

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет Електронної та біомедичної інженерії
(повна назва)

Кафедра Фізичних основ електронної техніки
(повна назва)

АТЕСТАЦІЙНА РОБОТА
Пояснювальна записка

рівень вищої освіти другий (магістерський)

ДОСЛІДЖЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК КІЛЬЦЕВОГО
РЕЗОНАТОРА ДЛЯ ТЕЛЕКОМУНІКАЦІЙНИХ СИСТЕМ
(тема)

Виконав:
студент 2 курсу, групи ФТОІМ-18-1
Самотой І. В.
(прізвище, ініціали)

Спеціальність 152 «Метрологія та інформаційно-
вимірювальна техніка»
(код і повна назва спеціальності)

Тип програми освітньо-професійна
(освітньо-професійна або освітньо -наукова)

Освітня програма «Фотоніка та
оптоінформатика»
(повна назва освітньої програми)

Керівник проф. каф. ФОЕТ Одаренко Є. М.
(посада, прізвище, ініціали)

Допускається до захисту

Зав. кафедри _____
(підпис)

Мачехін Ю.П.
(прізвище, ініціали)

2019 р.

Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет Електронної та біомедичної інженерії
(повна назва)
Кафедра Фізичних основ електронної техніки
(повна назва)
Рівень вищої освіти другий (магістерський)
Спеціальність 152 «Метрологія та інформаційно-вимірювальна техніка»
(код і повна назва)
Тип програми освітньо-професійна
(освітньо-професійна або освітньо-наукова)
Освітня програма «Фотоніка та оптоінформатика»
(повна назва)

ЗАТВЕРДЖУЮ:

Зав. кафедри _____

(підпис)

« ____ » _____ 20 ____ р.

ЗАВДАННЯ

НА АТЕСТАЦІЙНУ РОБОТУ

студентові Самотою Іллі Володимировичу
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи Дослідження характеристик кільцевого резонатору для телекомунікаційних систем

затверджена наказом університету від " 30 " жовтня 2019 р. № 1577 Ст

2. Термін подання студентом роботи до екзаменаційної комісії 17 грудня 2019 р.

3. Вихідні дані до роботи $\lambda_0 = 1,55$ мкм; $n_{\text{clad}} = 1,5$; $n_{\text{core}} = 2,5$; $w_{\text{core}} = 0,2$ мкм; $w_{\text{clad}} = 2$ мкм;
 $dx = 3,5833 \cdot w_{\text{core}}$; $dx_1 = 4,5 \cdot w_{\text{core}}$; $dx_2 = 2,5 \cdot w_{\text{core}}$

4. Перелік питань, що потрібно опрацювати в роботі 1 Принцип дії, особливості та сфери застосування оптичних резонаторів. 2 Різновиди оптичних резонаторів. 3 Принцип дії, особливості та застосування оптичних кільцевих резонаторів. 4 Базові конфігурації кільцевих резонаторів та опис їх фізико-математичних моделей. 5 Створення комп'ютерної моделі кільцевого резонатору, розрахунок його спектральних характеристик та дослідження впливу зміни коефіцієнта зв'язку на параметри та характеристики оптичного кільцевого резонатору.

5. Перелік графічного матеріалу із зазначенням креслеників, схем, плакатів, комп'ютерних ілюстрацій

Складальний кресленик – волоконно-оптичний порт – А3.

Кресленик деталі ахроматичний волоконний порт – А4 – 1 шт.

Кресленик деталі ахроматична лінза-коліматор – А4 – 1 шт.

Кресленик деталі адаптер волоконно-оптичного порту – А3 – 1 шт.

Кресленик деталі монтажні стрижні – А4 – 1 шт.

Демонстраційний матеріал – 10 шт.

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів роботи	Терміни виконання етапів роботи	Примітка
1	Інформаційно-тематичний пошук та огляд літературних джерел про кільцеві резонатори та нелінійну оптику і ефекти	01.08.19 – 31.08.19	Виконано
2	Дослідження оптичних кільцевих резонаторів	01.09.19 – 30.09.19	Виконано
3	Виконання комп'ютерного моделювання та чисельних розрахунків	1.10.19 – 15.10.19	Виконано
4	Аналіз розрахунків та параметрів оптичного кільцевого резонатору	16.10.19 – 31.10.19	Виконано
5	Оформлення пояснювальної записки	01.11.19 – 07.11.19	Виконано
6	Оформлення графічних та демонстраційних матеріалів	08.11.19 – 18.11.19	Виконано
7	Проходження нормоконтролю і отримання рецензії	19.11.19 – 22.11.19	Виконано
8	Підготовка та захист атестаційної роботи	23.11.19 – 19.12.19	

Дата видачі завдання 03 листопада 2019 р.

Студент 
(підпис)

Керівник роботи _____
(підпис)

Одаренко Є. М.
(посада, прізвище, ініціали)

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка атестаційної роботи: 81 с., 44 рис., 2 табл., 2 додатки, 30 джерел.

ХВИЛЕВІД, КІЛЬЦЕВИЙ РЕЗОНАТОР, ОПТИЧНИЙ ДІАПАЗОН, СПЕКТРАЛЬНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ, КОЕФІЦІЄНТ ПРОПУСКАННЯ, ФІЛЬТР ВВОДУ-ВИВОДУ, РЕЖЕКТОРНИЙ ФІЛЬТР.

Об'єкт дослідження – кільцевий резонатор оптичного діапазону.

Мета роботи – розрахунок комп'ютерної моделі кільцевого резонатору та дослідження впливу зміни величини коефіцієнту зв'язку на параметри та характеристики оптичного кільцевого резонатору..

Метод дослідження – числові методи розв'язання задач електродинаміки – метод кінцевих різниць та метод кінцевих елементів.

У першій частині роботи описується загальна інформація про оптичні резонатори, їх принцип дії, різновиди та сфери застосування; детально описано принцип дії оптичних кільцевих резонаторів, їх види, а також сфери, у яких їх використовують на практиці; описуються базові конфігурації оптичних кільцевих резонаторів та їх фізико-математичні моделі; описуються явища нелінійної оптики у оптоволоконних системах зв'язку, їхні фізичні принципи та сфери застосування.

У другій частині роботи демонструється процес побудови комп'ютерної моделі оптичного кільцевого резонатору, а також розрахунок його спектральних характеристик при різних значеннях параметру коефіцієнту зв'язку.

ABSTRACT

The explanatory note to the attestation work: 81 p., 44 fig., 2 tab., 2 appendices, 30 sources.

WAVEGUIDE, RING RESONATOR, OPTICAL RANGE, SPECTRAL CHARACTERISTICS, TRANSMITTANCE, ADD-DROP FILTER, NOTCH FILTER.

The object of the study – the ring resonator of the optical range.

The purpose of the work – calculation of the computer model of the ring resonator and researching of the influence of changing coupling coefficient value on parameters and characteristics of optical ring resonator.

Methods of the research – numerical methods for solving problems of electrodynamics – finite difference method and finite element method.

The first part of the work contains description of basic information about optical resonators, their operating principle, varieties and application realms; particularly, operating principle of optical ring resonators, their varieties and application realms are described; basic optical ring resonator configurations and their physical and mathematical models description; nonlinear optics phenomena in optical fiber communication systems, their physical principles and areas of application.

The second part of the work contains demonstration of designing of optical ring resonator computer model and evaluation of its spectral characteristics for different values of coupling coefficient parameter is shown too.

РЕФЕРАТ

Пояснительная записка аттестационной работы: 81 с., 44 рис., 2 табл., 2 приложения, 30 источников.

ВОЛНОВОД, КОЛЬЦЕВОЙ РЕЗОНАТОР, ОПТИЧЕСКИЙ ДИАПАЗОН, СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ, КОЭФФИЦИЕНТ ПРОПУСКАНИЯ, ФИЛЬТР ВВОДА-ВЫВОДА, РЕЖЕКТОРНЫЙ ФИЛЬТР.

Объект исследования – кольцевой резонатор оптического диапазона.

Цель работы – расчет компьютерной модели кольцевого резонатора и исследования влияния изменения величины коэффициента связи на параметры и характеристики оптического кольцевого резонатора.

Метод исследования – численные методы решения задач электродинамики – метод конечных разностей и метод конечных элементов.

В первой части работы описывается общая информация об оптических резонаторах, их принцип действия, разновидности и сферы применения; детально описано принцип действия оптических кольцевых резонаторов, их виды, а также сферы, в которых их применяют на практике; описываются базовые конфигурации оптических кольцевых резонаторов и их физико-математические модели; описываются явления нелинейной оптики в оптоволоконных системах связи, их физические принципы и сферы применения.

Во второй части работы демонстрируется процесс построения компьютерной модели оптического кольцевого резонатора, а также расчет его спектральных характеристик. при разных значения параметра коэффициента связи.

ЗМІСТ

Вступ.....	9
1 Оптичні резонатори. Фізичні принципи роботи та сфери застосування.....	10
1.1 Оптичні резонатори. Принцип дії та застосування.....	10
1.1.1 Загальні відомості про оптичні резонатори.....	10
1.1.2 Оптичний кільцевий резонатор.....	14
1.1.3 Застосування кільцевих резонаторів.....	19
1.1.4 Оптичні кільцеві резонатори та інтегровані фотонні датчики.....	21
1.2 Базові конфігурації та фізико-математична модель.....	29
1.2.1 Базова конфігурація типу «режекторний фільтр» з одним кільцевим резонатором та одним шинним хвилеводом.....	29
1.2.2 Базова конфігурація типу «add-drop» з одним кільцевим резонатором та двома шинними хвилеводами.....	33
1.3 Нелінійна оптика та нелінійні ефекти у оптоволоконних системах передачі інформації.....	37
1.3.1 Класифікація нелінійних ефектів в оптиці.....	37
1.3.2 Взаємодія інтенсивного оптичного випромінювання з речовиною.....	41
1.3.3 Нелінійні ефекти у оптоволоконних системах передачі інформації ...	47
2 Дослідження впливу коефіцієнту зв'язку на спектральні характеристики кільцевого резонатору.....	61
2.1 Моделювання та розрахунок оптичного кільцевого резонатору.....	61
2.1.1 Побудова комп'ютерної моделі за заданими параметрами.....	61
2.1.2 Розрахунок спектральних характеристик та аналіз результатів.....	65
2.2 Моделювання та розрахунок оптичного кільцевого резонатору для різних значень коефіцієнта зв'язку.....	66
2.2.1 Збільшення величини відстані зв'язку.....	67
2.2.2 Зменшення величини відстані зв'язку.....	69
2.2.3 Збільшення величини довжини зв'язку.....	73
2.2.4 Зменшення величини довжини зв'язку.....	75

	8
Висновки	78
Перелік джерел посилання	79
Додаток А Графічні матеріали.....	82
Додаток Б Демонстраційний матеріал	89

ВСТУП

Оптичний кільцевий резонатор представляє собою набір хвилеводів, у якому, принаймні, один є замкнутим контуром, що з'єднаний з яким-небудь вхідним та вихідним сигналами світла.

Концепції оптичних кільцевих резонаторів такі ж, як і у резонаторів на модах шепчучої галереї, за виключенням того, що вони використовують світло і підкоряються властивостям конструктивної інтерференції та повного внутрішнього відбиття. Коли світло резонансної довжини хвилі пропускається по контуру з вхідного хвилевода, воно накопичується в інтенсивності по множині циклів через конструктивну інтерференцію і виводиться на вихідний шинний хвилевід, що слугує у якості хвилевода-детектора.

Так як тільки кілька вибраних довжин хвиль будуть резонансні всередині петлі, оптичний кільцевий резонатор функціонує як фільтр. Крім того, два чи більше кільцевих хвилеводи можуть бути з'єднані один з одним для формування оптичного фільтра складання/відкидання.

Перевагами оптичних кільцевих резонаторів є висока добротність, малі розміри, низькі втрати та можливість інтегрування у існуючі системи оптичного зв'язку.

Метою даної роботи є дослідження впливу зміни значення коефіцієнту зв'язку на параметри та характеристики кільцевого резонатора, що працює у оптичному діапазоні довжин хвиль, на основі комп'ютерної моделі, побудованої з використанням пакету електромагнітного моделювання COMSOL.

1 ОПТИЧНІ РЕЗОНАТОРИ. ФІЗИЧНІ ПРИНЦИПИ РОБОТИ ТА СФЕРИ ЗАСТОСУВАННЯ

1.1 Оптичні резонатори. Принцип дії та застосування

1.1.1 Загальні відомості про оптичні резонатори

Оптичний резонатор – це сукупність дзеркальних елементів, що утворюють відкритий резонатор, який формує стоячу хвилю. Оптичний резонатор є головним компонентом лазерів, що оточують активне середовище та забезпечують зворотний зв'язок лазерного випромінювання. Світло, замкнуте у порожнині, відбивається багато разів створюючи стоячі хвилі для певних резонансних частот. Отримані картини стоячої хвилі називаються модами; поздовжні моди відрізняються лише частотою, тоді як поперечні моди відрізняються частотою, а також мають різні розподіли інтенсивності у перетині пучка. Існують різні форми оптичних резонаторів.

1. Резонатори з об'ємними компонентами та хвилевідні резонатори

Оптичний резонатор може бути зроблений з об'ємних оптичних компонентів, як показано на рис. 1.1, або як хвилеводний резонатор, у якому світло керується, а не спрямовується через вільний простір [1].

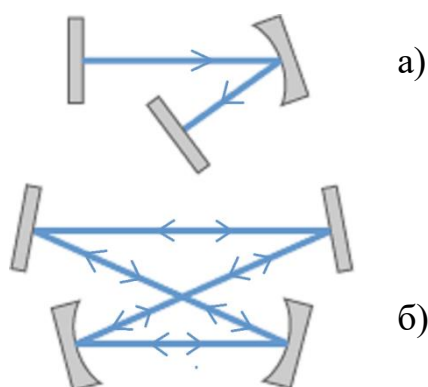
Оптичний резонатор з об'ємними елементами використовується, наприклад, для твердотільних лазерів. Властивості їх поперечних мод залежать від загальних параметрів (включаючи довжину повітряних просторів), а розміри мод можуть значно варіюватись вздовж резонатора. Хвилеводні лазери, зазвичай, виконані з оптичного волокна (наприклад, волоконні лазери) або у вигляді інтегральної оптики. Властивості поперечної моди визначаються локальними властивостями хвилеводу.

Існують також змішані типи резонаторів, що містять як хвилеводи, так і частини з оптичним поширенням у вільному просторі. Такі резонатори використовуються, наприклад, у волоконних лазерах, де об'ємні оптичні компоненти мають бути поміщені у лазерний резонатор.

2. Лінійні та кільцеві резонатори

Лінійні резонатори (або резонатори стоячої хвилі) (рис. 1.1, а) зроблені таким чином, що світло рухається туди-сюди між двома торцевими дзеркалами. Для безперервної циркуляції світла завжди існують зустрічні хвилі, що інтерферують одна з одною для утворення картини стоячої хвилі [2].

У кільцевих резонаторах (рис. 1.1, б) світло може циркулювати у двох різних напрямках. Кільцевий резонатор не має торцевих дзеркал. Кільцевий резонатор може бути виконаний як із дзеркал, так і з хвилеводів чи оптичного волокна (більш детально описується у п. 1.2).



а) лінійний резонатор;
б) кільцевий резонатор.

Рисунок 1.1 – Різновиди резонаторів

У іншому випадку, резонатор може містити додаткові оптичні компоненти, через які світло пропускається при кожному повному проході. Наприклад, лазерний резонатор містить підсилююче середовище, що здатне компенсувати втрати резонатора при кожному проході світла.

Під час повного проходження резонатора, світло зазнає впливу різних фізичних ефектів, що змінюють його просторовий розподіл: дифракції, ефектів фокусування та дефокусування оптичних елементів (інколи включаючи оптичні

нелінійності), у особливих випадках також спрямоване підсилення, насичене поглинання, і т.д.

Деякі важливі відмінності між лінійними та кільцевими резонаторами:

- у кільцевому резонаторі світло може циркулювати у двох різних напрямках. Якщо є дзеркало вивідного розгалужувача, утворюються два різні вихідні пучки. Лінійний резонатор з вихідним розгалужувачем на кінці не демонструє такого явища;

- світло проходить через оптичний компонент, розташований в середині резонатора, один раз за повний прохід у випадку кільцевого лазера та двічі за повний прохід у лінійному лазері (окрім вихідного дзеркала);

- коли світло вводиться у лінійний лазер через частково прозоре дзеркало, відбите світло може поширюватись назад до джерела світла. Це не стосується кільцевих резонаторів. Тому кільцеві резонатори інколи краще використовувати для подвоєння резонансної частоти з джерелом світла, що є чутливим до зворотного зв'язку.

- лінійний об'ємний резонатор може мати дві зони стабільності, наприклад для зміни діоптрійної потужності внутрішньої лінзи, або довжини плеча резонатора. Кільцевий резонатор має лише одну зону стабільності.

- ненормальне падіння світла на кожне дзеркало кільцевого резонатора спричиняє астигматизм, якщо дзеркало має хвилясту поверхню. Кільцевий резонатор, що має геометрію «метелика» часто використовується для мінімізації астигматизму утримуючи кути падіння малими.

- монолітні кільцеві лазери з високою добротністю можуть демонструвати явище повного внутрішнього відбиття на усіх поверхнях, через те можуть не мати діелектричних дзеркал.

3. Стабільні та нестабільні об'ємні оптичні резонатори

Стабільність об'ємно-оптичного резонатора по суті означає, що промінь, введений в систему з певним початковим поперечним положенням зміщення та кутом залишиться у системі впродовж багатьох повних проходів. У нестабіль-

них резонаторах є промені, що мають необмежене збільшення поперечного зміщення, таким чином що вони покинуть оптичну систему [3].

Стабільність резонатора залежить від властивостей та розташування оптичних елементів, в основному від кривизни відбивних поверхонь, інших фокуруючих ефектів та відстані між компонентами. Коли змінюється такий параметр, як довжина плеча або діоптрійна потужність фокуруючого елементу у резонаторі, резонатор може мати одну (для кільцевих резонаторів) або дві (для резонаторів стоячої хвилі) зони стабільності. На межах таких зон стабільності розміри пучка на торцях резонаторах можуть розходитись чи або сходитись до нуля, чутливість до центрування також може відхилятися від норми.

Більшість твердотільних лазерів побудовані на стабільних резонаторах, але нестабільні резонатори мають переваги у деяких лазерах, особливо у тих, що мають високу вихідну потужність та високий коефіцієнт посилення лазера, де може бути досягнута краща якість пучка. Моди нестабільних резонаторів мають досить складні властивості. Вихідний розгалужувач часто зроблений з дзеркала з високим коефіцієнтом відбиття, де частина циркулюючого світла втрачається по краям (або, можливо, з одного боку). Інша можливість полягає у використанні частково пропускнуго вихідного дзеркала з поперечною зміною відбивної здатності.

4. Застосування оптичних резонаторів

Оптичні резонатори використовуються, наприклад, для наступних цілей:

- у якості лазерних резонаторів, де втрати резонатора компенсуються активним середовищем, для підтримки або посилення оптичної потужності;
- у якості еталонів для фільтрування частотної складової оптичного випромінювання;
 - для фільтрації поперечної форми оптичного випромінювання;
 - як короткострокові оптичні стандарти частоти (наприклад, коли частота лазера прив'язана до резонансної частоти стабільного опорного резонатора);
 - для прецизійних вимірювань довжини, наприклад, використання періодично виникаючих резонансів при зміні довжини резонатору;

– для резонансного посилення внутрішньорезонаторної потужності (посилюючі резонатори), наприклад, для досягнення ефективного подвоєння частоти світла від малопотужного одномодового лазера;

– для прецизійних вимірювань малих втрат шляхом реєстрації спаду потужності внутрішньорезонаторного випромінювання.

У наступних пунктах буде детально розглянутий оптичний кільцевий резонатор та приклади його застосування на практиці.

1.1.2 Оптичний кільцевий резонатор

Кільцевий резонатор представляє собою набір хвилеводів, у якому принаймні один є замкнутим кільцем, що з'єднане з яким-небудь засобом вводу та виводу світла [4].

Приклади оптичних кільцевих резонаторів представлені на рис. 1.2.

Концепція оптичних кільцевих резонаторів така ж, як і у галерей, що шепочуть, за винятком того, що вони використовують світло, та підкоряються законам конструктивної інтерференції та повного внутрішнього відбиття. Коли світло резонансної довжини хвилі пропускається через кільце від вхідного хвилеводу, його інтенсивність накопичується на декілька повних кругових проходів завдяки конструктивній інтерференції та виводиться на вихідний шинний хвилевід, що слугує у якості хвилеводу-детектору.

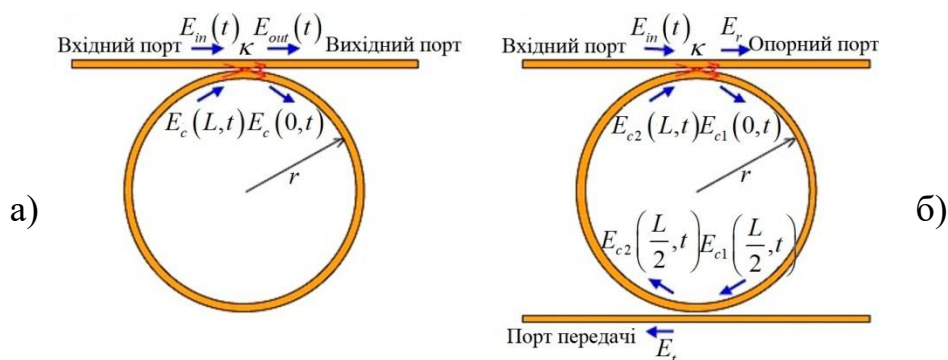
1. Принцип дії кільцевих резонаторів

Оптичні кільцеві резонатори працюють на принципах повного внутрішнього відбиття, конструктивної інтерференції та оптичного зв'язку.

