

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет Електронної та біомедичної інженерії
(повна назва)

Кафедра Фізичних основ електронної техніки
(повна назва)

КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА
Пояснювальна записка

рівень вищої освіти другий (магістерський)

ЗАСТОСУВАННЯ БРЕГГІВСЬКИХ ОПТИЧНИХ РЕЗОНАТОРІВ
ДЛЯ ДЕТЕКТУВАННЯ ГАЗІВ
(тема)

Виконала:
студентка 2 курсу, групи ЛОЕТмз-22-1
Долуда А.О.
(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 «Лазерна і оптоелектронна техніка»
(повна назва освітньої програми)

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

Допускається до захисту

Зав. кафедри _____
(підпис)

Гнатенко О.С.
(прізвище, ініціали)

2024 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 «Лазерна і оптоелектронна техніка»
(повна назва)

ЗАТВЕРДЖУЮ:

Зав. кафедри _____
(підпис)

« _____ » _____ 20 ____ р.

ЗАВДАННЯ

НА КВАЛІФІКАЦІЙНУ РОБОТУ

студентці Долуді Анастасії Олександрівні
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи Застосування Бреґгівських оптичних резонаторів для детектування газів

затверджена наказом університету від « 08 » листопада 2023 р. № 247 Стз

2. Термін подання студентом роботи до екзаменаційної комісії 24 січня 2024 р.

3. Вихідні дані до роботи Конфігурації Бреґгівських резонаторів, що використовуються для створення сенсорних пристроїв для визначення складу газових сумішей; фізичні властивості періодичних багатошарових структур; основні принципи застосування матричного методу для розрахунку характеристик одновимірних фотонних кристалів.

4. Перелік питань, що потрібно опрацювати в роботі _____

1. Основні фізичні закономірності взаємодії оптичного випромінювання багатошаровими періодичними структурами. Поняття фотонних заборонених зон.

2. Принципи побудови Бреґгівських оптичних резонаторів.

3. Основні положення методу матриць передачі для розрахунку електродинамічних характеристик одновимірних фотонних кристалів.

4. Конфігурації сенсорних пристроїв для визначення складу газових сумішей на основі Бреґгівських резонаторів.

5. Методи підвищення чутливості сенсорів газів на основі одновимірних фотонних кристалів.

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

Схема оптична структурна (Л1) – установка експериментальна

Демонстраційний матеріал – 13 слайдів

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів роботи	Терміни виконання етапів роботи	Примітка
1	Інформаційно-тематичний пошук та огляд літературних джерел про Бреґівські резонатори та їх застосування для побудови різноманітних сенсорів	04.09.23–21.09.23	Виконано
2	Дослідження електродинамічних характеристик одновимірних фотонних кристалів та Бреґівських резонаторів	22.09.23–25.10.23	Виконано
3	Виконання чисельних розрахунків характеристик фотонно-кристалічного сенсору газів	26.10.23–18.11.23	Виконано
4	Аналіз результатів чисельних розрахунків	19.11.23–05.12.23	Виконано
5	Оформлення пояснювальної записки	06.12.23–27.12.23	Виконано
6	Оформлення графічних та демонстраційних матеріалів	28.12.23–08.01.24	Виконано
7	Проходження нормоконтролю і отримання рецензії	09.01.23– 19.01.24	Виконано
8	Проходження перевірки на плагіат	20.01.24– 21.01.24	Виконано
9	Підготовка та захист кваліфікаційної роботи	23.01.24 – 25.01.24	

Дата видачі завдання 04 вересня 2023 р.

Студент _____
(підпис)

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

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка кваліфікаційної роботи: 55 с., 31 рис., 7 табл., 2 додатки, 33 джерела.

ОДНОВИМІРНИЙ ФОТОННИЙ КРИСТАЛ, БРЕГГІВСЬКИЙ РЕЗОНАТОР, СЕНСОР ГАЗІВ, ДЕФЕКТНІ МОДИ, МАТРИЧНИЙ МЕТОД.

Об'єкт дослідження – сенсорний пристрій на основі Бреґівського резонатора для визначення складу та характеристик газових сумішей .

Мета роботи – визначення електродинамічних характеристик фотонно-кристалічного сенсора газів та методів поліпшення його експлуатаційних характеристик.

Метод дослідження – чисельно-аналітичний, що базується на застосуванні методу матриць передачі.

У роботі розглянуто спеціалізовану конфігурацію сенсорного пристрою для визначення складу газових сумішей, що побудований на основі одновимірного фотонного кристалу з дефектом періодичності. Створено розрахунковий проєкт для визначення основних експлуатаційних характеристик сенсору. На основі результатів розрахунків визначена чутливість сенсора та запропоновано метод її підвищення.

ABSTRACT

Explanatory note of the qualification work: 55 pp., 31 figures, 7 tables, 2 appendices, 33 sources.

ONE-DIMENSIONAL PHOTONIC CRYSTAL, BRAGG RESONATOR, GAS SENSOR, DEFECT MODES, MATRIX METHOD.

The object of research is a sensor device based on a Bragg resonator for determining the composition and characteristics of gas mixtures.

The purpose of the work is to determine the electrodynamic characteristics of the photonic crystal gas sensor and methods of improving its operational characteristics.

The research method is numerical and analytical, based on the application of the transfer matrix method.

The paper considers a specialized configuration of a sensor device for determining the composition of gas mixtures, built on the basis of a one-dimensional photonic crystal with a periodicity defect. A calculation project was created to determine the main operational characteristics of the sensor. Based on the results of the calculations, the sensitivity of the sensor was determined and a method of increasing it was proposed.

ЗМІСТ

Вступ	8
1 Фотонні кристали та їх застосування для створення різноманітних сенсорів	9
1.1 Сенсорні властивості фотонного кристалу	10
1.1.1 Фотонна заборонена зона	10
1.1.2 Фотонна локалізація	13
1.1.3 Повільне світло на основі фотонного кристалу	13
1.2 Фотонно-кристалічні датчики газу	16
1.2.1 Резонансні фотонно-кристалічні газові сенсори	18
1.2.2 Фотонно-кристалічні датчики газу на основі поверхневих електромагнітних хвиль	19
1.2.3 Фотонно-кристалічні газові сенсори на основі ефекту самоколімації	21
1.3 Фотонно-кристалічні рідинні датчики	23
1.3.1 Фотонно-кристалічні рідинні датчики на спектроскопічному поглинанні	23
1.3.2 Фотонно-кристалічні рідинні датчики на основі резонансних явищ	24
1.3.3 Фотонно-кристалічні рідинні датчики на основі дифракційних характеристик	26
1.3.4 Фотонно-кристалічні рідинні сенсори на основі фотонної забороненої зони	28
1.4 Ключові проблеми у застосуванні фотонно-кристалічних сенсорів	29
1.4.1 Проблеми виготовлення фотонного кристалу	29
1.4.2 Проблеми із втратами на зв'язок елементів сенсорів	30
1.4.3 Проблеми виявлення та детектування сигналу	31
2 Дослідження фотонно-кристалічного сенсора газів	32
2.1 Основні розрахункові співвідношення	32
2.2 Аналіз результатів розрахунків	34

2.2.1 Вплив кількості шарів на характеристики сенсора	34
2.2.2 Вплив індексного контрасту	37
2.3 Вибір вихідної багат шарової структури.....	39
2.4 Вплив створення дефекту в періодичній багат шаровій структурі	40
2.4.1 Вплив резонансної порожнини на оптичні властивості структури ..	40
2.4.2 Вибір параметрів наноструктури	42
2.5 Застосування наноструктури для детектування газів.....	44
2.5.1 Аналіз результатів розрахунків	44
2.5.2 Покращення селективності	45
2.5.3. Ефективність виявлення.....	47
2.5.4. Концентрація та чутливість детектування	48
Висновки.....	51
Перелік джерел посилання	52
Додаток А Графічний матеріал	56
Додаток Б Демонстраційний матеріал	59

ВСТУП

Сенсорика газів за допомогою Бреггівських нанорезонаторів є новою технологією, яка привернула значну увагу в останні роки. Ці нанорезонатори, що складаються з періодичних наноструктурованих шарів із високими та низькими показниками заломлення, що чергуються, забезпечують безпрецедентну чутливість і вибірковість у виявленні молекул газу. Ретельно розробляючи наноструктури та наносючи спеціальні функціональні покриття, ці пристрої можуть ефективно взаємодіяти з різними газами, забезпечуючи високоточне виявлення та вимірювання. Принцип, що лежить в основі цього механізму визначення газу, полягає в модуляції оптичних властивостей, які виявляють ці резонатори під впливом різних видів газу. Ця модуляція викликає зсув у відбитій довжині хвилі, який можна виявити та кількісно визначити для визначення рівнів концентрації газу. Крім того, нанорезонатори Брегга демонструють чудову міцність і стабільність проти факторів навколишнього середовища, таких як коливання температури та зміни вологості, що робить їх ідеальними кандидатами для застосування в реальних умовах, таких як промисловий моніторинг, аналіз навколишнього середовища та медична діагностика. Крім того, дослідники шукають способи розширення функціональності нанорезонаторів Брегга для виявлення більш широкого діапазону газів. Це значно збільшило б їх універсальність і застосовність у різних галузях промисловості та наукових сферах.

В даній роботі розглянута та досліджена одна з можливих конфігурацій сенсорного пристрою на основі Бреггівського резонатора, призначена для визначення характеристик газових сумішей. Запропонована методика підвищення чутливості такого пристрою, що є важливим саме для сенсорів газів.

1 ФОТОННІ КРИСТАЛИ ТА ЇХ ЗАСТОСУВАННЯ ДЛЯ СТВОРЕННЯ РІЗНОМАНІТНИХ СЕНСОРІВ

У 1987 році Яблонович [1] та Джон [2] вперше незалежно один від одного запропонували концепцію фотонного кристала (ФК), взявши за основу концепцію напівпровідникового кристала та його електронну заборонену зону. Як показано на рис. 1.1, ФК являють собою структури, що складаються з періодичного розташування діелектричних матеріалів з різними показниками заломлення, які можна розділити на одновимірні ФК, двовимірні ФК і тривимірні ФК (а саме: 1D ФК, 2D PhC, 3D PhC) по структурах . Порівняно з 1D ФК та 3D ФК, 2D ФК легше виготовити, і він має ширшу дослідницьку цінність. Загалом існує два типи 2D ФК: один – ФК з повітряним отвором, інший – ФК типу «стовп-колона». Виготовлення 2D ФК типу повітряних отворів з трикутною структурою решітки просто, і він має найбільшу фотонно-кристалічну заборонену зону [3], що дозволяє створити датчик, здатний виявляти широкий спектр газів. Тому вона викликає широкий інтерес і є структурою, що найчастіше використовується [3–5]. Найбільш широкого поширення набули деякі діелектричні матеріали, такі як Si , GaAs , Ge та ін, показники заломлення яких становлять від 3,5 до 4,0.

