

УДК 530.1
№ держреєстрації
Інв.№

Міністерство освіти і науки України
Харківська національна академія міського господарства
(ХНАМГ)
61002, м. Харків, вул. Революції, 12; тел. (057) 707 31 21;
факс (057) 706 15 54; E-mail zolotov@ksame.kharkov.ua

«З а т в е р д ж у ю »
проректор з наукової
роботи ХНАМГ, професор,
канд. архіт.
_____ В.Т. Семенов

«___» _____2008 р.

ЗВІТ
З ДЕРЖБЮДЖЕТНОЇ НАУКОВО – ДОСЛІДНОЇ РОБОТИ
ДОСЛІДЖЕННЯ ФІЗИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ТВЕРДИХ
ТІЛ І ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ПОЛІВ, УТВОРЕНИХ
ДЖЕРЕЛАМИ РІЗНОЇ КОНФІГУРАЦІЇ

Декан факультету ЕТ
професор, к.т.н.

В.Ф. Харченко

«___» _____2008

Начальник НДС
професор, к.т.н.

М.С. Золотов

«___» _____2008

Завідувач кафедри фізики
д-р фіз. – мат. наук, професор

О.М. Петченко

«___» _____2008

СПИСОК АВТОРІВ

Керівник НДР зав. кафедри фізики, д-р фіз. - мат. наук, професор	О.М. Петченко (реферат, вступ, висновки, рекомендації, підрозділ 1.1.)
Відповідальний виконавець канд. фіз. - мат. наук, доцент	А.С. Сисоєв (підрозділ 2.1.)
Старший викладач	К.Ю. Аксьонова (підрозділ 1.2.)
Канд. фіз. - мат. наук, доцент	Є.І. Назаренко (підрозділ 1.3.)
Асистент	М.В. Любченко (підрозділ 1.4.)
Асистент	Є.С. Орел (підрозділ 1.5.)
Канд. фіз. - мат. наук, доцент	Є.Б. Сидоренко (підрозділ 2.2.)
Канд. фіз. - мат. наук, доцент	А.В. Безуглий (підрозділ 2.3.)
Канд. тех.. наук, доцент	О.В. Єфімова (підрозділ 2.4.)
Канд. фіз. - мат. наук, доцент	Ю.Д. Оксюк (розділ 3)

РЕФЕРАТ

Звіт з НДС: 117 с., 15 рис., 16 таб.

Розглянуто вплив низькочастотного ультразвукового опромінення на міцність і пластичність монокристалів. Досліджено, що в кристалах можуть спостерігатися як знеміцнення, якщо його опромінювати в процесі статичних випробувань на розтягання (стискання), або ж зміцнення, якщо дія ультразвуку передувала статичним навантаженням.

Розглянутий магнетит, який є базовим об'єктом, на основі якого за допомогою діамагнітних заміщень можна створювати речовини з апріорі заданими властивостями. В роботі досліджені полікристалічні зразки практично чистого магнетиту, а саме його властивості при низьких температурах.

Проведений аналіз геометричних й енергетичних параметрів краудіонів у щільнопакованих рядах двовимірної гексагональної ґратки.

Досліджено випромінювання Вавілова-Черенкова для частинки з довільним спіном

Зроблено оцінку температури Кюрі систем з подвійним обміном в порівнянні з розрахунками в інших моделях.

Отримано дисперсійне рівняння відкритого резонатора з шаром діелектрика в наближенні, що резонансне коливання уявляє собою два гаусові хвильові пучки, що поширюються один назустріч другому.

Запропоновано метод вимірювання діелектричних постійних композиційних матеріалів за допомогою радіоінтерферометра.

Пропонується квантово-механічна модель явища дифракції фотонів на системі двох або більшого числа паралельних щілин в екрані.

Розроблені принципи створення акустооптичних фільтрів зі змінною шириною смуги пропускання для відео спектрометрів систем екологічного контролю на користь селекції інформації на етапі її формуванні.

Надані розрахунки розсіювання забруднюючих речовин у приземному шарі атмосфери. Зроблені висновки щодо впливу “Богодухівського хлібоприймального підприємства” на рівень забруднення атмосферного повітря в районі розташування даного об'єкта.

УЛЬТРАЗВУКОВЕ ОПРОМІНЮВАННЯ, ЗНЕМІЦНЕННЯ, СТАТИЧНА ГРАНИЦЯ ПЛИННОСТІ, МАГНІТНЕ ПОЛЕ, ФЕРІМАГНЕТИК, МАГНІТОСТРИКЦІЯ, ЦЕНТРАЛЬНО-СИМЕТРИЧНИЙ ПОТЕНЦІАЛ Г. МІ (ПОТЕНЦІАЛ “ $P-Q$ ”), ДВОВИМІРНА ГЕКСАГОНАЛЬНА ҐРАТКА., СПІН, ВИПРОМІНЮВАННЯ ВАВІЛОВА - ЧЕРЕНКОВА, НАМАГНІЧЕНІСТЬ, РЕЗОНАТОР, ХВИЛЬОВИЙ ПУЧОК, ДІЕЛЕКТРИЧНИЙ ШАР, ДОВЖИНА ХВИЛІ, ХВИЛЕВІД, ДИФРАКЦІЯ, ФОТОН, АКУСТООПТИЧНІ ФІЛЬТРИ, ПИЛ ЗЕРНОВИЙ, ДЖЕРЕЛА ВИКИДІВ, САНІТАРНО – ЗАХІСНА ЗОНА, ЦИКЛОН.

ЗМІСТ

Вступ.....	8
Розділ 1 Фізичні методи дослідження властивостей твердих матеріалів.....	13
1.1 Вплив ультразвукових коливань на зміцнення реальних кристалів.....	13
1.2 Вивчення фізичних властивостей магнетиту при низьких температурах як модельного об'єкту для синтезу шпінельних ферімагнетиків з заданими властивостями.....	21
1.3 Краудіони у двовимірному кристалі з центрально – симетричною міжатомною взаємодією.....	29
1.4 Квантова теорія випромінювання Вавілова-Черенкова частинкою з довільним спіном.....	39
1.4.1 Коваріантна параметризація електромагнітного струму для частинки з довільним спіном.....	41
1.4.2 Випромінювання Вавілова-Черенкова частинкою з довільним спіном.....	46
1.5 Температура Кюрі систем з подвійним обміном.....	48
Розділ 2 Дослідження електромагнітних хвиль і полів, утворених джерелами різної конфігурації.....	52
2.1 Відкритий резонатор з шаром діелектрика та ґратками	52

2.1.1 Проходження хвильового пучка крізь шар діелектрику.....	52
2.1.2 Поле відкритого резонатора з шаром діелектрика.....	55
2.1.3 Дисперсійне рівняння резонатора.....	58
2.1.4 Резонатор з ґратками.....	63
2.2 Вимірювання діелектричних постійних композиційних матеріалів за допомогою радіоінтерферометра.....	65
2.3 Дифракція фотонів при похилому падінні світла на систему паралельних щілин.....	70
2.4 Акустооптичні фільтри зі змінною шириною смуги пропускання у відеоспектрометрах систем екологічного контролю земної поверхні, що забезпечують селекцію інформації на етапі формування зображень.....	76
2.4.1 Постановка завдання.....	76
2.4.2 Дифракція світла на двох ультразвукових хвилях, які відрізняються за частотою.....	79
2.4.3 Селективні характеристики дифракційних складових при взаємодії із двома ультразвуковими хвилями.....	88
Розділ 3 Оцінка забруднення навколишнього природного середовища викидами шкідливих речовин при прийманні, підробітку до стандартних параметрів , зберіганні і відвантаженні зерна хлібопродуктів.....	95
3.1 Характеристика технологічних процесів при прийманні, підробітку, зберіганні і відвантаженні зерна.....	95

3.2. Джерела утворення і викидів забруднюючих речовин, визначення інгредієнтів викидів.....	97
3.3. Результати розрахунків потужності валових і разових викидів, концентрації забруднюючої речовини і карти її розсіювання в приземному шарі атмосфери.....	100
Висновки.....	107
Перелік посилань.....	111

ВСТУП

Проблема, що пов'язана з вивченням впливу ультразвукового опромінювання на механічні властивості кристалів є досить актуальною як в науковому, так і практичному аспектах. Цікавість до вивчення цих питань зростає, оскільки під дією ультразвуку змінюються властивості кристалів, а відтак виникає потреба в отриманні свідчень про те, які відбуваються зміни в матеріалах з яких виготовлені різноманітні конструкції, що працюють в різноманітних екстремальних умовах зокрема, рід час вібраційних чи інших навантажень. В розділі 1.1 дослідженнями встановлено, що в зразках можна спостерігати зменшення, якщо їх опромінювати ультразвуком великої інтенсивності в процесі статичних навантажень, або ж зміцнення за умов коли ультразвукова обробка матеріалу передуює статичним випробуванням.

Практичне значення дослідження фізичних властивостей ферімагнетиків полягає в одержанні даних для розробки наукового підходу до синтезу сполучень з заданими властивостями. Магнетит є вихідною речовиною при синтезі цілої низки феритів-шпінелей, які займають важливе місце серед магнітних матеріалів, що використовуються в сучасній техніці, тому дослідження його властивостей має велике значення.

В розділі 1.3. досліджуються умови існування й властивості краудіонів у моноатомних шарах й покриттях. Краудіони можуть відігравати значну роль у динаміці й кінетиці радіаційних дефектів, у процесах дифузії й непружної деформації кристалів, динаміці й деформаційним властивостям лінійних орієнтованих полімерів й у релаксаційних явищах у кристалічних структурах. У цей

час значний інтерес викликають двовимірні кристали, на фізичні властивості яких впливають власні дефекти: дислокації й краудіони.

Теорія випромінювання Вавілова-Черенкова частинкою з довільним спіном була розвинена на основі релятивістського співвідношення для електромагнітного струму через „фізичні” формфактори, з використанням поліномів Чебишева і формалізму Баргмана-Вігнера. Отримана формула для енергії випромінювання була перевірена на випадку спіну $1/2$. При постановці відомих форм факторів для електрону, формула співпадає з отриманою Гінзбургом.

Зв'язок температури Кюрі з параметрами гамільтониана системи з подвійним обміном становить великий інтерес, але її обчислення в розглянутій моделі становить предмет окремої задачі. У той же час, неважко провести оцінку θ_C , точність якої, як показує порівняння з моделлю Гейзенберга, виявляється цілком прийнятною для цілей даної роботи. Відзначимо, що наявним у літературі результатом чисельного розрахунку θ_C систем з подвійним обміном, виконаним у моделі динамічного молекулярного поля, у даній роботі скористатися не можна, оскільки розрахунок в [46] проведений для випадку $3 \leq J/We < \infty$, тоді як у даній роботі $J/We \approx 0.1$.

Відкриті резонатори з ізотропним або анізотропним діелектричним шаром досліджені у ряді робіт [52 - 54]. В [55] розглянуто відкритий резонатор з штучним діелектриком – подвійною стрічковою ґраткою, а в [56] - плоско паралельний резонатор з ґраткою з брус'їв. В теоретичних роботах з таких резонаторів не враховується характер перетворення параметрів резонансного поля при проходженні неоднорідності резонатора, що призводить до громіздких

формул, необхідності чисельного дослідження.. У даному розділі за допомогою врахування характеру зміни параметрів резонансного поля при проходженні крізь шар діелектрику отримане просте дисперсійне рівняння резонатора, яке дозволяє з'ясувати особливості таких резонаторів.

Цінним для практики є запропонований метод вимірювання діелектричних постійних композиційних матеріалів за допомогою радіоінтерферометра. Користуючись вимірювальною лінією можна визначити діелектричні параметри рідких діелектриків. Інтерференційні методи вимірювання є одними з найбільш точних методів вимірювання коефіцієнтів заломлення прозорих середовищ.

В роботі пропонується квантовомеханічна модель явища дифракції фотонів на системі двох або більшого числа паралельних щілин в екрані при похилому падінні світла на екран. Виходячи з припущення, що фотони, проходячи через щілину, взаємодіють з електронами речовини, показано, що вид дифракційної картини, яка спостерігається на екрані, визначається спектром імпульсів електронів речовини з якої виготовлений екран. Отримано співвідношення, яке визначає дифракційні кути, під якими спостерігаються максимуми освітленості, яке у випадку малих кутів дифракції та малих кутів падіння збігається з відомою умовою максимуму для дифракційної решітки.

У геоінформаційних технологіях актуальними є науково-дослідна робота по вдосконаленню відеоспектрометрів дистанційного зондування Землі. При створенні подібного роду систем повинна бути вирішена задача передачі, зберігання і обробки просторово-спектральних зображень, яким властива дуже велика інформаційна ємність. Звичайно задачу зменшення інформаційної надмірності вирішують шляхом

використання програмованих спектрометрів, що володіють змінною шириною смуги пропускання..

Важливо розробити принципи створення акустооптичних фільтрів зі змінною шириною смуги пропускання для відеоспектрометрів систем екологічного контролю на користь селекції інформації на етапі її формування. Актуальним є рішення задачі дифракція світла на двох ультразвукових хвилях, що відрізняються по частоті з отриманням аналітичних виразів, що описують поведінку амплітудних і селективних властивостей дифракційних компонент нульового і першого порядків від параметрів кожної з двох ультразвукових хвиль, які беруть участь в дифракційному процесі. Важливо також дослідити ефект конкуренції просторових дифракційних складових і здійснений вибір області акустооптичної взаємодії для фільтрів, що використовують взаємодію світла з двома ультразвуковими хвилями, які відрізняються по частоті.

Показано, що збільшення хвилевого параметра Кляйна-Кука приводить до збільшення крутизни досліджуваних залежностей. Актуальним є вивчення селективних характеристик дифракційних складових при взаємодії світла з двома ультразвуковими хвилями залежно від різниці частот між ними. Показано, що використання двочастотного режиму акустооптичної взаємодії дозволяє змінити смугу пропускання акустооптичного фільтру приблизно в два рази.

У главі 3 надана коротка характеристика техпроцесу при прийманні, підробітку, зберіганні і відвантаженні зерна та використаного устаткування на хлібоприймальних підприємствах.

Наведено перелік джерел утворення і викидів забруднюючих речовин, наведено методику і результати інструментальних вимірів.

Надано розрахунки розсіювання забруднюючих речовин у приземному шарі атмосфери. Зроблені висновки щодо впливу “Богодухівського хлібоприймального підприємства” на рівень забруднення атмосферного повітря в районі розташування даного об'єкта.

РОЗДІЛ 1 ФІЗИЧНІ МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ ТВЕРДИХ МАТЕРІАЛІВ

1.1 Вплив ультразвукових коливань на зміцнення реальних кристалів

Проблему, що пов'язана з вивченням впливу ультразвукового опромінювання на механічні властивості кристалів є досить актуальною як в науковому, так і практичному аспектах. Цікавість до вивчення цих питань зростає, оскільки під дією ультразвуку змінюються властивості кристалів, а відтак виникає потреба в отриманні свідчень про те, які відбуваються зміни в матеріалах з яких виготовлені різноманітні конструкції, що працюють в різноманітних екстремальних умовах зокрема, рід час вібраційних чи інших навантажень. Дослідами встановлено, що в зразках можна спостерігати знеміцнення, якщо їх опромінювати ультразвуком великої інтенсивності в процесі статичних навантажень, або ж зміцнення за умов коли ультразвукова обробка матеріалу передує статичним випробуванням. З'ясувалось, що знеміцнення не виявляло чутливості до частоти ультразвуку, але в значній мірі залежало від амплітуди і інтенсивності коливань. Аналіз показав, що зміна властивостей кристалу під впливом дії ультразвуку може бути зумовлено наступними причинами: суперпозицією полів, утворених статичним зусиллям і пружною акустичною хвилею; тепловим впливом ультразвуку, що призводить до нагріву зразка за рахунок поглинання механічної енергії і нарешті, селективного по-

глинання енергії ультразвукових коливань структурними дефектами кристалів. Розрахунки показали, що за рахунок суперпозиції полів істинні напруження в зразках можуть значно переважати напруження зумовлені статичним навантаженням. Зниження статичної границі плинності –зміцнення може бути лише позірним. За умов, коли кристал одночасно піддають статичному навантаженню $\sigma_{ст}$ і опроміненню ультразвуком $\sigma_{ак}$ границя плинності кристалу $\sigma_{кр}$ є наступною

$$\sigma_{кр} = \sigma_{ст} + \sigma_{ак} \quad (1.1)$$

Акустична складова напруження може бути обчислена за формулою

$$\sigma_{ак} = (\rho \cdot v \cdot I)^{0,5}, \quad (1.2)$$

де ρ - густина зразка, v – швидкість поширення ультразвуку, I – його інтенсивність. При великій інтенсивності коливань величина $\sigma_{ст}$ різко зменшується і наближається до нуля.

Теплова дія ультразвуку призводить до нагрівання зразка в цілому. Зміну температури кристала за рахунок поглинання механічної енергії ультразвукових коливань можна оцінити, зокрема в такий спосіб [1]:

$$\Delta T = \frac{t f A^2 E}{\rho c_p Q}, \quad (1.3)$$

t – час дії ультразвуку, f – частота коливань, A – амплітуда деформації, Q – добротність системи, ρ - густина і c_p - питома теплоємність зразка. Селективне поглинання енергії ультразвукової хвилі структурними дефектами реальних кристалів спостерігається в багатьох експериментах по внутрішньому тертю, а

також в дослідях по впливу ультразвуку на електронну емісію з поверхні металів. Нижче буде розглянуто зміну властивостей кристалів, зумовлених зміною їх дефектної структури під впливом ультразвукових коливань за умов відсутності зовнішніх статичних напружень і таких інтенсивностях, що не викликають тепловий ефект зрива. Якщо прикласти зовнішнє коливне напруження, то дислокація буде здійснювати зворотно – поступальний рух. Дислокаційні петлі періодично змінюють свій радіус, себто розширюються і звужуються з частотою зовнішнього напруження, а закріплені на своїх кінцях сегменти дислокацій коливаються навколо положення рівноваги. Рівняння руху коливального дислокаційного сегменту можна представити у вигляді [2]

$$m \frac{d^2y}{dt^2} = \sigma b - B \frac{dy}{dt} - T(x,y) - b\sigma_p \sin(\pi y/a) - \rho(x) \frac{du}{dy}, \quad (1.4)$$

Тут x – координата осі, що збігається з дислокаційним сегментом в умовах рівноваги, а координата y відраховується в перпендикулярному напрямку. Члени рівняння (3) мають наступний зміст: σb – зовнішня збуджуюча сила; $B \cdot dy/dt$ – в'язке тертя, $T(x,y)$ – повертальна сила, яка зазвичай береться в наближенні лінійного натягу $C \cdot d^2y/dx^2$, де коефіцієнт C приймається рівним Gb^2 . Члени $b\sigma_p \sin(\pi y/a)$ і $b\sigma_p \sin(\pi y/a)$ враховують вплив рельєфу Пайєрлса та взаємодію з центром закріплення відповідно. Можливі два суттєво відмінні способи закріплення кінців дислокаційних сегментів: точковими дефектами або їх комплексами, а також за рахунок утворення дислокаційних вузлів. Відповідно

до [3], перші називають слабкими центрами закріплення, а другі - сильними. Геометрична форма дислокації поблизу слабких і сильних центрів закріплення є різною. При закріпленні дислокації точковими дефектами або їх комплексами поблизу центра закріплення дислокація буде мати скінченну кривизну, що залежить від довжини сегменту. В результаті цього при коливальному русі сегмента виникає сила, що діє на слабкі центри закріплення. Її компоненти вздовж напрямку рівноважного положення дислокації F_x та перпендикулярного до нього F_y мають вигляд

$$F_x = \frac{\sigma^2 b^2}{8c} (L_n^2 - L_{n+1}^2) \quad (1.5)$$

$$F_y = \frac{\sigma b}{2} (L_n + L_{n+1}), \quad (1.6)$$

де – при коливальному напруженні $\sigma = \sigma_0 \sin 2\pi f t$; b – модуль вектора Бюргера, L_n і L_{n+1} – довжини сегментів, розділених n -м слабким центром закріплення. Середнє за період коливань значення F_y дорівнює нулю, тоді як середнє F_x має скінченне значення. Отже, якщо $L_n \neq L_{n+1}$, то існує компонента сили, що діє в напрямку осі x на слабкий центр закріплення, яка намагається зсунути його в бік більш короткого сегменту. При температурах, коли можлива канална дифузія, ця компонента сили буде викликати перерозподіл слабких центрів закріплення вздовж лінії дислокації. Або ж інакше кажучи, може відбуватися перерозподіл дислокаційних сегментів за довжинами. За таких умов буде зростати ймовірність появи нових довгих сегментів, що в свою чергу призведе до збільшення середньої ефективної довжини коливального сегменту. Характер-

ний термін плинущу дифузійного процесу залежить від температури і має порядок 10 хвилин. Зокрема, для кристалів КВг при $T = 300\text{K}$ $\tau = 6$ хвилин. Критичне напруження, необхідне для виявлення цього ефекту, дещо менше від так званого напруження відриву дислокацій від слабких центрів. Збільшення середньої довжини дислокаційної петлі в макроскопічному вимірі може проявитися в підвищенні пластичності монокристалів під впливом ультразвукових коливань. Динамічна границя плинущості буде знижуватися, оскільки $\sigma_k = Gb/kT_{\text{ef}}$, а середня ефективна довжина петлі L_{ef} зростає. Другу компоненту сили F_y також слід приймати до уваги. При великих амплітудах ультразвукових коливань вона зумовлює відрив дислокацій від слабких центрів закріплення. Це призведе до ще більшого зростання величини L_{ef} аж до L_N – середнього розміру сегментів дислокаційної сітки. При малих амплітудах F_y відіграє роль випадкової сили, яка може стимулювати термоактиваційне відкріплення дислокацій від слабких центрів, тобто перехід точкового дефекту з лінії дислокації в її довкілля. Одночасно зі збільшенням довжини петлі змінюється і її жорсткість та рухливість, оскільки сила взаємодії залежить від форми петлі а рухливість дислокації – від характеру взаємодії її з точковими дефектами і їх концентрації на лінії дислокації та в її околі. Отож, під впливом зовнішнього коливного напруження дислокації здійснюють вимушені коливання, що призводить до зміни стану системи дислокація – закріплюючі їх слабкі центри. Після зняття зовнішнього коливного напруження, за умов , що динамічна границя плинущості не була досягнута, первісні властивості кристалу повинні відновлюватись. В останній час дослідження умов відкріплення дислокацій від сто-

порів здійснюють або шляхом спостереження за індивідуальними рухливими дислокаціями в області малих швидкостей їх руху [4], або впровадженням структурно-чутливих акустичних динамічних методів [5].