1) Повне внутрішнє відбиття.

Світло, проходячи хвилеводами у оптичному кільцевому резонаторі, залишається у них завдяки явищу променевої оптики, відомому як повне внутрішнє відбиття (ПВВ). ПВВ – це оптичне явище, що має місце, коли промінь світла падає на поверхню розділу середовищ і не заломлюється нею. Враховуючи, що кут падіння більший, ніж критичний кут (відносно нормалі поверхні), а по-

казник заломлення середовища нижчий по іншу сторону поверхні розділу відносно падаючого променя, відбувається ПВВ і світло не проходить. Для того щоб оптичний кільцевий резонатор працював добре, мають виконуватись умови повного внутрішнього відбиття, і світло, що проходить по хвилеводах, не має яким-небудь чином їх покидати.



а) односегментний кільцевий резонатор;

б) двохсегментний кільцевий резонатор;

$E_{in}(t)$, $E_{out}(t)$ – амплітуда поля падаючої та переданої хвилі;

$E_c(0,t)$, $E_c(L,t)$ – амплітуда хвилі, на вході та на виході кільця;

$E_{c1}(L/2,t)$, $E_{c2}(L/2,t)$ – амплітуда хвилі, що вийшла з хвилеводу і що залишилась;

E_r , E_t – амплітуда відбитої та переданої хвилі, відповідно;

r – радіус кільця; κ – коефіцієнт зв'язку.

Рисунок 1.2 – Структурні схеми оптичних кільцевих резонаторів

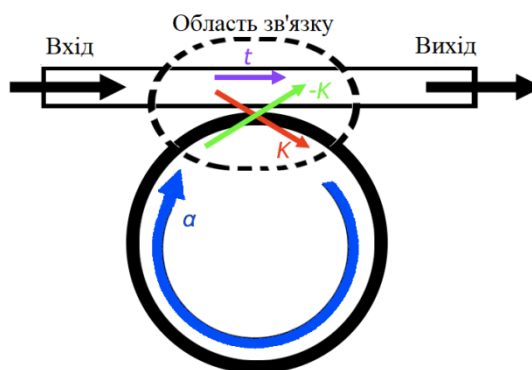
2) Інтерференція.

Інтерференція – це процес накладання двох хвиль, при якому формується результуюча хвиля більшої чи меншої амплітуди. Інтерференція, зазвичай, стосується взаємодії хвиль, що корелюють або когерентні одна до одної. При конструктивній когерентності, дві хвилі мають однакову фазу, що результуюча амплітуда

літуда дорівнюватиме сумі окремих амплітуд. Оскільки світло у оптичному кільцевому резонаторі здійснює багаторазові проходи навколо кільцевого компоненту, воно інтерферуватиме з іншим світлом, що все ще присутнє у кільці. Таким чином, вважаючи, що у системі відсутні втрати, такі як поглинання, загасання чи неідеальний зв'язок, а умови резонансу задовольняються, інтенсивність світла, випроміненого з кільцевого резонатора, дорівнюватиме інтенсивності світла, введеного в систему.

3) Оптичний зв'язок.

Важливим для розуміння роботи оптичного кільцевого резонатору є принцип сполучення лінійних хвилеводів з кільцевим хвилеводом. Коли пучок світла проходить хвилеводом, як показано на рис. 1.3, частина світла буде відгалужена у оптичний кільцевий резонатор. Причина цього явища полягає у хвильових властивостях світла, або, якщо ми розглядаємо це у рамках променевої оптики, це пов'язано з ефектом передачі. Іншими словами, якщо кільце та хвилевід розташовані досить близько, світло у хвилеводі буде передане у кільце. Існує три аспекти, що впливають на оптичний зв'язок: відстань, довжина зв'язку та співвідношення показників заломлення хвилеводу та оптичного кільцевого резонатору. Для того щоб оптимізувати зв'язок, зазвичай є доцільним зменшення дистанції між кільцевим резонатором та хвилеводом. Чим ближчою є дистанція, тим легше відбувається оптичний зв'язок. До того ж, довжина зв'язку також впливає на зв'язок. Довжина зв'язку являє собою ефективну довжину кривої кільцевого резонатору для зв'язку з хвилеводом. Було вивчено, що зі збільшенням довжини оптичного зв'язку, складність здійснення зв'язку зменшується. До того ж, показник заломлення матеріалу хвилеводу, матеріалу кільцевого резонатору та матеріалу середовища між хвилеводом та кільцевим резонатором також впливають на оптичний зв'язок. Матеріал проміжного середовища, як правило, є важливим, і досліджується, оскільки здійснює великий вплив на передачу світлової хвилі. Показник заломлення проміжного середовища може бути як більше так і менше, відповідно до різних застосувань та цілей.



t – коефіцієнт передачі; K – коефіцієнт зв'язку.

Рисунок 1.3 – Схематичне представлення коефіцієнтів зв'язку

Ще однією важливою особливістю оптичного зв'язку є критичний зв'язок. Критичний зв'язок демонструє, що після відгалуження пучка світла у оптичний кільцевий резонатор, у хвилевід світло не проходить взагалі. Світло буде накопичуватись та втрачатись згодом [5]. Зв'язок є без втрат, якщо світло не проходить через вхід хвилеводу до його виходу; навпаки, усе світло відгалужується у кільцевий хвилевід (так як показано на вище, рис. 1.3) [6]. Для того щоб зв'язок не мав втрат, має здійснюватися наступна умова:

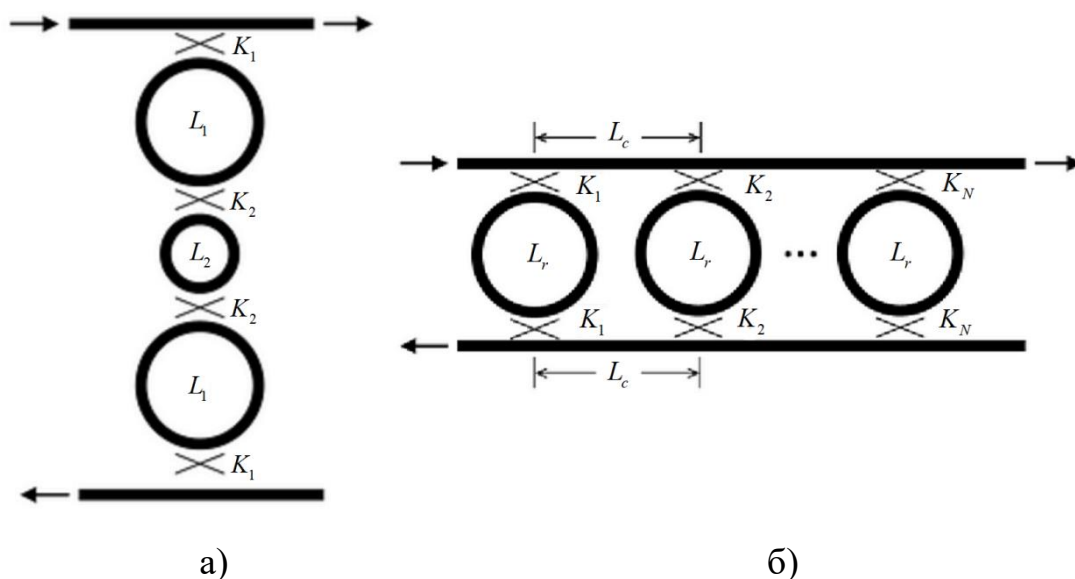
$$|K|^2 + |t|^2 = 1, \quad (1.1)$$

де t – коефіцієнт передачі через розгалужувач;

K – коефіцієнт зв'язку.

2. Подвійні кільцеві резонатори

У подвійних кільцевих резонаторах використовується два кільцевих хвилеводи замість одного. Вони можуть бути з'єднані послідовно або паралельно. Схеми таких резонаторів представлені на рис. 1.4 [7].



а) кільцевий резонатор з послідовними (серійними) кільцями;

б) кільцевий резонатор з паралельними кільцями.

K_1, K_2, K_N – коефіцієнти зв'язку; L_1, L_2, L_r – довжини окружності кілець;

L_c – довжина плеча між кільцями.

Рисунок 1.4 – Схеми серійних кільцевих резонаторів

Використовуючи два послідовних кільцевих хвилеводи, вихід подвійного кільцевого резонатору знаходитиметься у тому ж напрямку, що й вхід (хоч і з поперечним зміщенням). Коли вхідне світло відповідає умові резонансу, він потрапляє у кільце і переміщується всередині нього. Оскільки наступні кільця навколо першого кільця приводять світло до резонансного стану другого кільця, два кільця будуть поєднані разом, і світло переміститься у друге кільце. Таким же чином світло потрапить у шинний вихідний хвилевід. Таким чином, для того щоб передати світло через подвійний кільцевий резонатор, резонансні умови обох кілець мають бути виконані:

$$\begin{aligned} 2\pi n_1 R_1 &= m_1 \lambda_1, \\ 2\pi n_2 R_2 &= m_2 \lambda_2, \end{aligned} \quad (1.2)$$

де m_1 та m_2 – модові числа першого та другого кілець, відповідно. Вони мають залишатись додатними цілими числами;

n_1 та n_2 – показники заломлення матеріалів першого та другого кілець, відповідно;

R_1 та R_2 – радіуси першого та другого кілець, відповідно;

λ_1 та λ_2 – резонансні довжини хвиль для першого та другого кілець, відповідно.

Для того щоб світло вийшло з кільцевого резонатора у вихідний шинний хвилевід, довжина хвилі світла у кожному кільці має бути однаковою. Отже, $\lambda_1 = \lambda_2$ для здійснення умови резонансу. Таким чином, ми отримуємо наступне рівняння умови резонансу:

$$\frac{n_1 R_1}{m_1} = \frac{n_2 R_2}{m_2}. \quad (1.3)$$

1.1.3 Застосування кільцевих резонаторів

Завдяки природі оптичних кільцевих резонаторів та тому, як вони «фільтрують» певні довжини хвиль світла, що проходять крізь них, можливо створити фільтри високих порядків, шляхом послідовного каскадування багатьох оптичних кільцевих резонаторів. Це дозволяє створити малогабаритні, з малими втратами, та з можливістю інтегрування, оптичні мережі [8]. До того ж, оскільки резонансна довжина хвилі може бути змінена простим збільшенням чи зменшенням радіусу кожного кільця, фільтри можна вважати такими, що можна налаштовувати. Ця основна властивість може бути використана для створення механічного датчика. Якщо на оптичне волокно впливає механічне напруження, розміри волокна зміняться, що, в свою чергу, призводить до зміни резонансної довжини хвилі світла, що випромінюється. Це може бути використане для моніторингу волокон та хвилеводів на наявність можливих змін їх розмірів [9]. На

процес налаштування можна впливати шляхом зміни показника заломлення, використовуючи різноманітні методи, включаючи термооптичні [10], електрооптичні [11] та повністю оптичні [12] ефекти. Налаштування електрооптичними та повністю оптичними методами є швидшим, ніж термічними чи механічними методами, і, відповідно, знаходять більш широке застосування, включаючи оптичний зв'язок. Повідомляється, що оптичні модулятори з високодобротним мікрокільцем мають надзвичайно малу потужність модуляції при швидкості більше 50 Гбіт/с, при потужності налаштування, що відповідає довжині хвилі джерела світла. Повідомлялось, що кільцевий модулятор, розташований у резонаторі Фабрі-Перо, усував потужність налаштування шляхом автоматичного узгодження довжини хвилі лазера з довжиною хвилі кільцевого модулятора, в той же час підтримуючи високошвидкісну малопотужну модуляцію кремнієвого мікрокільцевого модулятора.

Оптичні кільцеві, циліндричні та сферичні резонатори також довели свою корисність у сфері біосенсингу (біодетектування) [13 – 17], і ключовим напрямком досліджень є підвищення продуктивності біосенсингу [18 – 20]. Одною з ключових переваг використання кільцевих резонаторів у сфері біосенсингу є малий об'єм зразка, необхідний для отримання даних результатів спектроскопії, при значному зниженні фонових сигналів комбінаційного розсіяння та флуоресценції від розчинника та інших домішок. Резонатори також використовувались для характеристики різноманітних спектрів поглинання для цілей хімічної ідентифікації, особливо у газовій фазі [21].

Інше потенційне застосування оптичних кільцевих резонаторів – у вигляді перемикачів мод галерей, що шепочуть. «Мікродискові лазери з резонатором типу галереї, що шепоче, є стабільними і надійно перемикаються, і, відповідно, підходять як перемикальні елементи у повністю оптичних мережах». Запропонований повністю оптичний комутатор, що базується на високодобротному циліндричному резонаторі, що забезпечує швидке двійкове перемикання при низькій потужності [8].

Багато дослідників зацікавлені у створенні тривимірних кільцевих резонаторів з дуже високою добротністю. Ці діелектричні сфери, що також називаються мікросферичними резонаторами, були запропоновані у якості оптичних резонаторів з низькими втратами для вивчення квантової електродинаміки порожнин з атомами з лазерним охолодженням або у якості надчутливих детекторів для виявлення одиночно захоплених атомів [22].

Кільцеві резонатори також виявились корисними як однофотонні джерела для квантових інформаційних експериментів [23]. Багато матеріалів, які використовуються для виробництва кільцевих резонаторних ланцюгів, мають нелінійний відгук на світло при досить високій інтенсивності. Ця нелінійність дає можливість проводити процеси частотної модуляції, такі як чотирьоххвильове змішування та спонтанне параметричне розсіювання, що генерують пари фотонів. Кільцеві резонатори підвищують ефективність цих процесів, оскільки забезпечують циркуляцію світла по кільцю.

У наступних пунктах буде детально описано декілька практичних прикладів використання оптичних кільцевих резонаторів.

1.1.4 Оптичні кільцеві резонатори та інтегровані фотонні датчики

1. Загальна інформація про інтегровані фотонні датчики

Пристрої, що базуються на хвилеводах, стають все більше і більше привабливими у сфері розробки сигналів для детектування у різних галузях, особливо у хімічному та біохімічному детектуванні, оцінці кутової швидкості обертання та детектування електричного поля. Зацікавлення оптичним детектуванням виправдане незрівнянними перевагами, що притаманні фотонним технологіям, такими як висока чутливість, можливість інтегрування з електронними пристроями, компактність, можливість роботи без використання металевих матеріалів, низька вартість та стійкість до впливу електромагнітного випромінювання. Значна продуктивність інтегрованих фотонних сенсорів можлива завдяки технологічним властивостям та розробкам, серед яких кільцеві резонатори та

поверхневі плазмони є предметами інтересу дослідників впродовж останніх років [24].

Сьогодні, біохімічне детектування, основане на кільцевих резонаторах є дуже інтригуючою технологічною платформою. Фактично, можливість використання оптичних принципів та ефектів, аналогічних тим, що зазвичай використовуються у традиційних прямих хвилеводах, дозволяє досягти надвисокої чутливості та ефективних та КМОН-сумісних (КМОН – комплементарна структура метал-оксид-напівпровідник) схем зчитування. Більше того, можливо покращити процес детектування завдяки посиленню оптичного поля на малих ділянках, високій добротності та невеликим розмірам, що характеризують загальну архітектуру датчиків. У випадку хімічного та біохімічного детектування, принцип роботи полягає у зміні ефективного показника заломлення оптичної моди, що поширюється у структурі, як наслідок присутності хімічної субстанції, яку детектують, поблизу поверхні датчика. Оптимальна конструкція пристроїв, що базуються на кільцевих резонаторах, може бути досягнута шляхом розгляду показників якості, що пов'язані з різними типами резонаторів, такими як пласкі або оптичні кільцеві резонатори з рідинною серцевиною. Більше того, продуктивність датчика може бути проаналізована як функція геометричних та оптичних параметрів, таких як розміри хвилеводу, радіус кільця та довжина хвилі, що використовується. Датчики, що базуються на кільцевих резонаторах можуть також використовуватись для реалізації інтегральних оптичних гіроскопів (ІОГ), необхідних для оцінки кутової швидкості в інерційних системах. У цьому випадку, принципом роботи, що характеризує механізм фотонного детектування, є ефект Саньяка, що призводить до фазового зсуву між зустрічними пучками, величина якого залежить від кутової швидкості обертання пристрою. На відміну від волоконно-оптичних гіроскопів (ВОГ), що базуються на тому самому принципі роботи, ІОГ демонструють фундаментальні переваги, а саме малі розміри на можливість інтеграції з КМОН-технологіями. Більше того, продуктивність ІОГ зрівняна з іншими технологіями, такими як механічні, вібраційні та МЕМС (мікроелектромеханічні системи) гіроскопи. Інноваційні фотон-

ні датчики електричних полів також реалізуються за допомогою структур, основаних на прямих хвилеводах, а також на кільцевих резонаторах.

2. Принципи оптичного детектування

Розрізняють три різних механізми детектування, що зазвичай використовуються для оптичного детектування: гомогенне (однорідне) детектування, поверхневе детектування та оптичне поглинання.

Оптичне детектування хімічних речовин, зазвичай, базується на зміні оптичних властивостей хвилеводу через присутність якогось цільового аналіту поблизу поверхні датчика. Зокрема, основні механізми детектування, що використовуються для цього конкретного застосування, включають зміну ефективного значення хвилеводного індексу чи коефіцієнту поглинання хвилеводу в залежності від концентрації хімічних речовин, котрі мають бути виявлені.

Оптичні хвилеводи, реалізовані на базі технології «кремній на ізоляторі» (КНІ), зазвичай, складаються з верхнього кремнієвого шару, товщиною в кілька сотень нанометрів, прихованої оксидної підкладки (ПОП, англ. BOX – buried oxide substrate) товщиною 1 – 2 мкм, та нижнього кремнієвого шару (товщиною в декілька сотень мікрометрів), що є підкладкою для оптичного чипу. Головна перевага полягає у великій різниці показників заломлення (~ 2 на $\lambda = 1,55$ мкм), оскільки показники заломлення кремнію та ПОП дорівнюють $n_{Si} = 3,476$ та $n_{Ox} = 1,444$ на $\lambda = 1,55$ мкм, відповідно. Оболонка може бути водним розчином, в якому розчинений аналіт (рис. 1.5), або просто повітрям, в залежності від сфери застосування.

Принцип дії оптико-волоконних біохімічних датчиків у випадку однорідного та поверхневого детектування може бути описаний наступним чином. Якщо світло поширюється у оптичному хвилеводі, певна кількість потужності поширюється у серцевині, в той час як залишок знаходиться у оболонці та в області підкладки (тобто, SiO_2). Ефективний показник заломлення оптичного поля, що поширюється, також залежить від концентрації конкретного аналіту чи газу, локалізованого у оболонці, поблизу поверхні датчика. Внаслідок цього, величина зміни ефективного показника заломлення пов'язана з відсотковим

співвідношенням поля, що взаємодіє з аналітом, та, відповідно, коефіцієнтом утримання у середовищі, де аналіт концентрується. За допомогою однорідного детектування можна визначити різні види газів та хімічних речовин. Наприклад, у випадку детекції глюкози чи етанолу, оптичний хвилевід покривається водним розчином ($n_c = 1,33$ на $\lambda = 1,55$ мкм), у якому розчинений аналіт. Безрозмірна чутливість хвилеводу, S_h , може бути визначена наступним чином:

$$S_h = \left. \frac{\partial n_{eff}}{\partial n_c} \right|_{n_c = n_c^0}, \quad (1.4)$$

де n_{eff} – ефективний показник заломлення;

n_c – показник заломлення розчину;

n_c^0 – показник заломлення водного розчину за відсутності аналіту.

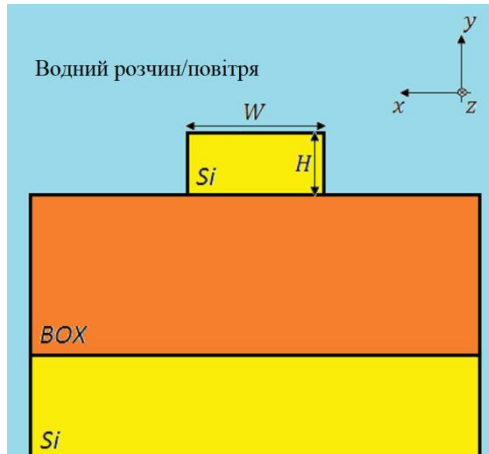


Рисунок 1.5 – Приклад біосенсору, оснований на КНІ фотонному дротяному хвилеводі

На відміну від однорідного детектування, поверхневе детектування базується на вибірковій іммобілізації рецепторних молекул на функціональній хвилеводній поверхні. Отже, збільшення товщини молекулярного адсорбційного шару спричиняє зміну ефективного показника заломлення Δn_{eff} . Згідно з варіа-

ційною теоремою, ефективний модовий індекс змінюватиметься наступним чином:

$$\Delta n_{eff} = \frac{n_m^2 - (n_c^0)^2}{Z_0 P} \iint_{\Sigma} |\bar{E}(x, y)|^2 dx dy, \quad (1.5)$$

де n_m – показник заломлення молекулярного адсорбційного шару;

Z_0 – опір вільного простору;

Σ – представляє область, у якій адсорбційний шар збільшується.

Подібно до визначення чутливості, заданої для однорідного детектування, можливо визначити чутливість поверхневого хвилеводу наступним чином:

$$S_s = \left. \frac{\partial n_{eff}}{\partial \rho} \right|_{n_c = n_c^0}, \quad (1.6)$$

де ρ – товщина молекулярного адсорбційного шару.