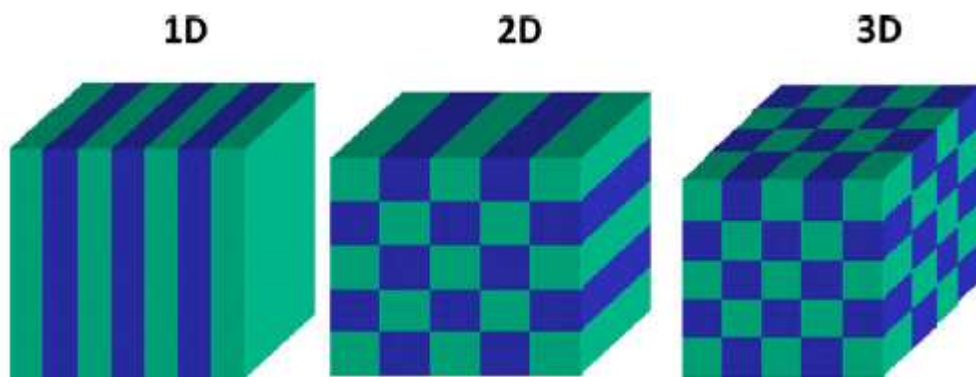


Рисунок 1.1 – Схеми фотонних кристалів різної розмірності

Поширення фотонів у ФК аналогічне поширенню електронів у провідних кристалах. В даний час розроблено безліч методів чисельного моделювання поширення електромагнітного поля у ФК, таких як розкладання по плоских хвилях (РПХ) [6], алгоритм кінцевої різниці у часовій області (FDTD) [7], метод кінцевих елементів (МКЕ) [8], метод трансферної матриці (ТММ) [9] тощо.

ФК були включені до десятки найгарячіших тем досліджень за версією журналу Science Magazine, що вказує на добрі перспективи їх застосування. Тим часом фотонні кристали зараз широко використовуються у різних сенсорних установках. У [10] запропоновано датчик показника заломлення на основі 1D ФК. У [11] представлено високочутливу систему виявлення антитіл з використанням режиму повільного освітлення. У [12] розроблено високочутливий датчик температури за допомогою ФК.

1.1 Сенсорні властивості фотонного кристалу

Через різноманітну структуру ФК має безліч унікальних властивостей, які можна використовувати для зондування, таких як фотонна заборонена зона [13], фотонна локалізація [14], повільне світло на основі ФК [15] і так далі. На основі цих властивостей було розроблено безліч нових датчиків. Крім того, структурний період ФК співставний довжині хвилі оптичного випромінювання, тому можна розробити широкий спектр мікросенсорів з хорошими характеристиками.

1.1.1 Фотонна заборонена зона

За аналогією з електронною структурою, ФК представляє періодичний потенціал для фотона, що поширюється через нього, у результаті чого виникають фотонні смуги пропускання та запирання. Як показано на рис. 1.2, можна спроектувати та сконструювати ФК з фотонною забороненою зоною

(ФЗЗ), які могли б перешкоджати поширенню світла у певних напрямках із заданими частотами.

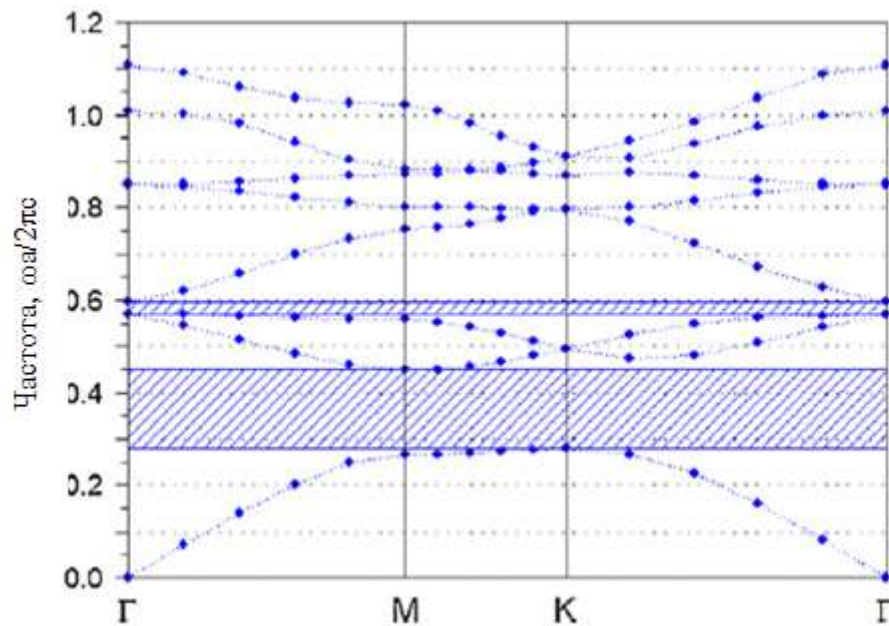


Рисунок 1.2 – Дисперсійна діаграма фотонного кристалу

Відповідно до теорії електромагнітних збурень першого порядку, можна записати таке співвідношення:

$$\Delta\omega = -\frac{\omega}{2} \cdot \frac{\langle E|\Delta\varepsilon|E \rangle}{\langle E|\varepsilon|E \rangle}. \quad (1.1)$$

Отже, зміни спектра пропускання ФК можна виразити як:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = -f \cdot \frac{\Delta\varepsilon}{2\varepsilon}, \quad (1.2)$$

тобто:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = f \cdot \frac{\Delta n}{n}, \quad (1.3)$$

де ω – кутова частота власного поля;

ε – діелектрична проникність заповнення;

λ – довжина хвилі світла, що передається всередині ФК;

f – коефіцієнт заповнення аналітом у ФК, який пов'язаний з геометрією ФК;

n – показник заломлення аналіту.

Можна зробити висновок, що склад кристалів та геометрія ґрат є двома ключовими факторами для фотонної забороненої зони. Положення і форма забороненої фотонної зони будуть змінюватися при будь-якому збуренні вимірюваного параметра, тому її можна використовувати як датчики, якщо встановлено відповідне співвідношення.

На рис. 1.3 показаний один із прикладів зміщення фотонної забороненої зони залежно від різних показників заломлення рідини. Характеристики оптичного пропускання кількісно узгоджуються із рівнянням (1.1) та (1.3).

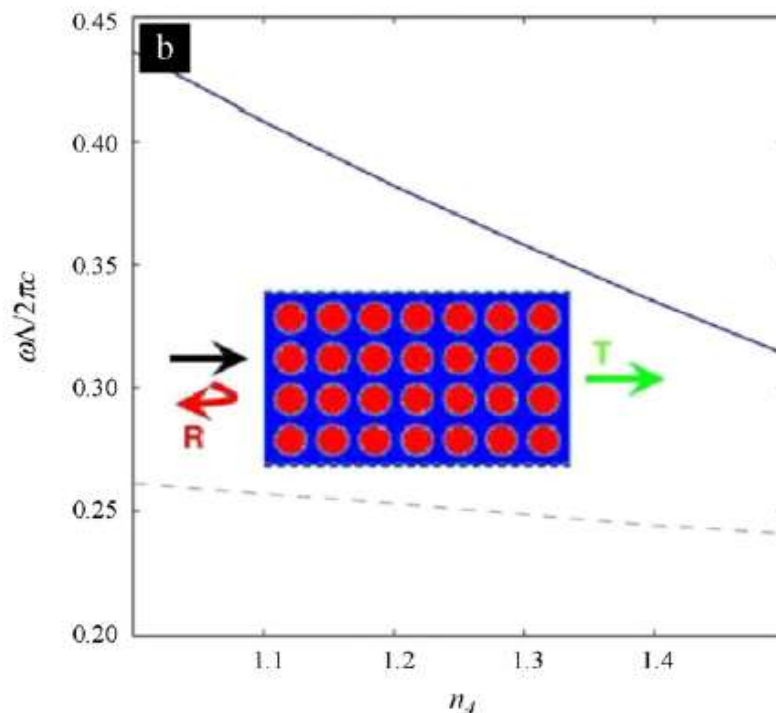


Рисунок 1.3 – Спектральний зсув верхньої (суцільна лінія) та нижньої (штрихова лінія) границь фотонної забороненої зони

1.1.2 Фотонна локалізація

Ще однією особливістю ФК є фотонна локалізація. Шляхом внесення до ФК певних дефектів існуючу періодичність чи симетрію структури буде порушено. Коли це відбувається, всередині забороненої фотонної зони виникає досить вузький дефектний стан, і, відповідно, фотони будуть обмежені дефектом. Утворюється мікрокаверна (мікрорезонатор) шляхом введення у ФК точкових дефектів для уловлювання світла в особливих місцях, формуючи резонансне поле густини енергії. Лінійний дефект ФК аналогічний хвилеводу, світло може проходити через нього вздовж напрямку дефекту. В іншому випадку світло буде локалізовано на площині дефекту, таким чином, дефект фотонної площини подібний до ідеального дзеркала. Властивості дефектного стану буде змінено, якщо певний аналіт проникає в місце дефекту. Показник заломлення або інші параметри аналізу можна отримати шляхом спостереження зміни резонансної довжини хвилі.

1.1.3 Повільне світло на основі фотонного кристалу

ФК має характеристику великої структурної дисперсії. Швидкість вхідного світла можна розрахувати за формулою:

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{c}{n(\omega) + \omega \left(\frac{dn(\omega)}{d\omega} \right)} = \frac{c}{n_g}, \quad (1.4)$$

де k – хвильовий вектор;

ω – кругова частота світла.

Загалом, плоска спрямована мода буде генеруватися у забороненій фотонній зоні, тому $dn/d\omega \gg 1$ можна отримати на основі співвідношення Крамерса-Кроніга, що призводить до дуже невеликого значення групової швидкості v_g . Тобто генерується повільне світло.

Теоретичною основою оптичної абсорбційної спектроскопії є теорія селективного поглинання молекул у ближньому інфрачервоному діапазоні, яка на основі закону Ламберта- Бера:

$$I = I_0 \exp(-\alpha cL), \quad (1.5)$$

де I_0 та I – вхідна та вихідна інтенсивність світла відповідно;

α – коефіцієнт поглинання молекули;

c – концентрація зразка;

L – довжина поглинання.

Концентрація зразка можна інвертувати шляхом зміни інтенсивності світла перед і після поглинання зразка. Параметри ФК повинні бути призначені для зменшення швидкості світла, довжина хвилі якого відповідає пік поглинання аналіту. Коли структура повільного світла ФК вводиться в клітинку зразка, взаємодія світла та речовини посилюється, тому коефіцієнт поглинання може бути значно збільшений. Ця технологія відкриває потенціал для реалізації невеликого та високочутливого датчика.