При застосуванні цих методів досліджують механізми, що зумовлені взаємодією дислокацій із центрами закріплення різного типу походження - домішковими атомами та їх накопиченнями, радіаційними пошкодженнями кристалічної ґратки, дислокаціями інших площин ковзання тощо. Тому дослідження дислокаційних ефектів при малих напруженнях (до макроскопічної границі плинності) є актуальним, дуже цікавим як з точки зору теорії, так і експеримента. Але, навіть на теперішньому рівні розвитку фізики реального кристала, існує досить обмежена інформація як про процес відкріплення дислокацій від стопорів у квазіпружній області деформацій, так і про умови, що визначають цей процес.

Перший із згаданих способів має ряд недоліків, головним з яких є невідповідність між напруженням, що подається на кристал і напруженням, що діє на конкретні спостережувані дислокації. Похибка вимірювань у разі впровадження такого методу настільки досить вагома і на це потрібно зважати.

Акустичний метод дозволяє вивчати тонкі змінення в дислокаційній структурі кристала саме в квазіпружній області. В роботах [6] приведено численні експериментальні результати, що вказують на загально визнаність метода. Зазначимо, що практично всі існуючі роботи у напрямку досліджень особливостей взаємодії рухливих дислокацій із центрами закріплення за методом

внутрішнього тертя мають безпосереднє відношення до вимірювань в кілогерцовому діапазоні частот.

Аналіз результатів, одержаних за методом внутрішнього тертя кілогерцового діапазону, зазвичай здійснюється в рамках сучасної теорії дислокаційного гістерезису [5]. Виходячи з того, що дислокація долає поле дефекту при одночасній дії термічних флуктуацій та механічних сил, автори [4] досить коректно визначили для елементарного акту відкріплення дислокації від стопорів енергію активації і активаційний об'єм, що визначають амплітудну залежність та температурний хід дислокаційних втрат гістерезисного типу.

Натомість обробка експериментальних результатів, одержаних методом внутрішнього тертя кілогерцового діапазону, є інколи досить складною і неоднозначною. Справа в тому, що при використанні акустичних хвиль великої амплітуди виникає нелінійний зв'язок між напруженням і деформацією [4]. Рівень прикладеного на дислокацію напруження настільки великий, що протидія стопорів майже не відчувається. Невідповідність між конфігурацією дислокації та прикладеним зовнішнім навантаженням, а також необхідність урахування змін у дефектній структурі кристала суттєво ускладнюють процес обробки експериментальних даних.

Нещодавно [5] запропоновано більш надійний спосіб визначення параметрів дислокаційної структури, який з одного боку надає можливість урахування термічної активації, а з другого – сприяє запобіганню багатьох наближень, неминучих при використанні вищезгаданого метода ВТ кілогерцового діапазону. Відповідно до [5] дислокаційні та термоактиваційні параметри мають

вимірюватись у мегагерцовому діапазоні частот на хвилях малої амплітуди одночасно з однорідним пружним навантаженням зразка. Досліди при цьому мають здійснюватись в амплітудно-незалежній області, щоб уникнути спостереження гістерезисних ефектів. У даному випадку високочастотна ультразвукова хвиля, що пропускається через кристал лише “фіксує” фізичні процеси, що відбуваються в кристалі і зовсім не впливає на їх перебіг.

Враховуючи досвід [5], в даній роботі здійснюється спроба визначення сили взаємодії дислокації із центрами закріплення в кристалах KBr орієнтованих вздовж кристалографічного напрямку $\langle 100 \rangle$.

В результаті досліджень було отримані попередні результати, що стосуються температурної залежності границі плинності, а також технологічні аспекти прецизійного вимірювання поглинання ультразвуку в кристалах. Отримані дані можуть стати базовими для проведення в подальшому термоактиваційного аналізу процесів, що відбуваються в кристалах в умовах їх статичного навантаження при варіюванні температури нагрівання зразка.

1.2 Вивчення фізичних властивостей магнетиту при низьких температурах як модельного об'єкту для синтезу шпінельних феромагнетиків з заданими властивостями

Магнітні властивості таких речовин як ферити обумовлені взаємодією різних парамагнітних іонів розподілених в кристалічній ґратці. Вивчення магнітної структури таких сполучень є дуже складним тому, що навіть іони одного сорту будуть сильно відрізнятися по своїм магнітним властивостям в залежності від положення в кристалі, кількості і типу оточуючих іонів і властивостей симетрії кристалічної ґратки. Одним з сучасних методів дослідження феритів є метод діамагнітних заміщень. Він полягає в тому, що магнітні іони в кристалічній ґратці замінюються на немагнітні, що дозволяє в широких межах змінювати обмінну взаємодію між підґратками и величину їх магнітних моментів.

За звичай в методі діамагнітних заміщень використовують ізоморфні заміщення керуючись тим, що метою дослідження є виявлення ролі різних іонів або різних нееквівалентних позицій в ґратці фериту в створенні певних магнітних структур сполучення. Така задача може бути розв'язана шляхом заміни одних іонів в хімічному складі фериту іншими або шляхом виключення даних кристалографічних позицій з загального ланцюга обмінних і магнітних зв'язків в кристалічній ґратці внаслідок введення в них замість магнітних іонів немагнітних іонів тої ж валентності.

Розглянемо спочатку чистий магнетит (як модельний об'єкт) і магнетит, що має деяку кількість структурних вакансій. Найбільший інтерес має поведінка цього сполучення при низьких температурах. А саме при температурі 120 К спостерігається фазовий перехід Вервея, при якому відбувається зміна симетрії кристалічної ґратки кристалу, стрибок теплоємності, зміна характеру провідності. Велика кількість особливостей цього низькотемпературного переходу до сих пір не з'ясована. Вервей [7], спираючись на дані по провідності, постулював, що нижче 120 К електрони локалізуються біля іонів Fe^{2+} і Fe^{3+} , які займають октаедричні позиції, в послідовних площинах вздовж напрямку [001]. Дані по дифракції нейтронів підтвердили схему впорядкування Вервея, яка супроводжується переходом від кубічної до орторомбічної структури при 120 К. Але велика кількість сучасних робіт [9,10,11] змусило переглянути старі концепції Вервея. Зараз існує декілька нових моделей впорядкування іонів Fe^{2+} і Fe^{3+} , які відрізняються від моделі Вервея. Необхідність введення нових моделей зв'язана з тим, що виявилось неможливим пояснити стрибок спонтанної намагніченості при $T = T_V$ та температурну залежність констант кристалографічної анізотропії [12]. Загальна особливість цих моделей полягає в тому, що іони Fe^{2+} локалізуються в різних типах В-позицій, які відрізняються конфігураціями оточуючих їх катіонів. Другою важливою особливістю є поява лінійних структур іонів Fe^{2+} і Fe^{3+} . Зокрема в моделі Ііди [13] іони Fe^{2+} утворюють лінійні ланцюжки вздовж [101] в площині $(1\bar{1}1)$. В області температури Вервея зовнішнє магнітне поле може сут-

тево впливати на їх конфігурації, тобто деформувати їх. Тому важливим є дослідження магнітострикції магнетита біля температури $T = T_v$ в великих магнітних полях.

Полікристалічні зразки магнетита виготовлялись в контрольованій атмосфері суміші газів $CO + CO_2$, що дозволило одержати склад стехіометричний по Fe^{2+} [14]. Рентгенографічне дослідження зразків показало, що вони є однофазними і отримана речовина – це магнетит з постійною решітки $a = 8.394 \pm 0.001 \text{ \AA}$.

Дослідження цих зразків методом ядерного гама-резонансу показало, що спектр магнетита при кімнатній температурі являє собою суперпозицію двох секстиплетів різної інтенсивності. Більш інтенсивна система ліній належить до іонів Fe^{2+} і Fe^{3+} в октаедричних, а менш інтенсивна - до Fe^{3+} в тетраедричних позиціях. Розрахунок співвідношення площ спектрів від ядер іонів в тетраедричних і октаедричних позиціях показав, що в отриманих зразках присутні вакансії, вміст яких складає менше одного відсотка ($\approx 0.7\%$).

З приведених результатів можна зробити висновок, що зразки, які підлягають дослідженню є однофазні і однорідні.

В роботі досліджувалось теплове розширення і магнітострикція полікристалічних зразків магнетита. Вимірювання як теплового розширення так і магнітострикції починалось від азотних температур, причому режим охолодження зразків був різним. Перша серія вимірювань проводилась для зразків, що охо-

лоджувались без зовнішнього магнітного поля. Друга – для зразків, що охолоджувались в магнітному полі 18 кЕ.

З температурної залежності відносного подовження для зразків охолоджених за першим режимом видно, що стрибок $\frac{\Delta l}{l} = 6 \cdot 10^{-5}$ спостерігається при температурі 120 К і на температурній шкалі займає приблизно 2.5° . Друга серія експериментів проводилась на зразках попередньо охолоджених в магнітному полі 18 кЕ. В цьому випадку стрибок відносного подовження змінюється як за величиною так і за знаком (він став додатній і зріс приблизно в 6 разів). При цьому температура переходу не змінилась. Вимірювання відносного подовження проводились в обох випадках від 77 К до кімнатної температури при нагріванні. Крім цього на обох температурних кривих можна виділити декілька характерних ізломів, що спостерігаються в області температур 140 – 200 К і 200 – 240 К. Ці температурні області якісно співпадають з отриманими в роботі [15] температурними ділянками, де на основі аналізу температурної залежності коефіцієнта термо-е.р.с. і ЯГР спектрів вважається, що температуру 140 К можна зв'язати з утворенням областей локального упорядкування, а область 200 – 270 К з переходом від експоненціальної залежності провідності до напівметалевої, що зв'язано з частковим виродженням носіїв в магнетиті.

Вимірювання продольної магнітострикції цих зразків проводилось для тих самих двох режимів охолодження. В обох випадках вимірювання починалися при $T = 77 \text{ К}$. Для першого випадку охолодження спостерігається

“в’язкість” магніострикції, тобто якщо при фіксованій температурі ввімкнути магнітне поле (яке не буде змінюватись), то величина магніострикції встановлюється не одразу, а повільно змінюється впродовж 15 – 20 хвилин приблизно за логарифмічним законом. При подальшому збільшенні магнітного поля це явище повторюється. Вперше це явище спостерігалось в [16] і йому була надана назва ефект першого вимірювання. З графіків польових залежностей магніострикції при $T = 77 \text{ K}$, які побудовані для значень магніострикції, які вже не змінюються, видно, що магніострикція від’ємна, має значну величину, насичення в області досліджуваних полів не спостерігається. Така “в’язка” поведінка магніострикції спостерігається для всіх температур $T \leq T_v$ при умові, що зразок кожного разу охолоджується від кімнатної температури до температури вимірювання без зовнішнього магнітного поля.

У випадку охолодження зразків в присутності зовнішнього магнітного поля при $T \leq T_v$ “в’язкості” магніострикції не спостерігалось. З даних продольної магніострикції при $T = 77 \text{ K}$ видно, що $\lambda_{11} \approx 3 \cdot 10^{-5}$, що значно менше, ніж при такій же температурі для зразка, який попередньо охолоджувався без зовнішнього магнітного поля. При $T < T_v$ на кривих магніострикції спостерігається насичення. При зміщенні температури на кривих прокільної магніострикції з’являються ділянки парапроцесу, нахил яких збільшується при підході до T_v . Абсолютна величина λ_{11} при максимальному полі збільшується тим скоріше, чим ближче ми знаходимось до T_v . В дуже вузькій об-

ласті ($\sim 0,5$ К) навколо T_v магніострикція змінює знак, з'являється “в'язкість” магніострикції, різко збільшується величина λ_{11} . В цій вузькій області поведінка зразка нагадує його поведінку у випадку охолодження при $H = 0$. При подальшому збільшенні температури “в'язкість” магніострикції зникає, λ_{11} знову стає додатною, спостерігається насичення на кривих $\lambda_{11}(H)$.

Якщо вважати, що ланцюжки іонів Fe^{2+} розташовуються по певним площинам, які в кристалі орієнтовані хаотично, то можна вважати, що у випадку охолодження зразка без зовнішнього магнітного поля зміна об'єму при $T = T_v$ буде відбуватися ізотропно. Перехід від кубічної до ромбічної фази при $T = T_v$ викликає певні деформації кристалітів, що збільшує їх об'єм [16], тому об'єм полікристалічного зразка при переході Вервея збільшується.

При охолодженні зразки в зовнішньому магнітному полі в кристалітах впорядкування іонів Fe^{2+} відбувається переважно в тих площинах $(1\bar{1}1)$, нормалі до яких співпадають або близькі до напрямку зовнішнього магнітного поля. Якщо врахувати, що іонний радіус Fe^{2+} більше іонного радіусу Fe^{3+} , то вздовж напрямку зовнішнього магнітного поля при впорядкуванні відбувається стискання зразка. Тому на експериментальній кривій теплового розширення спостерігається в точці переходу, коли руйнується впорядкування іонів Fe^{2+} , позитивний стрибок значно більший, ніж у випадку охолодження в нульовому полі.

Проаналізуємо дані вимірювань продольної магнітострикції. Для першого випадку – охолодження без зовнішнього магнітного поля – при ввімкненні поля магнітострикція була від’ємною, великою за величиною і спостерігалась “в’язкість” магнітострикції. В цьому випадку при $T = T_v$, вибір площини $(1\bar{1}1)$, в якій впорядковані іони Fe^{2+} відбувся випадковим шляхом. Для полікристалічного зразка ці площини розташовані під різними кутами до напрямку прикладеного поля. В магнітному полі починається перерозподіл електронної густини таким чином, щоб іони Fe^{2+} розподілилися по тим площинам, нормаль до яких найбільш близька до напрямку зовнішнього магнітного поля. Перебудова буде залежати від величини прикладеного поля і від часу. В результаті повинно відбуватися стискання зразка, що і спостерігається експериментально: магнітострикція від’ємна, по порядку величини зрівняна з стрибком, який одержано на кривій відносного подовження при охолодженні зразка в зовнішньому магнітному полі нижче T_v .

В випадку охолодження зразка в зовнішньому магнітному полі, подібна перебудова відбувається ще до початку вимірювання, коли зразок при охолодженні проходить точку Вервея. Іони Fe^{2+} розташовуються в тих площинах $(1\bar{1}1)$, нормаль до яких найбільше близька до напрямку зовнішнього магнітного поля. Для таких зразків достатньо віддалених від точки Вервея криві магнітострикції особливостей не мають, при підході до T_v зі сторони низьких температур з’являється від’ємна по величині парапроцесу магнітострикція, яка

збільшується при приближенні до T_v . Пояснити парапроцес можна тим, що по мірі наближення до T_v зі сторони низьких температур енергія E_1 , що забезпечує стабільність існування даної структури, стає зрівняною з енергією E_2 магнітострикційних деформацій, які обумовлені накладанням зовнішнього магнітного поля. Відбувається пружна деформація кристалітів таким чином, щоб площини $(1\bar{1}1)$ стали перпендикулярно до напрямку зовнішнього магнітного поля.

Деформація ця незначна і має місце лише навколо T_v . В самій точці Вервея, де енергія E_1 має нульове значення і відбувається структурний перехід від ромбічної до кубічної симетрії, кристал стає в якійсь мірі пластичним, в результаті чого відбувається непружна деформація. Ця деформація повинна залежати від напрямку кристалічних осей кристала і напрямку зовнішнього магнітного поля. Тому і виникає “в’язкість” магнітострикції в цьому інтервалі температур. В граничному випадку безкінечно великого поля різниця між кристалітами практично зникає і площини $(1\bar{1}1)$ стають скрізь перпендикулярно зовнішньому магнітному полю. Навіть незначне зменшення температури викликає різке збільшення енергії E_1 (тобто стабілізується та чи інша кристалографічна структура) і “в’язкість” магнітострикції повинна зникнути, що і спостерігається експериментально.

1.3 Краудіони у двовимірному кристалі з центрально – симетричною міжатомною взаємодією

Краудіони можуть відігравати значну роль у динаміці й кінетиці радіаційних дефектів, у процесах дифузії й непружної деформації кристалів, динаміці й деформаційним властивостям лінійних орієнтованих полімерів й у релаксаційних явищах у кристалічних структурах [18-22]. Краудіонні збудження кристалічної ґратки утворюються в щільнопакованих рядах атомів, відносно слабо зв'язаних зі своїм оточенням, і мають специфічну атомну структуру: додатковий власний атом у такому ряді делокалізується та утворює розмите згущення, а вакансія – розмите розрідження. У літературі докладно досліджувалися краудіони в тривимірних структурах [23-28], однак умови існування й властивості краудіонів у моноатомних шарах й покриттях вивчені набагато менше.

У даній роботі проведений аналіз геометричних й енергетичних параметрів краудіонів у щільнопакованих рядах двовимірної гексагональної ґратки. Кристал розглядається як класична система при температурі абсолютного нуля.

Передбачається, що міжатомна взаємодія описується парним центрально-симетричним чотирипараметричним потенціалом Г. Мі (потенціалом “ p - q ”):

$$U(R) = 4\varepsilon [(\sigma/R)^p - (\sigma/R)^q],$$

де R – відстань між двома атомами, $\varepsilon, \sigma > 0, p > q > 0$.

Енергія кристала U_a , що припадає на один атом, визначається виразом:

$$U_a = 2\varepsilon [g_p(\sigma/a)^p - g_q(\sigma/a)^q], \quad (1.7)$$

тут a – параметр ґратки (відстань між найближчими сусідами), $g_j = \sum_{R \neq 0} \left(\frac{a}{R}\right)^j$

– ґраткова сума. Розраховані значення g_j при різних j наведені в табл. 1.1.

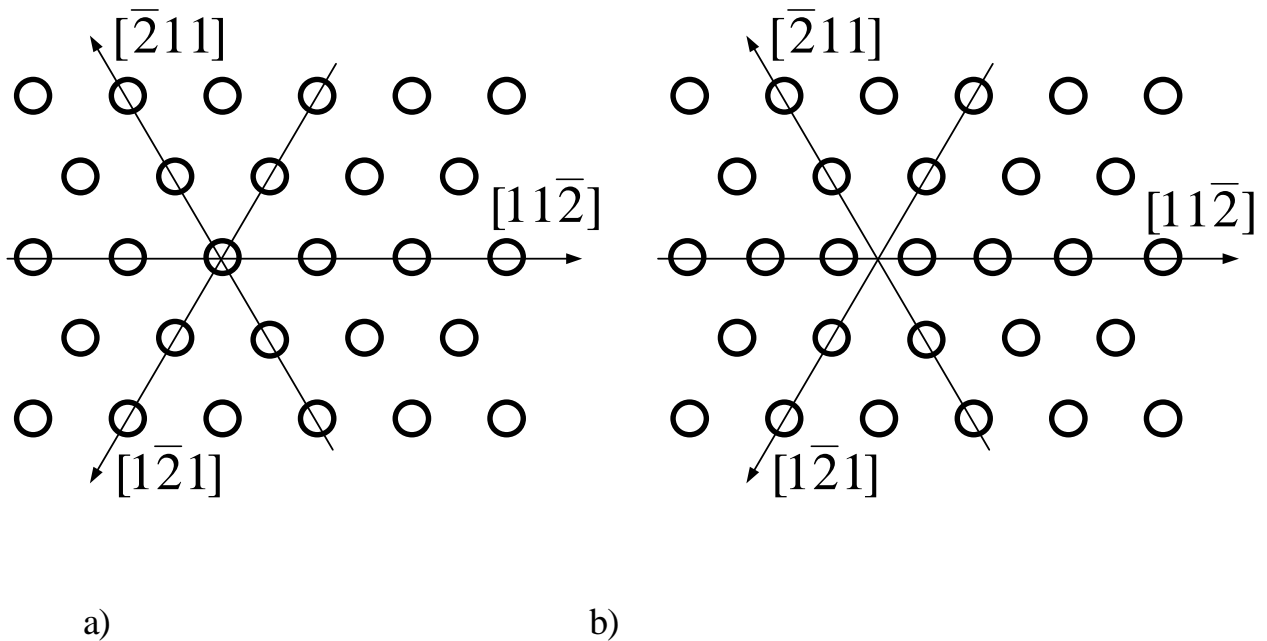


Рис. 1.1 а – ідеальна ґратка; б – ґратка з краудіоном у щільнопакованому ряді $[11\bar{2}]$.

Таблиця 1.1 Ґраткові суми g_j для гексагональної двовимірної ґратки

j	3	4	5	6	7	8
g_j	11,033	7,7111	6,7619	6,3759	6,1952	6,1045
j	9	10	11	12	13	14
g_j	6,0570	6,0314	6,0175	6,0098	6,0055	6,0031
j	15	16	17	18	19	20
g_j	6,0018	6,0010	6,0006	6,0003	6,0002	6,0001

Рівноважні значення параметра ґратки, мінімізуюче вираз (1), були розраховані для різних значень p й q та їхні значення наведені в табл. 1.2.

Таблиця 1.2 Рівноважні значення параметра ґратки a/σ

$p \backslash q$	10	11	12	13	14	15	16
5	1,1227	1,1185	1,1143	1,1103	1,1065	1,1029	1,0995
6	1,1206	1,1159	1,1115	1,1073	1,1034	1,0998	1,0964
7	1,1162	1,1115	1,1071	1,1030	1,0991	1,0956	1,0923
8	1,1113	1,1067	1,1024	1,0984	1,0947	1,0913	1,0882

По формулі (1) з використанням значень рівноважного параметра ґратки з табл. 1.2 були розраховані величини енергії зв'язку ґратки ε_a , що припадають на один атом, які наведені в табл. 1.3. Як видно із цієї таблиці величина енергії зв'язку зростає з ростом індексу p та зі зменшенням індексу q . Це обумовлено тим, що при такій зміні параметрів p й q мінімум парного потенціалу міжатомної взаємодії $U(R)$ стає більш глибоким.

