical shape on the flow of physical processes in it is demonstrated on the example of the one-electron light absorption process in different metallic shell-type nanosystems with a broken symmetry.

During the investigation, regularities in the magnetic spin-wave, static magnetic and optical properties of shell-type nanosystems of a wide variety of configurations are found. Object of the research are shell-type nanoparticles – ferromagnetic (that can be either metallic and non-metallic) and metallic in general – that have a nanoscale size in two or three dimensions, ferromagnetic and

antiferromagnetic thin films with a system of antidots and a continuous antiferromagnetic medium. Subject of the research are the properties of spin waves (dispersion laws, spectra of the wavenumbers' values, a condition of the wave generation in the presence of a spin-polarized current) for the above-described ferromagnetic nanosystems, optical properties of the above-described metallic nanosystems (specifically, a conductivity on the optical frequencies), the distribution of the antiferromagnetic vector for an antiferromagnetic thin film with a system of antidots and spin waves' properties (generally speaking, nonlinear) in antiferromagnetic media.

Spin excitations (for ferromagnetic nanosystems) and light absorption (for metallic nanosystems) are investigated for the following nanosystem configurations: nanotubes of different cross-sections, symmetrical and close to symmetrical spherical nanoshells, nanorice (elongated ellipsoid nanoshell), nanosystems with an arbitrary cross-section that has a one-dimensional translational symmetry (as a model for a nanosystem that is nanodimensional only on two dimensions; only spin excitations are studied. The symmetry of the nanosystem should allow an introduction of a corresponding orthogonal coordinate system); one- and two-dimensional magnonic crystals (only spin excitations are studied). Linear dipole-exchange spin excitations are investigated theoretically with account for the anisotropy and (except for the nanorice and the magnonic crystals) the dissipation. Dispersion laws of such waves are found as well as the relation between the wave vector components; the obtained relations are analyzed and compared. For metallic nanosystems, components of optical conductivity tensor (single-electron model, electrical component of absorption) are obtained, analyzed and compared.

For a variety of configurations of antidots in an antiferromagnetic film (two-sublattice antiferromagnet) with a number of boundary conditions, the static distributions of the antiferromagnetic vector are obtained and analyzed. For spin waves in an antiferromagnetic (two-sublattice uniaxial antiferromagnet) medium a new class of self-similar solutions of the equation for the antiferromagnetic vector is obtained and analyzed. The specified class admits as a particular case nonlinear spin waves, including spin solitons.

**Keywords:** magnetic nanosystem, metallic nanosystem, nanomagnetism, magnetic dynamics, spin wave, spin wave generation, dipole-exchange theory, magnonic crystal, dissipative effects, uniaxial ferromagnet, antiferromagnet, spin-polarized current, optical properties, optical conductivity.