На рис. 1.4 показаний один із прикладів збільшення поглинання при використанні повільного світла. Тут уздовж осі абсцис відкладений так званий фактор покращення порівняно із випадком застосування звичайного світла. Уздовж осі ординат відкладена нормована частота. Зрозуміло, що залежність побудована у межах забороненої зони фотонного кристалу, який оточує структуру.

У цьому випадку використовується лінійний фотонно-кристалічний хвилевід, побудований на основі структури з трикутною симетрією решітки. Фотонний кристал побудований з кремнієвих циліндрів радіусом $r = 0,2a$, з постійною решітки $a = 535$ нм. Результат показує покращення коефіцієнту поглинання більше ніж вдвічі по всій смузі пропускання хвилеводу, а найбільший коефіцієнт може бути легко досягнутий поблизу країв смуги пропускання.

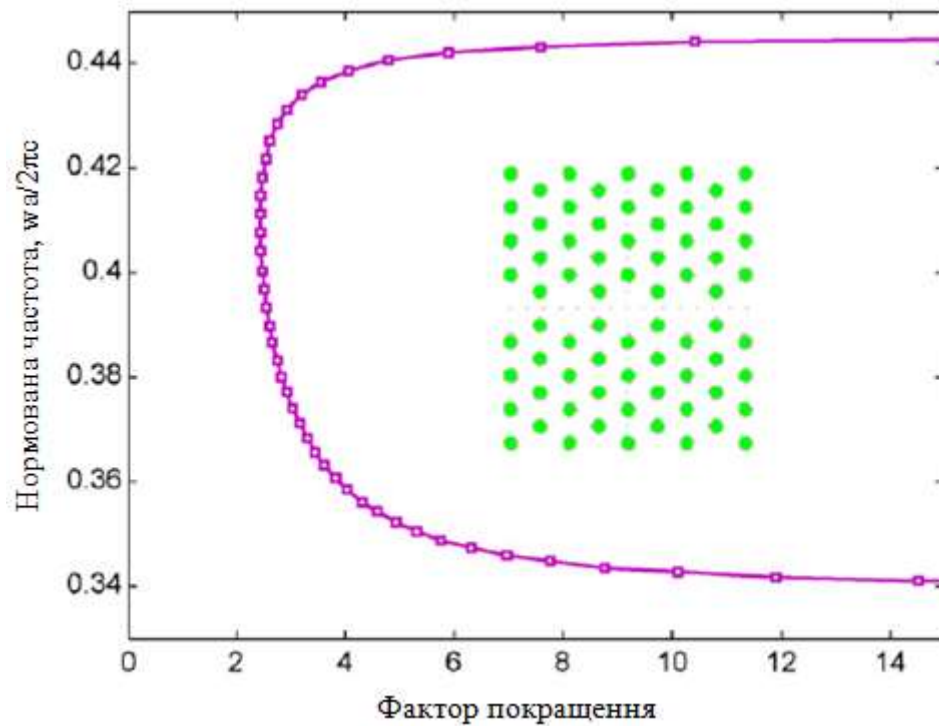


Рисунок 1.4 – Частотна залежність фактора покращення коефіцієнту поглинання

Крім вищезгаданих сенсорних властивостей ФК деякі інші їх властивості також можуть бути використані для сенсорних додатків. Наприклад, ефект самоколімації ФК може бути застосований до інтерферометра, спектри пропускання якого можуть відображати вимірювані параметри.

Якщо для виготовлення колоїдного ФК використовується гумовий матеріал, то структурний колір варіюватиметься в залежності від різних аналітів, тому параметри вимірювання можна отримати неозброєним оком. Більш того, поверхневі електромагнітні хвилі одновимірного ФК сильно чутливі до поверхневих модифікацій, що також можна використовувати для моніторингу аналітів.

Компоненти та концентрація є важливими параметрами при аналізі газу або рідини, і пошук відмінних методів їх виміру сьогодні стає важливою темою досліджень у цій галузі. ФК сенсор – це свого роду оптичний метод

вимірювання, він не тільки має більшу безпеку, що дозволяє уникнути електромагнітних перешкод, викликаних електричним сигналом датчика, але також має потенціал для створення нової сенсорної технології, яка відрізняється високою чутливістю, високою безпекою, мініатюрністю, портативністю та функціональністю для онлайн-моніторингу.

1.2 Фотонно-кристалічні датчики газу

Волоконно-оптичний датчик газу на основі спектроскопічного поглинання широко використовується для виявлення газів завдяки своїй високій селективності. При цьому важливо шукати метод виявлення із високою чутливістю. Звичайні газові датчики використовують багатовідбивну систему. Але такі схеми непридатні для практичного застосування через суворий процес виготовлення і легко схильні до впливу зовнішніх обставин. Існують також датчики газу, в яких ФК замінює традиційний газову комірку. При цьому чутливість значно збільшується, а оптична довжина може бути набагато коротше через повільне світло.

У роботі [16] теоретично продемонстровано концепцію посиленого поглинання повільного світла. Був розглянутий простий одновимірний приклад Бреґгівської стопки, що складається з гумового матеріалу, просоченого O_2 . Спостерігалось збільшення поглинання, що перевищує коефіцієнт 100 і потенційно дозволяє виявляти O_2 з довжиною оптичного шляху субміліметрового розміру. Однак у цьому дослідженні все ще існує безліч складних проблем, таких як втрати зв'язку, структурні недоліки та розбіжність променя.

Крім одновимірного ФК, було проведено дослідження двовимірного ФК та застосували його до практичних питань. У роботі [17] розроблено надкомпактний оптичний датчик газу за рахунок повільного світла в зонній структурі двовимірного кремнієвого ФК. Результати експериментів з CO_2 показують збільшення поглинання більш ніж у 2 рази проти традиційних

елементів. Це перше свідчення того, що при використанні ФК може бути досягнуто посилення поглинання, що дає великі можливості для створення високочутливого і мініатюрного газового сенсора.

Експериментальна установка представлена на рис. 1.5. У цій газовій комірці мембрани ФК були розташовані між двома світловодними стрижнями BaF_2 , які пропускають ІЧ-випромінювання всередину і назовні зразка ФК. Стрижні могли регулюватися під різну довжину зразків. Після вимірювання зразок ФК можна було вийняти з пластикового тримача, не змінюючи положення стрижнів BaF_2 , що дозволило виміряти порожню комірку з довжиною оптичного шляху. Два отвори в центрі в місці розташування ФК дозволяли газу проходити через зразок. Зібраний газова комірка встановлювалася між джерелом теплового випромінювання та піродетектором з ІЧ-смуговим фільтром з центром у точці 4,24 мкм (пік поглинання CO_2). Сигнал піродетектора вимірювалося з використанням цифрового підсилювача з постійною часу 2 с.

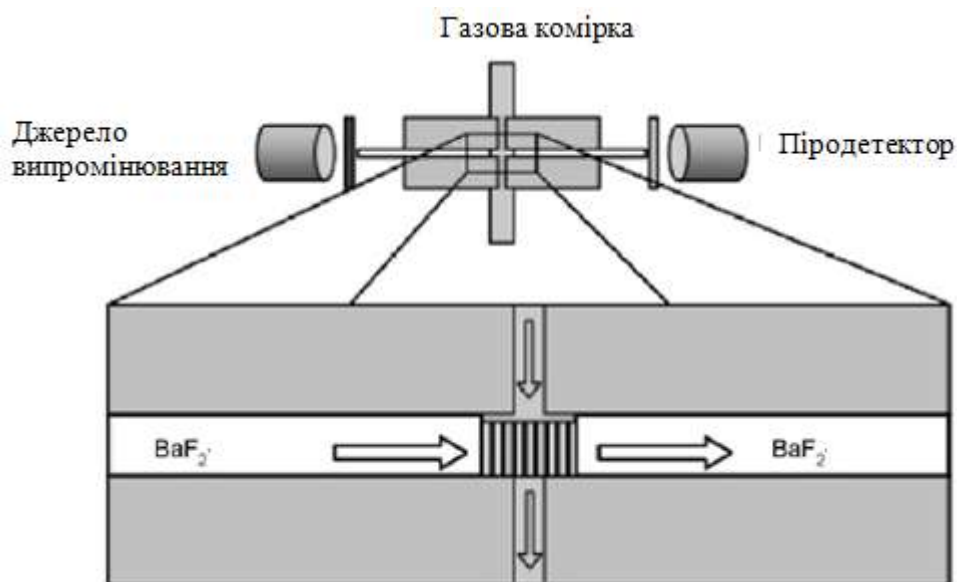


Рисунок 1.5 – Схема експериментальної установки.

1.2.1 Резонансні фотонно-кристалічні газові сенсори

У роботі [18] розроблено надкомпактний датчик газу на основі двовимірного точкового дефекту резонансного ФК мікрорезонатора. Досягнута чутливість датчика склала 433 нм /RIU. При цьому автор зазначив, що на чутливість цього датчика впливав радіус дефекту мікрорезонатора, а ефективність передачі залежала від вхідного та вихідного хвилеводів.

На підставі цього в роботі [19] представили мультигазову сенсорну систему, що складається з резонансної порожнини L3, розташованої між собою між двома хвилеводами W1.06 у двовимірній плиті фотонного кристалу. Результати моделювання показали, що чутливість датчика може досягти 3000 нм/RIU. Схема цієї сенсорної системи показана на рис. 1.6. Хвилевід W1.06 був сформований шляхом видалення одного ряду повітряних отворів, а потім верхній ряд, що визначав хвилевід, був зрушений ще на $0,06a$ (a – постійна решітки ФК).

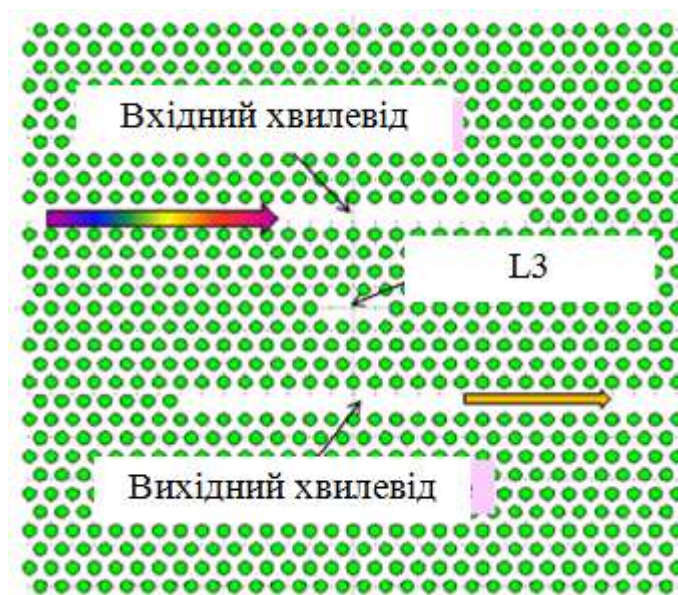


Рисунок 1.6 – Схема сенсору на основі двовимірного ФК

Такі хвилеводи використовувалися як вхідний і вихідний ФК хвилеводи. Порожнина L3 була сформована шляхом видалення 3 отворів повітря для з'єднання двох хвилеводів. Поділ між резонатором L3 і хвилеводами складає 4 ряди повітряних отворів. ФК з постійною решітки 0,445 мкм і радіусом отворів 0,131 мкм були розрахований на центральну частоту близько 1550 нм.