Таблиця 1.3 Значення енергії зв'язку $\varepsilon_a/\varepsilon$ на один атом

$p \backslash q$	10	11	12	13	14	15	16
5	3,7904	4,2142	4,5921	4,9327	5,2421	5,5251	5,7853
6	2,5765	3,0020	3,3821	3,7255	4,0381	4,3245	4,5884
7	1,7216	2,1496	2,5330	2,8801	3,1968	3,4876	3,7561
8	1,0495	1,4798	1,8662	2,2166	2,5371	2,8321	3,1049

Обчислення параметрів краудіонів проведено в рамках наближення слабкого зв'язку щільнопакованого ряду й навколишньої його матриці [13]. Для опису атомної конфігурації у виділеному щільнопакованому ряду [11 $\bar{2}$] з краудіонним збудженням у якості польової змінної використана функція $u(x)$ – поле поздовжніх зсувів атомів з положень рівноваги в ідеальному кристалі (x – координата уздовж ряду). Напрямок осі Ox і зсуву $u(x)$ задані елементарним вектором трансляції кристала a уздовж кристалографічного напрямку [11 $\bar{2}$]. Функціонал енергії, що відповідає цьому наближенню, має такий вигляд:

$$H = \frac{1}{a} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{w}{2} (u')^2 + \Phi(u) \right] dx.$$

Тут $\Phi(u) = \Phi(u+a)$ – періодичний потенціал кристалічного поля для атомів виділеного ряду, $u' = \partial u / \partial x$, а w – параметр міжатомної взаємодії усередині виділеного ряду, що визначається виразом:

$$w = 4 \varepsilon \left[p(p+1) \zeta(p) \left(\frac{\sigma}{a} \right)^p - q(q+1) \zeta(q) \left(\frac{\sigma}{a} \right)^q \right], \quad (1.8)$$

де $\zeta(x)$ – дзета-функція Рімана.

Потенціал кристалічного поля $\Phi(x)$ для атомів виділеного ряду розрахований методом, розробленим у роботі [9], і представлений у вигляді ряду Фур'є:

$$\Phi(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \Phi_n \sin^2(\pi n x / a),$$

де $\Phi_n = -4 \sum_{N=1}^{\infty} \varphi_n (R_N) \cos (2 \pi n h_N)$, R_N – відстань між N -м поруч і виділеним, h – зрушення N -го ряду уздовж осі x щодо виділеного. Загальний вираз для функції $\varphi_n(\xi)$ у випадку потенціалу “ p - q ” має вигляд:

$$\varphi_n(\xi) = \frac{16\sqrt{\pi} \varepsilon}{a} \left[\frac{\sigma^p}{\Gamma(p/2)} \left(\frac{\pi n}{a \xi} \right)^{\frac{p-1}{2}} K_{\frac{p-1}{2}} \left(\frac{2\pi n \xi}{a} \right) - \frac{\sigma^q}{\Gamma(q/2)} \left(\frac{\pi n}{a \xi} \right)^{\frac{q-1}{2}} K_{\frac{q-1}{2}} \left(\frac{2\pi n \xi}{a} \right) \right],$$

де $\Gamma(y)$ – гамма-функція Ейлера, $K_\nu(y)$ – модифікована функція Бесселя.

Значення коефіцієнтів Φ_1/ε , Φ_2/Φ_1 і Φ_3/Φ_1 , отримані при використанні рівноважних значень параметра ґратки з табл. 2, наведені в табл. 1.4 – табл. 1.6 відповідно.

Таблиця 1.4 Значення коефіцієнта Φ_1/ε

$p \backslash q$	10	11	12	13	14	15	16
5	3,8419	4,8436	5,9537	7,1855	8,5543	10,0777	11,7753
6	3,2023	4,2354	5,3880	6,6745	8,1113	9,7169	11,5128
7	2,5576	3,6289	4,8328	6,1850	7,7030	9,4070	11,3199
8	1,8305	2,9358	4,1879	5,6034	7,2016	9,0032	11,0341

Таблиця 1.5 Значення коефіцієнта $\Phi_2/\Phi_1 \cdot 10^2$

$p \backslash q$	10	11	12	13	14	15	16
5	-4,3635	-5,0371	-5,7639	-6,5401	-7,3609	-8,2216	-9,1173
6	-4,8347	-5,5190	-6,2532	-7,0334	-7,8549	-8,7131	-9,6032
7	-5,3537	-6,0455	-6,7839	-7,5647	-8,3836	-9,2360	-10,1174
8	-5,9197	-6,6156	-7,3547	-8,1328	-8,9457	-9,7891	-10,6589

Таблиця 1.6 Значення коефіцієнта $\Phi_3/\Phi_1 \cdot 10^3$

$p \backslash q$	10	11	12	13	14	15	16
5	0,7744	1,0117	1,3070	1,6689	2,1061	2,6271	3,2404
6	0,8927	1,1446	1,4551	1,8328	2,2861	2,8233	3,4524
7	1,0383	1,3053	1,6317	2,0257	2,4953	3,0487	3,6935
8	1,2167	1,4996	1,8423	2,2527	2,7387	3,3081	3,9684

Як видно з таблиць 1.4-1.6, коефіцієнти Φ_i швидко спадають з ростом індексу i . Коефіцієнти Φ_1 і Φ_2 мають різні знаки, при цьому $|\Phi_2/\Phi_1| \approx (4 \div 10) \cdot 10^{-2}$, значення Φ_1 , $|\Phi_2|$ і Φ_3 зростають зі збільшенням p . Амплітуда потенціалу $\Phi(x)$ з точністю порядку 1 % визначається величиною Φ_1 . Друга гармоніка не змінює амплітуду потенціалу, а приводить лише до зміни його форми: при врахуванні Φ_2 схили максимумів потенціалу стають трохи крутіше, а схили мінімумів – більш пологими.

У табл. 1.7 наведені розраховані по формулі (2) значення параметра між-атомної взаємодії всередині виділеного ряду.

Амплітуда потенціалу кристалічного поля визначається виразом

$$\Phi_m = \Phi(a/2) = \sum_{j=1}^{\infty} \Phi_{2j-1}$$

і її значення дані в табл. 1.8.

Таблиця 1.7 Значення параметра міжатомної взаємодії усередині виділеного ряду w/ε

$p \backslash q$	10	11	12	13	14	15	16
5	68,6443	83,0606	97,8962	113,1312	128,7391	144,6918	160,9615
6	54,7768	69,6021	84,9643	100,8368	117,1857	133,9755	151,1716
7	42,0577	57,3590	73,3271	89,9282	107,1205	124,8604	143,1056
8	28,9867	44,6959	61,2087	78,4845	96,4731	115,1233	134,3842

Таблиця 1.8 Значення амплітуди потенціалу кристалічного поля Φ_m/ε

$p \backslash q$	10	11	12	13	14	15	16
5	3,8449	4,8485	5,9614	7,1974	8,5723	10,1041	11,8135
6	3,2052	4,2402	5,3959	6,6868	8,1298	9,7444	11,5525
7	2,5602	3,6336	4,8407	6,1976	7,7223	9,4357	11,3617
8	1,8328	2,9402	4,1956	5,6160	7,2210	9,0330	11,0779

Величини відношень w/Φ_m наведені в табл. 1.9.

Таблиця 1.9 Значення відношення w/Φ_m

$p \backslash q$	10	11	12	13	14	15	16
5	17,8534	17,1310	16,4216	15,7182	15,0180	14,3200	13,6252
6	17,0902	16,4147	15,7462	15,0801	14,4143	13,7490	13,0856
7	16,4272	15,7857	15,1479	14,5102	13,8717	13,2328	12,5954
8	15,8159	15,2016	14,5889	13,9752	13,3601	12,7447	12,1308

З табл. 1.9 видно, що для всіх p, q значення $w/\Phi_m \geq 12$. Можна вважати, що умова слабкого зв'язку щільнопакованого ряду та навколишньої його матриці й умова застосовності довгохвильового наближення $w/\Phi_m \gg 1$ виконуються при всіх розглянутих значеннях p й q . Свідченнями на користь такого висновку є також отримані в роботі чисельні оцінки характерної довжини краудіона λ_s , які розраховувалися по формулі:

$$\lambda_s = \sqrt{w/2} \int_{0,1a}^{0,9a} \frac{du}{\sqrt{\Phi(u)}}.$$

Значення λ_s/a наведені в табл. 1.10, з якої видно, що $\lambda_s/a \geq 3,2$ при всіх розглянутих p й q .

Таблиця 1.10 Значення λ_s/a

$p \backslash q$	10	11	12	13	14	15	16
5	3,6652	3,6170	3,5703	3,5241	3,4780	3,4315	3,3843
6	3,6047	3,5598	3,5159	3,4721	3,4279	3,3832	3,3375
7	3,5547	3,5121	3,4610	3,4277	3,3849	3,3413	3,2967
8	3,5105	3,4695	3,4286	3,3874	3,3455	3,3027	3,2589

Власна енергія E_{s0} й ефективна маса m_s краудіона визначаються формулами:

$$E_{s0} = \frac{1}{a} \int_0^a \sqrt{2w\Phi(u)} du, \quad m_s = \frac{m_a}{a} \int_0^a \sqrt{2\Phi(u)/w} du$$

Значення E_{s0}/ε і m_s/m_a наведені в табл. 1.11 й 1.12. Для розглянутих значень p й q $E_{s0}/\varepsilon \approx 6 \div 36$, а $m_s/m_a \approx 0,2$.

Таблиця 1.11 Значення E_{s0}/ε

$p \backslash q$	10	11	12	13	14	15	16
5	14,1927	17,4470	20,8920	24,5370	28,3913	32,4657	36,7721
6	11,5364	14,8832	18,4501	22,2459	26,2799	30,5625	35,1056
7	9,0006	12,4588	16,1703	20,1438	24,3885	28,9147	33,7345
8	6,2959	9,8512	13,6950	17,8361	22,2833	27,0470	32,1392

Таблиця 1.12 Значення m_s/m_a

$p \backslash q$	10	11	12	13	14	15	16
5	0,2068	0,2101	0,2134	0,2169	0,2205	0,2244	0,2285
6	0,2106	0,2138	0,2172	0,2206	0,2243	0,2281	0,2322
7	0,2140	0,2172	0,2205	0,2240	0,2277	0,2316	0,2357
8	0,2172	0,2204	0,2237	0,2273	0,2310	0,2349	0,2392

Висновки

1. Обчислено рівноважні значення параметра ґратки й енергії зв'язку, що доводиться на один атом, для двовимірної гексагональної ґратки, атоми якої взаємодіють за допомогою парного центрально-симетричного потенціалу Г. Мі (потенціалу “ p - q ”).

2. Отримано чисельні значення параметрів потенціалів кристалічного поля $\Phi(u)$ для атомів щільнопакованого ряду $[11\bar{2}]$ у двовимірній гексагональній ґратці. Показано, що для всіх розглянутих значень $10 \leq p \leq 20$ й $3 \leq q \leq p-1$ форма потенціалу $\Phi(u)$ близька до моногармонічної: внесок вищих гармонік не перевищує 11 %.

3. Показано, що головна умова слабкого зв'язку щільнопакованих рядів із кристалічною матрицею, що допускає існування краудіонів і використання при їхньому описі довгохвильового наближення, виконується при всіх розглянутих p й q . Відношення величини параметра міжатомної взаємодії усередині

виділеного ряду w до амплітуди потенціалу кристалічного поля $\Phi_m = \max \Phi(u)$ має величину $12 \div 18$.

4. Отримано чисельні значення основних параметрів краудіонів: власної енергії, ефективної маси й характерної довжини. Для всіх розглянутих p й q характерна ширина краудіона в кілька разів перевищує параметр ґратки.

1.4 Квантова теорія випромінювання Вавілова-Черенкова частинкою з довільним спіном

Дослідження явища випромінювання Вавілова-Черенкова (ВВЧ) має довгу історію. Електромагнітне ВВЧ насправді вперше було побачене в експериментах П'єра і Марії Кюрі при дослідженні радіоактивності. Першою роботою, що містила описання явища, була стаття Малле у 1926 році. Він з'ясував, що світло, випромінюване тілами, розташованими поблизу джерела радіації, завжди блакитного кольору і його спектр неперервний, не лінійчатий і не смугастий, як це характерно для флуоресценції. Цей вид випромінювання був докладно експериментально досліджений на протязі 1934-1937 років П.А. Черенковим під керівництвом С.І. Вавілова. Класична теорія побудована І.Є. Таммом і І.М. Франком в 1937 році. В.Л. Гінзбург в 1940 році розвинув квантову теорію явища і зазначив, що квантові поправки не істотно впливають на результат.

Останнім часом через суттєве розширення можливостей експерименту виявилася зацікавленість в більш тонких ефектах, ніж отримані в теорії Тамма-Франка і роботах Гінзбурга, тому є доцільним точне вирішення задачі однофотонного процесу випромінювання електроном, а також частинкою з будь-яким іншим спіном.

Теорія для ВВЧ електричних і магнітних мультиполів має довгу історію. ВВЧ магнітного диполя і електричного і магнітного диполів було розглянене Гінзбургом (1940) і Франком (1942) [29, 30]. В 1952 з'явилися дві інші публікації Гінзбурга і Франка за тією ж темою [31, 32], і вони були продовжені їх публікаціями [33] в 1984. Детально це питання було досліджене в книгах Гінзбурга і Франка [34, 35] (Гінзбург розглядав тільки електричні і магнітні диполі, а Франк – ВВЧ довільними електричними і магнітними мультиполями).

В [30] Франком була розглянена задача про випромінювання електричних і магнітних диполів, орієнтованих паралельно швидкості руху і перпендикулярно до неї. Якщо для електричних і магнітних диполів, орієнтованих паралельно швидкості, отримані формули схожі між собою, при чому таким же чином, як і для заряду, енергія випромінювання є функцією квадрата синуса черенковського кута, то при перпендикулярній орієнтації відносно швидкості картина інша. Для електричного диполя в цьому випадку не відбувається нічого надзвичайного, а для магнітного – енергія випромінювання стає складною функцією від квадрата коефіцієнта заломлення і квадрата швидкості і не наближається до нуля при $\frac{v\eta}{c} \rightarrow 1$. Ця аномалія призвела до обговорення суто теоретичних питань: що саме вважати „магнітним діполем” і як поводить себе цей об'єкт при перетвореннях Лоренца в середовищі?

Під словосполученням „магнітний диполь” можна розуміти як елементарний круговий струм, так і систему з двох гіпотетичних магнітних полюсів. Виявилось, що ці дві можливі реалізації не тотожні, бо по-різному взаємодіють з речовиною, для якої $\mu \neq 1$ (саме це дозволяє довести, що магнітні моме-

нти частинок не пов'язані з магнітними зарядами [30]). Електричний диполь же, навпаки, за наявності середовища можна розглядати як систему з двох жорстко зв'язаних різнойменних зарядів, що рухаються паралельно, чи як одразу елементарний електричний диполь – результат від цього не зміниться.

Через симетрію рівнянь Максвелла відносно електричних і магнітних зарядів магнітний диполь, складений з двох магнітних полюсів, випромінює аналогічно електричному диполу. Тому спочатку вважалося за потрібне шляхом зміни формули для релятивістської трансформації „звичайного” магнітного моменту у середовищі домогтися тотожності між теоріями для двох реалізацій магнітного диполя. Однак, пізніше виявилось, що в цьому немає потреби [30, 36].

Теорія ВВЧ для будь-яких лінійних електричних і магнітних мультиполів (які вважаються складеними з магнітних зарядів) подана в [30]. Але квантова теорія ВВЧ частинкою з довільним спіном досі не була побудована. Хоча цілком слушною є думка, що квантові доданки суттєво не впливають на ВВЧ електрона, ми вважаємо корисним дослідження відмінності квантових результатів від класичних, хоча б з принципової точки зору.

1.4.1. Коваріантна параметризація електромагнітного струму для частинки з довільним спіном

Для обчислення ймовірності випромінювання Вавілова-Черенкова частинкою з довільним спіном S ми беремо за основу релятивістське співвідношення для електромагнітного струму через „фізичні” форм-фактори $Q_l(q^2)$ і $M_l(q^2)$ [37]. Це співвідношення базується на використанні поліномів Че-

бишова від дискретної змінної, які рідко зустрічаються в літературі, тому ми вважаємо за потрібне коротко викласти основні дані про них.

Електричні і магнітні мультипольні моменти пропорціональні до повністю симетричних „мультипольних” тензорів $S_{i_1 i_2 \dots i_l}$ ($l \leq 2S$) із нульовим шпуром

$$Q_{i_1 i_2 \dots i_l} = Q_l \frac{(2l)!(2S-l)!}{(2S)!(l!)^2} S_{i_1 i_2 \dots i_l},$$

$$M_{i_1 i_2 \dots i_l} = M_l \frac{(2l)!(2S-l)!}{(2S)!(l!)^2} S_{i_1 i_2 \dots i_l},$$

де Q_l і M_l дорівнюють усередненим значенням $Q_{z\dots z}$ і $M_{z\dots z}$ у стані з проекцією спіна S на вісь z . Тензори $S_{i_1 i_2 \dots i_l}$ можуть бути однозначно виражені через оператори спіну S_i ,

$$S_i S_k - S_k S_i = i \varepsilon_{ikl} S_l, \quad S_i S_i = S(S+1)I$$

з точністю до знака, який ми фіксуємо наступною умовою: конструкція

$S_{i_1 i_2 \dots i_l} q_{i_1} q_{i_2} \dots q_{i_l}$ представляє собою поліном ступеня l від добутку $(\vec{S}\vec{q})$ з

одичним коефіцієнтом при $(\vec{S}\vec{q})^l$, \vec{q} – довільний вектор.

Відомо [37], що

$$\frac{(2l)!}{l!} S_{i_1 i_2 \dots i_l} a_{i_1} a_{i_2} \dots a_{i_l} = \varphi_l(\vec{S}\vec{a}),$$

де a_i – одиничний вектор, $\varphi_l(x)$ – поліноми Чебишова.

Діючи поліномом $\varphi_l(\vec{S}\vec{a})$ на хвильову функцію частинки зі спіном S і його проекцією m на напрямок \vec{a} , в якості власних значень отримаємо поліноми Чебишова $\varphi_l(m)$ від дискретної змінної m :

$$\varphi_l(\vec{S}\vec{a})v(S, m) = \varphi_l(m)v(S, m).$$

Поліноми будуть різними для різних значень спіну S , тобто під $\varphi_l(m)$ ми завжди маємо на увазі $\varphi_l(m, S)$.

До речі, поліноми Чебишова $\varphi_l(m)$ не так добре відомі, як поліноми Чебишова $T_n(x)$ і $U_n(x)$. Тому розглянемо деякі властивості $\varphi_l(m)$.

Позначення $\varphi_l(m)$ було введено Чебишовим, але в сучасній математичній літературі замість цих використовують дещо інші поліноми:

$$t_l(S + m) = \frac{1}{l!} \varphi_l(m).$$

Для деяких застосувань $p_l(m)$ підходять краще,

$$p_l(S + m) = \frac{1}{l!} \sqrt{\frac{(2S-l)!(2l+1)}{(2S+l+1)!}} \varphi_l(m).$$

Рекурентні співвідношення для поліномів Чебишева такі:

$$\varphi_{l+1}(m) = (2l+1)2m\varphi_l(m) - l^2 \left[(2S+1)^2 - l^2 \right] \varphi_{l-1}(m). \quad (1.9)$$

Співвідношення ортогональності:

$$\sum_{n=-S}^S p_l(m) p_{l'}(m) = \delta_{ll'}, \quad (1.10)$$

$$\sum_{l=0}^{2S} p_l(m) p_l(m') = \delta_{mm'}.$$

Шпур добутку двох поліномів дорівнює

$$Sp[p_l(\vec{S}\vec{a}) p_{l'}(\vec{S}\vec{b})] = \delta_{ll'} P_l(\vec{a}\vec{b}), \quad (1.11)$$

де

$$P_l(x) = \frac{1}{2^l l!} \frac{d^l}{dx^l} (x^2 - 1)^l$$

є поліномом Лежандра. Зв'язок з коефіцієнтами Клебша-Гордана:

$$p_l(S, m) = (-1)^{S-m} \langle SSm - m / l0 \rangle, \quad (1.12)$$

де $\langle j_2 j_1 m_2 m_1 / jm \rangle \equiv \langle j_2 j_1 m_2 m_1 / j_2 j_1 jm \rangle$ – коефіцієнти Клебша-Гордана,

визначені так, як, наприклад, в [38].

Перші шість поліномів Чебишова мають таку точну форму:

$$\varphi_0(m) = 1,$$

$$\varphi_1(m) = 2m,$$

$$\varphi_2(m) = 12m^2 - [(2S+1)^2 - 1],$$

$$\varphi_3(m) = 120m^3 - 6[3(2S+1)^2 - 7]m,$$

$$\begin{aligned} \varphi_4(m) = & 1680m^4 - 120[3(2S+1)^2 - 13]m^2 + \\ & + 9[(2S+1)^2 - 1][(2S+1)^2 - 9] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \varphi_5(m) = & 30240m^5 - 8400[(2S+1)^2 - 7]m^3 + \\ & + 30[15(2S+1)^4 - 230(2S+1)^2 + 407]m. \end{aligned}$$

Тепер ми можемо написати точну формулу для матричного елементу електромагнітного струму у випадку, коли частинка описується рівняннями Баргмана-Вігнера [37]:

$$\begin{aligned}
(2\pi)^3 \sqrt{4E_1 E_2} \langle p_2 | j_\mu | p_1 \rangle &= \frac{1}{[-(p_2 + p_1)]^S} \\
&\times \sum_l (i)^l \frac{(2S-l)!}{(2S)!(2l)!l!} 2^l q^l (\bar{u}_2(p_2) \{ Q_l(q^2) (p_2 + p_1)_\mu \times \\
&\times \varphi_l \left(\frac{S_\rho q_\rho}{q} \right) + i \frac{\sqrt{-(p_2 + p_1)^2}}{2m} M_l(q^2) \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} (p_2 + p_1)_\nu \times \\
& q_\rho \frac{\partial}{\partial q_\sigma} \varphi_l \left(\frac{S_\rho q_\rho}{q} \right) \} (u_1(p_1))), \tag{1.13}
\end{aligned}$$

де $q = p_2 - p_1$,

$$S_\rho = \frac{1}{2i} \varepsilon_{\rho\mu\nu\sigma} S_{\mu\nu} \frac{(p_2 + p_1)_\sigma}{\sqrt{-(p_2 + p_1)^2}},$$

$$S_{\mu\nu} = \sigma_{\mu\nu}^{(1)} + \sigma_{\mu\nu}^{(2)} + \dots + \sigma_{\mu\nu}^{(2S)},$$

$$\sigma_{\mu\nu} = \frac{\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu}{4i},$$

верхній індекс вказує, на який індекс спіно-тензору $u_1(p_1)$ ($u_{1\alpha_1\alpha_2\dots\alpha_{2S}}(p_1)$)

або спряженого спіно-тензору $\bar{u}_2(p_2)$ ($\bar{u}_2^{\alpha_1\alpha_2\dots\alpha_{2S}}(p_2)$) діє матриця $\sigma_{\mu\nu}$.