Іншим принципом роботи, що використовується у фотонних хімічних датчиках, є оптична адсорбція. Зокрема, коефіцієнт поглинання хвилеводу α , що залежить від робочої довжини хвилі, електронних та фотонних властивостей матеріалу, є не єдиною причиною оптичної адсорбції. Насправді, деякі гази, органічні та неорганічні молекули характеризуються особливим спектром поглинання у ближньому та середньому інфрачервоному (ІЧ) діапазоні довжин хвиль. Наприклад, метан (CH_4), вуглекислий газ (CO_2) чи діоксид сірки (SO_2) демонструють унікальний спектр поглинання у середньому ІЧ діапазоні. Зокрема, частотне положення коливальний та обертально-коливальних переходів може надати інформацію про хімічний склад контрольованої молекули.

Цей принцип є корисним для оптичного детектування, оскільки можна зв'язати інтенсивність оптичного сигналу з концентрацією газу чи аналіту C за законом Ламберта-Бера:

$$I = I_0 \exp(-\alpha L), \quad \alpha = C\varepsilon, \quad (1.7)$$

де I та I_0 – інтенсивності світла в кінці та на початку довжини хвилеводного шляху, відповідно;

L – оптичний шлях;

ε – коефіцієнт молярної адсорбції аналіту.

Механізм детектування полягає у відслідковуванні змін інтенсивності оптичного сигналу в залежності від спектру поглинання хімічної речовини, що досліджується. Зокрема, як показано у формулі (1.7), коефіцієнт поглинання α лінійно залежить від I_0 та C . Отже, на виході хвилеводу можливо зареєструвати вузькі піки спектрів пропускання на певних довжинах хвиль, що співпадають з лініями поглинання молекул.

3. Фотонні сенсори, основані на кільцевих резонаторах

Інтеграція фотонних хвилеводів у резонаторні порожнини забезпечує відповідне оптичне зчитування на виході датчика. Кільцеві резонатори можуть використовуватись як резонансні структури для детекції, де принцип детекції полягає у відслідковуванні зсуву резонансної довжини хвилі, як наслідок зміни показника заломлення хвилеводу, через присутність речовини, що має бути визначена. Зокрема, резонансна довжина хвилі може бути розрахована як:

$$\lambda_0 = \frac{2\pi r n_{eff}}{m}, \quad (1.8)$$

де r – радіус кільця;

n_{eff} – ефективний модовий індекс;

m – ціле число.

Функція передачі одиничного кільцевого резонатора з двома шинними хвилеводами може бути вивчена методом, що базується на правилі Мейсона та

обробці сигналу лінії затримки (рис. 1.6). Цей метод підходить для моделювання складних структур, що характеризуються кількома кільцевими резонаторами.

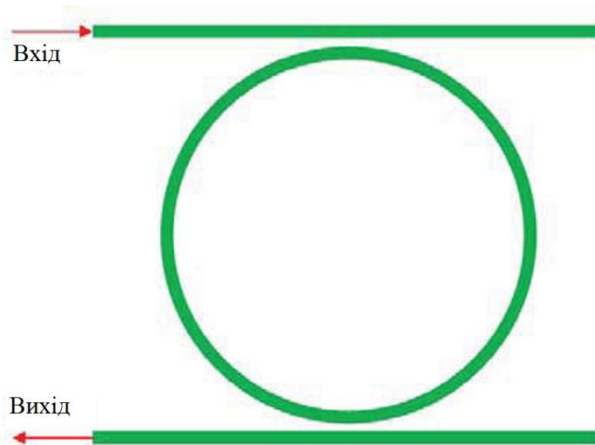


Рисунок 1.6 – Схема кільцевого резонатора з двома шинними хвилеводами

Чутливість сенсору S_{SR} , оснований на одиничному кільцевому резонаторі може бути пов'язана з чутливістю хвилеводу S_w (тобто, однорідною S_h чи поверхневою S_s чутливостями) наступним чином:

$$S_{SR} = FSR_s \frac{S_w \lambda}{n_g}, \quad (1.9)$$

де FSR_s – вільний спектральний діапазон (ВСД, англ. FSR – free spectral range) сенсорної порожнини (тобто, період резонансного спектру);

n_g – груповий показник заломлення.

Широко пропонуються інтегральні оптичні мікрорезонатори для реалізації фотонних хімічних датчиків з високою чутливістю та низькими межами визначення. Зокрема, мікрорезонатори, що характеризуються високою добротністю Q та низьким рівнем оптичного шуму, демонструють деякі унікальні переваги, у порівнянні з іншими технологічними платформами [25]. Зокрема, у мік-

рорезонаторах довжина взаємодії не співпадає з фізичною довжиною пристрою. Отже, світло здійснює багаторазові циркуляційні проходи у резонаторі (наприклад, кільцевому резонаторі), поєднуючись у загальну довжину шляху пристрою, що на порядок перевищує фізичну довжину, яка характеризує той же пристрій, таку як добротність (зазвичай, порядку $\sim 10^6$). Типова структура оптичного мікрорезонатора включає прямий хвилевід пов'язаний з кільцевим резонатором. Резонансні довжини хвиль визначаються як функції від ефективного модового індексу оптичної моди, що поширюється у резонаторі. Отже, вибираючи робочу довжину хвилі як одну з резонансних довжин хвиль, що характеризують спектр кільцевого резонатора, зміни оптичних властивостей навколишнього середовища (або оболонки) призведуть до зсуву робочої довжини хвилі $\Delta\lambda$. Чутливість залежить від довжини резонатора, тому були запропоновані спіральні структури для покращення характеристик детектування.

Насправді, розглядаючи два каскадних кільцевих резонатори (рис. 1.7), можливо розширити загальну структуру вільного спектрального діапазону до найменшого спільного кратного кожного одиничного кільцевого резонатора.

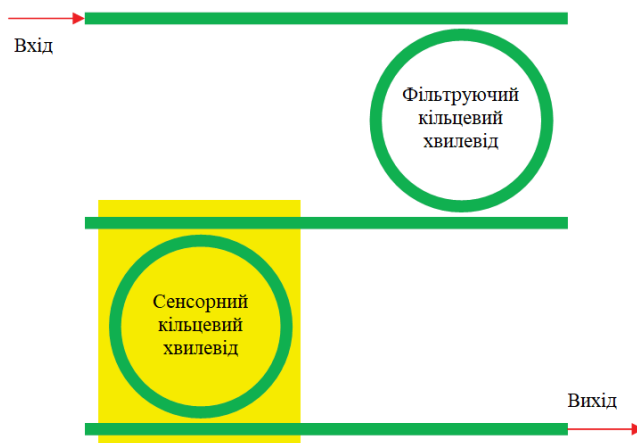


Рисунок 1.7 – Схема подвійного кільцевого резонатора для збудження ефекту Верньєра у сфері детектування

Фотонні сенсори, основані на такому ефекті зазвичай зроблені з двох каскадних кільцевих резонаторів. Перший, що діє як фільтр, покритий необхідною оболонкою, в той час як останній, тобто резонатор, що діє як датчик, пок-

ритий аналітом. Загальний коефіцієнт пропускання каскадних резонаторів може бути розрахований як добуток двох коефіцієнтів пропускання кільцевих резонаторів.

Варто відмітити, що якщо різниця вільних спектральних діапазонів між двома вільними спектральними діапазонами двох кільцевих резонаторів менше, ніж найменша повна ширина на половині максимуму (ПШПМ, англ. FWHM – full width at half maximum), що характеризує кільцеві резонатори фільтру та датчика, має місце ефект Верньєра, що сильно збільшує загальний зсув довжини хвилі через присутність аналіту. Ефект Верньєра сильно впливає на чутливість S_{DR} , тому:

$$S_{DR} = \frac{FSR_S FSR_F}{|FSR_S - FSR_F|} \frac{S_w \lambda}{n_g}, \quad (1.10)$$

де FSR_S – вільний спектральний діапазон сенсорного кільцевого резонатору;

FSR_F – вільний спектральний діапазон фільтруючого кільцевого резонатору [26].

1.2 Базові конфігурації та фізико-математична модель

1.2.1 Базова конфігурація типу «режекторний фільтр» з одним кільцевим резонатором та одним шинним хвилеводом

Базова конфігурація, що складається з односпрямованого з'єднання між кільцевим резонатором з радіусом r та хвилеводом, представлена на рис. 1.8 [27]. Для даної конфігурації встановлюються наступні початкові умови: збуджується єдина односпрямована мода резонатора, зв'язок немає втрат, поляризація є єдиною, жоден з сегментів хвилеводу чи елементів зв'язку не поєднує хвилі з різною поляризацією, коефіцієнт ослаблення включає в себе різні види втрат, що виникають під час поширення світла у кільцевому резонаторному

фільтрі. У зв'язку з вищевказаними початковими умовами, взаємодія може бути описана матрицею зв'язку:

$$\begin{pmatrix} E_{t1} \\ E_{t2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t & \kappa \\ -\kappa^* & t^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{i1} \\ E_{i2} \end{pmatrix}, \quad (1.11)$$

де E_{i1} , E_{i2} – амплітуда хвилі, переданої на вихід шинного хвилеводу та переданої до кільцевого резонатора, відповідно;

t та κ – параметри зв'язку;

E_{i1} , E_{i2} – амплітуда хвилі, подана на вхід шинного хвилеводу та що вводиться з кільцевого резонатора до шинного хвилеводу, відповідно.

Комплексні модові амплітуди E нормалізовані таким чином, що квадрат їх величини відповідає потужності моди. Параметри зв'язку t та κ залежать від специфіки використаного механізму зв'язку. Знак «*» означає спряжену комплексну величину параметрів t та κ , відповідно.

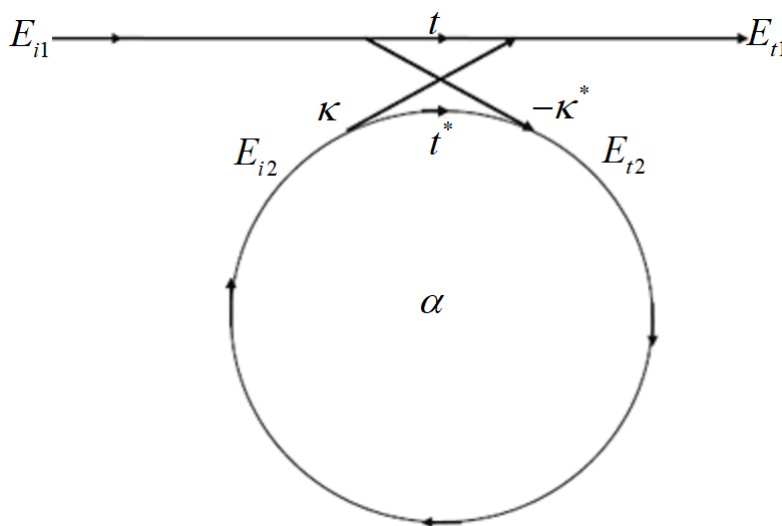


Рисунок 1.8 – Модель одного кільцевого резонатора та одного хвилеводу

Матриця є симетричною, тому що мережі, що розглядаються, є взаємними. Отже

$$|\kappa^2| + |t^2| = 1. \quad (1.12)$$

Для подальшого спрощення моделі, E_{i1} вважається рівною 1. Тоді повне проходження по кільцю отримується з виразу

$$E_{i2} = \alpha \cdot e^{j\theta} E_{i2}, \quad (1.13)$$

де α – коефіцієнт втрат у кільці (нульові втрати: $\alpha = 1$);

$$\theta = \frac{\omega L}{c};$$

L – довжина окружності кільця, що дорівнює $L = 2\pi r$;

r – радіус кільця, що вимірюється від центру кільця до центру хвилеводу;

c – фазова швидкість кільцевої моди, $c = \frac{c_0}{n_{eff}}$;

ω – фіксована кутова частота, $\omega = kc_0$;

c_0 – швидкість світла у вакуумі.

Вакуумне хвильове число k пов'язане з довжиною хвилі співвідношенням: $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. Використовуючи вакуумне хвильове число, ефективний показник заломлення n_{eff} може бути легко представлений через співвідношення

$$\beta = k \cdot n_{eff} = \frac{2\pi \cdot n_{eff}}{\lambda}, \quad (1.14)$$

де β – константа поширення. З цього випливає, що

$$\theta = \frac{\omega L}{c} = \frac{kc_0 L}{c} = k \cdot n_{eff} \cdot 2\pi r = \frac{2\pi \cdot n_{eff} \cdot 2\pi r}{\lambda} = 4\pi^2 n_{eff} \frac{r}{\lambda}. \quad (1.15)$$

З рівнянь (1.11) та (1.13) отримуємо

$$E_{t1} = \frac{-\alpha + t \cdot e^{-j\theta}}{-\alpha t^* + e^{-j\theta}}, \quad (1.16)$$

$$E_{i2} = \frac{-\alpha \kappa^*}{-\alpha t^* + e^{-j\theta}}, \quad (1.17)$$

$$E_{t2} = \frac{-\kappa^*}{1 - \alpha t^* e^{j\theta}}. \quad (1.18)$$

З цього випливає, що потужність передачі P_{t1} у вихідному хвилеводі дорівнює:

$$P_{t1} = |E_{t1}|^2 = \frac{\alpha^2 + |t|^2 - 2\alpha|t|\cos(\theta + \varphi_t)}{1 + \alpha^2|t|^2 - 2\alpha|t|\cos(\theta + \varphi_t)}, \quad (1.19)$$

де $t = |t|\exp(j\varphi_t)$,

$|t|$ – втрати з'єднання;

φ_t – фаза розгалужувача.

Циркуляційна потужність у кільці

$$P_{i2} = |E_{i2}|^2 = \frac{\alpha^2(1 - |t|^2)}{1 + \alpha^2|t|^2 - 2\alpha|t|\cos(\theta + \varphi_t)}. \quad (1.20)$$

Виходячи з умов резонансу, $(\theta + \varphi_t) = 2\pi m$, де m є цілим числом, отримуємо наступне:

$$P_{t1} = |E_{t1}|^2 = \frac{(\alpha - |t|)^2}{(1 - \alpha|t|)^2}, \quad (1.21)$$

та

$$P_{i2} = |E_{i2}|^2 = \frac{\alpha^2(1-|t|^2)}{(1-\alpha|t|)^2}. \quad (1.22)$$

Особливий випадок трапляється, коли $\alpha = |t|$ у рівнянні (1.21), коли внутрішні втрати дорівнюють втратам зв'язку. Передана потужність дорівнює нулю. Цей випадок відомий в літературі як критичний зв'язок, викликаний деструктивною інтерференцією.

Використовуючи наведені вище рівняння, можна отримати уявлення про поведінку спрощеної конфігурації базового кільцевого резонаторного фільтру, що складається лише з одного хвилеводу та одного кільця. Характеристика залежності коефіцієнту пропускання від довжини хвилі фільтру для кільцевого резонатору з радіусом $r = 148$ мкм з підібраними коефіцієнтами зв'язку та втрат, виведена з використанням співвідношень (1.11) – (1.21), представлена на рис. 1.9. Ця модель може бути розширена відповідно до вимог різноманітних типів конфігурацій кільцевих резонаторів.

1.2.2 Базова конфігурація типу «add-drop» з одним кільцевим резонатором та двома шинними хвилеводами

Наступна розглянута конфігурація представляє базовий кільцевий резонатор з конфігурацією типу «add-drop», що складається з одного вхідного та одного вихідного хвилеводу та кільцевого резонатору. Чотири порти кільцевого резонатору далі позначаються як вхідний порт, пропускний порт, порт скидання та порт додавання (рис. 1.10).

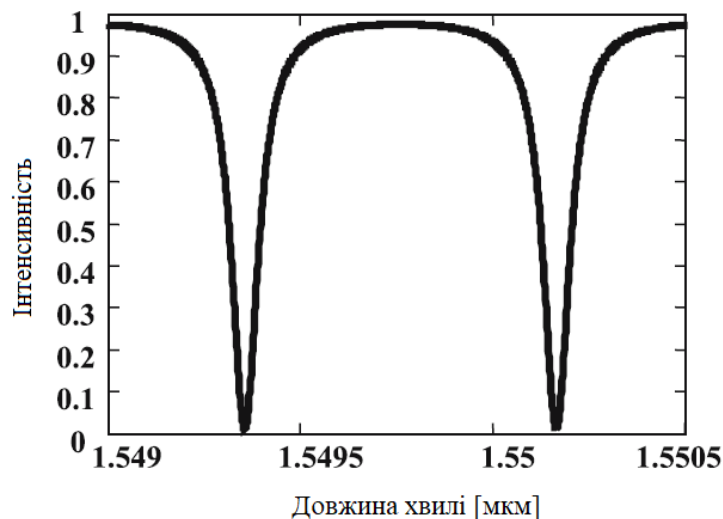
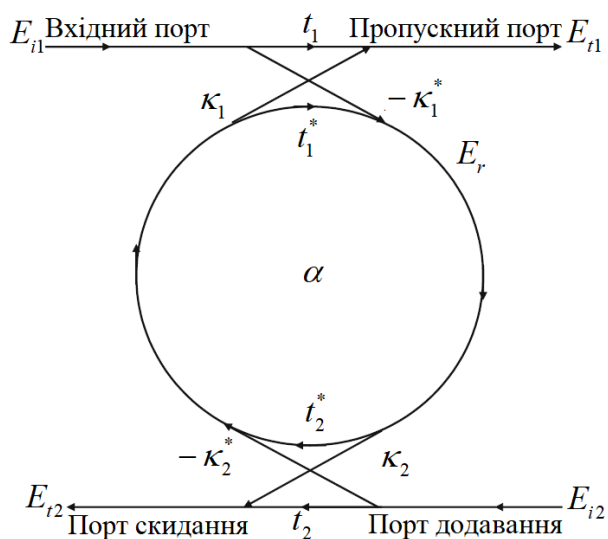


Рисунок 1.9 – Характеристика залежності інтенсивності світлового поля вузькосмугового загороджуючого фільтру кільцевого резонатору режекторного типу від довжини хвилі світла



E_{i1} , E_{i2} – амплітуда хвилі, подана на вхідний порт та на порт додавання;
 E_{t1} , E_{t2} – амплітуда хвилі, передана на пропускний порт та на порт скидання;
 ня;

t – коефіцієнт передачі; κ – коефіцієнт зв'язку; α – коефіцієнт втрат.

Рисунок 1.10 – Модель базового однокільцевого резонаторного фільтру

Імітаційна модель кільцевого резонатору була оновлена відповідно до рис. 1.10. Для спрощення E_{i1} , як було зазначено вище, дорівнює 1. Амплітуда моди на виході першого хвилеводу задається як

$$E_{t1} = t_1 + \frac{-\kappa_1 \kappa_1^* t_2^* \alpha_{1/2}^2 e^{j\theta|t_1|^2 + |\kappa_1|^2} = 1}{1 - t_1^* t_2^* \alpha_{1/2}^2 e^{j\theta}} = \frac{t_1 - t_2^* \alpha_{1/2}^2 e^{j\theta}}{1 - t_1^* t_2^* \alpha_{1/2}^2 e^{j\theta}} = \frac{t_1 - t_2^* \alpha e^{j\theta}}{1 - t_1^* t_2^* \alpha e^{j\theta}}. \quad (1.23)$$

У цьому розрахунку $\alpha_{1/2}$ та $\theta_{1/2}$ є втрати та фаза на півколі, відповідно. При цьому $\alpha = \alpha_{1/2}^2$ та $\theta = 2\theta_{1/2}$.

Тепер, модова амплітуда у кільці має пройти другий розгалужувач, як видно зі схеми, щоб стати новою модовою амплітудою виводу E_{t2} . Модова амплітуда виводу у другому хвилеводі задається як:

$$E_{t2} = \frac{-\kappa_1^* \kappa_2 \alpha_{1/2} e^{j\theta_{1/2}}}{1 - t_1^* t_2^* \alpha e^{j\theta}}. \quad (1.24)$$

З умов резонансу, вихідна потужність з порту виводу дорівнює:

$$P_{t2-Resonance} = |E_{t2-Resonance}|^2 = \frac{(1 - |t_1|^2) \cdot (1 - |t_2|^2) \cdot \alpha}{(1 - \alpha |t_1 t_2|)^2}. \quad (1.25)$$

Модова амплітуда вихідного порту першого хвилеводу E_{t1} (1.23) дорівнюватиме нулю в резонансі для ідентичних симетричних розгалужувачів $t_1 = t_2$ якщо $\alpha = 1$, тобто, це означає, що резонансна довжина хвилі повністю вилучена резонатором.

Величина $\alpha = 1$ може бути досягнута лише шляхом впровадження посилювача в кільцевий резонатор, для компенсації втрат хвилеводу. Величина коефіцієнту втрат α є фіксованою у чисто пасивних кільцевих резонаторах. Ймо-

вірність досягнення мінімальної інтенсивності ($P_{t1} = 0$) в резонансі вихідної передачі P_{t1} на пропускному порту полягає в тому, щоб скоригувати параметри з'єднання t_1, t_2 відповідно до коефіцієнту втрат α . З (1.23) отримуємо

$$\alpha = \frac{t_1}{t_2}. \quad (1.26)$$

Якщо у кільцевому резонаторі відсутні втрати ($\alpha = 1$), тоді розгалужувачі мають бути симетричними для досягнення мінімальної інтенсивності. Передача кільцевого резонаторного фільтру без втрат з радіусом $r = 148$ мкм представлена на рис. 1.11.