Широкопasmовий імпульс світла поширювався вхідним хвилеводом, частина довжин хвиль збуджують резонанси порожнини, які потім з'єднуються з вихідним хвилеводом. Якщо в повітряні отвори і порожнини ФК подається газ, то показник заломлення порожнини зміниться, що також викликає зсув резонансів резонатора. Використовуючи чисельне моделювання, а також враховуючи позаплощинні втрати, було показано зсув резонансу порожнини на 2,4 нм від повітря ($n = 1$) до метилового ефіру ($n = 1,000819$), що проникнув у всі отвори та порожнини. Цей зсув легко виявляється стандартними оптичними аналізаторами спектру.

1.2.2 Фотонно-кристалічні датчики газу на основі поверхневих електромагнітних хвиль

Останнім часом широкого поширення набули 1D ФК з контрольованою пористістю, які використовуються у галузі газового зондування. Ці структури зазвичай легше побудувати, ніж структури вищої розмірності. Крім того, вони демонструють більш інтенсивні та набагато ширші Бреггівські відбиття. У роботі [20] було представлено високочутливу систему виявлення з використанням одновимірних ФК із пористого кремнію для керування поверхневими електромагнітними хвилями (ПЕХ) ТЕ-поляризації. За аналогією з поверхневими плазмонами, ПЕХ були дуже чутливі до поверхневих модифікацій, які могли бути використані для моніторингу оборотних взаємодій органічних парів в реальному часі. Крім того, можна оцінити коефіцієнт посилення електромагнітного поля, а також спектральне

положення ПЕХ, що настраюється шляхом належного проектування параметрів конструкції. У цій системі ФК має 25 періодів шарів з високим (H) і низьким (L) показником заломлення, що характеризуються наступними товщинами і пористістю: $d_H = 215$ нм, $d_L = 240$ нм, $n_H = 2,15$, $n_L = 1,89$, $P_H = 49$ %, $P_L = 59$ % відповідно. Діодне лазерне джерело, що працює в діапазоні від 1450 нм до 1590 нм, фокусували на зразок за допомогою об'єктива з низькою числовою апертурою ($f = 250$ мм) через вхідну грань 45° скляної сполучної призми. Призма була прикріплена на передню поверхню ФК гвинтом. Повітряний зазор між призмою та зразком можна було грубо регулювати, змінюючи силу штовхання. На рис. 1.7 показано вимір відбитого сигналу в реальному часі для ПЕХ в спектральному діапазоні від 1520 нм до 1560 нм з мультишару p-Si, експонованого в парах етанолу. Потік етанолу починався при $t = 9$ хв, підтримувався постійним протягом обмеженого інтервалу часу і потім зупинявся на $t = 107$ хв. Сигнали були виявлені при частоті дискретизації 27,2 с, чого було достатньо, щоб уникнути будь-яких спотворень форми спектра під час кожної розгортки довжини хвилі. Результати демонструють, що така методика має високу чутливість. Зокрема, це детектування на основі ПЕХ може бути плідно використане в режимі реального часу для контролю фізико-хімічних процесів, що відбуваються, на багат шаровій вільній поверхні.

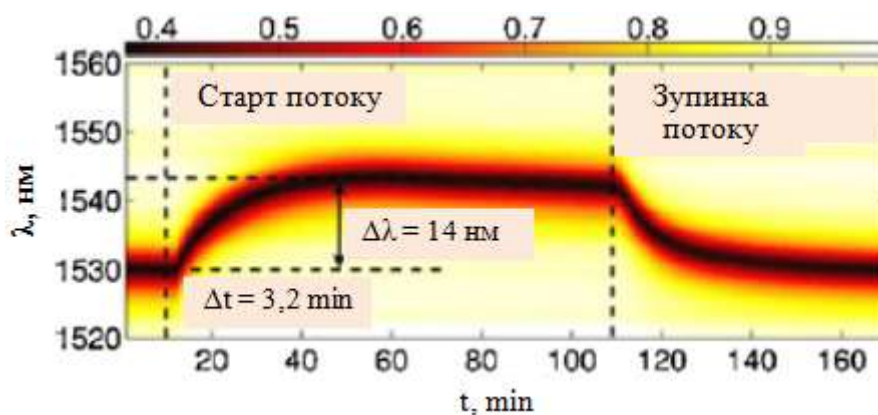


Рисунок 1.7 – Результати вимірювань відбитого світла

1.2.3 Фотонно-кристалічні газові сенсори на основі ефекту самоколімації

У роботі [21] було розроблено газовий датчик на основі фотонно-кристалічного інтерферометра Маха-Цендера (ІМЦ), заснований на ефекті самоколімації (СК). Схематична ілюстрація представлена на рис. 1.8. Структура ФК складається з квадратної решітки повітряних отворів, з діелектричною проникністю 12, радіусом повітряного отвору $0,26a$, де a – постійна решітки. Чисельне моделювання показало, що ефект самоколімації дозволяє керувати світловим променем майже без дифракції.

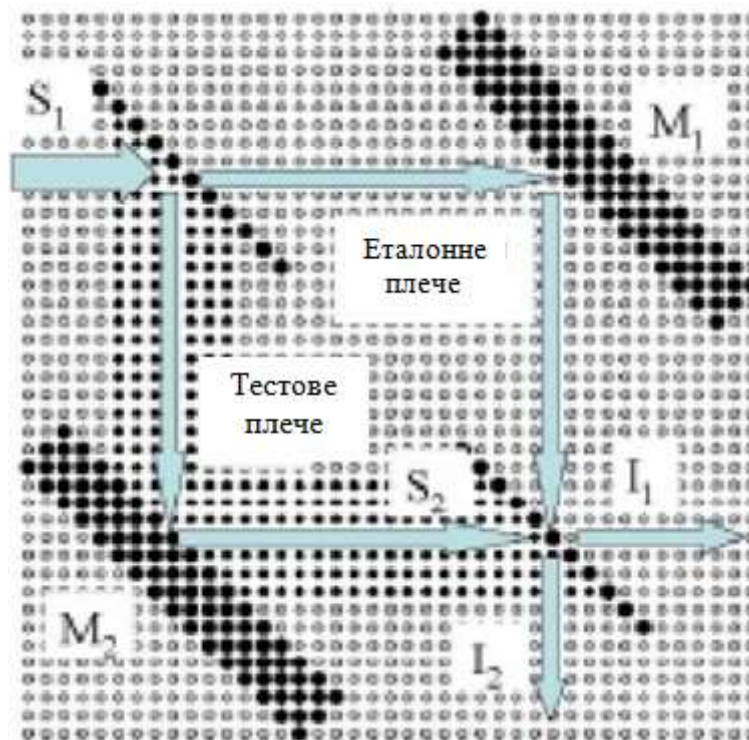


Рисунок 1.8 – Структура газового сенсора на основі фотонно-кристалічного інтерферометра Маха-Цендера

Два дільники 1:1 (S_1 , S_2) і два дзеркала, що повністю відбивають (M_1 , M_2) можуть бути утворені рядними отворами з радіусом дефекту $0,431a$ і п'ятирядними отворами з радіусом дефекту $0,41a$, відповідно.

Передбачається, що дзеркала можуть заломлювати світло на 100 %, а дільники могли б розділяти промені порівну і без втрат. Сили світла двох променів можна виразити у таких формулах:

$$I_1 = \cos^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right), \quad (1.6)$$

$$I_2 = 1 - \cos^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right), \quad (1.7)$$

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi(n_{eff-t}L_t - n_{eff-r}L_r)}{\lambda}, \quad (1.8)$$

де $n_{eff-(t,r)}$ і $L_{(t,r)}$ – ефективні показники заломлення та фізична довжина тестового та еталонного плечей відповідно.

Коли тестове плече було заповнено деякими газами, виникав фазовий зсув. Вихідна потужність ІМЦ залежатиме від газу у тестовому плечі. На рис. 1.9 показана відповідна залежність між вихідними результатами та показником заломлення газів у тестовому плечі, який варіювався від 1 до 1.26.

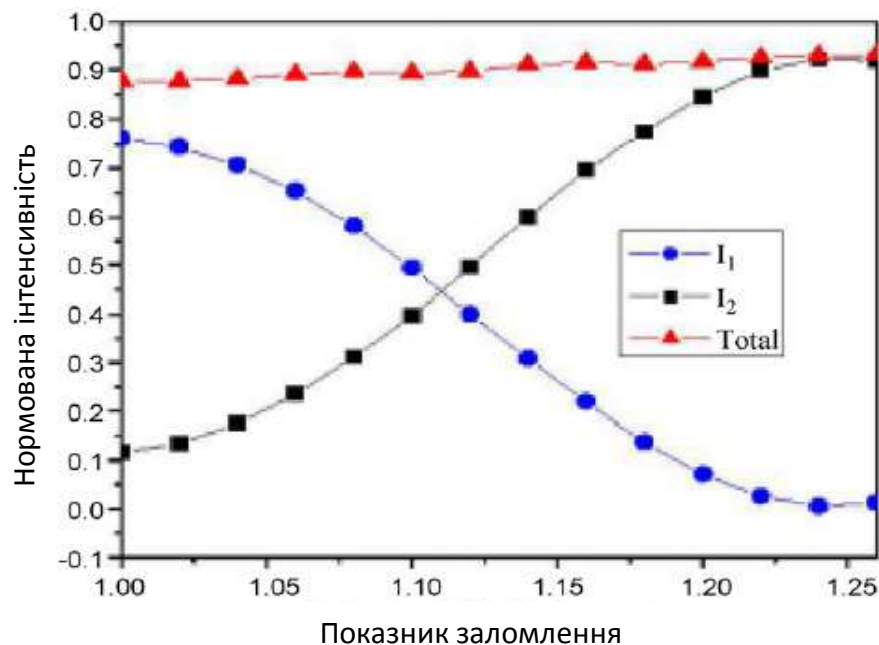


Рисунок 1.9 – Розраховані сигнали сенсора при зміні показника заломлення в тестовому плечі

Оскільки довжина хвилі падаючого світла становила 632,8 нм (довжина хвилі поглинання CO_2), розмір газового датчика ІМЦ становив всього 6745 нм \times 6745 нм і цей датчик був здатний виявити зсув показника заломлення менш ніж на 0,01.