$u_1(p_1)$ і $\bar{u}_2(p_2)$ нормалізовані умовою:

$$(\bar{u}(p)u(p)) \equiv \bar{u}^{\alpha_1\alpha_2\dots\alpha_{2S}}(p) u_{\alpha_1\alpha_2\dots\alpha_{2S}}(p) = (2m)^{2S}.$$

Спіно-тензор $u(p)$ задовільняє рівнянням Баргмана-Вігнера:

$$(ip_\mu \gamma_\mu + m)^{\alpha_i} u_{\alpha_1\alpha_2\dots\alpha_i\dots\alpha_{2S}} = 0.$$

$Q_l(q^2)$ і $M_l(q^2)$ в (5) є “фізичними” форм-факторами, які являються електричними і магнітними мультипольними моментами частинки в системі відліку Брейта [38].

1.4.2. Випромінювання Вавілова-Черенкова частинкою з довільним спіном

Обчислена ймовірність випромінювання фотону частинкою з довільним спіном на одиницю довжини l і частоти ω є (використані властивості поліномів Чебишева (1.9)-(1.12) і метод обчислення квадрату матричного елемента, описаний в попередніх розділах) [39]:

$$\frac{d^2W}{dld\omega} = \frac{e^2}{\hbar} \left\{ \left[E(q^2) + M(q^2) \right] \sin^2 \theta + \frac{1}{\beta_1 \gamma_1^2} \left(4 + (n^2 - 1) \epsilon^2 \right) M(q^2) \right\},$$

$$q^2 = (n^2 - 1) \left(\frac{\hbar \omega}{c} \right)^2, \quad (1.14)$$

де

$$e^2 E(q^2) = \sum_{l=0}^{2S} A_l q^{2l} Q_l^2(q^2),$$

$$e^2 M(q^2) = \sum_{l=1}^{2S} \frac{l+1}{l} A_l q^{2l} M_l^2(q^2),$$

$$A_l = \frac{2^{2l}}{[(2S)!(2l)!]^2} \frac{(2S+l+1)!(2S-l)!}{(2S+1)(2l+1)} \quad (1.16)$$

Відомо, що “фізичні” форм-фактори електрона такі [40]:

$$Q_0(q^2) = M_1(q^2) = e \left[1 + \frac{q^2}{4m^2} \right]^{-\frac{1}{2}}.$$

Підставляючи їх до співвідношення (6), маємо результат, отриманий і проаналізований в [40].

Висновки

Квантові поправки виявились дуже малими порівняно з класичними доданками, тому дуже довго не привертали особливої уваги. З часів експериментів Вавілова і Черенкова можливості експериментаторів надзвичайно збільшилися: крім високо колімованих пучків частинок надвисоких енергій, доступних зараз, з’явилося багато нових речовин з екзотичними показниками заломлення. Тому не дивно, що весь час з’являються нові експериментальні роботи, присвячені ВВЧ. Також з’являються ідеї щодо нових застосувань ВВЧ: крім фізики високих енергій, де ефект використовується для виявлення частинок і визначення їх енергій, ВВЧ може бути джерелом високочастотних мікрохвиль у діапазоні, важко досяжному іншими шляхами. Хвилі у межах від 300 ГГц до 30 ТГц відповідають коливальним і обертальним частотам молекул, тому передбачається застосування їх в хімії, біології, астрономії. Для отримання хвиль цих частот розглядають ВВЧ у каналах.

Розширення можливостей експерименту стимулює також теоретичну роботу, спрямовану на уточнення вже існуючої теорії, пошук ефектів, які досі вважалися нехтовно малими.

1.5 Температура Кюрі систем з подвійним обміном

Виходячи з [41,46] розглянемо заповнення магнонних станів в області температур $\theta \sim \theta_c$. Відносна намагніченість

$$\sigma(\theta) = 1 - \frac{n(\theta)}{S} \quad (1.17)$$

визначається числом всіх спінових відхилень розраховуючи на вузол кристалічних ґрат (приймаємо тут, для простоти, що в кожному з них перебуває однаковий спин S)

$$n(\theta) = \frac{1}{N} \sum_q n_q, \quad (1.18)$$

де n_q - магنونная функція розподілу

$$n_q = [\exp(\epsilon_q / \theta) - 1]^{-1}, \quad (1.19)$$

а ϵ_q - енергія магнона.

При $\theta > \epsilon_q$ число магнонов із квазіімпульсом q може бути приблизно представлено наступним виразом

$$n_q = \frac{\theta}{\epsilon_q} - \frac{1}{2}. \quad (1.20)$$

Якщо співвідношення (4) виконується для більшості магнонів, відносну намагніченість можна, використовуючи (1.17)-(1.19), приблизно представити у вигляді

$$\sigma(\theta) = 1 + \frac{1}{2S} - \frac{2\theta}{WS} \frac{1}{N} \sum_q \frac{1}{1 - \gamma_q}. \quad (1.21)$$

Величина суми в (1.21)

$$C = \frac{1}{N} \sum_q \frac{1}{1 - \gamma_q} \quad (1.22)$$

залежить від типу магнітної решітки, і дорівнює 1.5164, 1.393 і 1.345 для ПК, ОЦК і ГЦК структур, відповідно [42,44].

В області високих температур, коли число спінових відхилень велика й міжмагнана взаємодія стає істотна, відповідні ефекти нелінійності в магноному спектрі можна врахувати, у першому наближенні, що впливає з перенормировки ширини магнонної зони [41,46 ,47]

$$\tilde{W} = W \left(1 - \frac{1}{SN} \sum_q (1 - \gamma_q) n_q \right). \quad (1.23)$$

У точці Кюрі відносна намагніченість обертається в нуль, і з (1.21), (1.22) одержуємо

$$\theta_C = \frac{W \left(S + \frac{1}{2} \right)}{2C}. \quad (1.24)$$

Магний ангармонізм знижує це значення. Підстановка (1.24) в (1.23) дає на першому кроці ітерацій наступний коефіцієнт для ПК решітки [41]:

$$1 - \frac{1}{SN} \sum_q (1 - \gamma_q) n_q \approx 0.591 \quad (1.25)$$

Розглянемо гейзенберговський ферромагнетик ($W=4I_0z$) із ПК решіткою ($z=6$) і спином $S=7/2$, і зрівняємо значення температур Кюрі, одержувані різними методами. Найменше значення, що візьмемо за основу, дає спинхвильова модель у наближенні Боголюбова-Тябликова [42,43,44]

$$\theta_C = \frac{W(S+1)}{6C}. \quad (1.26)$$

Трохи більше значення дає формула Рашбрука-Вуда [41,47], отримана методом високотемпературних розкладань магнітної сприйнятливості

$$\theta_C = \frac{5}{96} I_0(z-1)[11S(S+1)-1]. \quad (1.27)$$

Модель молекулярного поля приводить до значення, що перевищує «справжнє» ((1.26) або (1.27)) приблизно в 1.5 рази

$$\theta_C = \frac{W(S+1)}{6}. \quad (1.28)$$

Величина (1.24) перевищує (1.26) приблизно в три рази, але якщо врахувати перенормировку (1.25), одержимо значення

$$\theta_C = 0.591 \frac{W\left(S + \frac{1}{2}\right)}{2C}, \quad (1.29)$$

перевищуюче «справжнє» приблизно в 1.5 рази.

Таким чином, точність визначення температури Кюрі за допомогою виразу (1.29) приблизно така ж, як за допомогою моделі молекулярного поля (1.28). Підставляючи в (1.29) ширину зони акустичних магنونів, одержуємо для $f-d$ -магнетика

$$\theta_C = 0.591 \frac{zTx^{2/3} \sin(k_F a) \left(S + \frac{1}{2} \right)}{2\pi C \left(S + \langle s^z \rangle \right)}. \quad (1.30)$$

Якщо врахувати результат роботи [50], з якої виходить, що магнона жорсткість у системі з подвійним обміном [51] (і, відповідно, в $f-d$ -магнетике) поблизу точки Кюрі вище, ніж у Гейзенбергівському ферромагнетикі, то можна чекати, що «справжнє» значення θ_C буде вище, ніж пророкує (1.26). У такому випадку, розходження між величиною (1.30), у якій це збільшення магноної жорсткості не враховується, і справжнім значенням θ_C повинне скоротитися, у порівнянні з відзначеним вище.

Проведений аналіз показує, що точність визначення температури Кюрі за допомогою вираження (14) цілком порівнянна з точністю визначення величини θ_C гейзенбергівського ферромагнетика за допомогою моделі молекулярного поля. Слід зазначити також, що формула (1.30) дає максимум θ_C при $x=0.35$, що набагато краще відповідає експерименту ($x=0.33$) [50], чим величина, одержувана чисельним методом у моделі динамічного молекулярного поля [46], що дає максимум θ_C при $x=0.5$.

РОЗДІЛ 2 ДОСЛІДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ І ПО- ЛІВ, УТВОРЕНИХ ДЖЕРЕЛАМИ РІЗНОЇ КОНФІГУРАЦІЇ

2.1 Відкритий резонатор з шаром діелектрика та ґратками

Відкриті резонатори з ізотропним або анізотропним діелектричним шаром досліджені у ряді робіт [52 - 54]. В [55] розглянуто відкритий резонатор з штучним діелектриком – подвійною стрічковою ґраткою, а в [56] - плоско паралельний резонатор з ґраткою з брус'ів. В теоретичних роботах з таких резонаторів не враховується характер перетворення параметрів резонансного поля при проходженні неоднорідності резонатора, що призводить до громіздких формул, необхідності чисельного дослідження. У даному розділі за допомогою врахування характеру зміни параметрів резонансного поля при проходженні крізь шар діелектрику отримане просте дисперсійне рівняння резонатора, яке дозволяє з'ясувати особливості таких резонаторів.

2.1.1. Проходження хвильового пучка крізь шар діелектрику

Нехай на шар діелектрику з плоскими паралельними поверхнями і товщиною $2h$ з показником заломлення n_2 (область 2) вздовж осі oz падає гаусів хвильовий пучок з горловиною у площині $z = \Delta$ (див. рис. 1). Область $z < -h$ (область 1) заповнена середовищем з показником заломлення n_1 , область $z > h$ (область 3) – середовищем з показником заломлення n_3 . Горловина падаючого хвильового пучка може знаходитися у будь – якій з цих трьох областей. Пучки, що поширюються вздовж осі oz , будемо називати прямими і помічати їх буквою А, а пучки з такими же параметрами, що поширюються в

протилежному напрямку – зворотними і позначати буквою В (по аналогії з загально прийнятними термінами – пряма і зворотна хвилі).

Проходячи плоску межу розподілу двох однорідних середовищ і відбиваючись від них, гаусові хвильові пучки зберігають свою структуру, тобто залишаються гаусовими пучками, але при цьому змінюються їх параметри. Поперечна компонента електричного поля прямого пучка у будь – якій з областей має вигляд

$$E_j^A = a_j W_j(x, z) \exp(i\phi_j(z)) \quad (j = 1, 2, 3) \quad (2.1)$$

$$\text{де} \quad W_j(x, z) = (1 + g_j^2(z))^{-\frac{1}{4}} \Psi_p(x, z) \exp(-i(p + \frac{1}{2})u_j(z))$$

$$\Psi_p(x, z) = H_p(\sqrt{k_j/A_j(z)}x) \exp(-k_j x^2 / 2V_j(z))$$

a_j - комплексні амплітуди, $\Phi_j(z)$ - фаза хвильового пучка, $V_j(z)$ - параметр пучка, що називається варіансом, $g_j(z) = \text{Im}V_j(z) / \text{Re}V_j(z)$ - хвильовий параметр пучка, $u_j(z) = \text{arctg} g_j(z)$ - фаза варіанса, p - порядок полінома Ерміта $H_p(x)$, $\Psi_p(x, z)$ - функція Гауса – Ерміта, $k_j = k_0 n_j$ - хвильове число у j - му середовищі, $k_0 = \omega/c$ - хвильове число у вакуумі.

Варіанс пучка $V_j(z)$ є основним параметром гаусового хвильового пучка, який визначає решту його характеристик

$$A_j(z) = \text{Re}V_j(z)(1 + g_j^2(z))$$

$$R_j(z) = \text{Im}V_j(z)(1 + g_j^{-2}(z))$$

Параметр $A_j(z)$ визначає радіус $r_j(z)$ плями поля пучка $A_j(z) = k_j r_j^2 / 2$, величина $R_j(z)$ є радіусом кривини хвильової поверхні пучка, фаза $u_j(z)$ комплексного параметра V_j визначає додатковий набіг фази хвильового пучка, що обумовлений кривиною його фазової поверхні.

В області $j = m$, де знаходиться горловина пучка, фаза і варіанс пучка визначається формулами

$$\Phi_m(z) = k_m(z - \Delta), \quad V_m(z) = n_m A_0 + i(z - \Delta) \quad (2.2)$$

де $A_0 = k_0 r_0^2 / 2$, r_0 - радіус плями поля у горловині пучка. Значення фази і варіансу пучка у будь-якій області пов'язані з їх значеннями на межі області співвідношеннями

$$\begin{aligned} \text{для } j > m \quad \Phi_j(z) &= \Phi_{j-1}(z_j) + k_j(z - z_j), \\ V_j(z) &= V_{j-1}(z_j) + i(z - z_j) \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} \text{для } j < m \quad \Phi_{j-1}(z) &= \Phi_j(z_j) + k_{j-1}(z - z_j) \\ V_{j-1}(z) &= V_j(z_j) + i(z - z_j) \end{aligned} \quad (2.4)$$

де z_j - координати межі розподілу між $j-1$ -ої і j -ою середовищами ($z_2 = -h$, $z_3 = h$).

На межах розподілу середовищ повинні виконуватися умови безперервності для функцій $W_j(x, z)$ розподілу поля в пучках и для фаз $\Phi_j(z)$. З формул (3), (4) видно, що умова безперервності для фаз виконується автоматично, а з безперервності функцій $W_j(x, z)$ випливає співвідношення, що описують перетворення варіансу пучка при переході крізь межу розподілу

$$V_j(z_j) = (n_j / n_{j-1}) V_{j-1}(z_j) \quad \text{для } j > m \quad (2.5)$$

$$V_{j-1}(z_j) = (n_{j-1} / n_j) V_j(z_j) \quad \text{для } j < m \quad (2.6)$$

Амплітудні коефіцієнти перетворення при переході крізь межу розподілу для хвильового пучка співпадають з аналогічними для плоскої хвилі тієї ж поляризації.

Поле прямого пучка, відбитого від межі розподілу $z = z_j$, записується у вигляді

$$\tilde{E}_j^{(A)} = \tilde{a}_j \tilde{W}_j(x, z) \exp(i\tilde{\Phi}(y)) \quad (2.7)$$

де

$$\tilde{\Phi}_j(z) = \Phi_j(z_{j+1}) - k_j(z - z_{j+1})$$

$$\tilde{V}_j(z) = V_j(z_{j+1}) - i(z - z_{j+1})$$

Для запису поля зворотнього пучка потрібно виконати операцію комплексного спряження в формулі (2.1) з заміною амплітуд a_j прямих пучків на амплітуди b_j зворотних.

2.1.2 Поле відкритого резонатора з шаром діелектрика

Будьмо розглядати відкритий резонатор з вгнутими дзеркалами з радіусами кривини R_1 і R_2 і шаром однорідного діелектрику між ними. Геометрію резонатора наведено на рис.2.1. Для простоти будьмо розглядати двохмірний випадок.

Резонансне коливання відкритого резонатору уявляє собою два гаусових хвильових пучки, які поширюються назустріч один одному: прямого (А) і зворотнього (В). Для знаходження резонансного коливання необхідно по заданому пучку А знайти пучок В, який разом з першим утворює стоячу хвилю у всіх трьох областях з вузловими поверхнями при $z_1 = -(l_1 + h)$ і $z_4 = l_2 + h$, які співпадають з поверхнями дзеркал. Для цього при $z = z_1$ і $z = z_4$ радіуси кривини хвильових поверхонь пучків А і В повинні співпадати з радіусами кривини дзеркал, а тангенціальна компонента електричного поля дорівнювати нулю.

Рис. 2.1 Геометрія резонатору.

З першої умови отримуємо наступні формули для координати горлови-
ни

$$\Delta = D_j - \delta_j$$

де

$$D_1 = -n_1 D^{-1} \left[n_1^{-1} n_3 (R_1 - l_1) l_1 - n_1 n_3^{-1} (R_2 - l_{22}) l_{22} \right]$$

$$D_2 = n_2 D^{-1} \left[n_1 n_3^{-1} (R_2 - l_{21}) l_{21} - n_1^{-1} n_3 (R_1 - l_{11}) l_{11} \right],$$

$$D_3 = n_3 D^{-1} \left[n_1 n_3^{-1} (R_2 - l_2) l_2 - n_1^{-1} n_3 (R_1 - l_{12}) l_{12} \right],$$

$$D = n_3 (R_1 - 2l_{11}) + n_1 (R_2 - 2l_{21}),$$

$$l_{1j} = l_1 + j n_1 n_2^{-1} h, \quad l_{2j} = l_2 + j n_2^{-1} n_3 h,$$

$$\delta_1 = -h, \quad \delta_2 = 0, \quad \delta_3 = h$$

Параметри D_1 і D_3 визначають координату горловини резонансного пучка пучка у відповідній області, яка відраховується для кожної з областей від поверхні шару, який обмежує дану область, D_2 - координата горловини для області 2, яка відраховується від початку координат. При $D_1 < 0$ і $|D_1| \geq h$ горловина резонансного пучка знаходиться в області 1, при $D_3 > 0$ і $D_3 \geq h$ - в області 3, при $|D_2| < h$ - в області 2. Одночасне виконання двох або трьох цих умов неможливе.

Розмір плями поля в горловині визначається параметрами

$$A_{01} = n_1^{-1} ((R_1 - l_1 - D_1)(l_1 + D_1))^{\frac{1}{2}} \quad \text{коли } D_1 < 0$$

$$A_{03} = n_3^{-1} ((R_2 - l_2 + D_3)(l_2 - D_3))^{\frac{1}{2}} \quad \text{коли } D_3 > 0 \quad (2.8)$$

$$A_{02} = n_1^{-1} ((R_1 - l_{11} - n_1 n_2^{-1} D_2)(l_{11} + n_1 n_2^{-1} D_2))^{\frac{1}{2}}$$

Відстань d_1 від горловини до першого дзеркала і d_2 - до другого, пов'язані з координатою горловини Δ простими співвідношеннями

$$d_1 = l_1 + h + \Delta, \quad d_2 = l_2 + h - \Delta \quad (2.9)$$

При $h = 0$ формули (2.7) – (2.9) визначають положення горловини і розмір плями поля в неї для резонатора з стрибком діелектричної проникності при $z = 0$. При $h = 0$ і $n_1 = n_3 = 1$ формули (2.7) – (2.9) переходять у добре відомі формули незаповненого резонатора (2.8).

Поле резонансного коливання в області 1 запишеться у вигляді

$$E_1 = E_1^{(A)} + \tilde{E}_1^{(A)} + E_1^{(B)}$$

в області 3 – у вигляді

$$E_3 = E_3^{(A)} + \tilde{E}_3^{(B)} + E_3^{(B)}$$

де $E_1^{(A)}$ і $E_3^{(B)}$ - відбиті від шару діелектрика пучки. Для пучка

$\tilde{E}_3^{(B)}$ параметри $\tilde{\Phi}_3$ і \tilde{V}_3 визначаються формулами

$$\tilde{\Phi}_3(z) = \Phi_3^*(z_3) + ik_3(z - z_3), \quad \tilde{V}_3(z) = V_3^*(z) + i(z - z_3)$$

Амплітуди прямого, оберненого і відбитих пучків в областях 1 і 3 пов'язані між собою співвідношеннями

$$\tilde{a}_1 = a_1 R_A, \quad a_3 = a_1 T_A, \quad \tilde{b}_3 = b_3 R_B, \quad b_1 = b_3 T_B.$$

Коефіцієнти проходження T_A і відбиття R_A для діелектричного шару визначаються за формулами

$$T_A = 4Z_0^{-1}Z_2Z_3$$

$$R_A = Z_0^{-1}((Z_3 + Z_2)(Z_2 - Z_1) + (Z_3 - Z_2)(Z_2 + Z_1)\exp(i4k_2h))$$

$$Z_0 = (Z_3 + Z_2)(Z_2 + Z_1) + (Z_3 - Z_2)(Z_2 - Z_1)\exp(i4k_2h)$$

де $Z_j = \sqrt{\frac{\mu_j}{\epsilon_j}}$ - імпеданси середовищ ($j = 1, 2, 3$). Коефіцієнти відбиття

R_B і проходження T_B для оберненого пучка отримуються з аналогічних формул для прямого пучка замінами $Z_1 \rightarrow Z_3$, $Z_3 \rightarrow Z_1$.

2.1.3 Дисперсійне рівняння резонатора

Для отримання дисперсійного рівняння резонатора необхідно покласти $E_1 = 0$ при $z = z_1$ і $E_3 = 0$ при $z = z_4$ і взяти отриману систему рівнянь при $x = 0$. Функції $\Psi_p(x)$ при цьому константи (при непарних індексах p - нульові константи). Скорочуючи на ці константи і розв'язуючи отриману систему рівнянь, отримуємо дисперсійне рівняння резонатора

$$(1 - X)e^{i\varphi} - e^{-i\varphi} = 0 \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} \text{де } X &= 1 - T_A T_B (1 + \sigma_1(z_1) R_A \exp(i 2 k_0 n_1 l_1))^{-1} + \sigma_3(z_4) R_B \\ &\exp(-i 2 (k_0 (n_1 l_1 + n_2 2h) + (p + \frac{1}{2}) u_1(z_1))), \\ \varphi &= k_0 L - (p + \frac{1}{2})(u_3(z_4) - u_1(z_1)), \\ \sigma_j(z) &= (1 + g_j(z))^{\frac{1}{4}} (1 + \tilde{g}_j(z))^{-\frac{1}{4}} \exp(-i (p + \frac{1}{2})(\tilde{u}_j(z) - u_j(z))) \\ L &= n_1 l_1 + n_2 2h + n_3 l_3 - \text{оптична довжина резонатора,} \\ L &= l_1 + 2h + l_3 - \text{геометрична довжина резонатора.} \end{aligned}$$

Параметр $\sigma_1(z_1)$ враховує дифракцію пучка a_1 на шляху $2l_1$, параметр $\sigma_3(z_4)$ - дифракцію пучка b_3 на шляху $2l_2$. При $R_A = R_B = -1$ і $T_A = T_B = 0$ рівняння (2.10) розпадається на три рівняння, які відповідають двом плоско – вгнутим і одному плоско паралельному резонаторам.