Існують різні види вимог для імітації різних видів конфігурацій кільцевих резонаторів. Початок з даними рівняннями задовольняє більшість базових моделей. Модель кільця може бути, наприклад, розділена на більшу кількість сегментів для врахування різних матеріалів чи модифікованих хвилеводних шляхів.

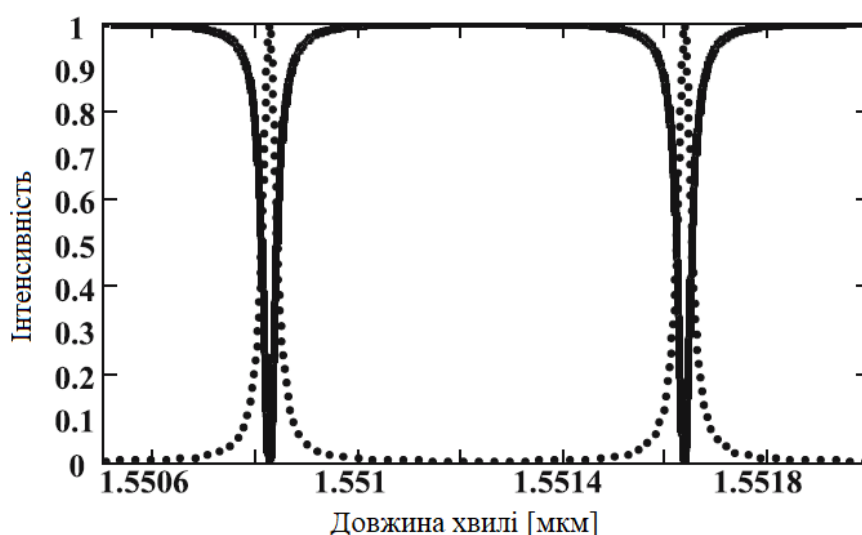


Рисунок 1.11 – Характеристика залежності інтенсивності світлового поля кільцевого резонаторного фільтру типу «add-drop» від довжини хвилі світла

1.3 Нелінійна оптика та нелінійні ефекти у оптоволоконних системах передачі інформації

Нелінійна оптика – це розділ фізичної оптики, що вивчає поширення інтенсивних світлових хвиль та їх взаємодію з речовиною, за якої характер оптичних явищ залежить від інтенсивності випромінювання.

1.3.1 Класифікація нелінійних ефектів в оптиці

Фізичні причини, що призводять до появи нелінійних оптичних ефектів, досить різноманітні. До них можна віднести:

– нелінійну рефракцію у оптично прозорому середовищі, тобто залежність показника заломлення середовища від амплітуди світлового вектору

$$n = n_0 + n_{нл} E_m^2, \quad (1.27)$$

де n_0 – лінійна частина показника заломлення;

$n_{нл}$ – нелінійна частина показника заломлення (розмірна величина, значення якої визначається конкретним механізмом нелінійного відгуку середовища);

E_m – амплітуда світлового вектору;

– нелінійний характер розсіювання світла у середовищі при великих інтенсивностях світлового поля;

– багатофотонне поглинання інтенсивного оптичного випромінювання у речовині;

– генерацію вищих гармонік при перевипромінюванні світлової хвилі;

– теплові самовпливи та ін.

Можна запропонувати наступну загальну класифікацію нелінійних ефектів (рис. 1.12), базуючись на поглядах та підходах різних дослідників, що працювали у області нелінійної оптики.

До параметричних (некогерентних) явищ відносять такі, у яких концентрація енергії випромінювання у обмежених об'ємах середовища призводить до нелінійності оптичних властивостей (параметрів) цього середовища, при цьому залежність характеру протікання таких явищ від інтенсивності падаючого світла є слабкою або взагалі відсутня. Такі явища можуть протікати як у малих, так і великих світлових полях, а деякі з них мають місце і для низькочастотних або навіть постійних електричних та магнітних полів. Параметричні явища розвиваються квазілокально, без передачі енергії сусіднім областям середовища, тобто некогерентно.

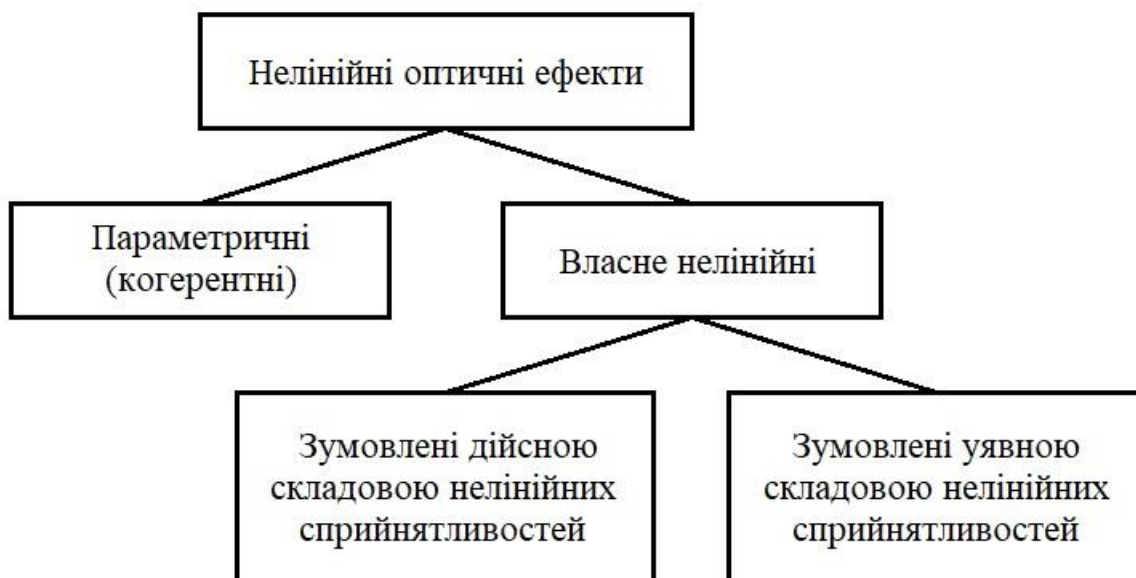


Рисунок 1.12 – Класифікація нелінійних оптичних ефектів

До параметричних явищ відносяться:

- електрооптичний ефект, або ефект Поккельса (передача оптичної анізотропії кристалічним ізотропним діелектрикам без центру інверсії, що поміщені у сильне однорідне електричне поле, при цьому показник заломлення стає нелінійною функцією напруженості поля); є нелінійним ефектом другого порядку;
- ефект Керра (аналогічний ефекту Поккельса, але є нелінійним ефектом третього порядку) та інші.

У деяких джерелах вказується, що параметричні ефекти можна було б і не відносити до нелінійної оптики, оскільки їх протікання у широких межах не залежить від інтенсивності падаючого світла і може відбуватись у досить малих світлових полях, що й зумовило можливість їх спостереження задовго до появи лазерів. Однак більш обґрунтованим слід вважати включення параметричних оптичних явищ у нелінійну оптику, що розуміється тим самим у більш загальному сенсі.

До *власне нелінійних ефектів* відносять такі, що зумовлені нелінійною поляризованістю середовища під дією сильних світлових полів та протікання яких істотним чином залежить від інтенсивності падаючого випромінювання. Різноманітні світлові хвилі можуть активно взаємодіяти між собою, обмінюватись енергією аж до повного перетворення однієї хвилі в іншу.

Власне нелінійні оптичні явища принципово можливі у будь-яких середовищах, а також у вакуумі. Дійсно, вже при досягнутих інтенсивностях лазерного випромінювання світлові імпульси можна розглядати як «згущення» енергії, яким відповідно до теорії відносності можна зіставити масу. Гравітаційна взаємодія різних світлових згущень або частин одного й того ж згущення уподібнює вакуум нелінійно-оптичному середовищу. Набагато більш сильними є власне нелінійні ефекти у конкретних середовищах та речовинах, де вони виникають внаслідок взаємодії електромагнітного випромінювання електромагнітного випромінювання з електронами та іонами речовини.

У власне нелінійних ефектах можна виділити два типи ефектів.

До ефектів, що зумовлені дійсною складовою нелінійних сприйнятливостей, відносяться:

- ефекти генерації вищих оптичних гармонік, зокрема, пов'язані з подвоєнням та потроєнням частоти світла;
- самовплив інтенсивного світлового пучка у нелінійних матеріалах (наприклад, явище самофокусування, за якого виникає перепад властивостей середовища у пучку та ззовні пучка, а його поширення набуває хвилевідного, нит-

коподібного характеру, що усуває геометричну та дифракційну розбіжність; при самофокусуванні порушується закон прямолінійного поширення світла);

- оптичний пробій середовища, що базується на процесі якісного перетворення прозорого у сильно поглинаюче середовище зі зміною агрегатного стану за деякого значення інтенсивності світла;

- інші ефекти.

До ефектів, зумовлених уявною складовою нелінійних сприйнятливостей, відносяться:

- багатофотонні процеси (фотоіонізація та фотозбудження, гіперрозсіювання світла та інші), коли у елементарному акті взаємодії світла з атомом речовини бере участь не один, а декілька фотонів; якщо уявна складова лінійної сприйнятливості відповідальна за однофотонні процеси, то уявні складові сприйнятливостей вищих порядків – за багатофотонні процеси;

- вимушене комбінаційне розсіювання світла, що полягає у тому, що інтенсивне падаюче випромінювання викликає появу у оптичному середовищі хвилі розсіяного стимульованого випромінювання на зміщених (комбінаційних) частотах, характеристики якого мають нелінійну залежність від характеристик вимушеного випромінювання;

- вимушене випромінювання Мандельштама-Бриллюена, за якого потужне світлове випромінювання збуджує у середовищі когерентні коливання молекул за законом біжучої хвилі, при цьому відбувається розсіювання світла на утвореній періодичній структурі (надзвуковій хвилі).

Між двома названими типами оптичних ефектів, що об'єднані у клас власне нелінійних ефектів, існує певне співвідношення. Виявляється, що

$$\text{Im } \chi^{(m)} \sim \text{Re } \chi^{(m+1)} \cdot E, m \geq 1.$$

Це означає, що ефекти, пов'язані з уявною складовою лінійної сприйнятливості, виявляються одного порядку за величиною з ефектами, зумовленими дійсною складовою квадратичної сприйнятливості. Те ж саме можна сказати

про ефекти, пов'язані з уявною складовою квадратичної сприйнятливості, та ефекти, пов'язані з дійсною складовою кубічної сприйнятливості і т.д.

Таким чином, можна сформулювати загальне правило: ефекти, пов'язані з уявною частиною сприйнятливості m -го порядку, виявляються одного порядку за величиною з ефектами, що зумовлені дійсною складовою сприйнятливості $(m + 1)$ -го порядку.

Необхідною умовою спостереження нелінійних ефектів у оптиці є наявність нелінійних сприйнятливостей оптичного середовища, що не дорівнюють нулю хоча би у одному з порядків.

Достатньою умовою спостереження нелінійних ефектів є наявність хвильового (фазового) синхронізму.

1.3.2 Взаємодія інтенсивного оптичного випромінювання з речовиною

1. Види багатофотонних процесів

Звернемось до елементарних процесів, що виникають при взаємодії світла з атомом. Досить добре відомі чотири таких процеси:

- фотоіонізація атому, за якої під дією падаючого випромінювання відбувається відрив оптичного електрону (електронів) від атому та перетворення останнього у позитивно заряджений іон;

- фотозбудження атома, коли останній при впливі зовнішнього випромінювання певної частоти переходить з основного у один зі збуджених станів;

- релєївське розсіювання, тобто розсіювання світла у мутному середовищі на природних оптичних неоднорідностях (частинках), розміри яких малі у порівнянні з довжиною хвилі світла, при цьому частота світла при розсіюванні не змінюється;

- комбінаційне (раманівське) розсіювання, за якого падаючий фотон або перетворюється у фотон з меншою частотою (так звана стоксова компонента) і у квант збудження речовини, наприклад, фонон – у випадку випадкового коли-

вального збудження, або об'єднується з тепловим фононом і перетворюється у фотон з більшою частотою (антистоксова компонента).

За невеликої інтенсивності світла усі ці процеси носять однофотонний характер (рис. 1.13). Саме однофотонний характер мікрорезаємодій лежить у основі таких макроскопічних закономірностей, як наявність «червоної межі» фотоіонізації, закон Бугера, що визначає лінійне поглинання світла речовиною, і т.д. На рис. 1.13, *а* показана фотоіонізація атому; рис. 1.13, *б* – фотозбудження атому; рис. 1.13, *в* – релєївське розсіювання світла атомом; рис. 1.13, *г* – раманівське розсіювання світла атомом. Позначення: E – енергія електрону в атомі, I – потенціал іонізації атому, n – основний стан, m, q – збуджені пов'язані стани електрону у атомі, прямі стрілки – вимушені переходи електрону у результаті поглинання фотону, хвилясті стрілки – випадкові переходи електрону.

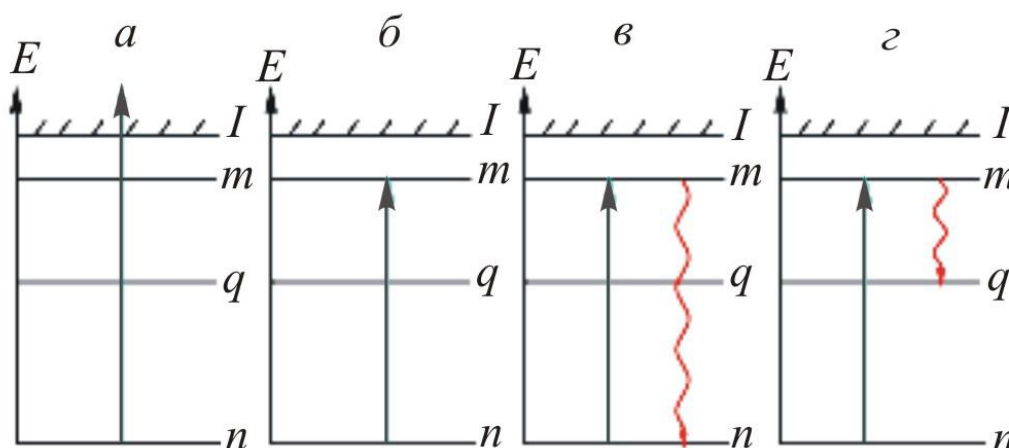


Рисунок 1.13 – Схеми однофотонних процесів

У випадку коли інтенсивність світла велика, окрім вказаних вище однофотонних процесів, істотну роль починають грати й багатофотонні процеси. До багатофотонних процесів відносяться процеси взаємодії електромагнітного випромінювання з речовиною, за яких у одному елементарному акті одночасно відбувається поглинання та випромінювання (або те і інше) декількох фотонів.

При цьому різниця енергій поглинутих або випромінених фотонів дорівнює енергії, що здобувається або втрачається частинками речовини (атомами

або молекулами). У цьому випадку відбувається багатофотонний перехід частинок речовини між квантовими станами.

Багатофотонними аналогами основних однофотонних процесів є процеси, схеми яких представлені на рис. 1.14, які ілюструють багатофотонну іонізацію атому (рис. 1.14, а); багатофотонне збудження атому (рис. 1.14, б); збудження вищої (третьої) оптичної гармоніки падаючого випромінювання (рис. 1.14, в), багатофотонне раманівське розсіювання світла (так зване гіперраманівське розсіювання) (рис. 1.14, г). На рисунку i – стан електрону, що поглинув один або декілька фотонів. Інші позначення на рис. 1.14 ті ж самі, що й на рис. 1.13.

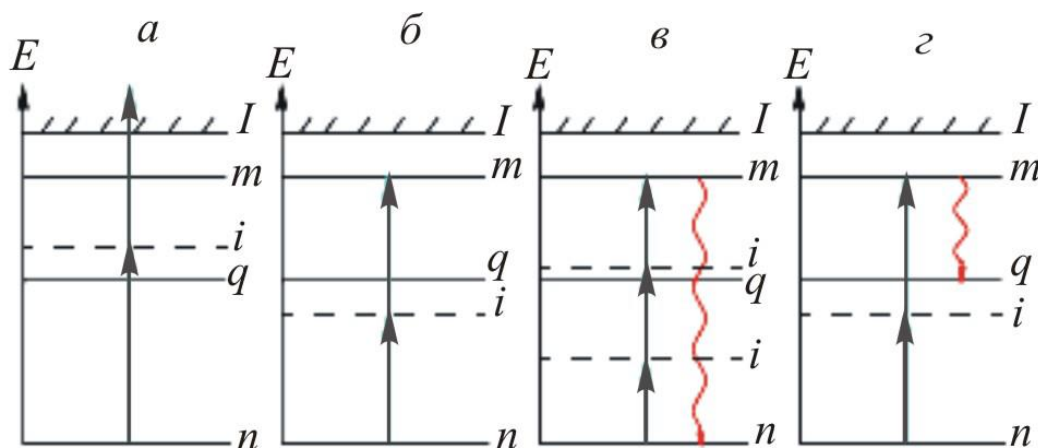


Рисунок 1.14 – Схеми багатофотонних процесів

Зі співставлення рисунків 1.13 і 1.14 видно, що є спільним для однофотонних та багатофотонних процесів і що їх відрізняє. Загальними є початковий і кінцевий стан (до та після поглинання фотонів), для яких виконується закон збереження енергії. Різниця полягає, по-перше, у числі фотонів, що поглинаються і залежності ймовірності поглинання від інтенсивності випромінювання і, по-друге, у тому, що у випадку багатофотонних процесів переходи електрону у атомі не зводяться до переходів між початковим і кінцевим станами. Ті проміжні стани, через які проходить атомний електрон (на рис. 1.14 показані пунктиром), є станами, не дозволеними з точки зору квантової фізики, тобто таких рівнів у спектрі атому немає, оскільки вони не відповідають правилам відбору для дозволених станів.

Багатофотонний перехід принципово не можна розбивати на будь-які часові етапи, його слід розглядати як єдиний, неподільний процес.

Якщо ефект насичення робить середовище, непрозоре для слабого світлового поля, прозорим для сильного, то для оптично прозорих середовищ завдяки багатофотонному поглинанню може мати місце зворотна ситуація. Тут інтенсивне випромінювання може поглинатись набагато сильніше, ніж слабке.

Найпростішими багатофотонними процесами є двофотонні (рис. 1.15).

У елементарному акті комбінаційного розсіювання (рис. 1.15, *а*) атом одночасно поглинає фотон з енергією $\hbar\omega_1$ і випромінює фотон іншої енергії $\hbar\omega_2$, при цьому зміна енергії атому, що розсіює, дорівнює $\hbar\omega_1 - \hbar\omega_2$.

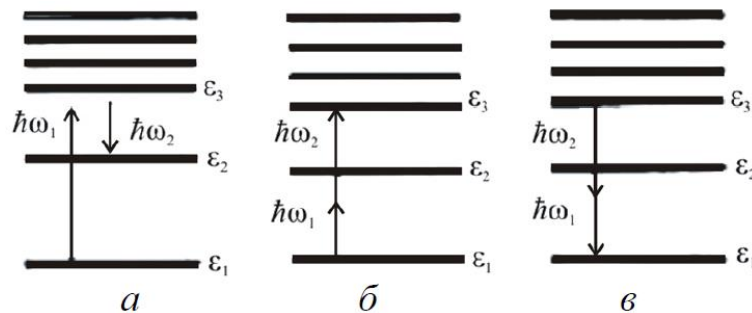


Рисунок 1.15 – Квантові схеми двофотонних процесів
(через ε_1 , ε_2 і ε_3 позначені енергії станів)

При двофотонному збудженні атому (рис. 1.15, *б*) від здобуває енергію, що дорівнює сумі енергій двох поглинутих фотонів $\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$. У випадку двофотонного переходу атому з початкового збудженого стану на більш низький енергетичний рівень (рис. 1.15, *в*) відбувається випромінювання двох фотонів.

Аналогічні процеси можливі й за участі трьох і більше фотонів (рис. 1.16).

На рис. 1.16, *а*, *б* представлені схеми трьохфотонного (гіперкомбінаційного) розсіювання світла, на рис. 1.16, *в* – процес чотирьохфотонної іонізації, за

якого у результаті одночасного поглинання чотирьох фотонів відбувається відрив електронів від атому або молекули.

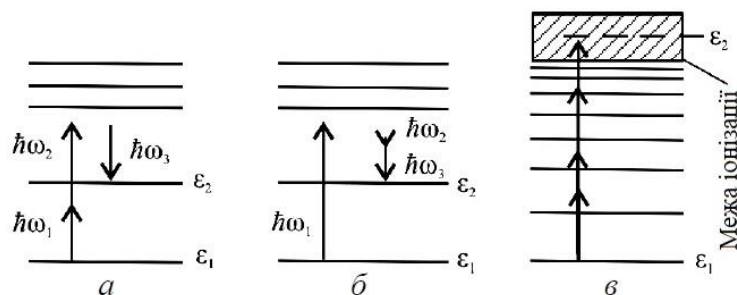


Рисунок 1.16 – Квантові трьох- і чотирьохфотонні схеми

Таким чином, особливістю багатофотонних процесів є те, що між початковим і кінцевим станами квантової системи відсутні проміжні резонанси між енергією фотону (декількох фотонів) енергією переходу, що істотно відрізняє багатофотонні процеси від процесів каскадного (або ступеневого) збудження, коли поглинання кожного наступного фотону переводить квантову систему з одного зв'язаного стану у інший (більш високий) зв'язаний стан.