1.3 Фотонно-кристалічні рідинні датчики

1.3.1 Фотонно-кристалічні рідинні датчики на спектроскопічному поглинанні

В роботі [22] теоретично продемонстрували, що повільне світло в ФК може посилювати взаємодію світла і рідини на порядки, і проілюстрували посилення повільного світла для структур брегівського стека, ФК та хвилеводів на основі лінійних дефектів періодичності. В результаті збільшення поглинання при повільному світлі відкриває великі можливості для мініатюрних систем або підвищення чутливості існуючих пристроїв. Згодом було проведено багато відповідних теоретичного досліджень з метою досягнення більшого коефіцієнта посилення поглинання шляхом розробки різних структурних типів ФК [23–25].

У роботі [26] експериментально продемонстрували поглинання розчину ксилолу в ближньому інфрачервоному діапазоні з використанням кремнієвого щілинного ФК хвилеводу довжиною 300 мкм як поглинаючої комірки. Було виміряно концентрації ксилолу у воді до 100 частин на мільярд. ФК хвилевід являв собою лінійний дефект $W0,8$ шириною $0,8 \times \sqrt{3}a$. Для узгодження імпедансів використовувалися гребеневі хвилеводи, в яких отвори, прилеглі до ФК щілинного хвилеводу, зсувалися ступінчасто на $0,0025 \times \sqrt{3}a$ за 16 періодів, щоб забезпечити поступову зміну групового індексу i , таким чином, забезпечити більш високу ефективність зв'язку з хвилеводом повільних хвиль.

Вхідне світло від широкопугового джерела було ТЕ-поляризоване і пов'язане з хвилеводом одномодовим волокном із збереженням поляризації з

конічною лінзою та діаметром поля моди близько 3 мкм. Світло, що пройшло через структуру, аналізували за допомогою оптичного аналізатора спектра в присутності та відсутності ксилолу у воді. Експериментальні спектри пропускання, що відцентровані на піки поглинання при 1674, 1697, 1720 нм, відкладені на відповідних вставках для концентрації 100 ppm (рис. 1.10).

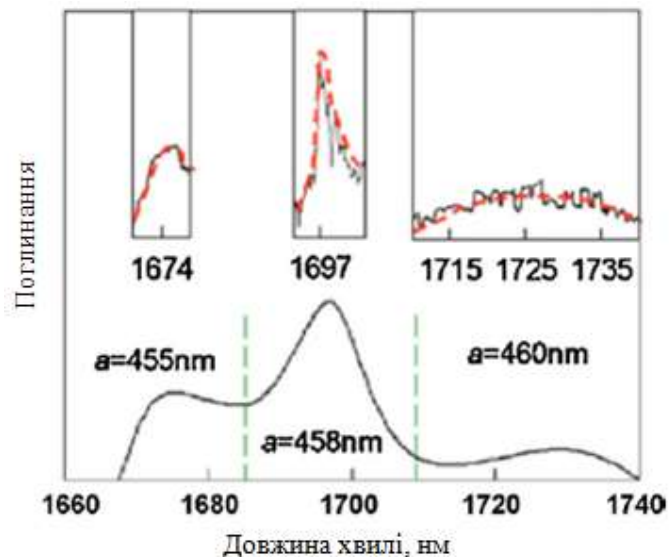


Рисунок 1.10 – Експериментальні та теоретичні спектри газового сенсора

Крім того, завдяки оптичним волокнам був можливий віддалений моніторинг, і цей пристрій був у п'ять разів більш чутливим до ксилолу у воді, ніж існуючі пристрої в ближньому інфрачервоному діапазоні, але в масштабі довжини більш ніж на порядок менше.

1.3.2 Фотонно-кристалічні рідинні датчики на основі резонансних явищ

У роботі [27] було представлено фотолюмінесцентний експеримент із щільними нанопроменевими ФК хвилеводами повільного світла на основі InGaAsP із вбудованими квантовими точками InAs, які можна використовувати для вимірювання характеристик рідин. Постійна решітки

хвилеводу становила 490 нм, а діаметр отворів становив 310 нм. Така структура демонструвала резонанс без будь-яких змін поблизу граничної частоти смуги, де групова швидкість була близька до нуля. Втрати відбуватимуться близько двох кінців через кінцеву структуру. Щоб зменшити ці втрати, до схеми сенсора були додані додаткові ФК дзеркала з періодом решітки 490 нм і діаметром отворів 400 нм. На рис. 1.11 показано зображення всієї структури, отримане за допомогою електронного скануючого мікроскопа. Аналіт розміщується зверху зразка за допомогою піпетки. Потім на заповнений зразок накладалося покривне скло з товщиною 0,15 мм, щоб уникнути випаровування води і досягнення рівного шару постійної товщини аналіту поверх зразка. Завдяки впровадженню квантових точок можна було провести експеримент із фотолюмінесценції.

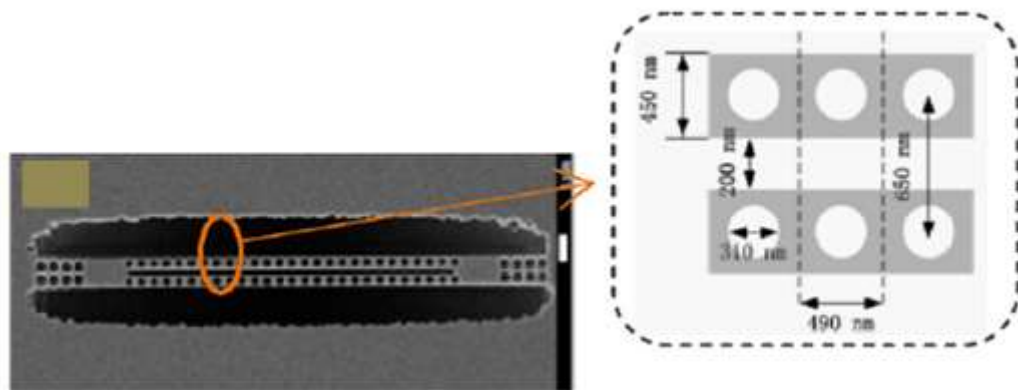


Рисунок 1.11 – Мікрофотографічне зображення фотонно-кристалічного щілинного хвилеводу

На рис. 1.12 показані спектри фотолюмінесценції хвилеводу резонаторного типу з інфільтрацією дистильованої води ($n = 1,333$) та розчину цукру/води ($n = 1,342$) окремо. Вимірявши резонансну довжину хвилі різних аналітів можна визначити чутливість 700 нм/RIU. При збільшенні діаметра отвору до 330 нм нанопроміні згинаються всередину, утворюючи щілину. Відбувається звуження структури в центральній частині та утворюється резонатор. Ця система досягла вищої чутливості – близько

900 нм/RIU. Легко зрозуміти, що, ввівши в хвилевод реальний резонатор, чутливість може бути збільшена на кілька порядків і може бути досягнута більш висока роздільна здатність при вимірюванні показника заломлення.

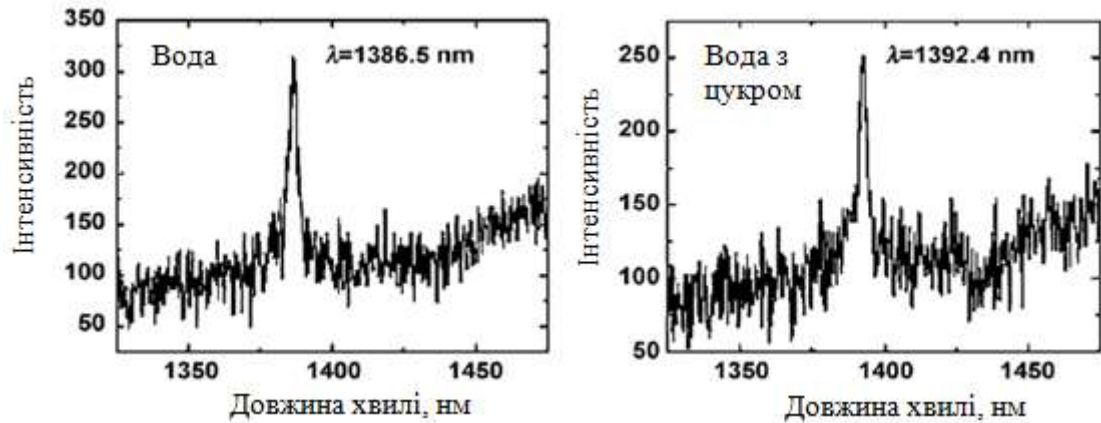


Рисунок 1.12 – Спектри поглинання хвилевода для води та розчину води з цукром

1.3.3 Фотонно-кристалічні рідинні датчики на основі дифракційних характеристик

У роботі [28] був розроблений фотонно-кристалічний сенсор органічних речовин з оборотним налаштуванням структурних кольорів. Такий ФК був побудований шляхом інфільтрації в порожнечі решітки наночастинок рідкого преполімера ПДМС. ФК заломлює світло відповідно до рівняння Брегга:

$$m\lambda_{peak} = 2d_{111}(n_{eff}^2 - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}, \quad (1.9)$$

де m – порядок дифракції;

λ_p – довжина хвилі дифракційного піку;

d – відстань між площинами;

θ – кут між падаючим світлом і нормаллю до дифракційних площин;

n_{eff} – середній показник заломлення кристалічної решітки.

При використанні неполярних органічних розчинників, здатних набухати на поверхні цього датчика, була введена еластомірна матриця. При цьому постійна решітки і довжина хвилі дифрагованого по Бреггу світла будуть збільшуватися. Якщо використовувалися наночастинки полістиролу (ПС) розміром 202 нм, Бреґівське відбиття можна було спостерігати у видимій області (це і є структурний колір). Таким чином, цей датчик був оборотним, налаштованим і швидкодіючим через зміну кольору, викликаного набуханням і скороченням матриці. Однак це був лише якісний аналіз чи напівкількісний аналіз. Людські очі мають обмеження щодо роздільної здатності та мають похибку через індивідуальні відмінності. Крім того, спектр видимих кольорів був обмежений для людського ока і його діапазон був вузький.

У роботі [29] провели подальше дослідження цієї системи, що дозволило виявити невеликі кількості води в етанолі за допомогою мініатюрного оптоволоконного спектрометра для визначення дифракційних піків. Падаюче світло розташовувалося перпендикулярно площині зразків, а детектор селективно отримував сигнали, що були результатом дифракція Бреґга на зразку.