При невеликих відбиттях від діелектричного шару резонансного пучка (як правило, це має місце на практиці) збурення X , яке вноситься шаром діелектрика, значно менше одиниці і дисперсійне рівняння (2.10) може бути розв'язане методом збурення. Нульовим наближенням для рівняння (2.10) є рішення цього рівняння при $X = 0$, яке має вигляд

$$k_0^{(0)} = L^{-1} (q\pi + (p + \frac{1}{2})(u_3(z_4) - u_1(z_1))) \quad (2.11)$$

де q - натуральне число. Нульове наближення (2.11) враховує перетворення резонансного пучка при проходженні крізь діелектричний шар, але не враховує відбиттів від шару. При $h = 0$ і $n_1 = n_3 = 1$ формула (2.11) визначає резонансні частоти незаповненого резонатора, при $h = 0$ - резонансні частоти резонатора з стрибком діелектричної проникності у площині $z = 0$ без врахування відбиттів від межі розподілу середовищ.

Перше наближення рішення рівняння (2.11) в рамках теорії збурення визначається формулою

$$k_0^{(1)} = k_0^{(0)} + L^{-1} \arctg \frac{\text{Im } X}{1 - \text{Re } X} \quad (2.12)$$

де в формулах для X покла гається $k_0 = k_0^{(0)}$.

Формула (2.12), яка враховує наявність відбиття від шару діелектрика, дозволяє розрахувати резонансні частоти резонатора з шаром діелектрика з достатньою для практики точністю. На рис. 2.2 наведено залежності резонансної довжини хвилі $\lambda_0^{(1)}$ у вакуумі, яка розрахована у першому наближенні, від відстані l_1 між дзеркалом 1 і шаром діелектрику для випадку шару діелектрика у плоско випуклому резонаторі ($R_2 = 110$ мм, $L_2 = 60$ мм, $n_1 = n_3 = 1$, $n_2 = 3,85$) при різних товщинах $2h$. З графіків видно, що при зміні відстані l_1 між плоским дзеркалом і шаром діелектрика резонансна довжина хвилі $\lambda_0^{(1)}$ здійснює невеличкі осциляції навколо її середнього значення, які обумовлені інтерференцією резонансного пучка і пучків, відбитих від шару діелектрика. Розташування шару, яке відповідає синфазному додаванню відбитого шаром пучка з резонансним пучком відкритого резонатора, обумовлює мінімальні, а протифазному – максимальні значення розстройки. Результати розрахунків за формулою (2.12) добре співпадають з результатами роботи [52]. Рішення дисперсійного рівняння в наближенні вище першого мають значно більш громіздкий вигляд і, як показують розрахунки, для практичних цілей достатньо рішення у першому наближенні.

Рис.2.2 Залежність резонансної довжини хвилі від положення діелектричного шару.

Нульове наближення (2.11) рішення дисперсійного рівняння резонатора з шаром діелектрика дозволяє визначити умови стабільності коливань у такому резонаторі. Легко показати, що незалежно від того у якій з областей розташована горловина резонансного коливання,

$$u_3(z_4) - u_1(z_1) = \arccos \sqrt{\tilde{g}_1 \tilde{g}_2} \quad (2.13)$$

де $\tilde{g}_j = g_j + \delta_j, \quad g_j = 1 - \frac{L_0}{R_j} \quad (j = 1, 2)$

$$\delta_1 = \frac{l_2}{R_1} \left(1 - \frac{n_1}{n_3}\right) + \frac{2h}{R_1} \left(1 - \frac{n_1}{n_2}\right), \quad \delta_2 = \frac{l_1}{R_2} \left(1 - \frac{n_2}{n_1}\right) + \frac{2h}{R_2} \left(1 - \frac{n_3}{n_2}\right)$$

Умова стабільності коливань у резонаторі з шаром діелектрику має вигляд

$$0 < \tilde{g}_1 \tilde{g}_2 < 1 \quad (2.14)$$

При $\delta_1 = \delta_2 = 0$ умова (2.14) переходить в умову стабільності незаповненого резонатора. На координатній площині $(\tilde{g}_1, \tilde{g}_2)$ області стабільності коливань для резонатора з шаром діелектрика мають такий же вигляд, як для незаповненого резонатора, на координатній площині (g_1, g_2) . Так як δ_1 залежить від R_1 , а δ_2 - від R_2 , то на координатній площині (g_1, g_2) конфігурація областей стабільності резонатора з діелектриком має значно більш складний вигляд порівняно з аналогічними для пустого резонатора і графіки областей стабільності можуть бути побудовані тільки при заданому значенні L_0 . Таким чином, можливі випадки, коли пустий резонатор стабільний, а резонатор з діелектричним шаром – не стабільний. Це пояснюється тим, що достатньо товсті шари діелектрика здатні помітно змінити кривину хвильової поверхні резонансного пучка, що і призводить до нестабільності резонатора.

2.1.4 Резонатор з ґратками

Дисперсійне рівняння (2.10) і формули (2.7)-(2.10) можуть бути застосовані і в випадку, коли на межах розподілу $z = \pm h$ розташовані густі ($2w_0/l \gg 1$, l - період ґратки) плоскі ґратки, наприклад, резонатори з подвійною стрічковою ґраткою, з подвійною дротовою ґраткою. При цьому під R і T в формулі (2.10) розуміються коефіцієнти відбиття і проходження для відповідної подвійної плоскої ґратки, розташованої в загальному випадку на межах розподілу трьох середовищ. Поклавши в формулі (2.10) $h = 0$, отримаємо дисперсійне рівняння для резонатора з плоскою ґраткою на межі розподілу двох середовищ, якщо під R і T розуміти відповідні коефіцієнти для ґратки, яка знаходиться на межі розподілу двох середовищ.

Отримані результати легко модифікуються на випадок, коли діелектричний шар 2 замінено об'ємною ґраткою з хвильоводними каналами, паралельними осі резонатора, за умовою, що в каналах поширюється тільки одна хвильоводна хвиля. Це, наприклад, ґратка з брусів прямокутного поперечного перерізу, ножова ґратка. У цьому випадку у формулі для g_j потрібно покласти $h = 0$, так як на шляху $2h$ (всередині ґратки) відбувається хвильоводне поширення і резонансний хвильовий пучок при проходженні ґратки не розширюється. При цьому в формулах (2.3) – (2.5) для варіантів потрібно опустити індекс 2, як не існуючий, а під n_2 розуміється тепер показник заломлення речовини, яка заповнює хвильоводні канали ґратки. Під відстанню d_j при цьому розуміється відстань від горловини резонансного пучка до дзеркал без ділянки $2h$ хвильогінного поширення пучка всередині ґратки. Теж саме відноситься і до величини Δ , при цьому $\Delta = D_j$ і відраховується від площини ґратки для кожної з областей.

При товщині ґратки $2h$, що задовольняє умові резонансу у хвильогінних каналах, $R_{A,B} = 0$, $T_A = \exp(i\varphi_A)$, $T_B = \exp(i\varphi_B)$ і дисперсійне рівняння (10) приймає вигляд

$$\exp(i(\varphi + \frac{1}{2}(\varphi_A + \varphi_B))) - \exp(-i(\varphi + \frac{1}{2}(\varphi_A + \varphi_B))) = 0 \quad (2.15)$$

При $n_1 = n_3 = n$

$$u_1(z_1) = -\operatorname{arctg}(L_1(R_2 - L_1)/((R_1 - L_1)(R_1 + R_2 - L_1)))^{\frac{1}{2}}$$

$$u_3(z_4) = -\operatorname{arctg}(L_1(R_1 - L_1)/((R_2 - L_1)(R_1 + R_2 - L_1)))^{\frac{1}{2}}$$

$$\varphi = k_0(nL_1 + n_2 2h) - (p + \frac{1}{2})(u_3(z_4) - u_1(z_1))$$

де $L_1 = l_1 + l_2$. В отримані формули величини l_1 і l_2 входять тільки у вигляді суми, тому при заданому L_1 резонансна довжина хвилі не залежить від положення ґратки в резонаторі, що співпадає з результатами чисельних розрахунків роботи [56]. Якщо $n_1 \neq n_3$ різниця додаткових фазових набігів $u_3(z_4) - u_1(z_1)$ і оптична довжина резонатора залежать від l_1 і l_2 і тому резонансна довжина хвилі залежить від положення ґратки в резонаторі.

Аналогічно можуть бути отримані дисперсійні рівняння для резонаторів з багатошаровим діелектричним заповненням і багатошаровими ґратками.

2.2. Вимірювання діелектричних постійних композиційних матеріалів за допомогою радіоінтерферометра

Інтерференційні методи вимірювання є одними з найбільш точних методів вимірювання коефіцієнтів заломлення прозорих середовищ.

Для вимірювання діелектричних параметрів матеріалів на СВЧ інтерферометри представлені у вигляді двох установок.

Генератором служить відбивний клістрон 723 А/В. Як антена застосовувалися пірамідальні рупори раскривом 15x12 див. Довжина шляху хвилі від передавального до приймального рупора складала близько 1,5 м.

Як напівпрозоре дзеркало застосовувалася скляна пластинка покрита тонким (напівпрозорим) шаром срібла. Розмір дзеркала, що відображає, 30x30 см; розміри вимірювані х матеріалів такі ж.

Принцип дії установки полягає в наступному. Електромагнітна енергія від генератора розділяється за допомогою направленою відгалужувача по двох напрямках: частина енергії розповсюджується у вільному просторі по дорозі: передавальна антена - напівпрозоре дзеркало - що відображає екран - напівпрозоре дзеркало приймальний рупор - подвійний трійник детектор.

Інша частина енергії розповсюджується по хвилевідному шляху: генератор - направлений відгалужувач - ослаблювач - подвійний трійник - детектор.

У місці розташування детектора спостерігаються інтерференційні максимуми або мінімуми залежно від оптичної різниці ходу для хвиль, що розповсюджуються по згаданих двох шляхах.

Діелектрична проникність розраховується по тій зміні фази, яку внесе товщина діелектрика поставлена на шляху хвилі, що розповсюджується у вільному просторі.

Вимірювання цього зрушення фаз здійснюється переміщенням металевих екранів за допомогою мікрометра. Втрати в діелектриці розраховують по коефіцієнту стоячої хвилі зміряному без діелектрика і з діелектриком, встановленим на металевому екрані.

Опис іншого методу заснований на роботі оптичного інтерферометра Майкельсона.

Інтерферометр працює на хвилі 1.25 см. Як антена використані лінзові антени з розкривом 125x125 мм. Довжина шляху хвилі від передавача до приймача складала близько 2 мм.

Як напівпрозоре дзеркало використані дві чверть хвилеві пластини розділені шаром повітря товщиною, рівною $\frac{\lambda}{4}$.

Принцип дії і вимірювання на цій установці аналогічний вище вказаному. Різниця полягає в тому, що хвилевідне плече замінене плечем у вільному просторі шляхом застосування другого екрану, що відображає. Завдяки цьому виключаються недоліки, властиві першому методу.

Слід врахувати, що цей спосіб вимірювання діелектричних параметрів матеріалів доцільно застосовувати на хвилях менше 1 см. На довших хвилях цей метод незручний тим, що простір, зайнятий хвилями велике. Тому процес вимірювань ускладнюється цією обставиною.

Схема і розрахунок інтерферометра.

У даній роботі застосовується інтерферометр, що працює на довжині хвилі $\lambda = 1.6$ см.

Електромагнітна енергія, що випромінюється передавальною антеною розділяється на два потоки і потрапляє в приймальні антени. Останні сполучені між собою хвилевідною лінією у середині, якій включений подвійний трійник. У два інші плечі трійника включені відповідно детекторна секція і узгоджене навантаження.

Подвійний трійник є хвилевідним місцем, що розв'язує плечі інтерферометра. Крім того, він забезпечує рівність плечей інтерферометра за наявності мінімуму на індикаторі. Якби замість трійника був просто приймальний штир, то для отримання нуля необхідна різниця оптичних шляхів, рівна $\frac{\lambda}{2}$, а плечі не були б розв'язані. Ця обставина привела б до того, що прийнята енергія одним рупором випромінювалася б іншим.

Як напівпрозоре дзеркало застосовані ґрати з паралельно натягнутих проволікав.

Відстань між дротами d і їх радіусами зв'язана співвідношенням d

$= 2\pi r$. При $d \leq \frac{\lambda}{4}$ ґрати, орієнтовані так, що напрям проволікав співпадає з

вектором \vec{E} хвилі, відображає всю падаючу на неї енергію.

Якщо кут між напрямом вектора \vec{E} і дифракційними ґратами рівний α , то відбита енергія буде рівна

$$P_{отр} = P_0 \cos^2 \alpha .$$

Минула через ґрати енергія

$$P_{пр} = P_0 \sin^2 \alpha .$$

Таким чином, розташовуючи ґрати в площині направленої під кутом 45° до площини падаючої хвилі, можна розділити промінь на два взаємно перпендикулярних промені.

Застосування таких ґрат як напівпрозоре дзеркало дає наступну перевагу.

1. Коефіцієнт віддзеркалення легко регулюємо від 0 до 1, що дозволяє вирівнювати хвилі в обох плечах інтерферометра.
2. Конструкція проста у виготовленні. Обидві приймальні антени через ті, що погоджують 3-х шлейфові трансформатори і систему із з 3-х зчленувань, що обертаються, сполучені з хвилевідними плечима. Зчленування, що обертаються, забезпечують переміщення антен уздовж їх осей.
3. Завдяки повній симетрії установки, рівності і однорідності плечей, прилад не чутливий до зміни частоти. Різниця фаз визначається виразом

$$\Delta = 2\pi \left(\frac{L_1 - L_2}{\lambda_0} + \frac{L_3 - L_4}{\lambda_g} \right)$$

де L_1, L_2 - геометричні шляхи в повітрі відповідно 1-го і 2-го плеча,

L_3, L_4 - теж в хвилеводі.

Зміна фази залежно від зміни довжини хвилі буде

$$\frac{d\Delta}{d\lambda_0} = 2\pi \left[-\frac{L_1 - L_2}{\lambda_0^2} - \frac{L_3 - L_4}{\lambda_g} \left(\frac{\lambda_g}{\lambda_0} \right)^3 \right]$$

Для того, щоб ця рівність була рівна нулю необхідно $L_3 = L_4$ і $L_1 = L_2$

. Це здійснимо.

4. Вся енергія електромагнітних хвиль зосереджена в меншій частині простору і крім того повністю використовується.

5. Відносні помилки при вимірюванні фази або довжини хвилі удвічі менше, ніж на ранні описаних методах, оскільки для переходу від мінімуму до мінімуму або від максимуму до максимуму одну з приймальних антен слід пе-

ресунути на λ , а не на $\frac{\lambda}{2}$.

2.3. Дифракція фотонів при похилому падінні світла на систему

паралельних щілин

В роботі [60] була розглянута задача про розсіяння фотонів на одній, двох та системі паралельних щілин в непрозорому плоскому екрані при нормальному падінні світла на екран.

Базуючись на тих же основних положеннях: що фотони які пролітають через щілини в екрані, пружно взаємодіють з електронами речовини екрана і в результаті ми отримуємо, в залежності від спектру імпульсів електронів, ту чи іншу інтерференційну картину плавну, чи порізану, в даній роботі пропонується квантово-механічна трактовка дифракції частинок у випадку їх похилого падіння на дифракційну ґратку.

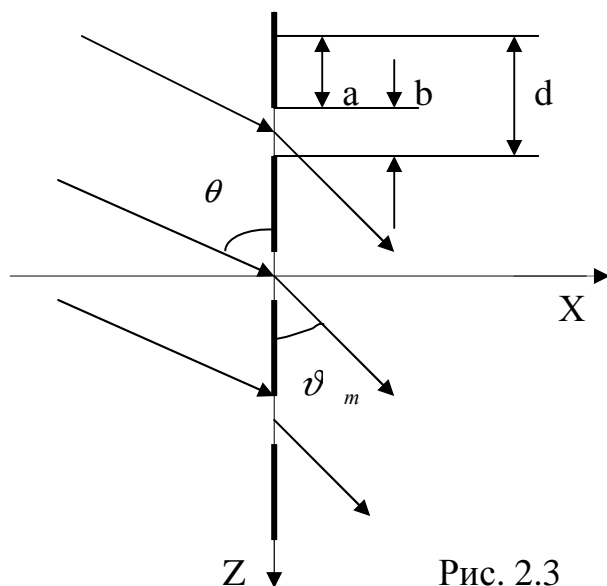


Рис. 2.3

Постановка та розв'язок

задачі.

Будемо вважати, що в нескінченному непрозорому екрані, розташованому в площині YOZ прорізані вузькі щілини паралельні осі OZ (рис.2.3). Ширину щілини позначимо – b , ширину непрозорої

ділянки – a , період решітки $d = a + b$. Оскільки $b \ll a$, то в подальшому

будемо вважати що $d \approx a$. Частинки падають під деяким кутом до площини поверхні екрана (кутом ковзання) θ в позитивному напрямку осі X.

Будемо вважати також, що при проходженні фотонів через прозорі щілини між частинками падаючого випромінювання і електронами речовини відбувається пружна взаємодія. Застосовуємо для розрахунку розсіяння закони збереження енергії та імпульсу.

На рис. 2.2 зображена діаграма імпульсів для зіткнення кванта з вільним електроном, який до зіткнення мав імпульс \vec{p}_1 , направлений вздовж осі Z. Тут κ_1 - імпульс первинного кванта, κ_2 - імпульс кванта, розсіяного під кутом ϑ_m , γ та \vec{p}_2 - кут вильоту та імпульс електрона віддачі. При побудові діаграми імпульсів було враховано закон збереження імпульсу.

$$\vec{\kappa}_1 + \vec{p}_1 = \vec{\kappa}_2 + \vec{p}_2 \quad (2.16)$$

Запишемо закон збереження імпульсу в проекціях на осі координат:

$$\kappa_1 \sin \theta = p_2 \cos \varphi + \kappa_2 \sin \vartheta_m, \quad (2.17)$$

$$p_1 + \kappa_1 \cos \theta = p_2 \sin \varphi + \kappa_2 \cos \vartheta_m.$$

Після простих перетворень знайдемо:

$$p_2 \cos \varphi = \kappa_1 \sin \theta - \kappa_2 \sin \vartheta_m, \quad (2.18)$$

$$p_2 \sin \varphi = p_1 + \kappa_1 \cos \theta - \kappa_2 \cos \vartheta_m.$$

Зведемо в квадрат кожне з рівнянь (3) та склавши їх отримаємо:

$$p_2^2 = \kappa_1^2 + \kappa_2^2 - 2\kappa_1\kappa_2(\sin\theta \sin\vartheta_m + \cos\theta - \cos\vartheta_m) + p_1^2 + 2p_1\kappa_1\cos\theta + 2p_1\kappa_2\cos\vartheta_m \quad (2.19)$$

Виключимо з (2.19) член p_2^2 . Для цього скористуємося законом збереження енергії який в даному випадку має вигляд:

$$\kappa_1 c + \sqrt{m^2 c^4 + p_1^2 c^2} = \kappa_2 c + \sqrt{m^2 c^4 + p_2^2 c^2}, \quad (2.20)$$

де m - маса спокою електрона; c - швидкість світла в вакуумі.

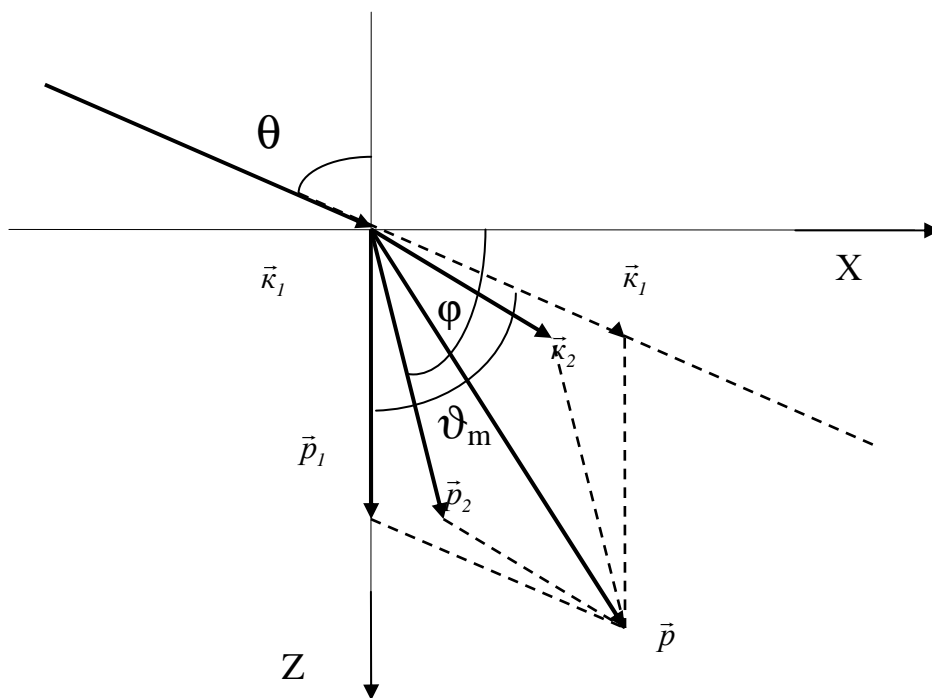


Рис.2.4

Перенесемо κ, c в праву частину та зведемо в квадрат отриману рівність. Тоді:

$$\begin{aligned} p_2^2 c^2 &= (\kappa_1 c)^2 + (\kappa_1 c)^2 - 2\kappa_1 \kappa_2 c^2 + \\ &= 2\kappa_1 c \sqrt{m^2 c^4 + p_1^2 c^2} - 2\kappa_2 c \sqrt{m^2 c^4 + p_1^2 c^2} \end{aligned} \quad (2.21)$$

Розділимо рівняння (2.21) на c^2 та прирівняємо його (2.19). Тоді отримаємо:

$$\begin{aligned} 2\kappa_1 \kappa_2 c^2 + \cos(\theta - \vartheta_m) + 2p_1 \kappa_2 \cos \vartheta_m &= 2\kappa_1 \kappa_2 + \\ &= 2\kappa_1 / c \sqrt{m^2 c^4 + p_1^2 c^2} - 2\kappa_2 / c \sqrt{m^2 c^4 + p_1^2 c^2}. \end{aligned} \quad (2.22)$$

Позначимо $E_1 = \sqrt{m^2 c^4 + p_1^2 c^2}$, $\vartheta = \theta - \vartheta_m$, тоді вираз (2.22) буде

мати вигляд:

$$2\kappa_1 \kappa_2 (1 - \cos \vartheta) = \frac{2\kappa_1}{c} E_1 \left(1 - \frac{p_1 c}{E_1} \right) - \frac{2\kappa_2}{c} E_1 \left(1 - \frac{p_1 c}{E_1} \cos \vartheta_m \right). \quad (2.23)$$

В нерелятивістському випадку:

$$E_1 = \sqrt{m^2 c^4 + p_1^2 c^2} \cong mc^2,$$

тоді

$$\frac{p_1 c}{E_1} = \frac{v_1}{c},$$

де v_1 - початкова швидкість електрона.