2. Оптичний пробій середовища

У нелінійній оптиці типовою є ситуація, коли існує порогове значення інтенсивності світла, за якої якісно і кількісно змінюється характер протікання оптичного явища. Тому для отримання помітного нелінійного ефекту необхідні достатньо потужні світлові (лазерні) пучки. Слід мати на увазі, що граничні величини потужності тут визначаються не потужністю лазерів, а конкуруючими нелінійними явищами у речовині і перш за все його оптичним пробієм. Тому можливості використання вищих нелінійних у тому чи іншому оптичному середовищі зумовлені, головним чином, її променевою міцністю.

Оптичний пробій, що виникає у прозорих середовищах, представляє собою нелінійне явище, у основі якого лежить процес перетворення середовища з прозорого у сильно поглинаюче середовище під дією потужного світлового випромінювання. Вклад у поглинання у оптичному кристалі дають процеси різної фізичної природи. Це і релєївське розсіювання (без зміни частоти падаючого

випромінювання); це і збудження атомів середовища з їх подальшою каскадною релаксацією у фотони інших частот; це й когерентне збудження вищих оптичних гармонік. Усі ці процеси можна розділити на лінійні (ті, що виникають у результаті поглинання одного фотону падаючого випромінювання) і нелінійні (ті, що зумовлені поглинанням декількох фотонів у одному елементарному акті).

Нелінійне поглинання (поглинання світла більшої інтенсивності) призводить до того, що середовища, непрозорі для слабкого випромінювання, можуть стати прозорими для високоінтенсивного випромінювання (ефект «просвітлення») і, навпаки, прозорі матеріали можуть «затемнюватись» відносно високоінтенсивного випромінювання. Особливості нелінійного поглинання пояснюються на основі залежності коефіцієнту поглинання від інтенсивності світла.

Оптичний пробій прозорих середовищ також різко змінює поглинання випромінювання. Відмінність від розглянутого вище процесу збудження гармонік полягає у тому, що зміна поглинання зумовлена зміною самого середовища. У нейтральному у вихідному стані середовищі під дією лазерного випромінювання утворюється щільна плазма, що сильно поглинає випромінювання, яке падає на середовище. Плазма утворюється у результаті іонізації вихідного нейтрального середовища. З загальної теорії взаємодії електромагнітного випромінювання з плазмою відомо, що поглинання випромінювання у плазмі залежить від співвідношення частоти випромінювання ω і плазмової частоти ω_p . Плазмова частота $\omega_p \sim (N_0)^{1/2}$, де N_0 – концентрація вільних електронів у плазмі. При $\omega > \omega_p$ плазма прозора для випромінювання, а при $\omega < \omega_p$ – непрозора. По мірі збільшення ступеню іонізації середовища під дією лазерного випромінювання збільшується N_0 і, відповідно, збільшується ω_p . При досягненні критичної концентрації $(N_0)_{кр}$ досягається рівність $\omega \approx \omega_p$, і плазма стає непрозорою для випромінювання внаслідок сильного поглинання.

Отже, оптичний пробій пов'язаний з руйнуванням структури твердого тіла. Це пов'язане з протіканням наступних фізичних процесів:

- іонізація атомів кристалічної решітки і різке збільшення у твердому тілі концентрації вільних електронів;
- збільшення енергії вільних електронів до значень, за яких пришвидшений електрон може виривати пов'язаний електрон з валентної зони.
- розвиток електронної лавини, що призводить до утворення критичної щільності електронів для випромінювання заданої частоти;
- поява ефективного поглинання енергії випромінювання електронами та швидкий нагрів середовища, що призводить до підвищення тиску та руйнування.

Оптичний пробій може проявлятися у руйнуваннях всередині скла, кристалів, що виникають на макроскопічних локальних домішках або дефектах, що мають у всередині даних речовин. У результаті поглинання енергії лазерного випромінювання цими локальними областями у них дуже швидко (за час лазерного імпульсу) збільшується температура та тиск, що призводить до розтріскування та оплавлення скла (кристалу) в області навколо суміші (дефекту). Теоретичний опис теплового руйнування заснований на розв'язанні рівняння теплопровідності для середовища з домішками. У якості критерію руйнування середовища приймається критична температура області, за якої відбуваються незворотні зміни у середовищі, наприклад плавлення. Окрім теплофізичних властивостей середовища і домішки враховуються розміри локальних областей, середня відстань між ними і коефіцієнт поглинання випромінювання.

Один зі шляхів розв'язання проблеми боротьби з оптичним пробоем у оптоволоконних лініях полягає у використанні надкоротких лазерних імпульсів (тривалість порядку $\tau \sim 10^{-11} \dots 10^{-12}$ с).

1.3.3 Нелінійні ефекти у оптоволоконних системах передачі інформації

Оптичне волокно – це скляне або полімерне волокно, призначене для передачі світла на відстань за рахунок використання явища повного внутрішнього відбиття. Оптоволоконні кабелі, що складаються з певної кількості волокон у

захисній оболонці, використовуються у волоконно-оптичному зв'язку, що дозволяє передавати інформацію світловими імпульсами на великі відстані з більш високою швидкістю передачі даних, ніж у дротових електронних системах зв'язку. Такі кабелі мають меншу вагу і меншу вартість, ніж традиційні мідні. Окрім того, у оптичних волоконних системах є такі важливі переваги, як нечутливість до електричних перешкод, відсутність взаємних перешкод між сусідніми лініями, висока механічна та корозійна міцність, відсутність іскріння. Сукупність усіх цих економічних та експлуатаційних переваг підвищує конкурентоспроможність світловолоконних систем.

У оптоволоконних системах зв'язку носієм інформації є світло, що поширюється по оптичному волокну, а саме волокно виконує пасивну роль, забезпечуючи лише канал для проходження світла аналогічно тому, як звичайний телефонний дріт забезпечує канал для проходження сигналів у вигляді електричного току до певного абонента. Однак виявляється, що таке представлення про світловолокно як про пасивний елемент справедливе лише тоді, коли по волокну поширюється світло, що має досить низьку інтенсивність.

З підвищенням інтенсивності виникають нелінійні ефекти, що полягають у тому, що світловий сигнал (хвиля або імпульс) спричиняє зміну характеристик волокна, по якому він поширюється, а це, в свою чергу, вже призводить до досить істотної зміни умов поширення самого сигналу. Таким чином, виникає вплив світлового сигналу на самого себе через зміну характеристик волокна. Очевидно, можливі й перехресні взаємодії, якщо у волокні одночасно поширюються два або більше сигналів.

У оптичному волокні нелінійні ефекти легко спостерігаються вже при невеликих потужностях порядку $\frac{dW}{dt} = 1 \dots 100$ Вт. Це пов'язане з двома обставинами. По-перше, інтенсивність світла виявляється дуже великою через малу площу перетину внутрішньої жили волокна, по якій в основному і поширюється світло, а для нелінійних ефектів важлива саме інтенсивність. По-друге, світло поширюється практично без розфокусування на як завгодно великі відстані.

Так, при помірній потужності порядку $\frac{dW}{dt} = 10$ Вт і характерній площі поперечного перетину внутрішньої жили $S = 50 \text{ мкм}^2 = 5 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2$ інтенсивність світла складає $I = 2 \cdot 10^{11} \text{ Вт/м}^2$.

1. Нелінійне розсіювання світла і його застосування

Після створення лазерів були отримані фундаментальні результати у теорії нелінійних оптичних явищ, зокрема, в області нелінійного розсіювання світла, за якого руйнується прямо пропорційна залежність інтенсивності розсіяної компоненти від інтенсивності падаючого випромінювання. З розвитком оптоволоконних систем передачі інформації виявилось, що ефекти, пов'язані з нелінійним розсіюванням світла, можуть грати як позитивну, так і негативну роль з точки зору технічної ефективності. Зокрема, два подібних явища – вимушене комбінаційне розсіювання та вимушене розсіювання Мандельштама-Бриллюена, які широко застосовуються у сучасних оптоволоконних технологіях і яскраво виражені лише при великих інтенсивностях світла.

2. Вимушене комбінаційне розсіювання

Комбінаційне розсіювання світла полягає в тому, що у спектральному складі світла, що розсіюється середовищем, окрім частоти ω_p падаючої світлової хвилі, що відповідає когерентному розсіюванню, присутні спектральні лінії, що відрізняються по частоті від падаючого випромінювання на величини, що дорівнюють або кратні частотам ω_i ($i=1,2$) внутрішньомолекулярних коливань: $\omega_p \pm m\omega_i$, $m=1,2$, (так звані комбінаційні частоти першого та більш високого порядку). Усі частоти ω_i характерні для цього оптичного середовища (наприклад, кристалу) і не залежать від частоти ω_p падаючого світла.

Лінії у спектрі комбінаційного розсіювання з частотами $\omega_p - m\omega_i$, меншими частот падаючого світла, називаються червоними (або стоксовими) компонентами, а лінії з частотами $\omega_p + m\omega_i$, більшими, ніж ω_p , – фіолетовими (або антистоксовими) компонентами. З квантової точки зору у обох випадках зни-

щується фотон з енергією ω_p і відбувається випромінення фотону з іншою енергією за рахунок переходу між коливальними енергетичними рівнями молекули.

При порівняно невеликих інтенсивностях, характерних для звичайних джерел світла, доля комбінаційного розсіювання надзвичайно мала: потік світла, розсіяного у одиниці об'єму речовини, складає $10^{-7} \dots 10^{-6}$ від падаючого світлового потоку навіть для найбільш помітних спектральних ліній. У цьому випадку відбувається розсіювання падаючого фотону на молекулі, у процесі якого молекула здійснює перехід з коливального стану з більшою енергією у стані з меншою енергією, і відбувається спонтанне (мимовільне) випромінювання стоксового фотону з енергією $\omega_s = \hbar(\omega_p - \omega_i)$. Описаний процес є лінійним і називається ефектом Рамана.

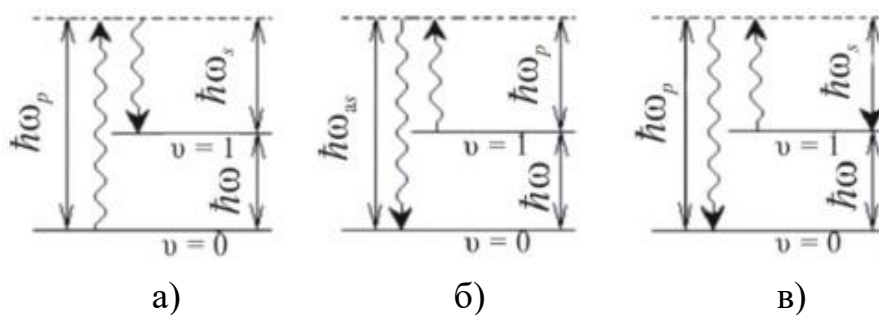
Якщо ж збудження коливальних мод середовища здійснюється при інтенсивностях випромінювання $10^{12} - 10^{13}$ Вт/м², що досягається за допомогою імпульсних лазерів, то доля розсіяного потоку сильно збільшується і досягає десятків процентів. Цей дослідний факт отримує пояснення, якщо прийняти до уваги загальне положення квантової теорії випромінювання про існування стимульованого (вимушеного) аналогу у будь-якого радіаційного процесу. Стимульований аналог спонтанного комбінаційного розсіювання, що називається вимушеним комбінаційним розсіюванням, також полягає у зникненні фотону з енергією $\hbar\omega_p$ і випроміненням фотону з енергією $\omega_s = \hbar(\omega_p \pm m\omega_i)$, але ймовірність цього процесу пропорційна інтенсивності і вимушеного I і розсіяного I_s випромінювання. Завдяки цьому процесу, розсіяне випромінювання з частотою ω_s посилюється у оптичному середовищі за експоненціальним законом, подібно посиленню світла у середовищі з інверсною населеністю енергетичних рівнів при вимушеному випромінюванні, вперше передбаченому А. Ейнштейном.

У спектрі вимушеного комбінаційного розсіювання, окрім стоксової компоненти, присутнє також і антистоксове розсіювання, інтенсивність якого на декілька порядків менше інтенсивності стоксової компоненти. Стоксова і анти-

стоксова хвилі частотно розташовуються симетрично відносно основної частоти випромінювання, що передається.

Квантові переходи при вимушеному комбінаційному розсіюванні показані на рис. 1.17. При стоксовому розсіюванні (рис. 1.17, а) поглинається лазерний фотон, і разом зі стоксовим фотоном виникає квант коливань молекули. При антистоксовому розсіюванні (рис. 1.17, б) поглинається лазерний фотон і коливальний квант, у результаті випромінюється фотон на сумарній частоті.

Випадок на рис. 1.17, в відповідає зворотному процесу – поглинанию фотону на стоксовій частоті і коливального кванту, при цьому під дією лазерного поля відбувається вимушений перехід з утворенням когерентного фотону.



а – стоксове випромінювання;

б – антистоксове випромінювання

в – поглинання фотонів стоксової частоти, стимульоване лазерним випромінюванням

Рисунок 1.17 – Переходи при вимушеному комбінаційному розсіюванні

При досить потужній накачці інтенсивність стоксової хвилі зростає середині середовища так швидко, що у цю хвилю переходить більша частина енергії накачки.

Таким чином, вимушене комбінаційне розсіювання призводить до генерації стоксової хвилі, частота якої визначається піком комбінаційного підси-

лення. Відповідне зміщення частоти називають стоксовим (або раманівським) частотним зсувом.

Ефект вимушеного комбінаційного розсіювання, так само як і інші нелінійні ефекти, може грати як негативну, так і позитивну роль у оптоволоконних системах. Наприклад, шкідлива роль вимушеного комбінаційного розсіювання може проявлятися у оптоволоконних ліній передачі інформації, особливо при частотному мультиплексуванні сигналів, призводячи до перехресних перешкод. Але у той же час вимушене комбінаційне розсіювання можна використовувати й для підсилення світла, при створенні лазерів, що перелаштовуються, для генерації імпульсів у системах пам'яті.

Основним застосуванням явища вимушеного комбінаційного розсіювання (ВКР) у оптоволоконних системах є:

- ВКР-лазери;
- ВКР-підсилювачі.

На рис. 1.18 схематично показаний волоконний ВКР-лазер. Відрізок одномодового світловоду поміщений всередину резонатору Фабрі-Перо, утвореного дзеркалами M_1 і M_2 , що частково віддзеркалюють. Резонатор забезпечує резонансний частотно-вибірковий зворотний зв'язок для стоксового випромінювання, що виникає у світловоді завдяки вимушеному комбінаційному розсіюванню. Призма, що розташована всередині резонатору, дозволяє перелаштовувати довжину хвилі лазерного випромінювання шляхом обертання дзеркала M_2 . Межа генерації лазера відповідає потужності накачки, за якої комбінаційне підсилення за обхід резонатору компенсує втрати у резонаторі, що складаються з втрат на дзеркалах і втрат на переведення відбитого від дзеркал випромінювання назад у світловод.

Такі лазери мають відносно низьку межу комбінаційного підсилення і можуть перелаштовуватись у широкому частотному діапазоні ($\Delta\nu \sim 10$ ТГц).

Явище вимушеного комбінаційного розсіювання можна використовувати для підсилення оптичного сигналу, якщо він поширюється разом з інтенсивною хвилею накачки і його довжина хвилі лежить у полосі комбінаційного підси-

лення. Ці підсилювачі називаються комбінаційними, або раманівськими, підсилювачами. У якості накачки використовуються лазери з довжиною хвилі $\lambda = 1060$ нм (для підсилення сигналів з довжиною хвилі 1300 нм) і $\lambda = 1320$ нм (для підсилення сигналів з довжиною хвилі 1550 нм).

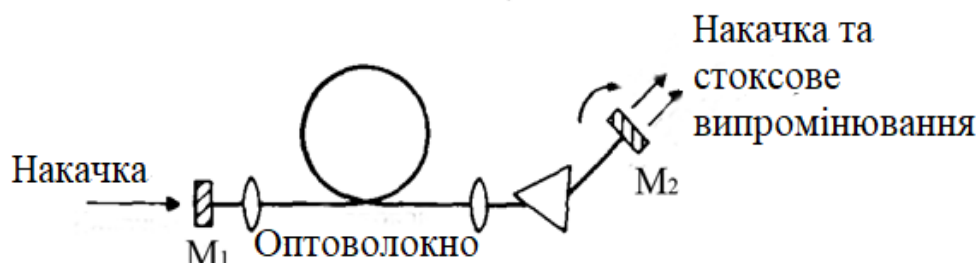


Рисунок 1.18 – Схема ВКР-лазера, що перелаштовується

Найпростіша схема раманівського підсилювача представлена на рис. 1.19.

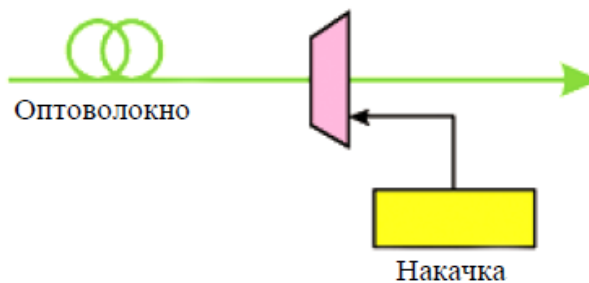


Рисунок 1.19 – Схема комбінаційного підсилювача

Вимушене комбінаційне розсіювання грає важливу роль у оптоволоконних системах, оскільки забезпечується можливість підсилення сигналів у широкій смузі частот, що зміщена у сторону низьких частот відносно довжини хвилі накачки на величину $\sim 12\text{-}15$ ТГц.

3. Вимушене розсіювання Мандельштама-Бриллюена

Спонтанне розсіювання світла на теплових акустичних хвилях було вивчене французьким вченим Л. Бриллюеном ще в 1922 р. Одночасно з Л.

Бриллюеном і незалежно від нього розсіювання світла у твердих тілах теоретично досліджував радянський фізик Л. І. Мандельштам. Вимушене розсіювання, коли акустична хвиля, що розсіює світло, сама збуджується світлом, було відкрито у 1964 р.

У звичайних умовах акустичні фонони (хвилі розподілу щільності речовини, що рухаються) існують у твердих тілах за рахунок теплової енергії. Якщо ж у оптичному матеріалі поширюється падаюча світлова хвиля, то виникають процеси розсіювання падаючого світла на акустичних фонах, що призводять як до поглинання, так і до випромінення квазічастинок – фононів. Коли при розсіюванні виникає новий фонон, то частота світлової хвилі зменшується. Такий процес називається стоксовим розсіюванням, а частота розсіяної світлової хвилі – стоксової частотою ω_s .

Оскільки ймовірність розсіювання пропорційна числу відповідних фононів, а їх число залежить від температури, описаний ефект за звичайних умов є досить слабким.

Однак якщо збільшувати інтенсивність падаючого світла, то починаючи з деякого значення інтенсивності (межі) ситуація різко змінюється. Справа в тім, що наявність у матеріалі окрім падаючої ще й розсіяної (стоксової) світлової хвилі збільшує ймовірність нових актів розсіювання. Спільний вплив падаючої і стоксової хвиль завдяки деяким механізмам (наприклад, явищу електрострикції у твердих тілах) призводить до виникнення нових хвиль неоднорідностей щільності речовини, тобто до появи нових фононів, на яких, у свою чергу, розсіюється падаюча хвиля. Таким чином, розсіювання стає вимушеним, і стоксова компонента починає грати активну роль. Акустична хвиля модулює показник заломлення оптичного кристалу, що призводить до обміну енергією між падаючою і розсіяною хвилями. Як тільки розсіювання стає настільки ефективним, що починає переважати затухання світла, стоксове випромінювання починає лавиноподібно зростати, і його інтенсивність швидко стає порівняною з інтенсивністю падаючого випромінювання.

Такий процес стимульованого розсіювання інтенсивного світла у оптичному середовищі на акустичних фонах, хвиля яких збуджується безпосередньо падаючим випромінюванням, називається вимушеним розсіюванням Мандельштама-Бриллюена (ВРМБ).

З точки зору фізики утворення це явище аналогічне вимушеному комбінаційному розсіюванню, тільки у якості молекулярних коливань при цьому виступає акустична хвиля.

Процес ВРМБ може бути описаний як параметрична взаємодія між хвилями: накачки, стоксової й акустичної. Завдяки явищу електрострикції хвиля накачки генерує акустичну хвилю, що біжить (хвилю надлишкового тиску), що призводить до виникнення просторової дифракційної решітки – періодичної структури, що здійснює модуляцію показника заломлення за законом біжучої хвилі. Індукована решітка рухається у світловоді зі звуковою швидкістю v_A , а випромінювання накачки, таким чином, розсіюється у результаті брегівської дифракції і при цьому відбувається доплерівський зсув у довгохвильову область.

У квантовій механіці таке розсіювання представляє собою процес знищення фотону накачки з одночасною появою стоксового фону і акустичного фону.

Очевидно, що для дотримання закону збереження енергії має виконуватись умова: $\omega_s = \omega_p + \omega_A$, де ω_p – частота падаючого світла, ω_A – частота акустичного фону. Окрім закону збереження енергії у процесі розсіювання, відповідно до основних підходів квантової оптики, має виконуватись закон збереження імпульсу, який у даному випадку можна виразити через співвідношення хвильових векторів:

$$\vec{K}_p = \vec{K}_A + \vec{K}_s. \quad (1.28)$$

Тут \vec{K}_p , \vec{K}_s і \vec{K}_A – хвильові вектори падаючого світла, розсіяного світла і фону відповідно.