Розрахункова формула ефективного показника заломлення визначалася так:

$$n_{eff}^2 = V_p n_p^2 + V_f n_f^2, \quad (1.10)$$

де n_p і n_f – показники заломлення частки діаметром 202 нм та навколишнього каркаса відповідно;

V_p і V_f – об'ємні частки частки розміром 202 нм та навколишнього каркаса відповідно.

Оскільки ступінь набухання залежить від характерних властивостей рідин, таких як їх спорідненість до ПДМС і розміру їх молекул, то значення V_p , n_p , V_f будуть різнитися в різних рідинах. Згідно формулам (1.9) та (1.10), довжина хвилі дифракційного піку може відображати параметри рідини.

Крім того, цей датчик дозволив виявляти спирт низької концентрації та розраховувати рідку складову частину спиртової суміші низької концентрації за допомогою мініатюрного волоконно-оптичного спектрометра.

1.3.4. Фотонно-кристалічні рідинні сенсори на основі фотонної забороненої зони

У роботі [30] були розроблені 2D ФК-хвильоводи для застосування в галузі вимірювання параметрів рідин у субтерагерцовому діапазоні. На рис. 1.13 показано схему експериментальної установки. ФК хвильовід являв собою решітку повітряних отворів, просвердлену в блоці поліетилену високої щільності, з постійною решітки $a = 1346$ нм і радіусом отвору $d = 0,26a$. Для створення хвильоводу радіус отворів в одному рядку отворів було зменшено до $d_w = 0,19a$, інші розміри залишилися незмінними. Глибина фотонної забороненої зони зменшиться на кілька децибелів залежно від показника заломлення рідини, яка інфільтрована в повітряні отвори. Цей тип рідинного сенсора дозволяє чітко розрізняти циклогексан ($n = 1,42$) та тетрахлорметан ($n = 1,51$).

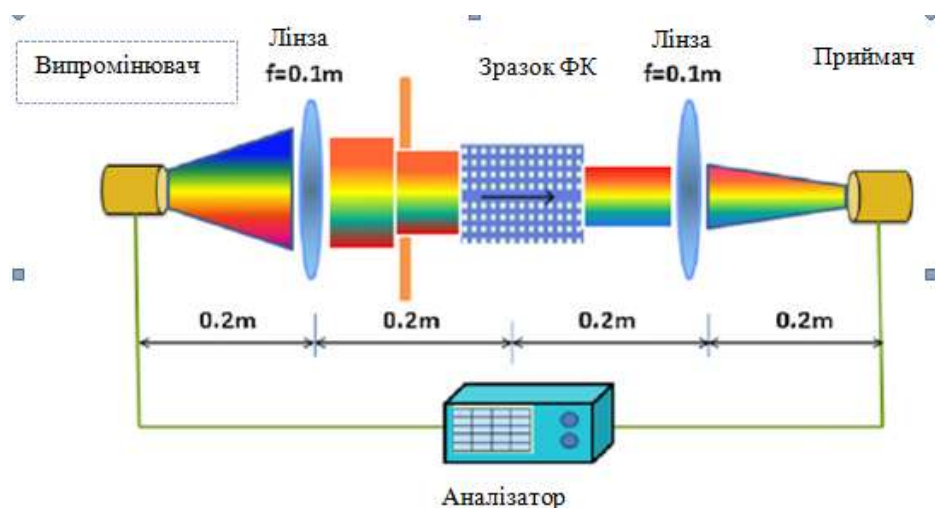


Рисунок 1.13 – Схема експериментальної установки

Експериментальні вимірювання добре збіглися з чисельним моделюванням, розрахункова чутливість цього пристрою становила 35 дБ/RIU для рідини.

1.4 Ключові проблеми у застосуванні фотонно-кристалічних сенсорів

1.4.1 Проблеми виготовлення фотонного кристалу

У ФК існує безліч параметрів, таких як діелектрична проникність, діелектричні стрижні, матеріал основи, структура кристалічних решіток і так далі. Всі ці параметри впливають на характеристики пропускання світла, що падає на структуру. Результати досліджень показали, що загальне пропускання об'ємного ФК обмежується флуктуаціями діаметра пір. Згасання передачі на 15 дБ/мм буде викликано коливанням радіусу пір на 1 %. За допомогою теорії збурень було підраховано, що для пропускання більше 90 % енергії світла для пристрою довжиною 1 мм зміна положення пір має бути нижче 0,3 %, а коливання діаметра пір повинні бути нижче 0,5 %. Однак, оскільки розмір решіток зазвичай становить мікрони, для виготовлення ФК з потрібними характеристиками абсолютно необхідно виконати безліч складних мікроелектричних і механічних процесів. Це залишається серйозною проблемою.

До цього часу були запропоновані різні методи виготовлення ФК, які мають свої переваги та недоліки. Технологія точної механічної обробки визнана найбільш стабільним та надійним методом виготовлення ФК, але надзвичайно складною та дуже дорогою, і вона не вдалася в деяких типах дефектних ФК. Технологія літографії підходить для виготовлення високоякісних 3D-упорядкованих ФК, оскільки за допомогою цієї технології в 3D ФК можна легко вводити надтонкі структури та дефекти, але цей метод трудомісткий і досить дорогий, тому підходить тільки для дрібносерійного виготовлення зразків. Порівняно з вищевказаними методами існує простий та економічний метод, заснований на самозбірці мікрочастинок у колоїдній

суспензії, але все ще існує проблема формування контрольованих дефектів. Крім того, було запропоновано ще багато інших методів. Проте ці методи перебувають у зародковому стані. З розвитком технології ФК та розвитком виробничих технологій буде з'являтися все більше і більше найкращих методів, що також відкриє нові можливості у розробленні ФК сенсорів.

1.4.2 Проблеми із втратами на зв'язок елементів сенсорів

Світло, що передається у ФК хвилеводах є хвилею Блоха, в той час як стандартне одномодове волокно спрямовує світло за рахунок повного внутрішнього відбиття. В результаті різні просторові структури можуть викликати погане узгодження імпедансів. Крім того, ширина лінійного дефекту у ФК хвилеводах зазвичай становить менше 1 мкм, а діаметр серцевини волокна становить від 2 мкм до 8 мкм. Тому результуючий розподіл поля мод також може призвести до неузгодженості імпедансів. Усі ці неузгодження імпедансів призведуть до втрат на зв'язок. Тим часом більш низька групова швидкість, що відповідає більш високому показнику заломлення, ускладнює вхід і вихід випромінювання. Наприклад, є відомості про ФК хвилеводи з ефективністю передачі енергії лише 18 %.

Щоб уникнути впливу втрат зв'язку на вихідний сигнал сенсора, було запропоновано багато методів зв'язку: резонансний режим інтерфейсу, J-структура зв'язку, адіабатичний зв'язок тощо. Резонансний режим інтерфейсу може забезпечити дуже високу передачу, але корисна смуга пропускання обмежена шириною резонансу. Режим J-розв'язки має пропускання більше 90 %, але зазвичай призводить до втрат на випромінювання, що знижує ефективність зв'язку. Адіабатичний зв'язок передбачає майже 100 % передачу у великому діапазоні частот за умови, що зміна відбувається повільно, і навпаки, вимагає дуже невеликих змін у відносно великих масштабах довжини, що робить виробничі допуски дуже

суворими. Отже втрати на зв'язок були певною мірою поліпшені, але їх ще не вдалося повністю уникнути.

1.4.3 Проблеми виявлення та детектування сигналу

Хоча ФК сенсори мають багато унікальних переваг, все ще існує безліч проблем з детектуванням сигналів. Більшість таких пристроїв контролюють зразки, що тестуються, вимірюючи коефіцієнт пропускання або відбиття в реальному часі в широкому спектральному діапазоні. Для цього потрібний оптичний спектрометр високої роздільної здатності або відповідні інструменти і на які легко впливають фактори навколишнього середовища. Крім того, зміни тиску, температури та вологості також будуть впливати на вихідні характеристики ФК сенсорів. Це може спричинити перехресну чутливість. Для вирішення цих питань потрібні спеціальні відповідні засоби детектування сигналів. Наприклад, застосування модифікованих фотонно-кристалічних сенсорів [31] та різноманітних фізичних явищ, що мають характеристики, чутливі до зміни визначених фізичних умов [32].

2 ДОСЛІДЖЕННЯ ФОТОННО-КРИСТАЛІЧНОГО СЕНСОРА ГАЗІВ

Фотонні кристали – це штучні матеріали, виготовлені з періодичних масивів діелектричних або металевих елементів. Існування фотонних заборонених зон привело до безпрецедентної можливості контролювати та маніпулювати поширенням електромагнітних хвиль в цих структурах.

Найпростішою формою фотонного кристала є одновимірний періодичний структура. Вона відома як дзеркало Брегга. Воно складається з ряду шарів, що чергуються і мають низький і високий показники заломлення, товщина яких задовольняє умові Брегга: $n_H d_H = n_L d_L = \lambda/4$, де λ – опорна довжина хвилі. На відміну від дво- і тривимірних випадків, одновимірний фотонний кристал є більш привабливим, оскільки його виробництво можливо на будь-якому масштабі довжини хвилі. Перша функція такого пристрою – бути відмінним відбивним дзеркалом (коефіцієнт відбиття більше 0,99). Таким чином, одним із варіантів забезпечення більш гнучкої конструкції багат шарових періодичних структур може бути збільшення ширини фотонної забороненої зони.

Застосування фотонних кристалів як газових сенсорів у дослідницькій галузі виглядає дуже перспективним завдяки їх мініатюрності та високій спектральній чутливості. У цьому розділі кваліфікаційної роботи досліджується одновимірний ФК, утворений чергуванням шарів кремнію (Si) і повітря з порожнім «дефектним» шаром посередині, який може бути використаний як оптичний датчик для вимірювання концентрації газів у повітрі, коли воно опромінюється світлом при нормальному падінні.

2.1 Основні розрахункові співвідношення

Підхід матриці перенесення – це матричний метод, який особливо добре підходить для дослідження шаруватих матеріалів. Він може допомогти вирішити стандартну задачу визначення забороненої зони та спектра

розсіювання (пропускання, відбиття та поглинання). Цей метод заснований на підході Абелеса з точки зору електричних полів, що поширюються вперед і назад, E_0^+ і E_0^- , які вводяться для розрахунку відбивання і пропускання. Оптична конфігурація, яка використовується для падаючого та відбитого полів, представлена на рис. 2.1.