Слід зазначити, що рівняння (2.23) збігається з відповідним рівнянням, що описує пружне розсіяння фотона на електроні приведеним в [61].

Оскільки маса спокою фотонів дорівнює нулю, то імпульси квантів до розсіяння і після розсіяння дорівнюють відповідно:

$$\kappa_1 = \frac{\pi\omega_0}{c}, \quad \kappa_2 = \frac{\pi\omega}{c}.$$

Як і в попередній роботі [60] будемо нехтувати зміною частоти фотона внаслідок зіткнення з електроном, тобто в (8) покладемо $\kappa_1 = \kappa_2$.

Тоді з (8) отримаємо:

$$\frac{\cos\theta - \cos\vartheta_m}{1 - \cos\vartheta} = \frac{\kappa_1}{p_1} \quad (2.24)$$

Як і в [60] вважаємо, що електрони, які рухаються в непрозорій ділянці екрана, знаходяться в нескінченно глибокій потенціальній ямі. Таким чином використовуємо результати для розподілу електронів за енергіями та імпульсами приведеними в роботі [62]. Згідно з [62]:

$$\kappa = n \frac{h}{2v} \cong \frac{h}{2d}, \quad (2.25)$$

де $n = \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$

Слід врахувати, що є певна ймовірність, що фотон пройде щілину не зіткнувшись з електроном. При зіткненні фотона з електроном, електроном може передати йому лише певне квантове значення імпульсу, яке дорівнює різниці імпульсів сусідніх рівнів. Таким чином, імпульс, який може отримати фотон:

$$\Delta k = m \frac{h}{2d}, \quad (2.26)$$

де $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$

Враховуючи (2.26) із (2.27) отримаємо:

$$\frac{1 - \cos \vartheta}{\cos \vartheta_m - \cos \theta} = m \frac{\lambda}{2d}. \quad (2.28)$$

Кут ϑ в (2.27) характеризує відхилення напрямку руху фотона від первинного напрямку, тобто це є кут дифракції.

Вираз (12) після накладних тригонометричних перетворень можна переписати у вигляді:

$$\frac{\cos \vartheta_m - \cos \theta}{2 \sin^2 \frac{\vartheta_m + \theta}{2}} = \frac{\cos \vartheta_m - \cos \theta}{2 \left[1 - \cos^2 \left(\theta + \frac{\vartheta}{2} \right) \right]} = \frac{m \lambda}{2d} \quad (2.28)$$

У випадку малих кутів дифракції та великих значень кутів ковзання (малих значень кутів падіння) з точністю до членів другого порядку малості

$0 \left[\left(\frac{\vartheta}{2} \right)^2 \right]$ отримаємо рівняння:

$$d(\cos \vartheta_m - \cos \theta) = m \lambda \quad (2.29)$$

яке збігається з відомими результатами, для дифракції світла при похилому падінні на дифракційну ґратку, наприклад, в роботі[63].

2.4. Акустооптичні фільтри зі змінною шириною смуги пропускання у відеоспектрометрах систем екологічного контролю земної поверхні, що забезпечують селекцію інформації на етапі формування зображень

2.4.1. Постановка завдання

Акустооптична фільтрація, а також способи формування зображень у реальному масштабі часу, з використанням багатоелементних приймачів випромінювання, становить основу нової наукової дисципліни – зображальної спектроскопії.

Методи зображальної спектроскопії реалізуються у відеоспектрометрах дистанційного зондування Землі [64]. Відеоспектральна зйомка є еволюційним розвитком багатоспектральних систем, коли завдяки змінним акустооптичним фільтрам, кількість каналів збору інформації збільшується в сотні разів. У результаті формується багатомірне просторово-спектральне зображення, у якому кожна елементарна ділянка зображення характеризується власним спектром. Накладення спектральної інформації на зображення об'єкта дозволяє вивчити кожний об'єкт, як по просторовим, так і по спектрально-енергетичних характеристиках. Це істотно підвищує ймовірність виявлення й поліпшує перешкодозахисність системи [65].

При створенні подібного роду систем повинні бути вирішені задачі передачі, зберігання й обробки просторово-спектральних зображень, яким влас-

тива надзвичайно велика інформаційна ємність. Задача раціонального формування зображень і зменшення інформаційної надмірності звичайно вирішують шляхом вибору спектральної області, де спостерігається найбільше розходження спектральних яскравостей або коефіцієнтів відбиття досліджуваних цілей і прилягаючих до них спостережуваних об'єктів, також шляхом використання програмованих спектрометрів, що володіють змінною шириною смуги пропускання [66].

У сучасних закордонних гіперспектральних системах екологічного моніторингу найбільш перспективними вважаються акустооптичні відеоспектрометри (АТ ВР), які володіють, у сукупності, найбільш високими технічними, масо - габаритними й вартісними показниками [67]. У розвинених країнах світу створення систем ВР на основі АТ ВР визнано важливими науково - технічним завданням. Так у США з 1997 року в рамках програми BMDO SBIR проводяться дослідження зі створення датчиків на основі змінних АТ фільтрів для систем виявлення наземних цілей, а також аналізу хімічних і біологічних речовин [68]. Дані відеоспектральної зйомки планується використати в інтересах розвідувального центру й топографічного технічного центру армії США.

Змінні акустооптичні фільтри дозволяють формувати апаратну функцію заданої форми шляхом зміни параметрів керуючого високочастотного сигналу. Однак ширина смуги пропускання акустооптичного фільтру визначається величиною селективності брегівської взаємодії й при фіксованих умовах взаємодії (куті взаємодії, частоті ультразвуку й довжині світлової й ультразвукової хвиль) залишається постійною. Це не дозволяє змінити роздільну здатність і,

отже, забезпечити створення програмованих акустооптичних спектрометрів, зі змінною шириною смуги пропускання.

Метою дійсної роботи є розробка акустооптичних фільтрів зі змінною шириною смуги пропускання для відеоспектрометрів систем екологічного контролю в інтересах селекції інформації на етапі її формування.

Для досягнення поставленої мети в роботі досліджена дифракція світла на двох ультразвукових хвилях, що відрізняються по частоті, в інтересах побудови акустооптичних фільтрів з керованою шириною смуги пропускання.

З використанням методу безперервних дробів отримані аналітичні вирази, що дозволяють зробити аналіз дифракційної ефективності просторових складових від узагальнених параметрів акустооптичної взаємодії u й v , які включають як параметр розстройки щодо умов брегівського синхронізму ε , так і енергетичний параметр Ритова – q .

Побудовано графіки, що ілюструють ефект конкуренції просторових компонентів та дозволяють досліджувати вплив параметрів взаємодії на умови брегівського синхронізму. Зроблено вибір умов акустооптичної взаємодії для фільтрів, що використають взаємодію світла із двома ультразвуковими хвилями, які відрізняються по частоті.

Результати цих досліджень опубліковані в роботі [69], що виконано при участі автора.

2.4.2 Дифракція світла на двох ультразвукових хвилях, які відрізняються за частотою

Дифракцію світла на декількох просторово суміщених ультразвукових хвилях з різними частотами можна віднести до досить розповсюджених завдань, що вирішуються в акустооптиці і мають самостійний інтерес. Подібні варіанти акустооптичної взаємодії використовуються для рішення задач просторового керування оптичним випромінюванням, а також прикладних спектрального аналізу радіотехнічних і оптичних сигналів. Залежно від виду технічного завдання параметри акустооптичної взаємодії можуть істотно відрізнятися, що й визначає допущення й обмеження, використовувані в ході рішення конкретного завдання.

У роботах [70, 71] в інтересах побудови двовимірних сканувальних пристроїв вирішена задача дифракції світла на двох бігучих акустичних хвилях, що поширюються під кутом друг до друга. При обчисленнях передбачалося, що кут взаємодії світла з кожною з ультразвукових хвиль дорівнює куту Брега, а частоти ультразвукових хвиль близькі по величині.

Дифракція світла на двох колінеарних акустичних хвилях, частоти яких мало відрізняються друг від друга, розглянута в роботі [72]. Досліджено ефект конкуренції дифракційних мод при зміні частоти або амплітуди однієї з акустичних хвиль. Цей варіант акустооптичної взаємодії реалізується в акустооптичних аналізаторах спектру радіосигналів.

Нами розглядається дифракція світла на двох ультразвукових хвилях, створених одним збуджувачем ультразвуку, коли їхні частоти симетрично розташовані на шкалі частот щодо частоти брегівського синхронізму. Такий варіант взаємодії може бути реалізований в акустооптичних фільтрах.

В акустооптичних фільтрах, що використовуються для аналізу спектрального складу оптичного випромінювання, формується набір ультразвукових хвиль необхідного амплітудно-частотного складу. Смуга пропускання фільтру і її форма визначаються амплітудними характеристиками перших порядків дифракції. У свою чергу, властивості перших порядків будуть визначатися різницею по частоті між ультразвуковими хвилями, значенням амплітуди кожної зі звукових хвиль, а також селективністю акустооптичної брегівської взаємодії.

При аналізі отриманих результатів нас будуть цікавити значення амплітуди кожної зі світлових хвиль, розсіяних звуковими частотами f_{01} й f_{02} , у перший порядок дифракції. Відомо, що в залежності від умов взаємодії, зокрема, смуги брегівського синхронізму й відносної разстройки, відбувається взаємний вплив (конкуренція) дифракційних складових одна на одну при зміні амплітуди або частоти акустичних хвиль.

Конкуренція проявляється в тім, що при слабкій акустооптичній взаємодії зі зменшенням амплітуди однієї з ультразвукових хвиль, наприклад, із частотою f_{01} відбувається зменшення амплітуди світлового компонента, розсіяного цією звуковою хвилею, з одночасним збільшенням складової світлової хвилі, розсіяної ультразвуковою хвилею із частотою f_{02} .

Для дослідження ефекту конкуренції обчислимо дифракційну ефективність складових нульових і перших порядків. Звичайно під дифракційною ефективністю розуміють квадрат модуля відношення амплітуд розсіяної й падаючої світлових хвиль $\eta_i = |E_i/E_0|^2$, де $i = 1, 2, \dots$. З використанням виразу для амплітуд ψ_{n_1, n_2} :

$$\psi_{00} = C_1 \exp(-i\xi\lambda_1) + C_2 \exp(-i\xi\lambda_2) + C_3 \exp(-i\xi\lambda_3),$$

$$\psi_{10} = C_1 T_{10}^{(1)} \exp(-i\xi\lambda_1) + C_2 T_{10}^{(2)} \exp(-i\xi\lambda_2) + C_3 T_{10}^{(3)} \exp(-i\xi\lambda_3)$$

$$\psi_{01} = C_1 T_{01}^{(1)} \exp(-i\xi\lambda_1) + C_2 T_{01}^{(2)} \exp(-i\xi\lambda_2) + C_3 T_{01}^{(3)} \exp(-i\xi\lambda_3),$$

зроблений розрахунок дифракційної ефективності складових перших і нульових порядків як функції узагальнених параметрів акустооптичної взаємодії u й v при різних значеннях параметра Кляйна-Кука $Q = k_0^2 l / k_1$ й відносної розстройки ε_1 .

На графіку, зображеному на рис 2.5, представлена залежність дифракційної ефективності складових нульових і перших порядків дифракції від узагальнених параметрів акустооптичної взаємодії u й v при $Q = 4\pi$ й $\varepsilon_1 = 0.1$.

Дифракційна ефективність $\eta_{10} = |E_{10}/E_0|^2$ відображає залежність світлового компонента розсіяного звуковою хвилею із частотою f_{01} (пунктирна крива), а залежність $\eta_{01} = |E_{01}/E_0|^2$ (штрих пунктирна крива) відображає залежність світлового компонента розсіяного хвилею, частота якої f_{02} . Суцільна

крива відображає дифракційну ефективність $\eta_{00} = |E_{00}/E_0|^2$ нульового порядку дифракції.

Як видно із графіка, зі зменшенням параметра u , що пов'язане зі зменшенням амплітуди звукової хвилі частотою f_{01} , дифракційна ефективність світлової хвилі на цій хвилі також зменшується. Істотно, що одночасно збільшується дифракційна ефективність просторової компоненти, розсіяної на звуковій хвилі із частотою f_{02} .

Параметри u й v залежать від відносної разстройки ε_1 й амплітуд кожної з ультразвукових хвиль, оскільки значення параметрів q_1 і q_2 визначаються коефіцієнтами акустооптичного зв'язку α_1 й α_2 . Хвильовий параметр характеризує смугу брегівської взаємодії $\Delta f/f = 1/Q$ й разом з відотною разстройкою визначає величину конкуренції дифракційних складових.

При порушенні двох акустичних хвиль рівної амплітуди (для розглянутого прикладу це реалізується при $u = v \approx 3$) дифракційна ефективність кожної із просторових компонентів дорівнює $\eta_{01} = \eta_{10} \approx 0.5$, причому ефективність нульового порядку дифракції в цьому випадку $\eta_{00} \approx 0$.

На рис. 2.6 представлені залежності, що дозволяють оцінити вплив відносної разстройки ε_1 на характер зміни дифракційної ефективності складових нульових і перших порядків дифракції. Графіки побудовані для наступних умов акустооптичної взаємодії: $Q = 4\pi$ і $\varepsilon_1 = 0.01$. Порівняльний аналіз залежностей, представлених на рис. 2.3 і рис. 2.4, дозволяє зробити висновок,

що при значенні хвильового параметра $Q = 4\pi$ поведження досліджуваних залежностей при $\varepsilon_1 = 0.01$ й $\varepsilon_1 = 0.1$ відрізняється неістотно.

Істотні зміни відбуваються при зміні хвильового параметра. Як слідує з аналізу графіків, побудованих при $Q = 6\pi$ й $\varepsilon_1 = 0.1$ (рис. 2.5), а також при $Q = 6\pi$ й $\varepsilon_1 = 0.01$ (рис. 2.6), збільшення параметра Q приводить до збільшення крутості досліджуваних залежностей від узагальнених параметрів акустооптичної взаємодії u й v .

Для цього випадку, коли частоти звукових хвиль симетрично розташовані щодо частоти брегівського синхронізму, отримано аналітичні вирази для амплітуд просторових складових нульових і перших порядків, пов'язаних з розсіюванням на ультразвукових хвилях із частотами f_{01} й f_{02} , в залежності від параметрів акустооптичної взаємодії.

Побудовані графіки, ілюструють ефект конкуренції дифракційних мод і дозволяють визначити параметри акустооптичної взаємодії, що безпосередньо впливають на поведження просторових складових нульових і перших порядків брегівської дифракції при взаємодії світла із двома ультразвуковими хвилями, що відрізняються по частоті. Показано, що збільшення хвильового параметру Кляйна-Кука приводить до збільшення крутості досліджуваних залежностей від узагальнених параметрів акустооптичної взаємодії u й v .

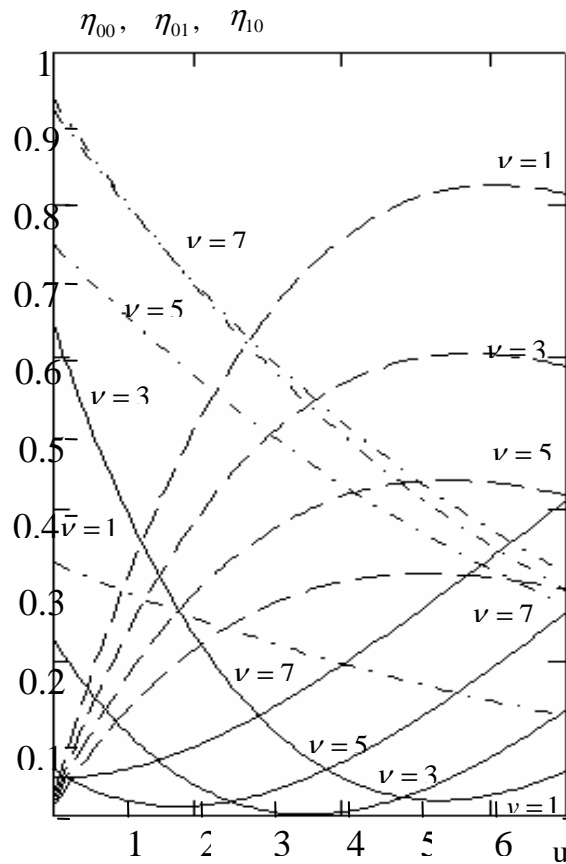


Рис.2.5 Залежність дифракційної ефективності просторових складових перших порядків η_{10} і η_{01} розсіяних ультразвуковими хвилями із частотами f_{01} й f_{02} , а також складової нульового порядку η_{00} від параметрів акустооптичної взаємодії u й v для випадку, коли $\varepsilon_1 = 0.1$ й $Q = 4\pi$;

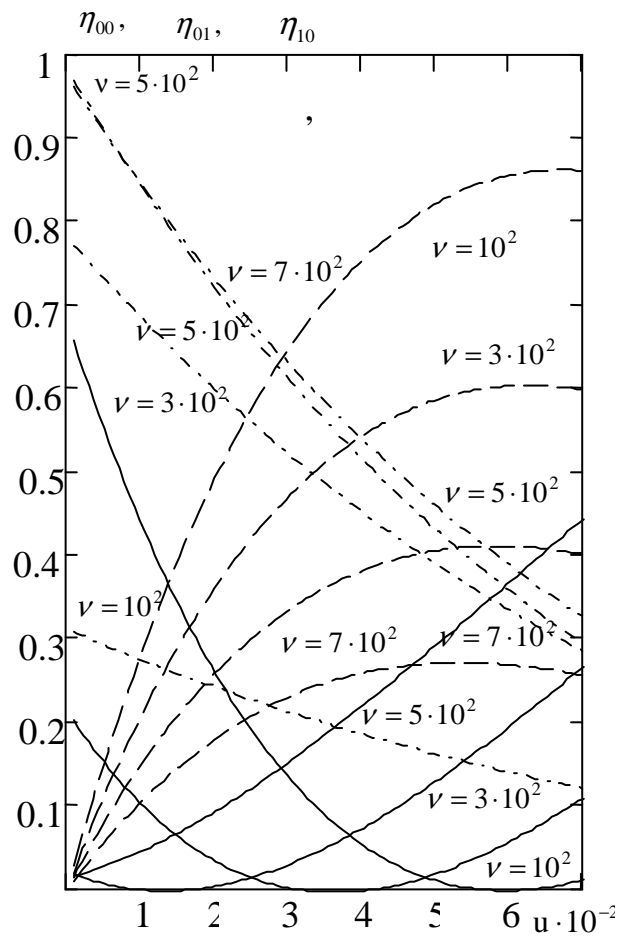


Рис.2.6 Залежність дифракційної ефективності просторових складових перших порядків η_{10} і η_{01} розсіяних ультразвуковими хвилями із частотами f_{01} й f_{02} , а також складової нульового порядку η_{00} від параметрів акустооптичної взаємодії u й v для випадку, коли $\varepsilon_1 = 0.01$ й $Q = 4\pi$.

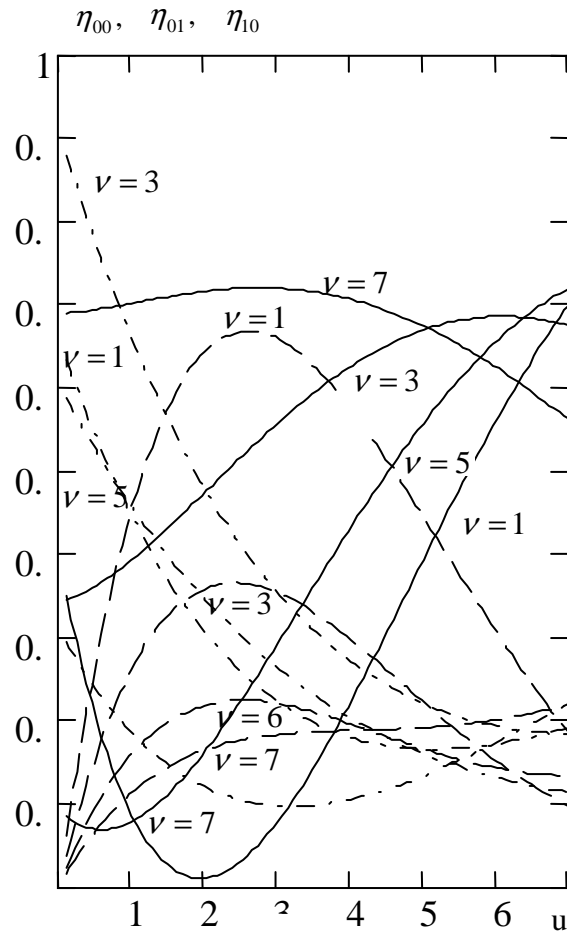


Рис.2.7 Залежність дифракційної ефективності просторових складових перших порядків η_{10} і η_{01} розсіяних ультразвуковими хвилями із частотами f_{01} й f_{02} , а також складової нульового порядку η_{00} від параметрів акустооптичної взаємодії u й ν для випадку, коли $\varepsilon_1 = 0.1$ й $Q = 6\pi$.