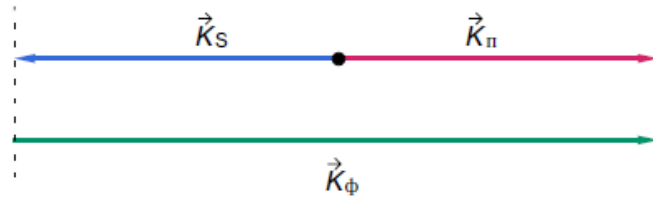
Частота ω_A і хвильовий вектор \vec{K}_A акустичної хвилі задовольняють дисперсійному рівнянню:

$$\omega_A = \omega_p - \omega_s = |\vec{K}_A| \cdot v_A = 2v_A |\vec{K}_p| \cdot \sin \theta, \quad (1.29)$$

де 2θ – кут між напрямками поширення хвиль накачки і стоксової (кут розсіювання). Використане геометричне співвідношення між векторами, що присутні у формулі (1.28), а також умова брегівської дифракції.

Зміщення частоти стоксової хвилі залежить від кута розсіювання: воно максимальне для зворотного напрямку ($\theta = \pi/2$) і зникає для прямого напрямку, що співпадає з напрямком хвильового вектору хвилі накачки ($\theta = 0$).

У одномодовому світловоді можливі тільки прямий і зворотний напрямки поширення, оскільки ефективність взаємодії хвиль у поперечному напрямі є малою через те, що є малою довжина взаємодії (порядку діаметру центральної жили). Тому найбільш ефективний такий процес ВРМБ, за якого розсіяне світло направлене назустріч падаючому (рис. 1.20). Прості оцінки показують, що при потужності падаючої світлової хвилі у декілька десятків мВт на довжині волокна приблизно 1 км падаюча хвиля за рахунок ефекту ВРМБ майже повністю перетвориться у розсіяну хвилю і буде поширюватись у зворотну сторону. Таким чином, при безперервній накачці випромінювання на заміну оптоволоконного каналу, по якому світло може поширюватись на великі відстані, ми би мали своєрідне «світловолоконне дзеркало». Подібний результат був би катастрофою для довгих оптоволоконних ліній зв'язку, якщо б у них використовувалось безперервне випромінювання.



\vec{K}_n, \vec{K}_ϕ – вектори падаючої та акустичної хвиль

Рисунок 1.20 – Співвідношення хвильових векторів при вимушеному розсіюванні Мандельштама-Бриллюена у оптичному волокні.

Вихід з положення полягає у тому, що у реальних лініях зв'язку у переважній більшості випадків використовується не безперервне випромінювання, а світлові імпульси. Тоді довжина взаємодії між хвилями накачки дорівнює довжині імпульсу (для коротких імпульсів тривалістю порядку 10^{-11} с довжина взаємодії дорівнює декільком міліметрам). Тому у імпульсному режимі можна використати випромінювання потужністю у десятки і сотні Вт. При використанні імпульсів накачки тривалістю менше 10 нс ВРМБ може бути значно зменшене або повністю пригнічене.

Наведений приклад показує, що ВРМБ у певних випадках грає негативну роль. У той же час у інших випадках ВРМБ може представляти практичний інтерес, зокрема, для підсилення вузькосмугових оптичних сигналів.

Як вже відмічалось, при ВРМБ оптичний сигнал зміщується у область більш довгих хвиль. Для зворотного напрямку зміщення частоти дається виразом:

$$\nu_B = \frac{1}{2\pi}(\omega_p - \omega_s) = \frac{2n\nu_a}{\lambda_p}, \quad (1.30)$$

де n – показник заломлення оптоволоконна, λ_p – довжина хвилі накачки. Частотний зсув демонструється рис. 1.21.

На відміну від вимушеного комбінаційного розсіювання, спектральна ширина ВРМБ-підсилення дуже мала (~ 10 МГц до ~ 5 ТГц).

Можна відмітити наступні важливі відмінності між ефектами вимушеного комбінаційного розсіювання та ВРМБ:

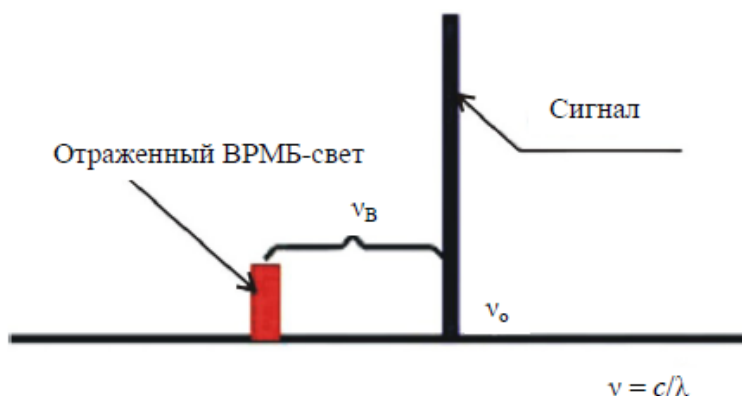


Рисунок 1.21 – Графічне представлення частотного зсуву при ВРМБ

- хвиля розсіяного випромінювання (стоксова хвиля) у оптичному волокну при ВРМБ поширюється назустріч хвилі накачки, а при вимушеному комбінаційному розсіюванні – у обох напрямках;

- стоксове зміщення за частотою при ВРМБ майже на три порядки менше, чим при вимушеному комбінаційному розсіюванні;

- порогова потужність накачки при ВРМБ залежить від ширини її спектру, тоді як при вимушеному комбінаційному розсіюванні така залежність відсутня; межа потужності при вимушеному комбінаційному розсіюванні має порядок 1 Вт, а при ВРМБ – 10 мВт;

- при накачці безперервним випромінюванням порогова потужність при ВРМБ нижче, ніж при вимушеному комбінаційному розсіюванні, тому останнє пригнічується ВРМБ.

Усі ці відмінності зумовлені одною обставиною: при вимушеному комбінаційному розсіюванні діють оптичні фонони, що збуджуються при переходах між коливальними станами молекул, а при ВРМБ – акустичні фонони.

Ефект ВРМБ знаходить технічне застосування:

- у волоконно-оптичних лініях зв'язку;
- у ВРМБ-лазерах і підсилювачах.

При досягненні вихідної потужності випромінювання, що дорівнює межі ВРМБ, може початись інтенсивне розсіювання світла у зворотному напрямку, що призводить до деградації якості зв'язку за рахунок взаємодії основної хвилі з хвилею зворотного розсіювання. Тому рівень потужності, що передається, має бути менше цієї межі.

Для боротьби з ВРМБ у сучасних волоконно-оптичних лініях зв'язку існують три принципових підходи.

1. Використання частотної або фазової модуляції на заміну традиційній амплітудній.

2. Зниження каналної оптичної потужності, що підводиться, до рівня нижче межі ВРМБ. Це відносно дорогий спосіб вирішення технічних задач, оскільки у цьому випадку на оптичних магістралях буде необхідно часто включати оптичні підсилювачі.

3. Збільшення спектральної ширини лазерного джерела, при цьому використання лазерів з безпосередньою модуляцією (вони володіють широкою спектральною смугою) небажане через різке погіршення дисперсійних характеристик.

У ВРМБ-лазерах найбільше поширення знайшли дві технології. По-перше, це використання лазерів з зовнішньою модуляцією з «розмитотою» частотою випромінювання шириною у декілька сотень мегагерц і більше (так звана рандомізована модуляція). Це збільшує граничну потужність ВРМБ, але без збільшення дисперсії, як це було б при використанні лазера з безпосередньою модуляцією. Такий вид згладженої модуляції дозволяє не тільки істотно підвищити межу ВРМБ, але й регулювати його відповідно до конкретної довжини волоконно-оптичної лінії зв'язку, що важливо для практичних цілей. Більше того, такий метод модуляції дозволяє зберегти попереднє значення відносної інтенсивності шумів. Такий тип лазерів називається АСТЛ (Agilent Compact Tunable Laser) або SBS-control (SBS-C). По-друге, це використання джерел жи-

влення лазерів з примусовою модуляцією. У цьому випадку стабільне джерело постійного струму модулюється примусовим тональним змінним сигналом. Частота примусової модуляції джерела живлення лазера має бути, принаймні, вище вдвічі найвищої частоти модулюючого сигналу. Дійсно, якщо рівень оптичної потужності передавача у стандартному режимі може перевищувати межу ВРМБ, то у режимі додаткової тонової модуляції формуються два додаткові спектри, кожен з яких за своїм енергетичним рівнем не перевищує межу ВРМБ. До недоліків такого методу боротьби з ВРМБ слід віднести деяке погіршення дисперсійних характеристик. Однак використання спеціальної техніки дозволяє фактично звести дисперсійні ефекти до нуля.

На сьогодні досліджується можливість застосування так званих ВРМБ-дзеркал, зокрема у оптичних резонаторах лазерів. Використання ВРМБ-дзеркала призводить до збільшення добротності лазерного резонатору і, відповідно, до зростання вихідної енергії імпульсу.

ВРМБ-підсилення у світловодах можна використовувати для підсилення слабких сигналів. Однак через виключно вузьку смугу підсилення ВРМБ смуга пропускання такого підсилювача зазвичай менше 100 МГц, у той час як у підсилювачах Рамана смуга складає приблизно 5 ТГц. З цієї причини, незважаючи на можливість помітного підсилення при потужності накачки лише у декілька мВт, ВРМБ-підсилювачі до останнього часу не привертали велику увагу. Активність, помітна у цій області останнім часом, пояснюється в основному можливістю застосування таких підсилювачів у системах зв'язку. Будь-який підсилювач з шириною смуги, меншою, чим рознесення каналів, можна використовувати у якості оптичного фільтру. Це робить його корисним для виділення додаткових каналів мовлення на проміжних станціях. Налаштування досягається зміною довжини хвилі, що відповідає піку підсилення. ВРМБ можна використовувати для вибіркового підсилення каналу, оскільки смуга підсилення відносно вузька.

2 ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ КОЕФІЦІЄНТУ ЗВ'ЯЗКУ НА СПЕКТРАЛЬНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ КІЛЬЦЕВОГО РЕЗОНАТОРУ

Дослідження впливу коефіцієнту зв'язку на спектральні характеристики кільцевого резонатору було проведене на основі його двовимірної комп'ютерної моделі, побудованої з використанням програмного забезпечення COMSOL Multiphysics [29].

На рис. 2.1 представлена тривимірна комп'ютерна модель кільцевого резонатору, розташованого на підкладці з діоксиду кремнію.

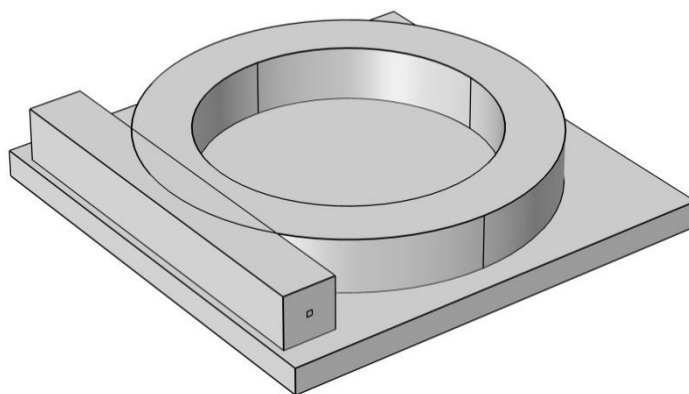


Рисунок 2.1 – Тривимірна модель оптичного кільцевого резонатору

2.1 Моделювання та розрахунок оптичного кільцевого резонатору

2.1.1 Побудова комп'ютерної моделі за заданими параметрами

Для побудови комп'ютерної моделі оптичного кільцевого резонатору були підбрані вхідні параметри, представлені у табл. 2.1.

В результаті була отримана двовимірна комп'ютерна модель, представлена на рис. 2.2.

Таблиця 2.1 – Вхідні параметри моделі

Позначення	Формула	Величина	Примітка
λ_0	–	1,55 мкм	Центральна довжина хвилі
f_0	c/λ_0	193,41 ТГц	Центральна частота
n_{clad}	–	1,5	Показник заломлення оболонки
n_{core}	–	2,5	Показник заломлення серцевини
r_0	$4 \cdot \lambda_0$	6,2 мкм	Радіус кільця
w_{core}	–	0,2 мкм	Ширина серцевини
w_{clad}	$10 \cdot w_{core}$	2 мкм	Ширина оболонки
dx	$3,5833 \cdot w_{core}$	0,7166 мкм	Проміжок між хвилеводами

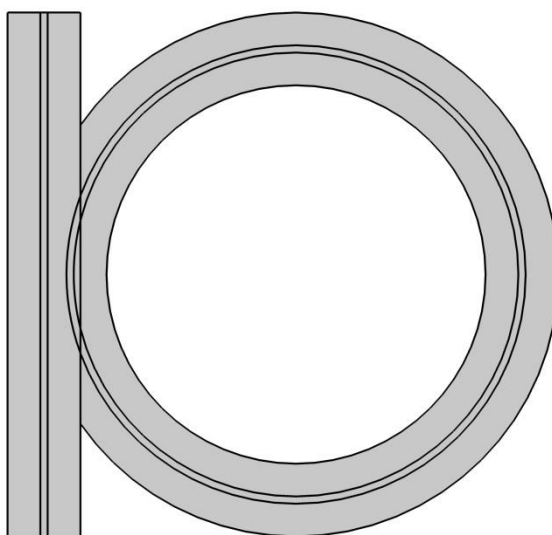


Рисунок 2.2 – Побудована двовимірна модель оптичного кільцевого резонатора

Для проведення розрахунків параметрів та характеристик моделі створюється розрахункова сітка, або «mesh», що являє собою сукупність областей заданого розміру, в кожній з яких проводиться обчислення параметрів структури. В даній роботі розмір області сітки підібраний експериментально і складає:

$$h_{\max} = w_{\text{clad}}/4.$$

Графічний вигляд сітки представлений на рис. 2.3.

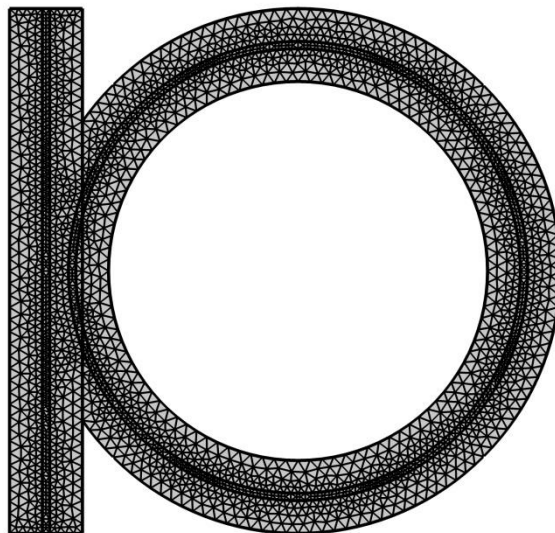


Рисунок 2.3 – Розрахункова сітка моделі кільцевого резонатора

Також було задано порти введення/виведення випромінювання (рис. 2.4, 2.5), умови розсіювання на межах структури (рис. 2.6, а) та умови безперервності поля (рис. 2.6, б).

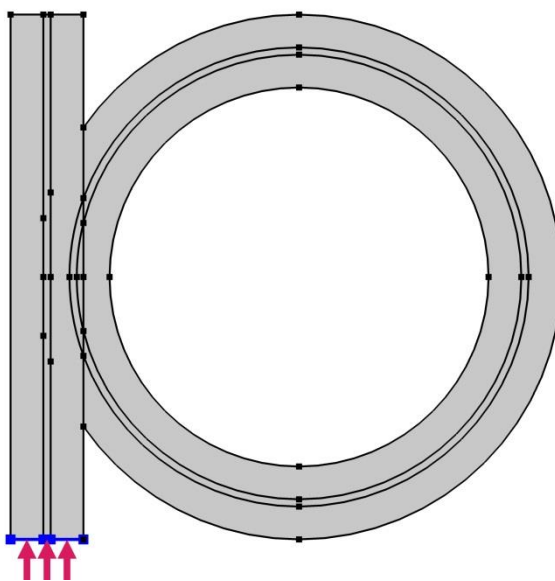


Рисунок 2.4 – Задання порту 1 (введення випромінювання)

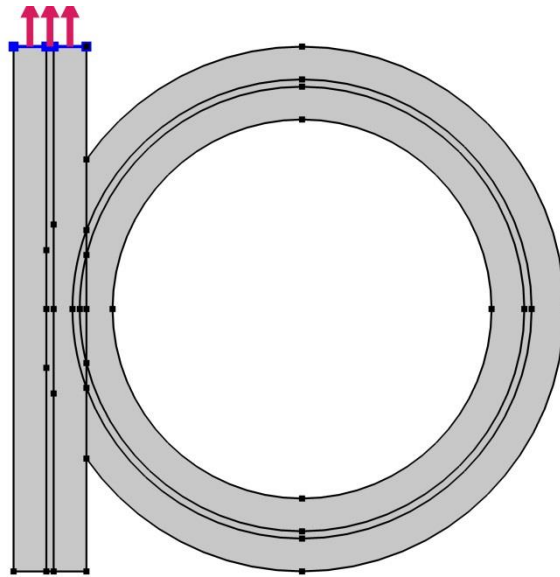
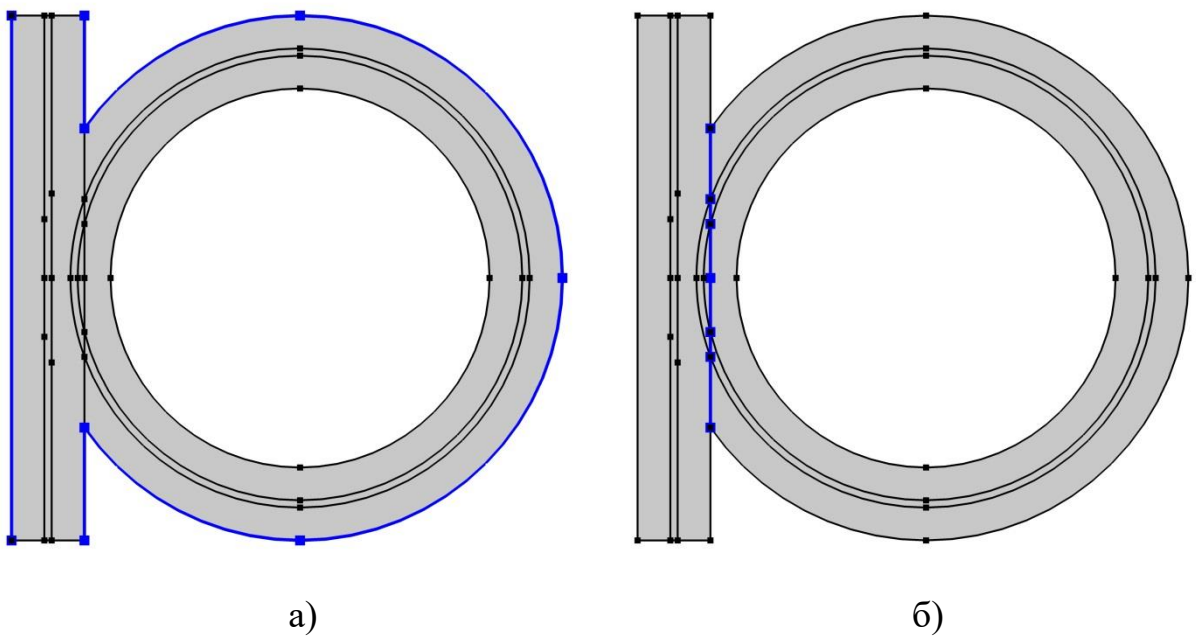


Рисунок 2.5 – Задання порту 2 (виведення випромінювання)



а) умови розсіювання на межах; б) умови безперервності поля.

Рисунок 2.6 – Задання граничних умов структури

2.1.2 Розрахунок спектральних характеристик та аналіз результатів

Розрахунок характеристик двовимірної моделі оптичного кільцевого резонатору проводився у діапазоні довжин хвиль $\lambda = 1.5 - 1.6$ мкм.

В результаті проведених обчислень цієї структури, було отримано спектральну характеристику (рис. 2.7), що відображає графік коефіцієнту відбиття випромінювання від порту 1 S_{11} (суцільна лінія), графік коефіцієнту пропускання випромінювання з порту 1 у порт 2 S_{21} (пунктирна лінія), графік сумарного відбиття та передачі (штрихова лінія), а також графік поглинання випромінювання кільцевим резонатором (штрих-пунктирна лінія).