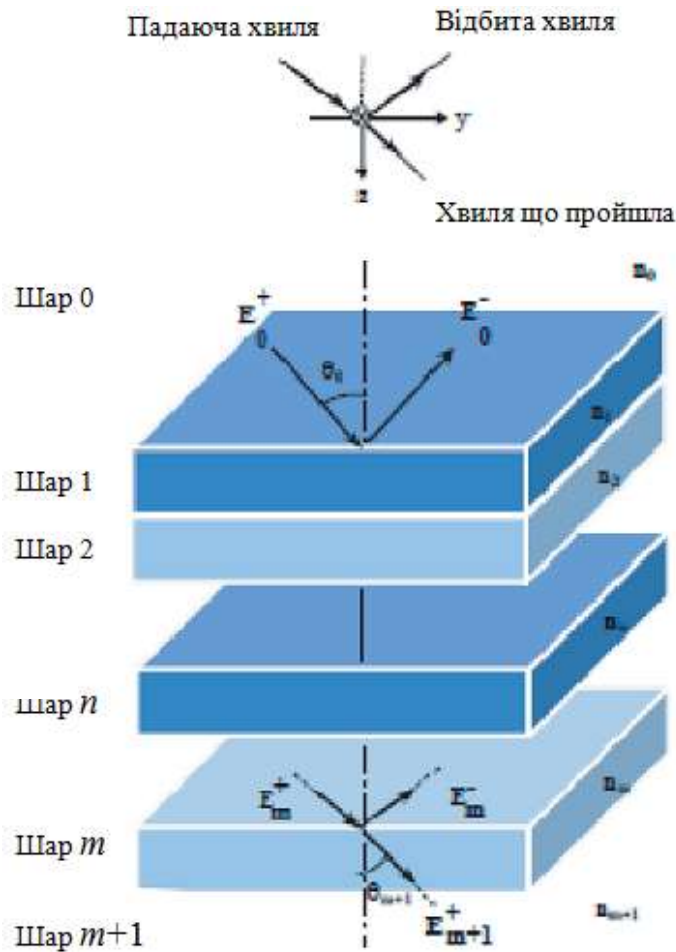


Рисунок 2.1 – Схема одновимірної шаруватої структури

Абелес показав, що співвідношення між амплітудами електричних полів падаючої хвилі E_{m+1}^+ виражається наступною матрицею для стратифікованих плівок у межах m шарів:

$$\begin{pmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{m+1}^+ \\ E_{m+1}^- \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

Рівняння (2.1) виконується незалежно від граничних умов. Коефіцієнти відбиття та пропускання в комплексній амплітуді розташовані зліва направо (за налаштуванням, тому що немає відбиття від кінцевої фази).

$$r = \frac{E_0^-}{E_0^+} \Big|_{E_{m+1}^- = 0} = \frac{T_{21}}{T_{11}}, \quad t = \frac{E_{m+1}^+}{E_0^+} \Big|_{E_{m+1}^+ = 0} = \frac{1}{T_{11}} \quad (2.2)$$

і справа наліво ($E_0^+ = 0$):

$$r' = \frac{E_{m+1}^+}{E_{m+1}^-} \Big|_{E_0^+ = 0} = \frac{-T_{12}}{T_{11}}, \quad t' = \frac{E_0^-}{E_{m+1}^+} \Big|_{E_0^+ = 0} = \frac{\det[T]}{T_{11}}. \quad (2.3)$$

Якщо не вказано інше, обмежуємося випадком, коли два напівнескінченні середовища, що оточують структуру, є ідентичними ($n_0 = n_{m+1}$), і у цьому випадку $\det [T] = 1$. З фізичної точки зору це обмеження нічого не змінює, але має перевагу збереження формальних виразів простішими для обробки. Коефіцієнти пропускання та відбиття за інтенсивністю відповідно записуються таким чином:

$$T = T' = |t|^2 = \left| \frac{1}{T_{11}} \right|^2, \quad (2.4)$$

$$R = |r|^2 = \left| \frac{T_{21}}{T_{11}} \right|^2, \quad (2.5)$$

$$R' = |r'|^2 = \left| \frac{T_{12}}{T_{11}} \right|^2. \quad (2.6)$$

2.2 Результати розрахунків та їх обговорення

2.2.1 Вплив кількості шарів на характеристики сенсора

Використовуючи моделювання на основі методу матриць переносу, розглянемо вплив зміни числа повторення J періоду (LH) на спектральну поведінку періодичної багат шарової системи форми $H (LH) J$ (рис. 2.2), де H позначає шар діоксиду титану (TiO_2) з показником заломлення $n_H = 2,3$ і

товщиною $d_H = \lambda_0/4n_H$, а L – шар діоксиду кремнію (SiO_2) з $n_L = 1,45$ і товщиною $d_L = \lambda_0/4n_L$. Ця структура опромінюється під нормальним кутом падіння лазерним діодом із центральною довжиною хвилі $\lambda = 1,573$ мкм, що коливається між 6349 і 6365 см^{-1} .

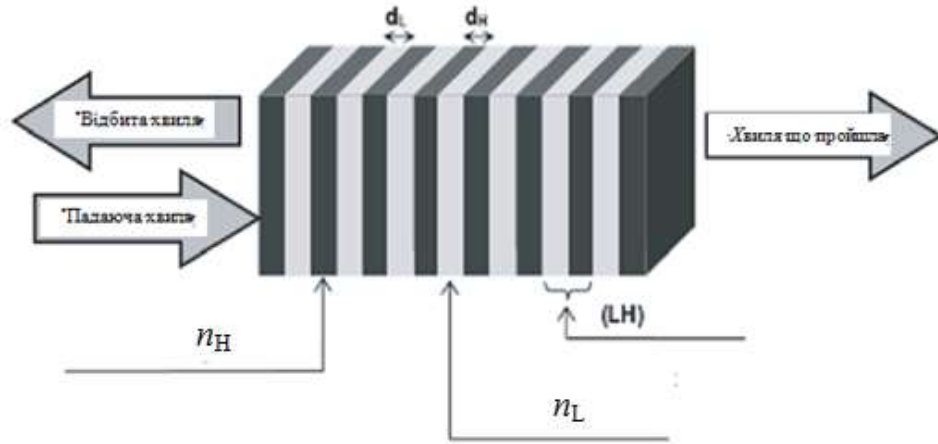


Рисунок 2.2 – Схема Бреггівського дзеркала

На рис. 2.3 наведено спектри відбиття від періодичної структури у спектральній області (1 мкм, 3 мкм) для змінних чисел повторення J .

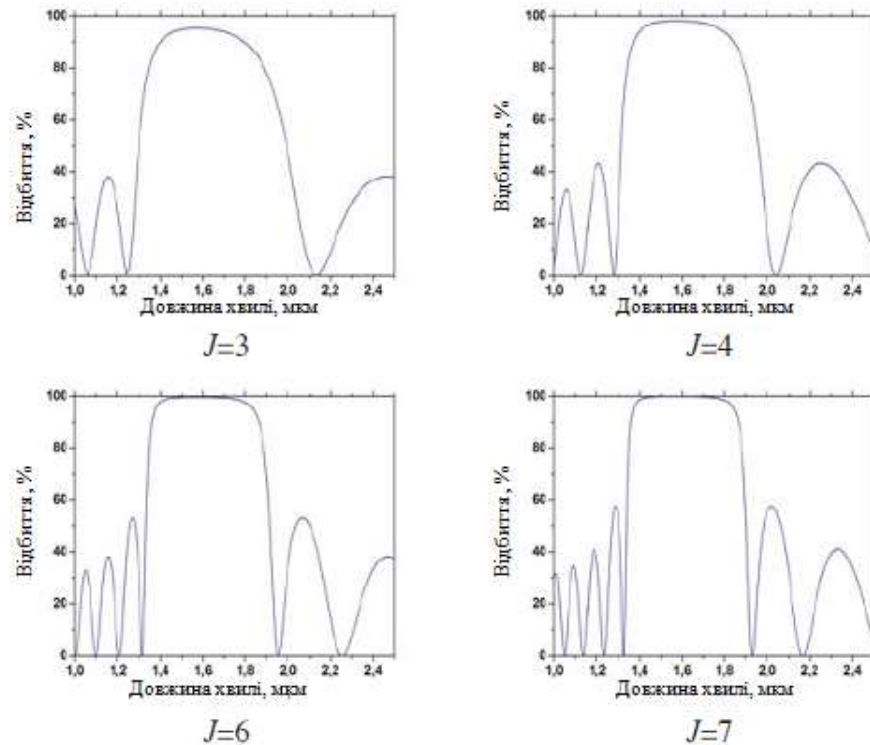


Рисунок 2.3 – Залежності коефіцієнту відбиття від довжини хвилі

Спектр, представлений на рис. 2.4, показує продуктивність системи: повне відбиття поблизу еталонної довжини хвилі $\lambda_0 = 1,573$ мкм зі збільшенням ширини фотонної забороненої зони, як функції числа повторення J елементарних періодів (LH) фотонної структури.

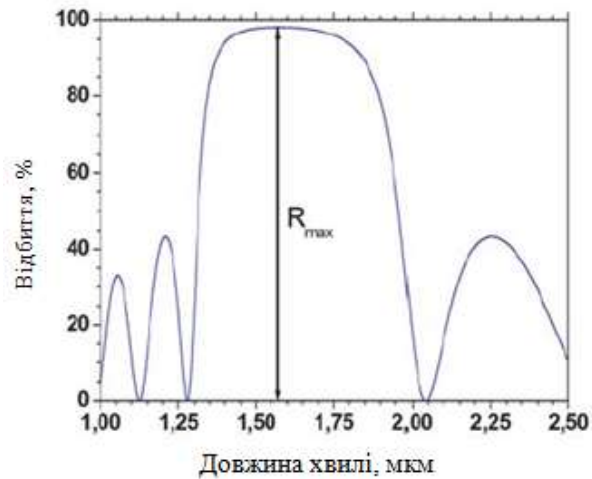


Рисунок 2.4 – Представлення максимального відбиття на спектральній характеристиці

Фактично, починаючи з 7-ї ітерації, спостерігається значне збільшення максимального відбиття R_{max} (%) по всій спектральній області (рис. 2.5), отже, і формування майже ідеальної забороненої зони, що охоплює околиці еталонної довжини хвилі.

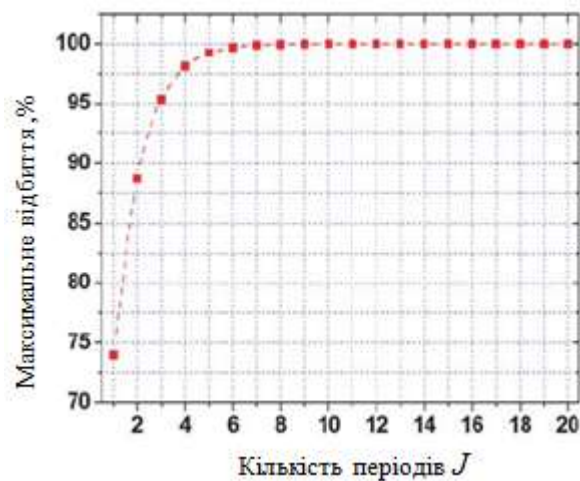


Рисунок 2.5 – Максимальне відбиття як функція кількості періодів структури

З рис. 2.4 та 2.5 можна побачити, що заборонена зона зосереджена навколо $\lambda_0 = 1,573$ мкм, а її ширина експоненціально розширюється як функція кількості ітерацій бішарів J (рис. 2.6). Помітимо, що від 7-ї ітерації до 30-ї ітерації відбиття є максимальним і майже постійним ($R_{\max} \approx 100\%$).