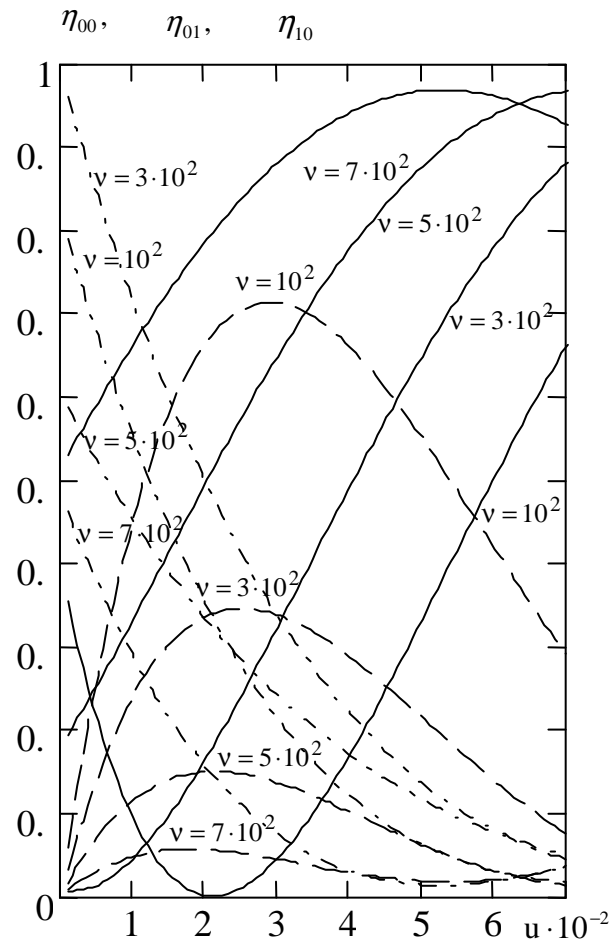


Рис.2.8 Залежність дифракційної ефективності просторових складових перших порядків η_{10} і η_{01} розсіяних ультразвуковими хвилями із частотами f_{01} й f_{02} , а також складової нульового порядку η_{00} від параметрів акустооптичної взаємодії u й v для випадку, коли $\varepsilon_1 = 0.01$ й $Q = 6\pi$.

2.4.3 Селективні характеристики дифракційних складових при взаємодії із двома ультразвуковими хвилями

Для дослідження селективних властивостей акустооптичної взаємодії при розсіюванні світла на двох ультразвукових хвилях, побудуємо графіки залежності дифракційної ефективності складових першого порядку від довжини світлової хвилі. Істотно, що дифракційна складова першого порядку буде включати дві просторові компоненти E_{01} й E_{10} , які в сукупності визначають спектральну ширину дифракційної компоненти і її форму. Отже результуюча крива буде визначатися відносною смугою частот у межах яких виконуються умови синхронізму.

Смуга ультразвукових частот, у межах якої виконуються умови синхронізму, визначається відношенням $\Delta f_0 / f_0$ (де f_0 – частота ультразвуку, а Δf_0 – смуга частот, у межах якої дифракційна ефективність зменшується у два рази) пов'язана із хвильовими параметрами $Q = k_0^2 l / k$ співвідношенням $\Delta f_0 / f_0 = 1 / Q$. Це означає, що зі збільшенням частоти ультразвуку селективні властивості брегівської взаємодії зростають.

Крім цього на смугу результуючої залежності дифракційної ефективності від довжини світлової хвилі, буде впливати різниця частот між двома звуковими хвилями, що приймають участь у взаємодії.

Відомо, що в залежності від амплітуди й частоти ультразвукових хвиль, що беруть участь у розсіюванні світла дифракційні компоненти конкурують

одна з одною. Конкуренція проявляється в тім, що розсіяні світлові хвилі взаємодіють між собою через нульовий порядок, тому зміна

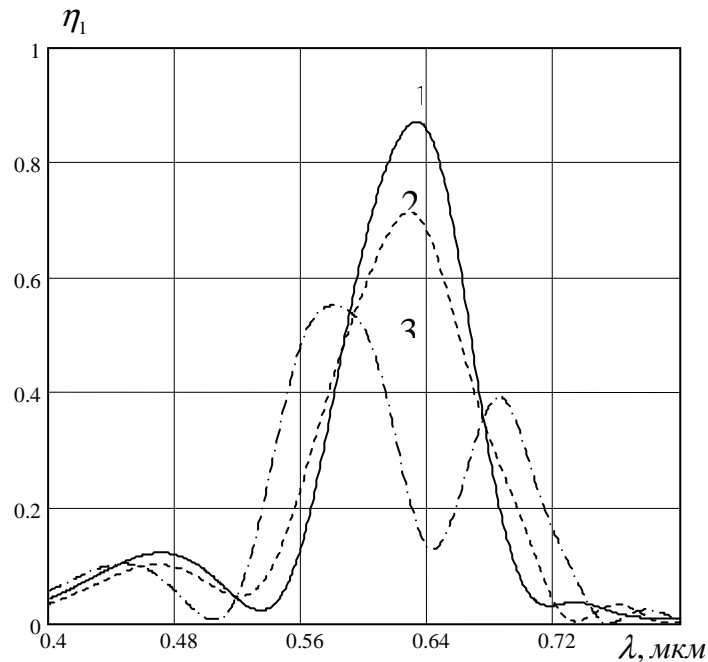


Рис.2.9 Залежність дифракційної ефективності просторової компоненти від довжини світлової хвилі при дифракції світла на двох ультразвукових хвилях, що відрізняються по частоті. Криві відповідають: 1– $\delta f_0 = 1\text{МГц}$; 2 – $\delta f_0 = 2\text{МГц}$; 3 – $\delta f_0 = 3\text{МГц}$, для випадку, коли середня частота ультразвукової хвилі дорівнює 50МГц .

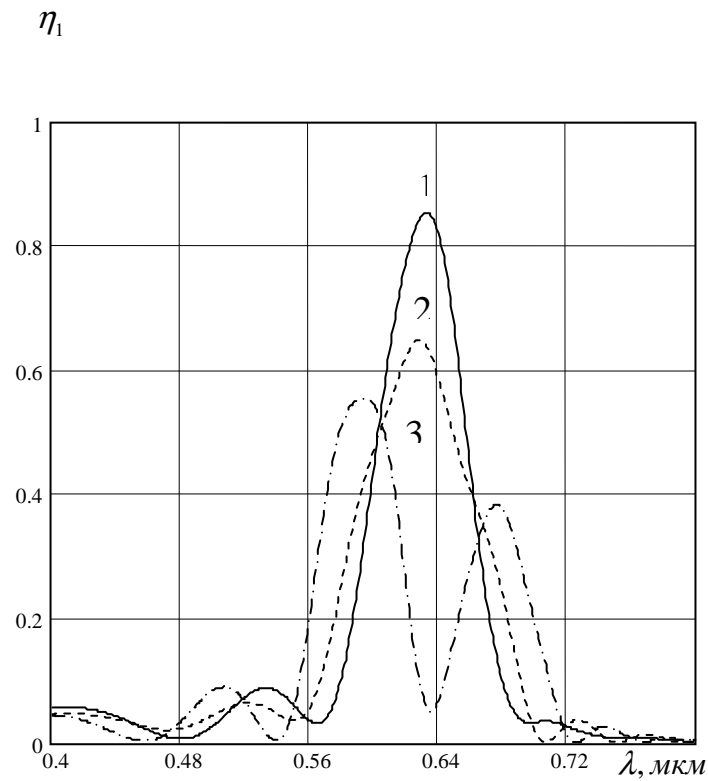


Рис. 2.10 Залежність дифракційної ефективності просторової компоненти від довжини світлової хвилі при дифракції світла на двох ультразвукових хвилях, що відрізняються по частоті. Криві відповідають: 1 – $\delta f_0 = 1\text{МГц}$; 2 – $\delta f_0 = 2\text{МГц}$; 3 – $\delta f_0 = 3\text{МГц}$, для випадку, коли середня частота ультразвукової хвилі дорівнює 60МГц .

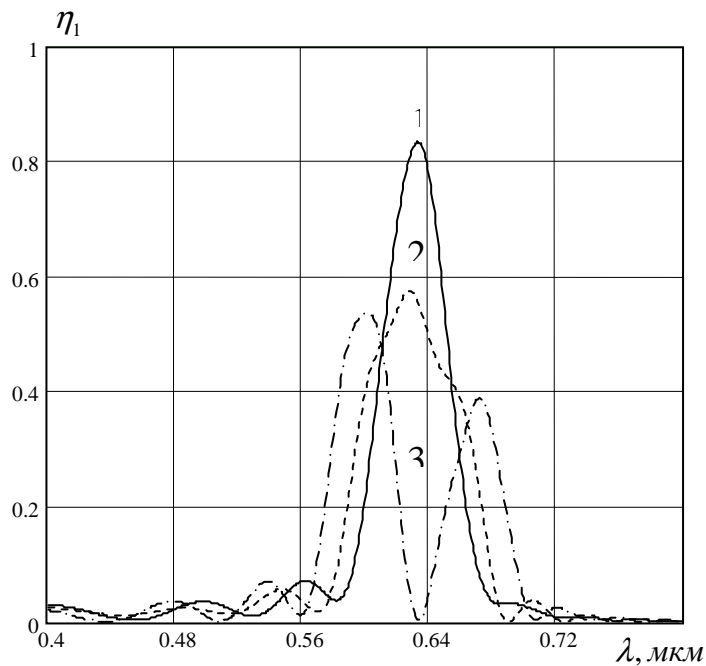


Рис. 2.11 Залежність дифракційної ефективності просторової компоненти від довжини світлової хвилі при дифракції світла на двох ультразвукових хвилях, що відрізняються по частоті. Криві відповідають: 1– $\delta f_0 = 1\text{МГц}$; 2 – $\delta f_0 = 2\text{МГц}$; 3 – $\delta f_0 = 3\text{МГц}$, для випадку, коли середня частота ультразвукової хвилі дорівнює 70МГц .

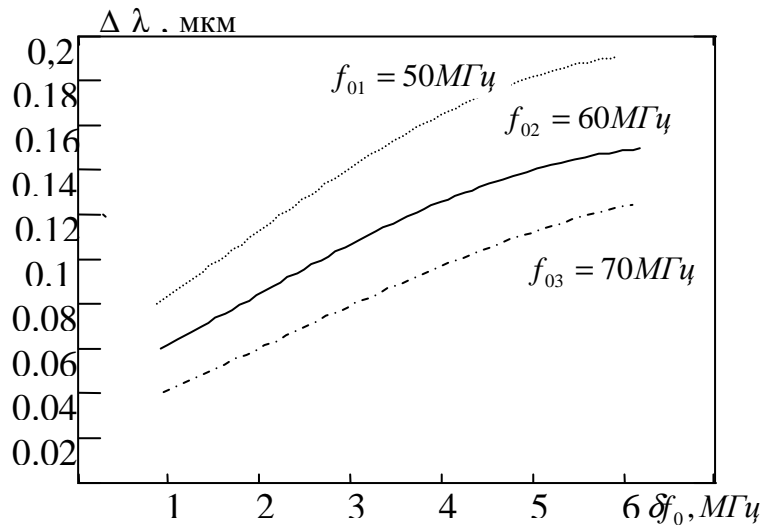


Рис. 2.12 Залежність смуги пропускання неколінеарного акустооптичного фільтру при дифракції світла на двох ультразвукових хвилях від різниці частот між ними при різних значеннях частоти $f_{01} = 50$ МГц, $f_{02} = 60$ МГц, $f_{03} = 70$ МГц, амплітуди або частоти однієї з акустичних хвиль приводить до амплітудної модуляції просторової компоненти.

На рис. 2.9– 2.12 зображені залежності дифракційної ефективності від довжини ультразвукової хвилі при трьох різних значеннях частоти ультразвуку 50 МГц, 60 МГц і 70 МГц. На графіках представлені залежності перших порядків дифракції, коли різниця між звуковими хвилями приймають значення 1 МГц, 2 МГц і 3 МГц.

Графіки побудовані для випадку, коли в якості звукопроводу використовується кристал парателуриту в якого коефіцієнт переломлення $n_0 = 2,26$, а швидкість поширення ультразвуку становить $0,617 \cdot 10^5$ см/с. Умови бреш-

гівського синхронізму визначені для кожної із трьох звукових частот і для довжини світлової хвилі рівної $0,63\text{ мкм}$. При обчисленні передбачалося, що амплітуда кожної з ультразвукових хвиль постійна й забезпечує зміну коефіцієнта переломлення у звуковому полі $\Delta n_0 / n_0 = 10^{-5}$, а довжина взаємодії $l = 0,8\text{ см}$.

Із графіка витікає, що зі збільшенням розходження по частоті між ультразвуковими хвилями смуга довжин хвиль, у межах якої виконуються умови синхронізму, зростає з одночасною зміною форми досліджуваної залежності. Причому при деяких значеннях δf_0 з'являється провал, що свідчить про те, що дифракція світлової хвилі відбувається окремо на кожній з ультразвукових хвиль.

Графічні залежності дифракційної ефективності представлені на рис 5 – 8 послужать основою для побудови графіка залежності селективних властивостей неколінеарної взаємодії при дифракції світла на двох ультразвукових хвилях залежно від різниці частот між ними δf_0 при різних значення середньої частоти

Графіки відображають залежність спектрального інтервалу, $\Delta\lambda$ у межах якої дифракційна ефективність складової першого порядку не перевищує половини від максимального значення. Як слідує із графіків, використання дво-частотного режиму акустооптичної взаємодії дозволяє змінити селективні властивості першого порядку дифракції (смугу пропускання акустооптичного фільтру) приблизно у два рази.

Висновки

1. У результаті рішення задачі про дифракцію світла на двох ультразвукових хвилях, що відрізняються по частоті, отримані аналітичні вирази, які описують поведінку амплітудних і селективних властивостей дифракційних компонентів першого й другого порядків від параметрів кожної із двох ультразвукових хвиль, що приймають участь у дифракційному процесі. Досліджено ефект конкуренції дифракційних складових який проявляється в тім, що при слабкій акустооптичній взаємодії зі зменшенням амплітуди однієї із двох ультразвукових хвиль f_{01} відбувається зменшення амплітуди світлової компоненти, розсіяної цією хвилею, з одночасним збільшенням складової світлової хвилі, розсіяної хвилею із частотою f_{02} . Побудовано графіків, що демонструють залежність дифракційної ефективності просторових складових від узагальнених параметрів акустооптичної взаємодії. Показано, що збільшення хвильового параметра Кляйна-Кука приводить до збільшення крутості досліджуваних залежностей.

2. Зроблено вибір області акустооптичної взаємодії для фільтрів, що використовують взаємодію світла із двома ультразвуковими хвилями, які відрізняються по частоті. Показано, що в якості робочої варто вибрати область, у якій зі збільшенням амплітуди однієї з ультразвукових хвиль, амплітуда розсіяної світлової хвилі цією звуковою хвилею також збільшується.

РОЗДІЛ 3 Оцінка забруднення навколишнього природного середовища викидами шкідливих речовин при прийманні, подрібтку до стандартних параметрів , зберіганні і відвантаженні зерна хлібопродуктів

Питання буде розглянуто на конкретному , але типовому прикладі “Богдунівського хлібоприймального підприємства”.

3.1 Характеристика технологічних процесів при прийманні, подрібтку, зберіганні і відвантаженні зерна

Технологічна схема виробництва прийнята відповідно до норм технологічного проектування підприємств даного типу.

На підприємство надходять зернопродукти : пшениця, ячмінь, жито, овес, соняшник, кукурудза.

Основними технологічними процесами на підприємстві виявляються:

- сушіння зерна в зерносушарках;
- очищення зерна від сміття в зерноочищувальних агрегатах.

До складу технологічного устаткування основного виробництва, яким є подрібток (освіження) і зберігання хлібопродуктів, входять: автомобілерозвантажувачі, транспортери, норії, зерносушарки, сепаратори, механічна обробна башта потокової лінії (МОБ), робоча обробна башта (РОБ).

Зерно на підприємство надходить автомобільним транспортом. Розвантаження автомобілів здійснюється автомобілерозвантажувачами (перекидачами). Зерно зсипається у прийомні бункери, звідки по системі норій і горизонтальних транспортерів подається на просушку і очищення, а потім у склади зберігання зерна.

Зерно вологістю більше 14% подається для просушування в одну з двох зерносушарок. Сушіння зерна провадиться гарячим повітрям. Сушіння ячменя, пшениці і жита провадиться у зерносушарці № 1 (ДСП-32-ОТх2). Сушіння насіння соняшника і зерна кукурудзи провадиться у зерносушарці № 2 (ДСП-32-ОТх2). Для розігріву повітря використовується інжекційний пальник, що працює на природному газі. Кількість природного газу, що використовується для сушіння зерна на зерносушарках, до 180 тис.м³/рік.

Очищення зерна засміченістю більше 1% від пилу і домішок провадиться в 3-х сепараторах.

Зерно, що пройшло підробіток і просушку, а також зерно, що не потребує просушки, по системі норій і транспортерів після зважування подається у склади зберігання.

Схему матеріального балансу в розрізі виробничого процесу наведено нижче.

3.2 Джерела утворення і викидів забруднюючих речовин, визначення інгредієнтів викидів

Джерелами виділення (утворення) забруднюючих речовин є технологічне устаткування виробництва, джерелами викидів забруднюючих речовин в атмосферу є вентиляційні труби і жалюзійні решітки:

-2 зерносушарки ДСП-32-ОТх2 (джерела викидів №№ 11,12 – жалюзійні решітки; забруднюючі речовини.:двоокис азоту, вуглецю оксид, метан, пил зерновий);

-3 сепаратори № 1 БЦС-100, № 2 БЦС-50, № 3 БСХ-100 (джерела викидів №№ 2,7,8 – вентиляційні труби; забруднюючі речовини: пил зерновий);

- 3 норії (джерела викидів №№ 2,14– вентиляційні труби; забруднюючі речовини: пил зерновий);; забруднюючі речовини: пил зерновий);

- башмак норій №№ 1,2 (джерело викидів № 5 - вентиляційна труба; забруднюючі речовини: пил зерновий);

- місця пересипки (джерела викидів №№ 2,3,4,6 - вентиляційні труби; забруднюючі речовини: пил зерновий).

- механічна обробна башта потокової лінії (МОБ), (джерела викидів №№ 6,7 - вентиляційні труби; забруднюючі речовини: пил зерновий);

- робоча обробна башта (РОБ) (джерела викидів №№ 2,3 - вентиляційні труби; забруднюючі речовини: пил зерновий);

Зерно, що пройшло підробіток і просушку, а також зерно, що не потребує просушки, по системі норій і транспортерів після зважування подається у склади зберігання.

Запилене повітря від технологічного устаткування проходить очищення:

- від місць пересипання зерна РОБ - в циклоні типу ЛІОТ № 1,5 (ЦОЛ) (джерело № 3);
- від місць пересипання зерна на нижню галерею склада № 6 - в циклоні типу ЛІОТ № 4,5 (ЦОЛ) (джерело № 4);
- від башмаків норій №№ 1,2 МОБ потокової лінії – в циклоні типу ЛІОТ № 9 (ЦОЛ) (джерело № 5);
- від місць пересипання зерна на галереї МОБ – в циклоні типу ЛІОТ № 9 (ЦОЛ) (джерело № 6);
- від башмаку норії склада № 10 – в батарейному циклоні типу 4БЦШ-450 (джерело № 14).

Добір проб примішки пилу в ПГПС провадився методом зовнішньої фільтрації, визначення їх концентрацій виконувалось гравіметричним методом .

Засоби вимірів:

- пробовідбірні трубки з набором наконечників;
- фільтрувальні патрони;
- фільтри АФА-ВП-20, ТУ 95-743-80, паперові фільтри;

- термометри для визначення температури газів;
- шафа сушильна;
- U-образні манометри;
- секундоміри, ДСТ 8.423-81, $\Delta t = 0,1$ с;
- барометр, ТУ 2504-1797-75, $\Delta p = 1$ мм.рт.ст.;
- поглиначі вологи;
- комплект устаткування: пневмометрична і пробовідбірні трубки, фільтрувальний патрон "НИИОГАЗа", реометр, електроаспіратор «Тайфун» Р-20-20;
- мікроманометр із похилою трубкою, ММН-240, ДСТ 11167-71, $\Delta p = 1$ мм.в.ст.;
- ваги аналітичні, клас 2, тип ВЛР-200, ДСТ 24104-80Е, $\Delta m = 0,1$ мг;
- психрометр аспіраційний, МВ-4М;
- реометр кульковий сухий;
- анемометр.

Аеродинамічні випробування вентиляційних систем, проводилися відповідно з ГОСТ 12.3,018-79 «Системы вентиляционные. Методы аэродинамических испытаний»;

3.3 Результати розрахунків потужності валових і разових викидів, концентрації забруднюючої речовини і карти її розсіювання в приземному шарі атмосфери

Нижче приведено розрахунки викидів забруднюючої речовини від вказаних джерел викидів підприємства у відповідності зі “Збірником показників емісії (питомих викидів) забруднюючих речовин в атмосферне повітря різними виробництвами. Донецьк. УкрНТЕК. 2004р.”.

Валові викиди забруднюючих речовин визначені за формулою :

$$M = 10^{-9} * V * C * t, \text{ т/рік,}$$

де :

t - час роботи устаткування, годин/рік;

V - об'ємні витрати пилоповітряної суміші в одиницю часу, м³/год.

C - концентрація викидів пилу зернового, мг/м³, яка визначається за формулою:

$$C = C_{\text{сер}} * (100 - K_{\text{оч}}) / 100 \text{ мг/м}^3;$$

$C_{\text{сер}}$ - середня концентрація викидів пилу зернового, що відходить від джерела виділення, мг/м³;

$K_{\text{оч}}$ - ефективність очищення аспіраційного повітря в пилоочищувальних установках, %.

Величини $C_{\text{сер}}$ і $K_{\text{оч}}$ визначаються за результатами інструментальних вимірів.

Результати розрахунків разових і валових викидів пилу зернового

представлені в наступній таблиці

Таблиця 3.1

№ № джерел	Найменування джерела виділення	Потужність викиду,г/с	Концентрація,мг/м ³		Валовий викид забруднюючої речовини, т/рік
			До очищення	Після очищення	
2	Сепаратор БЦС – 50, норії	0,1073	370	64	0,3128
3	Місця пересипки	0,0272	360	65	0,0785
4	Місця пересипки	0,0483	238	46	0,0664
5	Башмак норій №№ 1,2	0,1019	304	50	0,3024
6	Місця пересипки	0,1177	330	57	0,3491
7	Сепаратор БЦС – 100	0,1998	290	49	0,3467
8	Сепаратор БСХ – 100	0,1324	379	65	0,1092
11	Зерносушарка № 1	0,6517	49	49	2,0253
12	Зерносушарка № 1	0,6192	48	48	0,6478
14	Норія складу № 10	0,0539	204	33	0,0360
	Разом				4,2741

Для оцінки ймовірного впливу на забруднення приземного шару атмосфери викидів забруднюючих речовин об'єкта виконаний розрахунок розсіювання пилу зернового в приземному шарі повітря.

Розрахунок проведений на ЕОМ з використанням програмного комплексу "ПЛЕНЕР-1.25", заснованого на методиці ОНД-86 і погодженого Міністерством корисних ресурсів України.