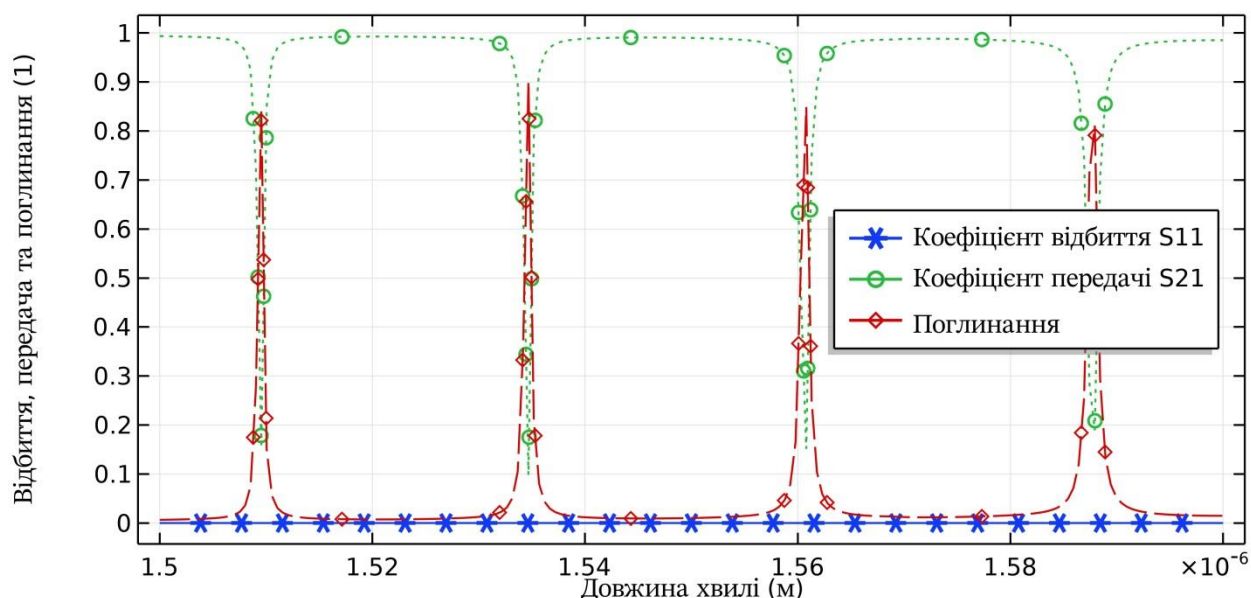
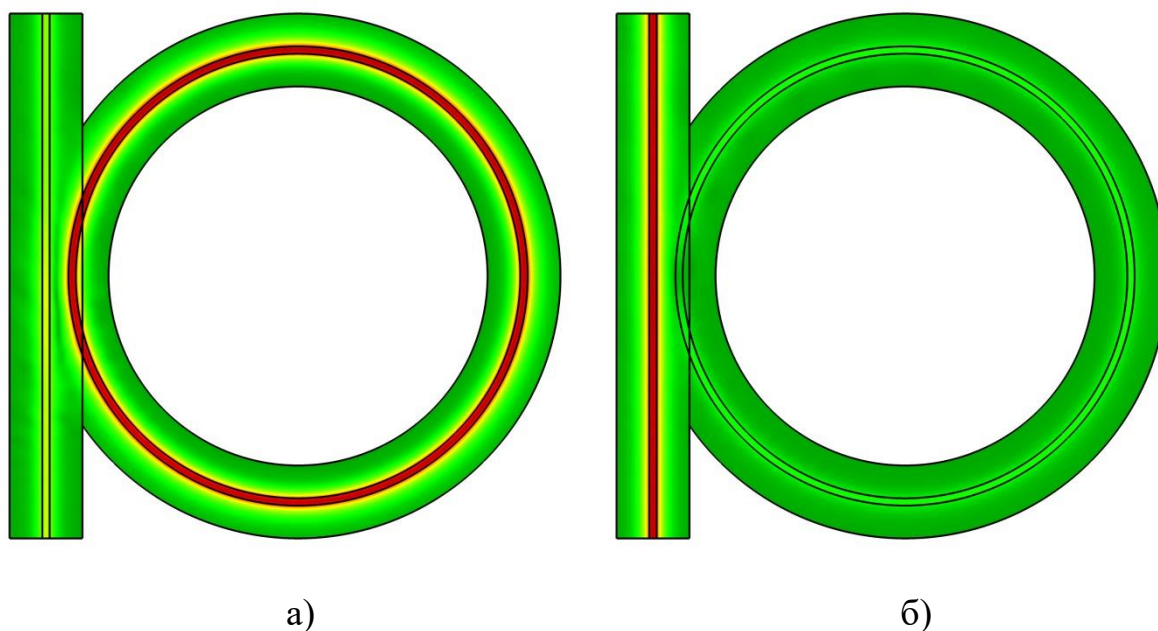


Рисунок 2.7 – Графік спектральних характеристик

Ця спектральна характеристика демонструє характерну властивість оптичного кільцевого резонатору – вузькосмуговий пропускний фільтр. Чотири довжини хвилі – 1,5095 мкм, 1,5347 мкм, 1,5608 мкм та 1,5879 мкм – є резонансними для цього кільцевого резонатору, оскільки на цих довжинах хвиль відбувається повне пропускання світлової енергії з хвилеводу у резонатор.

Також було побудовано двовимірну картину розподілу електричного поля для резонансної $\lambda = 1,5347$ мкм (рис. 2.8, а) та нерезонансної $\lambda = 1,55$ мкм (рис. 2.8, б) частот, та тривимірну картину розподілу поля (рис. 2.9).



- а) двовимірний розподіл поля на резонансній частоті;
 б) двовимірний розподіл поля на нерезонансній частоті.

Рисунок 2.8 – Картини розподілу електричного поля

2.2 Моделювання та розрахунок оптичного кільцевого резонатора для різних значень коефіцієнту зв'язку

Як вже описувалось у розділі 1, зокрема у п. 1.1.2.1, існує три аспекти, що впливають на якість оптичного зв'язку – відстань, довжина зв'язку та співвідношення показників заломлення.

У зв'язку з чим було проведено дослідження за допомогою комп'ютерного моделювання оптичного кільцевого резонатора для двох значень відстані між хвилеводами, відмінних від заданого значення, а також для двох значень довжини зв'язку.

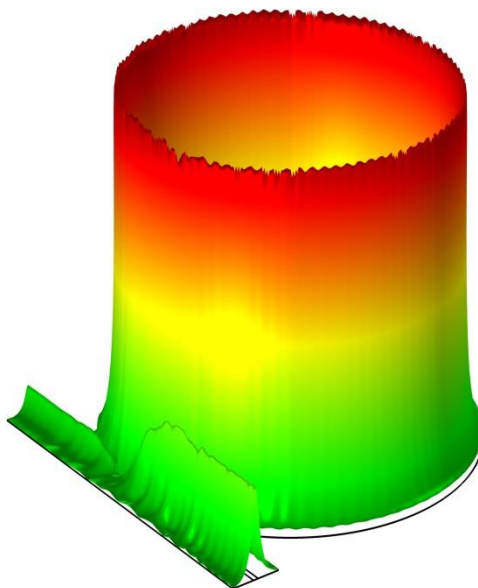


Рисунок 2.9 – Картина тривимірного розподілу електричного поля для резонансної частоти $\lambda = 1,5347$ мкм

2.2.1 Збільшення величини відстані зв'язку

Спочатку було досліджено ситуацію, коли відстань між хвилеводами більше заданого значення:

Таблиця 2.2 – Значення відстані між хвилеводами

dx	$4,5 \cdot w_{core}$	0,9 мкм	Проміжок між хвилеводами
------	----------------------	---------	--------------------------

На рис. 2.10 представлена геометрична структура цієї моделі.

Створення портів та граничних умов є аналогічним попередній моделі, і продемонстроване на рис. 2.4 – 2.6.

В результаті проведених обчислень було отримано графік спектральних характеристик, що представлений на рис. 2.11.

Порівнюючи графік на рис. 2.7 та рис.2.11, можна помітити, що збільшення відстані зв'язку призвело до зменшення інтенсивності випромінювання

на резонансних частотах. Це спричинене тим, значно менша кількість енергії здатна бути переданою через великий проміжок між хвилеводами.

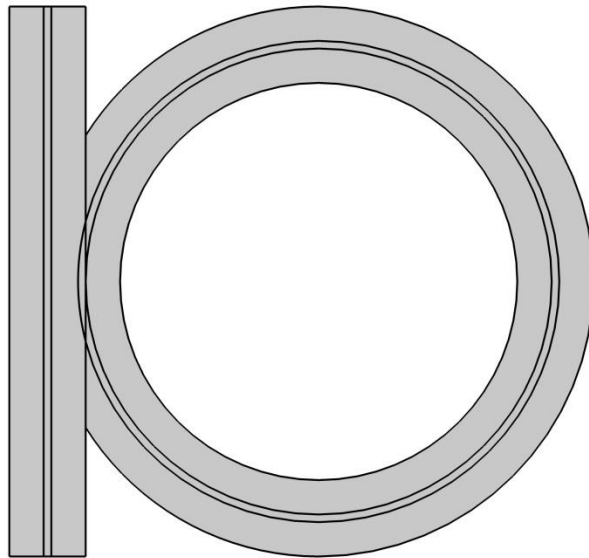


Рисунок 2.10 – Двовимірний модель кільцевого резонатора з $dx = 4,5 \cdot w_{core}$

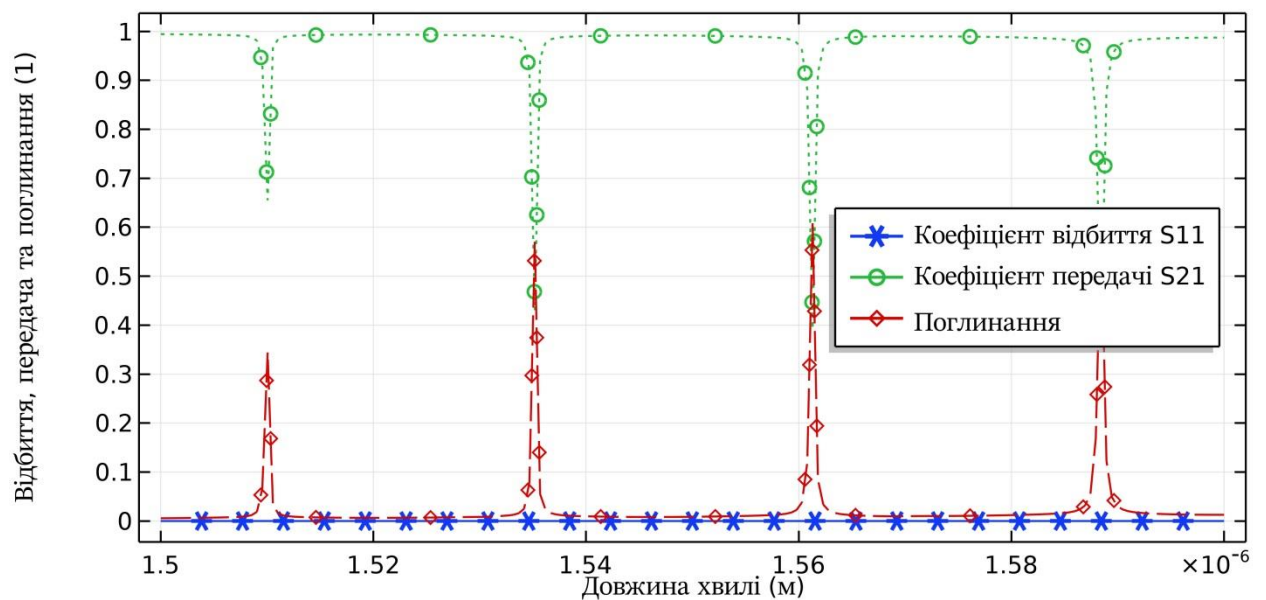
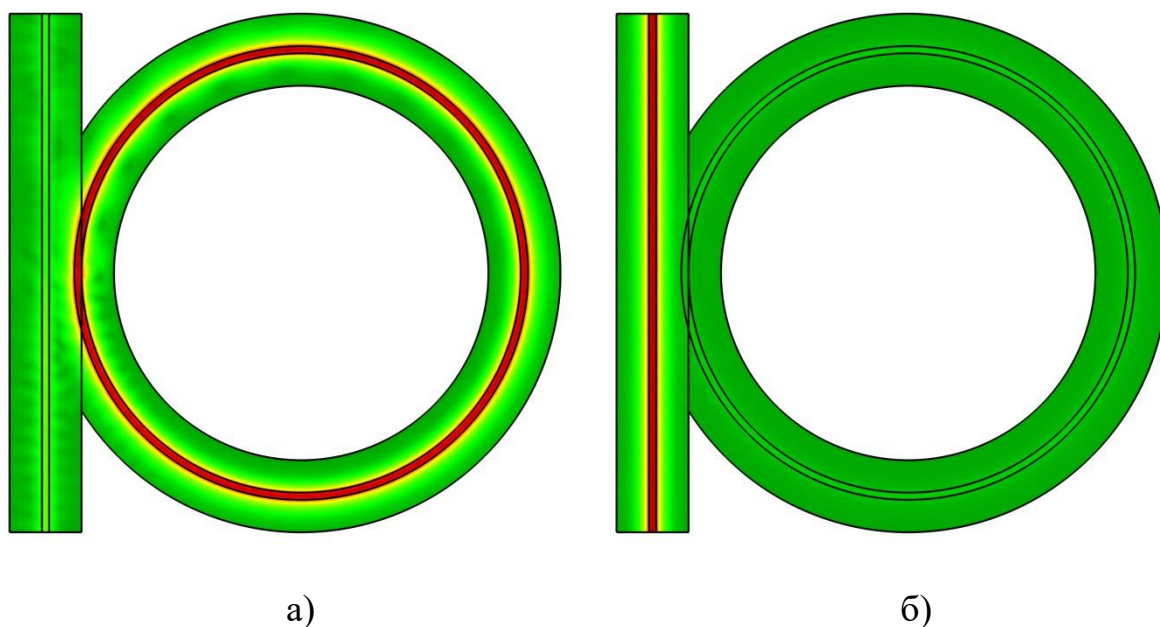


Рисунок 2.11 – Графік спектральних характеристик

Так само було отримано двовимірні картини розподілу електричного поля для резонансної (рис. 2.12, а) та нерезонансної (рис. 2.12, б) частот, та тривимірний розподіл електричного поля (рис. 2.13).



- а) двовимірний розподіл поля на резонансній частоті;
- б) двовимірний розподіл поля на нерезонансній частоті.

Рисунок 2.12 – Картини розподілу електричного поля

2.2.2 Зменшення величини відстані зв'язку

Наступним етапом було проведено моделювання та обчислення кільцевого резонатора, коли відстань між резонаторами складає $dx = 2,5 \cdot w_{core}$.

Створення портів та задання граничних умов аналогічне попереднім моделям, що представлені на рис. 2.4 – 2.6.

В результаті проведених обчислень отримано графік спектральних характеристик, представлений на рис. 2.14.

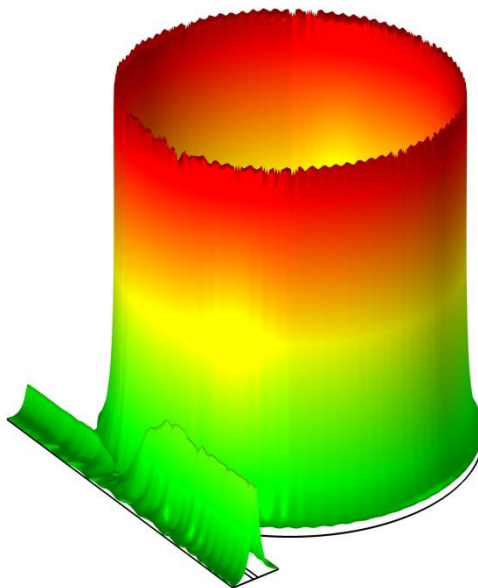


Рисунок 2.13 – Картина тривимірної розподілу електричного поля для резонансної частоти $\lambda = 1,5347$ мкм

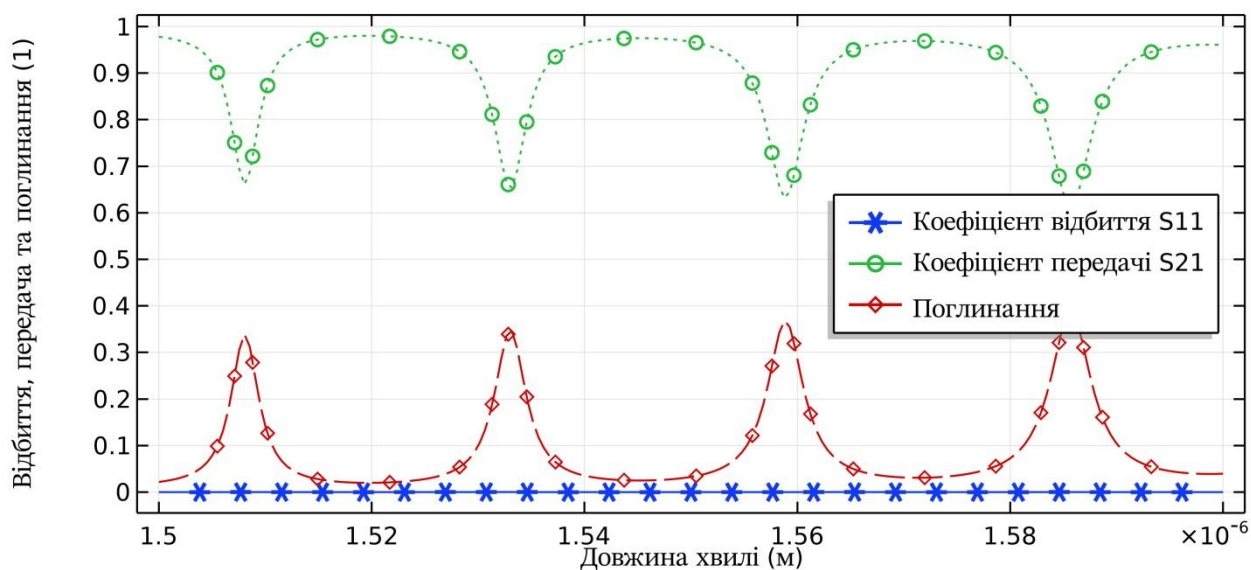
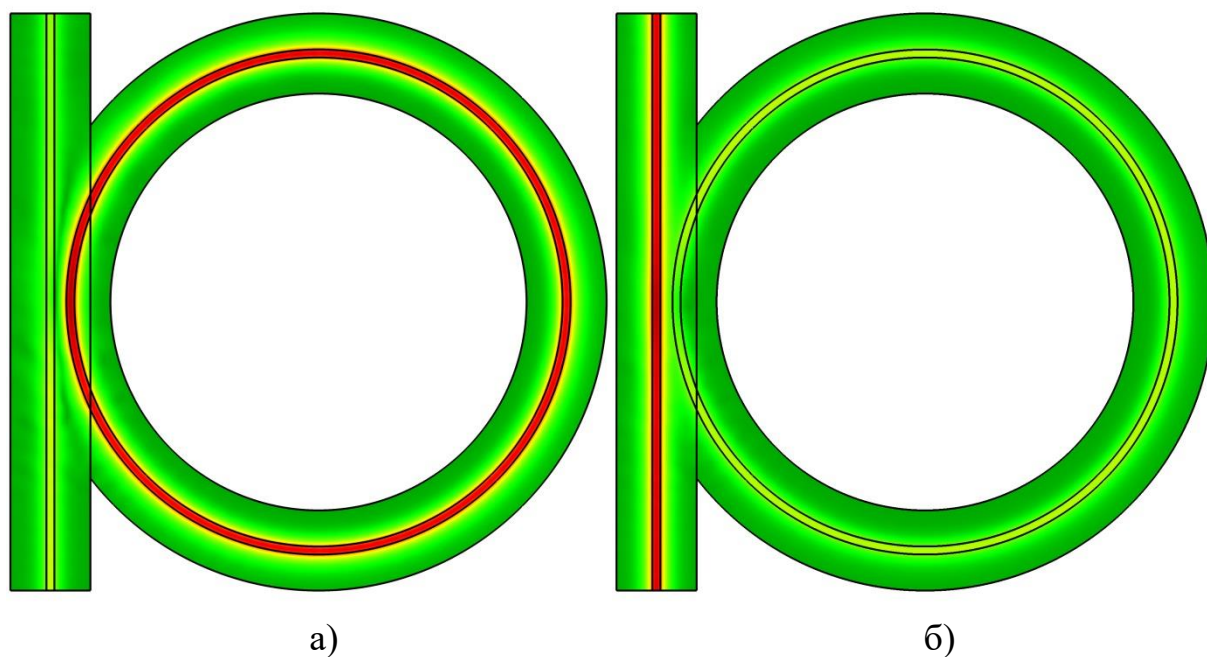


Рисунок 2.14 – Графік спектральних характеристик

На рис. 2.15 та 2.16 представлені двовимірні та тривимірний розподіли електричного поля, відповідно, для резонансної та нерезонансної частот оптичного кільцевого резонатора.

Зважаючи на отримані графічні результати обчислень цієї моделі, можна зробити висновок, що зменшення відстані між хвилеводами має негативний

вплив на спектральні характеристики кільцевого резонатору, оскільки близькість шинного хвилеводу до резонатору спричиняє потрапляння до останнього сторонніх сигналів, шумів та перешкод, через що порушується вузькосмуговість спектру випромінювання. І як результат, піки резонансних частот, що на рис. 2.14, мають низьку інтенсивність та більше значення повної ширини на рівні половини амплітуди.



- а) двовимірний розподіл поля на резонансній частоті;
 б) двовимірний розподіл поля на нерезонансній частоті.

Рисунок 2.15 – Картини розподілу електричного поля

На рис. 2.17 представлено зведений графік передачі випромінювання до кільцевого резонатору при трьох різних значеннях відстані між хвилеводами dx . Графік побудований з використанням програмного забезпечення Origin Pro 2019b (Learning Edition) [30]

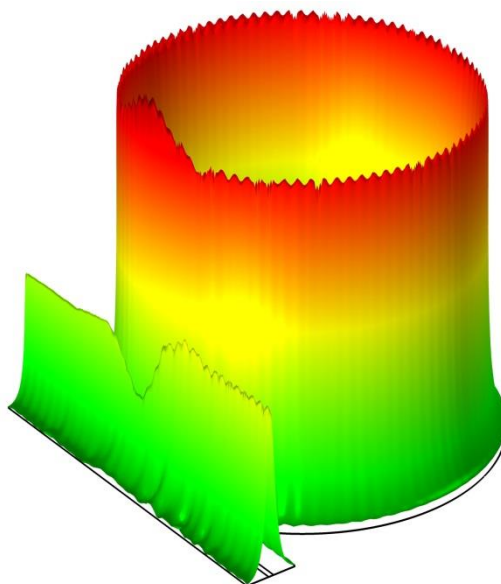


Рисунок 2.16 – Картина тривимірного розподілу електричного поля для резонансної частоти $\lambda = 1,5332$ мкм

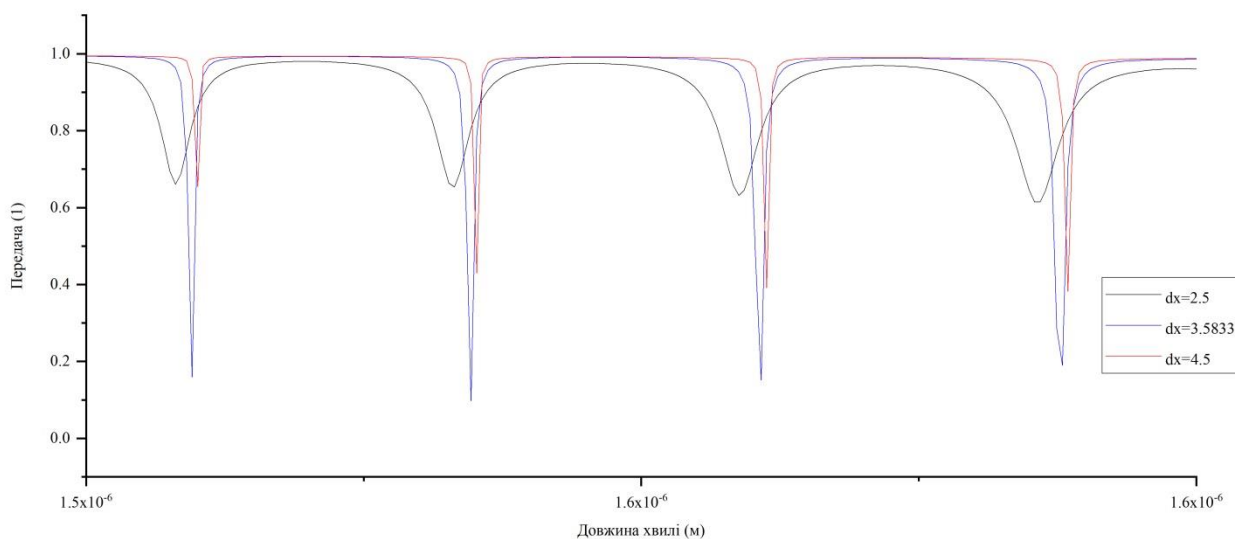


Рисунок 2.17 – Зведений графік передачі випромінювання у кільцевий резонатор для трьох значень dx

За результатами проведеного моделювання та обчислень можна зробити висновок, що навіть незначна зміна відстані між хвилеводами призводить до значного погіршення спектральних характеристик кільцевого резонатора, що унеможлиблює коректну його роботу, а також роботу пристроїв, що його вико-

ристовуюють. Отже, жорстке дотримання розмірів та контроль похибок при виготовленні кільцевих резонаторів є критично важливим завданням.

2.2.3 Збільшення величини довжини зв'язку

Третім етапом роботи було проведено дослідження спектральних характеристик у випадку збільшення величини довжини зв'язку.

Величина довжини зв'язку є ефективною довжиною кривої кільцевого резонатору L , і залежить від величини радіусу кільцевого резонатору r_0 за формулою:

$$L = 2\pi r_0$$

За вхідними даними величина довжини кривої кільцевого резонатору складала $L = 2\pi r_0 = 2\pi(4\lambda_0) = 2 \cdot 3,14 \cdot 6.2 = 38,936$ мм.

Для нової моделі було збільшено в 1,5 рази величину радіусу r_0 ($r_0 = 6 \cdot \lambda_0$) і, відповідно, величину довжини зв'язку L ($L = 58,404$).

В результаті було отримано двовимірну геометричну структуру, що представлена на рис. 2.18.

Після проведених комп'ютерних розрахунків було отримано спектральну характеристику з коефіцієнтами відбиття від порту 1 S_{11} і передачі у з порту 1 у порт 2 S_{21} . Ця характеристика представлена на рис. 2.19. Аналогічно попереднім етапам, також було отримано двовимірний розподіл електричного поля у кільцевому резонаторі на резонансній частоті 1,5424 мкм, що представлений на рис. 2.20.

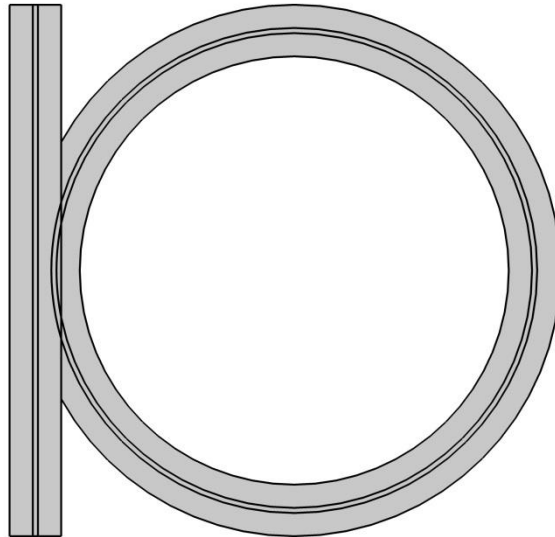


Рисунок 2.18 – Двовимірна модель кільцевого резонатора з $r_0 = 6 \cdot \lambda_0$

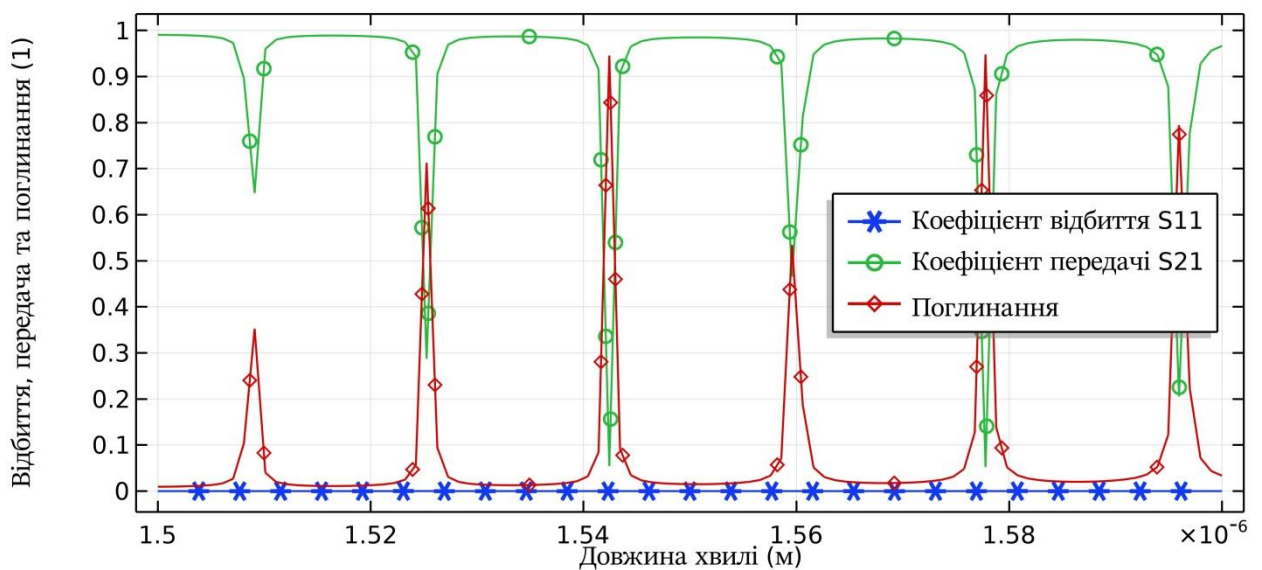


Рисунок 2.19 – Графік спектральних характеристик

Порівнюючи цю характеристику з характеристикою, отриманою при моделюванні за заданими параметрами (рис. 2.7), можна помітити, що збільшилась кількість піків резонансних частот. Це пояснюється тим, що зі збільшенням довжини окружності кільцевого резонатора, на цій довжині вкладається більше довжин хвиль. Отже, збільшення величини довжини зв'язку здійснює

позитивний вплив на характеристики оптичного кільцевого резонатору, оскільки збільшує пропускну здатність пристрою, а найголовніше – дозволяє створювати частотні комби або частотні гребінки, що наразі знаходять найрізноманітніші практичні застосування.

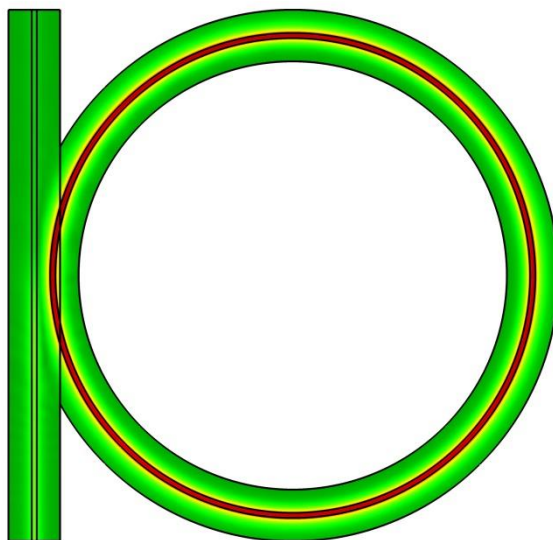


Рисунок 2.20 – Двовимірний розподіл електричного поля на резонансній частоті

2.2.4 Зменшення величини довжини зв'язку

Аналогічно попередньому етапу, було проведено моделювання оптичного кільцевого резонатору, але зі зменшеною вдвічі величиною радіусу – $r_0 = 2 \cdot \lambda_0$, тобто $L = 2\pi r_0 = 19,468$.

Створена модель представлена на рис. 2.21.

В результаті проведених розрахунків отримано графік спектральних характеристик для коефіцієнту відбиття від порту 1 S_{11} і коефіцієнту передачі з порту 1 в порт 2 S_{21} . Ця характеристика представлена на рис. 2.22.

На рис. 2.23 представлено картину двовимірного розподілу електричного поля у оптичному кільцевому резонаторі на резонансній частоті 1,5136 мкм.

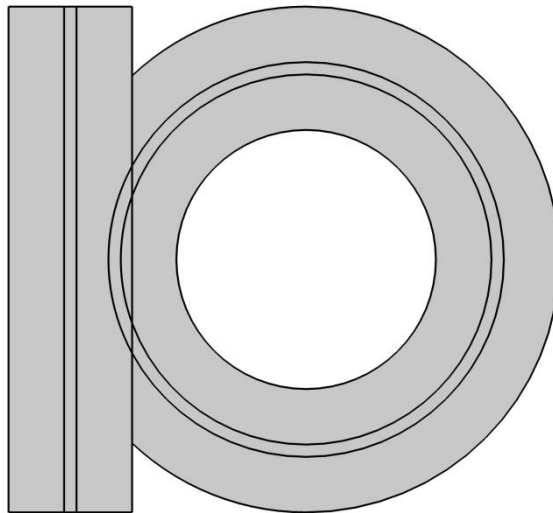


Рисунок 2.21 – Двовимірна модель кільцевого резонатору з $r_0 = 2 \cdot \lambda_0$

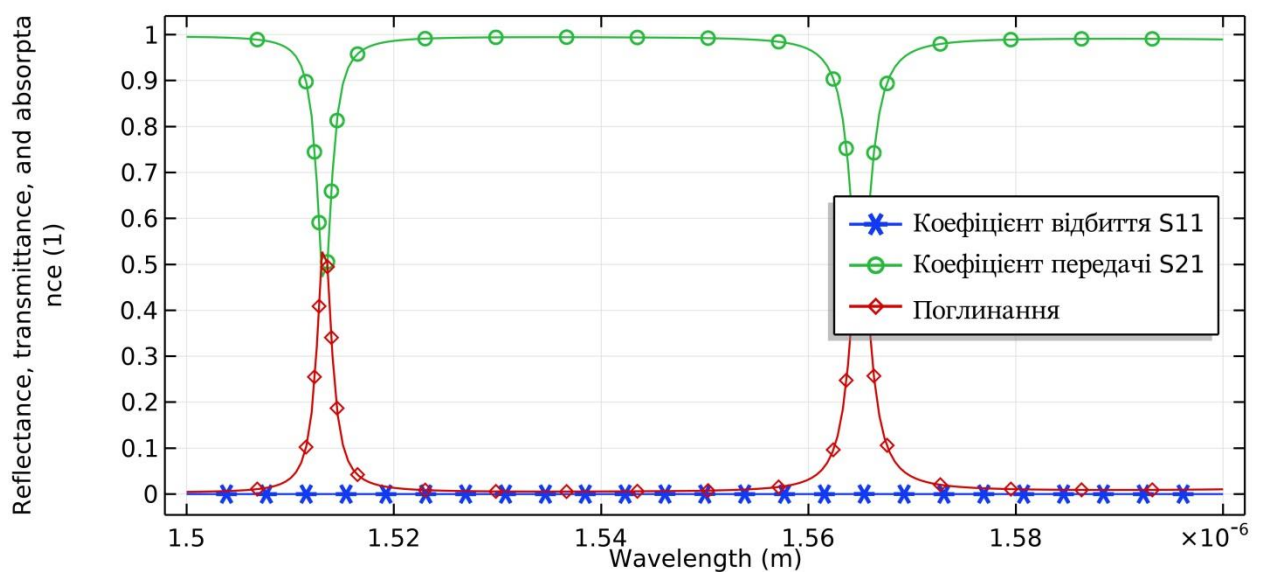


Рисунок 2.22 – Графік спектральних характеристик

Зважаючи на отримані результати моделювання та розрахунків, можна зробити висновок, що зменшення довжини зв'язку шляхом зменшення радіусу кільцевого резонатору здійснює негативний вплив на його характеристики, оскільки зменшується пропускна здатність.

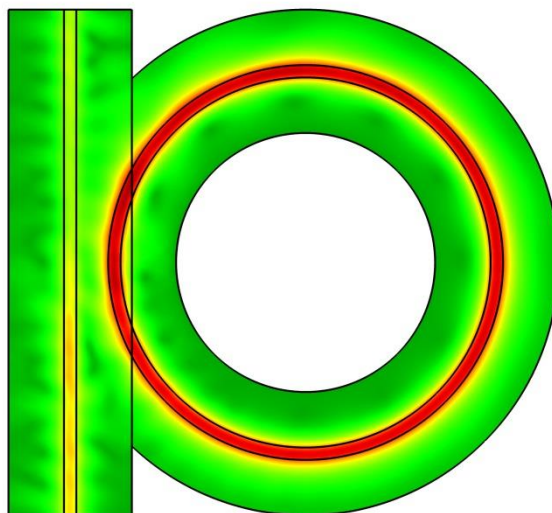


Рисунок 2.23 – Двовимірний розподіл електричного поля на резонансній частоті

ВИСНОВКИ

У атестаційній роботі розглянуто принцип дії, особливості та сфери застосування оптичних резонаторів, їх різновиди. Зокрема, розглянуто оптичний кільцевий резонатор, принцип його дії та найпоширеніші приклади практичного застосування, такі як хімічні та біохімічні сенсори.

Наведено опис фізико-математичної моделі оптичного кільцевого резонатору.

Розглянуто явища нелінійної оптики у волоконних оптичних системах зв'язку, описано їх фізичні принципи та сфери практичного застосування.

Створено комп'ютерну модель оптичного кільцевого резонатору за заданими параметрами, з використанням пакету COMSOL Multiphysics.

Для цієї моделі проведено наступні розрахунки:

- розраховано спектральну характеристику коефіцієнту пропускання в діапазоні λ від 1,5 мкм до 1,6 мкм;
- визначено резонансні довжини хвиль для даного кільцевого резонатору;
- побудовано просторові розподіли електричного поля на резонансній та нерезонансній довжині хвилі;
- розраховано спектральні характеристики та просторові розподіли поля у оптичному кільцевому резонаторі зі інших значень параметру відстані між хвилеводами dx ;
- досліджено вплив зміни значення коефіцієнту зв'язку на вихідні параметри оптичного кільцевого резонатору.

Спираючись на результати проведених моделювання та розрахунків, зроблено висновок, що зміна величини коефіцієнту зв'язку здійснює значний вплив на характеристики оптичного кільцевого резонатору. Це означає, що жорстке дотримання розмірів та контроль їх похибок при виготовленні таких структур є необхідною умовою отримання якісних та точних результатів.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Siegman A. E. Lasers: University Science Books, Mill Valley, CA, 1986. 1283 p.
2. Hodgson N. Laser Resonators and Beam Propagation. 2nd ed.: Springer, Berlin, 2005. 796 p.
3. Casperson L. W. Mode stability of lasers and periodic optical systems // IEEE J. Quantum Electron. 1974. Vol. 10, I. 9. P. 629–634.
4. Optical ring resonators. Wikipedia. The Free Encyclopedia. URL: https://en.wikipedia.org/wiki/Optical_ring_resonators. (дата звернення – 12.08.2019)
5. Coupling Whispering-Gallery-Mode Microcavities with Modal Coupling Mechanism. Y.-F. Xiao et al. // IEEE Journal of Quantum Electronics. 2008. Vol. 44, I. 11. P. 1065–1070.
6. Cai M., Painter O., Vahala K. J. Observation of Critical Coupling in a Fiber Taper to a Silica-Microsphere Whispering-Gallery Mode // Physical Review Letters. 2000. Vol. 85, I. 1. P. 74.
7. Schwelb O., Frugyes. A design for a high finesse parallel-coupled microring resonator // Microwave and Optical Technology Letter. 2003. Vol. 38, I. 2. P. 125–129.
8. Ilchenko V. S., Matsko A. B. Optical resonators with whispering-gallery modes. Part II: Applications // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2006. Vol. 12, I. 1. P. 15–32.
9. Characterization of Integrated Optical Strain Sensors Based on Silicon Waveguides. W. J. Westerveld et al. // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2014. Vol. 20, I. 4.
10. C-band swept wavelength erbium-doped fiber laser with a high-Q tunable interior-ridge silicon microring cavity. N. Li et al. // Optics Express. 2016. Vol. 24, I. 20. P. 22741–22748.

11. Sadasivan V., Das U. QCSE Tuned Embedded Ring Modulator // *IEEE Journal of Lightwave Technology*. 2014. V. 32, I. 1. P. 107–114.
12. All-optical switching using a critically coupled InP micro-racetrack resonator. T. A. Ibrahim et al. // *OSA Trends in Optics and Photonics (Optical Society of America)*. 2003. Paper ITuE4.
13. Ksendzov A., Lin Y. Integrated optics ring-resonator sensors for protein detection // *Optical Letters*. 2005. Vol. 30, I. 24. P. 3344–3346.
14. Label-free silicon photonic biosensors for use in clinical diagnostics. S. T. Fard et al. // In *SPIE OPTO*. International Society for Optics and Photonics. 2013. Vol. 8629. P. 862909.
15. Silicon-on-Insulator microring resonator for sensitive and label-free biosensing. K. D. Vos et al. // *Optics Express*. 2007. Vol. 15, I. 12. P. 7610–7615.
16. Witzens J., Hochberg M. Optical detection of target molecule induced aggregation of nanoparticles by means of high-Q resonators // *Optics Express*. 2011. Vol. 19, I. 8. P. 7034–7061.
17. Lin S.m Crizier K. B. Trapping-Assisted Sensing of Particles and Proteins Using On-Chip Optical Microcavities // *ACS Nano*. 2013. Vol. 7, I. 2. P. 1725–1730.
18. Design and fabrication of SOI micro-ring resonator based on sub-wavelength grating waveguides. V. Donzella et al. // *Optics Express*. 2015. Vol. 23, I. 4. P. 4791–4803.
19. Performance of ultra-thin SOI-based resonators for sensing applications. S. T. Fard et al. // *Optics Express*. 2014. Vol. 22, I. 12. P. 14166–14179.
20. Sub-wavelength grating for enhanced ring resonator biosensor. J. Flueckiger et al. // *Optics Express*. 2016. Vol. 24, I. 14. P. 15672–15686.
21. Blair S., Chen Y. Resonant-Enhanced Evanescent-Wave Fluorescence Biosensing with Cylindrical Optical // *Applied Optics*. 2001. Vol. 40, I. 4. P. 570–582.

22. Göttinger S., Benson O., Sandoghdar V. Influence of a sharp fiber tip on high-Q modes of a microsphere resonator // *Optics Letters*. 2002. Vol. 27, I. 2. P. 80–82.
23. Photon pair generator in a silicon micro-ring resonator with reverse bias enhancement. E. Engin et al. // *Optics Express*. 2013. Vol. 21, I. 23. P. 27826–27834.
24. Recent Advances in Integrated Photonic Sensors. V. M. N. Passaro et al. // *Sensors*. 2012. Vol. 12. P. 15558–15598.
25. Passaro V. M. N., Dell’Olio F., De Leonardis F. Ammonia optical sensing by microring // *Sensors*. 2007. Vol. 7, I. 11. P. 2741–2749.
26. Passaro V. M. N., Troia B., De Leonardis F. A generalized approach for design of photonic gas sensors based on Vernier-effect in mid-IR. *Sensors and Actuators B Chemical*. 2012. Vol. 168. P. 402–420.
27. Rabus D. G. *Integrated Ring Resonators.*: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007. XVI, 258 p., 243 ill.
28. Беспрозванных В. Г., Первадчук В. П. *Нелинейная оптика: учебное пособие*. Пермь, 2011. 200 с.
29. COMSOL Multiphysics [Electronic source] / COMSOL Multiphysics Modeling Software. – Access mode : www/URL: <https://www.comsol.com/comsol-multiphysics> (дата звернення – 01.10.2019).
30. Origin Pro 2019b Learning Edition. Origin Lab. URL: <https://www.originlab.com/> (дата звернення – 16.10.2019).