Результати розрахунків максимальних приземних концентрацій пилу зернового на межі нормативної санітарно-захисної зони, в житловій зоні і в розрахунковому прямокутнику представлені в таблицях і на карті розсіювання.

Результати проведених розрахунків показали, що максимальні приземні концентрації нижче ГДК, тобто санітарні норми дотримуються для всієї вказаної території і тому установки “Богодухівського хлібоприймального підприємства” не внесуть істотний вклад у рівень забруднення атмосферного повітря в районі розташування даного об'єкта.

Відповідно до Державних санітарних правил планування і будівництва населених пунктів, затверджених наказом Міністерством охорони здоров'я України від 19 червня 1996 р. N 173, підприємство відноситься до 4 класу санітарної класифікації з розміром нормативної СЗЗ 100 м.

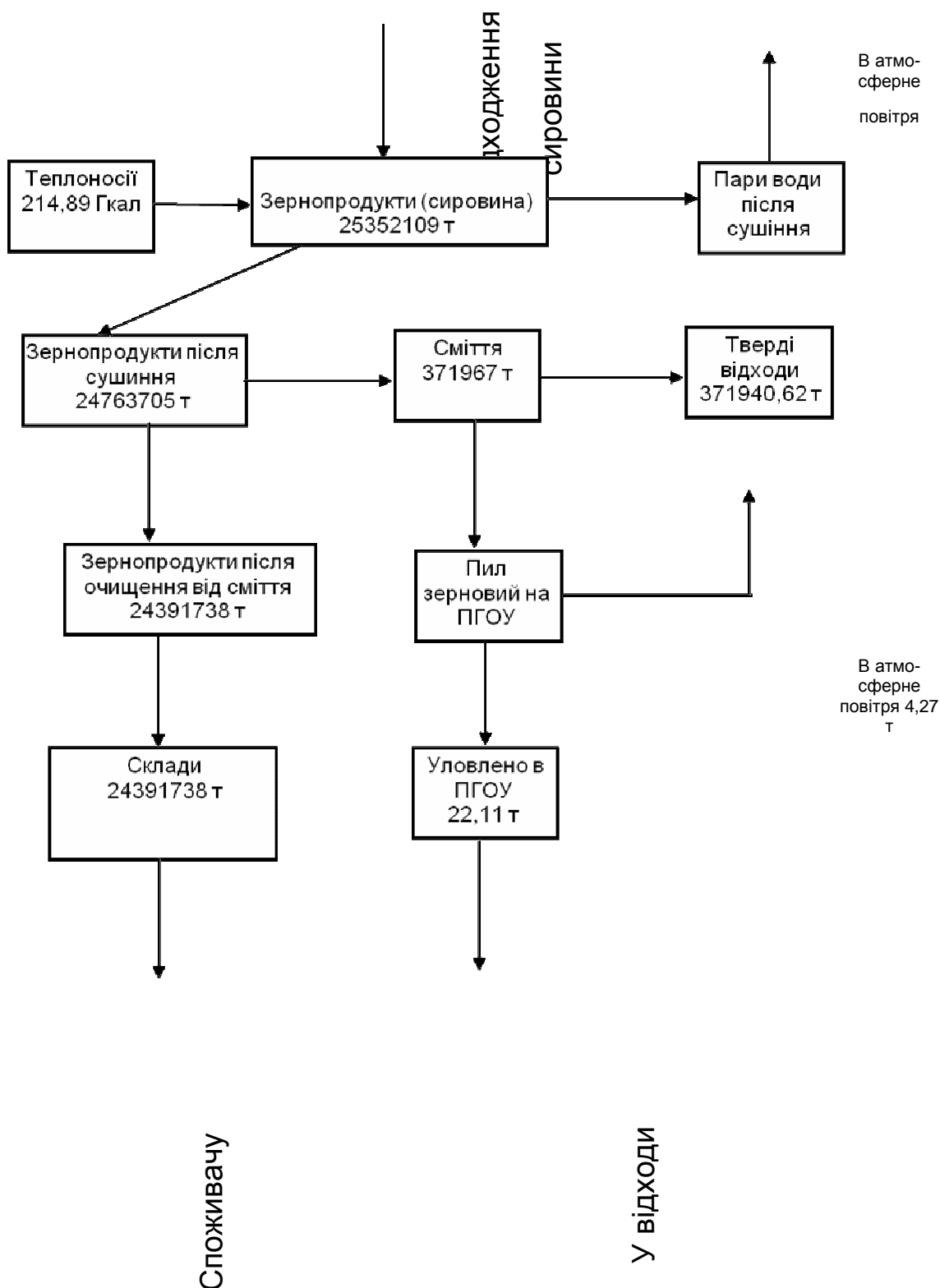


Рис. 3.1 Схема матеріального балансу виробничого процесу (за рік)

**Таблиця результатів розрахунків максимальних приземних концентрацій
(точки в вузлах розрахункового прямокутника)**

**Таблиця результатів розрахунків максимальних приземних концентрацій
(точки на межі санітарно-захисної зони)**

Карта розсіювання максимальних приземних концентрацій

ВИСНОВКИ

Проведено ґрунтовний аналіз процесів, що відбуваються в кристалах під дією зовнішніх впливів. Розглянуті детально механізми закріплення дислокацій, лінійних дефектів кристалічної ґратки, точковими дефектами або їх комплексами, а також вузлами дислокаційної сітки.

Показано, що в зразках можна спостерігати знеміцнення, якщо їх опромінювати ультразвуком в процесі статичних навантажень, або ж зміцнення за умов коли ультразвукова обробка матеріалу передує статичним випробуванням.

Встановлено, що зміна властивостей кристалу під впливом дії ультразвуку може бути зумовлено наступними причинами: 1) суперпозицією полів, утворених статичним зусиллям і пружною акустичною хвилею; 2) тепловим впливом ультразвуку, що призводить до нагріву зразка за рахунок поглинання механічної енергії і нарешті; 3) за рахунок селективного поглинання енергії пружних хвиль структурними дефектами кристалів.

Проведено дослідження ферімагнетика – магнетита. Досліджено залежності теплового розширення та магнітострикції цієї речовини від температури в широкому її інтервалі (від 77 К – 300 К). На основі проведеного експерименту пропонується пояснення незвичайних властивостей магнетиту при низьких температурах.

Обчислено рівноважні значення параметра ґратки й енергії зв'язку, що доводиться на один атом, для двовимірної гексагональної ґратки, атоми якої взаємодіють за допомогою парного центрально-симетричного потенціалу (потенціалу “ $p-q$ ”).

Отримано чисельні значення параметрів потенціалів кристалічного поля для атомів щільнопакованого ряду у двовимірній гексагональній ґратці. Показано, що для всіх розглянутих значень $10 \leq p \leq 20$ й $3 \leq q \leq p-1$ форма потенціалу $\Phi(u)$ близька до моногармонічної: внесок вищих гармонік не перевищує 11 %.

Показано, що головна умова слабкого зв'язку щільнопакованих рядів із кристалічною матрицею, що допускає існування краудіонів і використання при їхньому описі довгохвильового наближення, виконується при всіх розглянутих p й q . Відношення величини параметра міжатомної взаємодії усередині виділеного ряду w до амплітуди потенціалу кристалічного поля $\Phi_m = \max \Phi(u)$ має величину $12 \div 18$.

Отримано чисельні значення основних параметрів краудіонів: власної енергії, ефективної маси й характерної довжини. Для всіх розглянутих p й q характерна ширина краудіона в кілька разів перевищує параметр ґратки.

Отримані результати важливі для пояснення новітніх експериментальних даних щодо тонкої структури випромінювання Вавілова-Черенкова і для розглянення поляризаційних ефектів в процесі ВВЧ при русі частинок та іонів з високими спінами. Вперше побудована теорія випромінювання Вавілова-Черенкова частинкою з довільним спіном.

Проведений аналіз показує, що точність визначення температури Кюрі цілком порівнянна з точністю визначення величини θ_C гейзенбергівського ферромагнетика за допомогою моделі молекулярного поля. Слід зазначити також, що формула (14) дає максимум θ_C при $x=0.35$, що набагато краще відповідає експерименту ($x=0.33$) [50], чим величина, що одержана чисельним методом у моделі динамічного молекулярного поля [46], який дає максимум θ_C при $x=0.5$.

Отримано дисперсійне рівняння відкритого резонатора з шаром діелектрика в наближенні, що резонансне коливання уявляє собою два гаусові хвильові пучки, що поширюються один назустріч другому. Доведено, що резонансна довжина хвилі здійснює осциляції навколо середнього значення при зміні відстані від шару діелектрика до дзеркала резонатора. Результати поширені на випадок, коли замість шару діелектрика в резонаторі знаходиться ґратка

Запропоновано вимірювання діелектричних сталих композиційних матеріалів за допомогою радіоінтерферометрів, який є одним з найбільш методів вимірювання коефіцієнтів заломлення прозорих середовищ. Діелектрична проникність розраховується по зміні фази, яку вносить товщина діелектрика, що поставлена на шляху хвилі

Показано, що вид дифракційної картини при падінні частини фотонів на систему двох або більшого числа вузьких щілин визначається спектром імпульсів вільних електронів непрозорих ділянок екрану. Рівняння, яке визначає кути розсіяння первинних фотонів переходить в класичне співвідношення у випадку малих кутів падіння та малих кутів дифракції.

Досліджено ефект конкуренції дифракційних складових який проявляється в тім, що при слабкій акусто оптичній взаємодії зі зменшенням амплітуди однієї із двох ультразвукових хвиль f_{01} відбувається зменшення амплітуди світлової компоненти, розсіяної цією хвилею, з одночасним збільшенням складової світлової хвилі, розсіяної хвилею із частотою f_{02} .

Результати проведених розрахунків показали, що максимальні приземні концентрації нижче ГДК, тобто санітарні норми дотримуються для всієї вказаної території і тому установки “Богодухівського хлібоприймального підприємства” не внесуть істотний вклад у рівень забруднення атмосферного повітря в районі розташування даного об'єкта.

Відповідно до Державних санітарних правил планування і будівництва населених пунктів, затверджених наказом Міністерством охорони здоров'я України від 19 червня 1996 р. N 173, підприємство відноситься до 4 класу санітарної класифікації з розміром нормативної СЗЗ 100 м.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Криштал М.А., Головин С.А. Внутреннее трение и структура металлов. – М.: Металлургия, 1976. – 375 с.
2. Гранато А., Люкке К. Струнная модель дислокации и дислокационное поглощение ультразвука // Физическая акустика.- М.: Мир, 1969.-Т. 4, Ч. А.- С. 261-321.
3. Чернов В.М. Подвижность дислокаций в кристаллах с центрами закрепления // ФТТ.-1973. – Т. 15, № 4.- С. 1159-1166.
4. Инденбом В.Л., Чернов В.М. К теории дислокационного гистерезиса // Механизмы релаксационных явлений в твердых телах. - М.: Наука. - 1972. – с. 87 – 95.
5. Петченко А.М. Дислокационное поглощение ультразвука в упругодеформированных кристаллах CsJ // ФТТ.-1991. – Т. 33, № 5.- С. 1541-1544.
6. Криштал М.А., Головин С.А. Внутреннее трение и структура металлов. – М.: Металлургия, 1976. – 375 с.
7. Vervey E.J.W, and Naayman P.W., Physica, 1941, v.8, p.p. 979 - 987
8. Hamilton W.C., Phys. Rew., 1958, v.110, №5, p.p. 1050 - 1057
9. Kronmuller H., and Walz T., Phys. Mag. B., 1980. v.42, №3, p.p. 433 - 452

10. Shirane G., Chikazumi S., Akimitsu J., Chiba K., Matsui M., Tuii Y., J. Phys. Soc. Japan, 1975, v. 39, №4, p.p. 949 - 957
11. Umemura S., and Iida S., J. Phys. Soc. Japan, 1976, v. 40, №3, p.p. 679 - 685
12. Matsui M, Todo S., and Chikazumi S., J. Phys. Soc. Japan, 1977, v. 43, №1, p.p. 47 - 52
13. Iida S., Mizushima K., Mizoguchi M., Ueki A., Kose K., Kato K., Yanai K., Goto N., Motomura Y., "Ferrites Pros. ICF3, Kyoto, Sept. 29 – Oct. 2, 1980", Tokyo, Dordrecht, 1982, p.p. 87 - 95
14. Аксенова Е. Ю., Аринкина Е.Л., Мамалуй Ю.А., УФЖ, т. 28, №5, с. 704 - 707
15. Чечерский В.Д., Еременко В.В., Романов В.П., ФНТ, 1979, т. 5, №1, с. 51 - 65
16. Белов К.П., Горяга А.Н., Шереметьев В.Н, Пронин В.Н., ФТТ, 1985, т. 27, №6, с. 1836 – 1840
17. И. Ф. Люксютов, А. Г. Наумовец, В. Л. Покровський, *Двовимірні кристали*, Київ, Наукова думка (1988)
18. H. R. Paneth, *Phys. Rev.* 80, 708 (1950).
19. L. Tewordt, *Phys. Rev.* 109, 61 (1958).
20. Дж. Маннинг, *Кінетика дифузії атомів у кристалах*, Мир, Москва (1971).
21. A. Seeger, *Phys. Status. Solidi.* 38, 235 (1970).

22. D. I. R. Norris, L. M. Brown, *Scr. Metall.* 8, 1045(1974).
23. В. Д. Нацик, Е. И. Назаренко, *ФНТ* 26, 283 (2000).
24. В. Д. Нацик, С. Н. Смирнов, Е. И. Назаренко, *ФНТ* 27, 316 (2001).
25. В. Д. Нацик, С. Н. Смирнов, Е. И. Назаренко, *ФНТ* 27, 1295 (2001).
26. А. М. Косевич, А. С. Ковальов, Теорія динамічного краудіона в тривимірній сильно анізотропному середовищі, у сб.: Динаміка дислокацій, Наукова думка, Київ (1975).
27. A. S. Kovalev, A. D. Kondratyuk, A. M. Kosevich, and A. I. Landau, *Phys. Rev.* **B48**, 4122 (1993); *Phys. Status Solidi* **B177**, 177 (1993).
28. A. I. Landau, A. S. Kovalev, and A. M. Kosevich, *Phys. Status Solidi* **B179**, 373 (1993).
29. Гинзбург В.Л. Об электродинамике анизотропной среды // ЖЭТФ. — 1940. — Т. 10. — С. 601-607.
30. Франк И. М. Излучение Вавилова-Черенкова для электрических и магнитных мультиполей // УФН. — 1984. — Т. 144, вып. — С. 251 – 275.
31. Гинзбург В.Л. О черенковском излучении магнитного диполя // В память о Вавилове С.И. — М.: Изд. АН СССР. — 1952. — С. 193 – 199.
32. Франк И.М. Черенковское излучение мультиполей // В память о Вавилове С.И. — М.: Изд. АН СССР. — 1952. — С. 172 – 192.
33. Франк И. М. Излучение Вавилова-Черенкова для электрических и магнитных мультиполей // УФН. — 1984. — Т. 144, вып. — С. 251 – 275.

34. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Прохождение быстрых частиц через вещество // Теоретическая физика. Т. VIII. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1982. — С. 538 – 562.
35. Франк И.М. Излучение Вавилова-Черенкова. – М.: Наука, 1988. – 288 с.
36. Франк И. М. О моментах магнитного диполя, движущегося в среде // УФН. – 1989. – т. 158, вып. 1. – С. 135 – 138.
37. Кириченко И.К., Степановский Ю.П. „Физические” форм-факторы и ковариантная параметризация электромагнитного тока частицы с произвольным спином // Ядерная физика. – 1974. – Т. 20, вып. 3. – С. 554 – 561.
38. Эдмондс А. Угловые моменты в квантовой механике // Деформация атомных ядер. – ИИЛ, 1958.
39. G.N. Afanasiev, M.V. Lyubchenko, Yu.P. Stepanovsky. Quantum theory of the Vavilov-Cherenkov radiation by particle with arbitrary spin // Problems of atomic science and technology. – 2007. – V.3, s. C. – P. 153 – 155.
40. Gourdin M. Electromagnetic form-factors // Nuovo Cim. – 1965. – Vol. 36. – P. 129 – 149.
41. Hubbard J. Electron correlation in narrow energy bands // Pros. Roy. Soc. - 1963. - Vol. A 276, #1365.- P. 238-257 (I).
42. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны.- М: Наука, 1967. - 368 с.
43. Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. - М.: Физматгиз, 1962. - 394 с.

44. М. Ш. Ерухимов, И. С. Сандалов, Зависимость основного состояния и термодинамических характеристик узкозонных –магнетиков от концентрации электронов проводимости// ФТТ.-1977.-Т. 19, №8, -С.1377-1385.
45. N. Furukawa, Thermodynamics of the double exchange systems, in: Physics of Manganites, Eds. T.A. Kaplan and S.D. Mahanti. – N.Y.: Kluwer Academic.-1999.- P.1-38; arXiv: cond-mat/9812066 (1998).
46. Маттис Д. Теория магнетизма. – М.: Мир, 1967. – 408 с.
47. Ч. Киттель. Квантовая теория твердых тел. М.: Наука, 1967.- 492с.
48. C. W. Searle and S. T. Wang, Studies of the ionic ferromagnet (LaPb)MnO₃. V. Electric transport and ferromagnetic properties// Can. J. Phys. -1970.-Vol. 48. P. 2023-2031.
49. J. M. D. Coey, M. Viret, and S. von Molnar, Mixed-valence manganites// Adv. Phys. -1999. –Vol. 48, #2. –P. 167-293.
50. C. W. Searle and S. T. Wang, Studies of the ionic ferromagnet (LaPb)MnO₃. V. Electric transport and ferromagnetic properties// Can. J. Phys. -1970.-Vol. 48. P. 2023-2031.
51. J. M. D. Coey, M. Viret, and S. von Molnar, Mixed-valence manganites// Adv. Phys. -1999. –Vol. 48, #2. –P. 167-293.
52. Андросов В.П., Велиев Э.И., Вертий А.А. Поляризационные спектральные характеристики открытых резонаторов с внутренними неоднородностями.//Изв. вузов. Радиофизика.-1983.-26, вып 3.

53. 2 Вертий А.А., Иванченко И.В., Попенок Н.А. Исследование анизотропных пленок резонансным методом.// там же.-Вып.5.
54. Вертий А.А., Иванченко И.В., Шестопапов В.П. Экспериментальное исследование квазиоптического резонатора с анизотропным заполнением.//Радиотехника и электроника.-1981.-26, вып.2.
55. Андросов В.П., Велиев Э.И. Вертий А.А. Фокусирующие особенности дифракционной решетки в открытом резонаторе.// Изв. вузов. Радиофизика.-1985.-30, вып.5.
56. Селезнев Д.Т. Исследование собственных частот плоского резонатора нагруженного решеткой из металлических брусьев прямоугольного поперечного сечения.//Вестн. Хар. ун-та.-1981.-№216.
57. Дешан Ж., Маст П. Преобразование пучка при распространении в системе квадратичных линз.// Квазиоптика. -М. - Мир, 1966.
58. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. – М. Наука, 1976.
59. 8.Маркузе Д. Оптические волноводы. // -М. - Мир 1974.
60. Безуглый А.В. Дифракция фотонов на системы параллельных щелей// Радиотехника. 2006. Вып. 147. с. 65-68.
61. Ахнезер А.И., Берестецкий В.Б.; Квантовая электродинамика; “Наука”, 1969, изд. 3е. с. 437.
62. Лондау А.Д., Лифшиц Е.М.; Теоретическая физика, т. 3-м.; 1963, с.63.
63. Сивухин Д.В., Общий курс физики, т.4-м. “Наука”,1985, с.307.

64. В.Г. Колобродов, П.В. Бородийчук, В.И. Микитенко. Оптические системы видеоспектрометров дистанционного зондирования Земли.//Космічна наука і технологія. 1998, т.4. №1. с.29-38
65. Сафронов Ю.П., Эльман Р.И. Инфракрасные распознающие устройства. М., Воениздат, 1976. 207с.
66. Мишев Д. Дистанционное исследование Земли из космоса. Пер. с болг.– М.: Мир,1985,–232 с.
67. Лукашевич Е.Л., Карпухина О.Л., Чарыкова Е.Н. Информационное обеспечение решения задач экологического мониторинга видео – существующие и потенциальные возможности. WWW. есосот. ru.
68. Annex D/ Space And Missile Defense Technologies Army and Technology Master Plan (ASTMD 1997). www. fas. org.
69. Л.Ф.Купченко, Г.В.Рыбалка, О.В.Ефимова. Дифракция света на двух ультразвуковых волнах с различными частотами // Радиопизика и електроника. - Харьков: Ин-т радиопизики и електрон. НАН Украины, 2004. - Т. 9, №3. - С. 503-508.
70. Парыгин В.И. Дифракция света на бегущих акустических волнах в изотропной среде // Радиотехника и електроника. – 1974. – 19, № 1. – С.38-44.
71. Балакший В.А., Парыгин В.И., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. – М: Радио и связь, 1985. – 280 с.
72. Балакший В.А., Нагиева И.А. Дифракция света на двух коллинеарных акустических волнах с разными частотами. Конкуренция мод // Радиотехника и електроника. – 2000. – 45, №5. – С.596- 601.

73. Балакший В.А., Нагиева И.А. Модуляция света акустическими волнами в изотропной среде при сильном акустооптическом взаимодействии // Вестн Москов ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия. – 1999. – №1. – С.39-43.
74. Элаши Ш. Волны в активных и пассивных периодических структурах. Обзор // ТИИЭР. – 1976. – Т.26, №12. – С. 22-59
75. ГОСТ 17.2.3.02-78 "Охрана природы. Атмосфера. Правила установления допустимых выбросов вредных веществ промышленными предприятиями". М., 1978 г.
76. ГОСТ 12.3,018-79 «Системы вентиляционные. Методы аэродинамических испытаний»;
77. ОНД-86. Методика расчета концентраций в атмосферном воздухе вредных веществ, содержащихся в выбросах предприятий. Л., Гидрометеиздат, 1987 г.
78. Сборник методик по определению концентраций загрязняющих веществ в промышленных выбросах. Л., Гидрометеиздат, 1987 г.
79. Сборник методик по расчету выбросов в атмосферу загрязняющих веществ различными производствами. Л., Гидрометеиздат, 1986 г.
80. Тищенко Н.Ф. "Охрана атмосферного воздуха. Расчет содержания вредных веществ и распределение в воздухе". М., "Химия", 1991г
81. “Збірник показників емісії (питомих викидів) забруднюючих речовин в атмосферне повітря різними виробництвами. Донецьк. УкрНТЕК. 2004р.”.