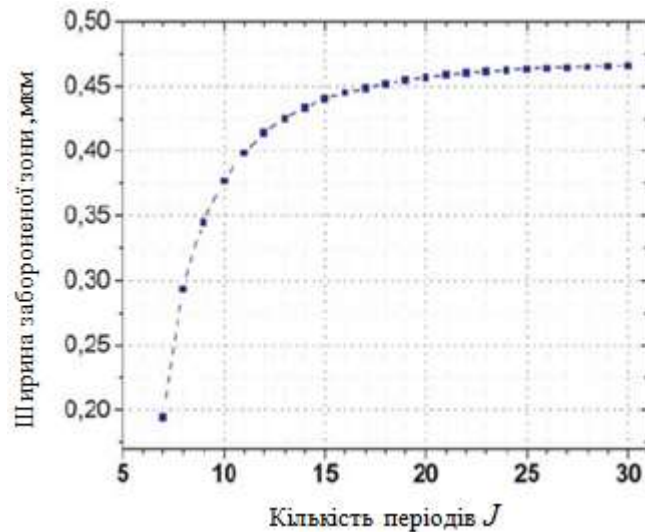


Рисунок 2. 6 – Ширина забороненої зони як функція кількості періодів структури

Отже, далі розглядається значення $J = 7$, і досліджувана структура має формулу $H(LH)^7$, яка має мінімальну кількість шарів і максимальне відбиття.

2.2.2 Вплив індексного контрасту

Контраст індексу або оптичний контраст визначається як співвідношення між високим і низьким показниками заломлення шарів структури. Для одновимірної структури індексний контраст визначається як $\delta = n_H / n_L$.

Перевіримо кореляцію між шириною фотонної забороненої зони та індексним контрастом. У цьому випадку досліджується відбиття 1D багат шарових структур як функція індексного контрасту. Спочатку

встановлюється низький показник заломлення $n_L = 1$, кількість двошарів $J = 7$, а високий показник заломлення n_H змінюється від 1 до 5.

На рис. 2.7 показано оптичні відбиття як функцію індексного контрасту та довжини хвилі, а також карти відповідних смуг, де темна зона має заборонені смуги, а біла зона – дозволені смуги. Перша заборонена зона з'являється навколо $\lambda_0 = 1,573$ мкм з показником контрастності $\delta \approx 1,602$.

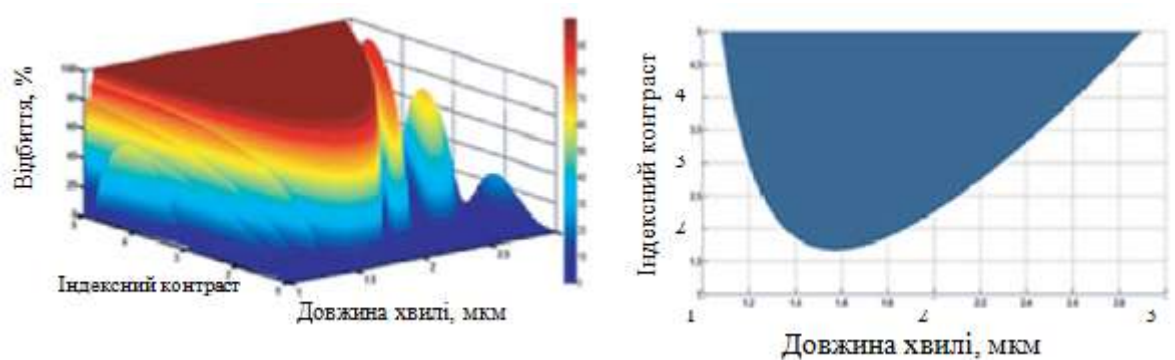


Рисунок 2.7 – Тривимірна та двовимірна картини фотонних заборонених зон

З іншого боку, виявлено, що ширина фотонної забороненої зони значно збільшується з індексним контрастом. У табл. 2.1 наведено зміну ширини та положення цієї зони в околі $\lambda_0 = 1,573$ мкм, де λ_{\min} є нижньою межею смуги, а λ_{\max} є верхньою межею.

Таблиця 2.1 – Значення ширини фотонної забороненої зони

$\delta = \frac{n_H}{n_L}$	2	2,5	3	3,5	4	4,5	5
$\lambda_{\max}(\mu m)$	1,875	2,105	2,293	2,460	2,617	2,763	2,898
$\lambda_{\min}(\mu m)$	1,355	1,258	1,195	1,155	1,125	1,097	1,063
$\lambda_m(\mu m)$	1,615	1,681	1,744	1,8075	1,871	1,93	1,98
$\Delta\lambda_{PBG}(\mu m)$	0,520	0,847	1,098	1,305	1,492	1,666	1,835

2.3 Вибір вихідної багатошарової структури

Вибір геометричних параметрів багатошарової структури визначається з метою отримання найкращих оптичних характеристик пристрою, а саме широкої забороненої зони для невеликої кількості шарів.

У попередніх частинах показано, що кількість оптимальних бішарів структури дорівнює 7. Крім того, виявлено, що ширина фотонної забороненої зони збільшується відповідно до контрасту показника заломлення, тому можна вибрати показники заломлення таким чином, щоб вони забезпечували високий контраст, враховуючи доступність матеріалів та їхню діелектричну природу. Тому вибрано кремній (Si) та повітря (Air) з показниками заломлення відповідно $n_H = 3,4$ і $n_L = 1$ (рис. 2.8).

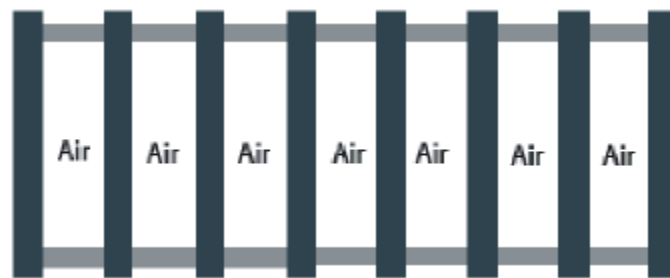


Рисунок 2.8 – Схема багатошарової структури сенсора

На рис. 2.9 наведено спектр відбиття структури $H(LH)^7$ з $n_H = 3,4$ і $n_L = 1$, який позначений суцільною кривою, та спектр для значень $n_H = 2,3$ і $n_L = 1$. З рисунку видно, що фотонна заборонена зона значно ширша для більшого показника заломлення діелектрика.

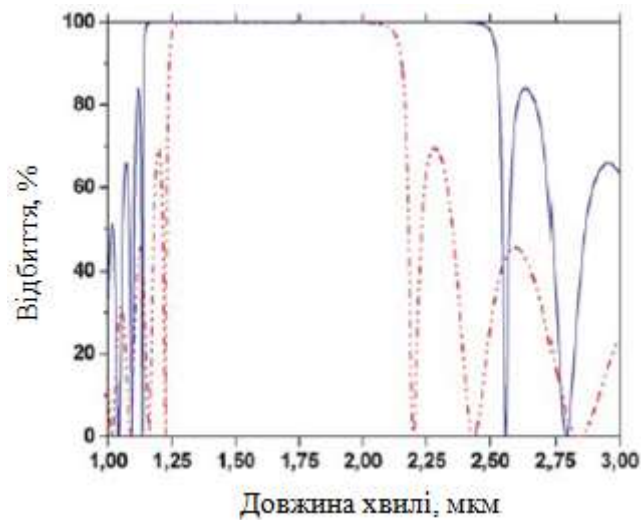


Рисунок 2.9 – Залежності відбиття від довжини хвилі

2.4 Вплив створення дефекту в періодичній багатошаровій структурі

2.4.1 Вплив наявності резонансної порожнини на оптичні властивості періодичної багатошарової структури

Розглянемо одновимірну періодичну фотонну систему типу $H(LH)^J$, де J зберігає оптимальне значення $J = 7$. Ця структура складається з набору шарів кремнію (Si) та повітря (Air), які відповідають шарам з високим і низьким коефіцієнтом заломлення. Далі в середину структури введемо дефект у вигляді дефекту товщини порожнини (рис. 2.10). Тепер отримуємо гібридну систему такої конфігурації: $H(LH)^kCH(LH)^k$ з $k = 3$, де C позначає повітряну порожнину товщиною d_C . Іншим способом, як показано на рис. 2.10, цю систему можна розглядати як два паралельних дзеркала Брегга, віддалених одне від одного на відстань d_C .

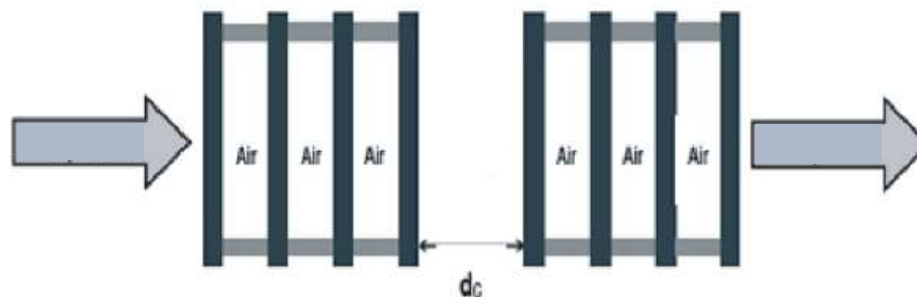


Рисунок 2.10 – Схема фотонної структури з повітряним дефектом

Для аналізу цієї нової гібридної наносистеми знову використовується метод матриці перенесення, де обрані такі параметри системи: товщина шару з високим індексом та шару з низьким індексом, відповідно:

$$d_H = \frac{\lambda_0}{4n_H} = \frac{1,573}{4 \times 3,4} = 114,31 \text{ нм},$$

$$d_L = \frac{\lambda_0}{4n_L} = \frac{1,573}{4 \times 1,000265} = 393,14 \text{ нм}.$$

Щоб побачити вплив товщини дефектного повітряного шару на спектральну поведінку такої наносистеми, змінювалася ширина порожнини від 600 нм до 800 нм. Спектральна характеристика проходження розглянутої конструкції показана на рис. 2.11 для різної ширини порожнини.

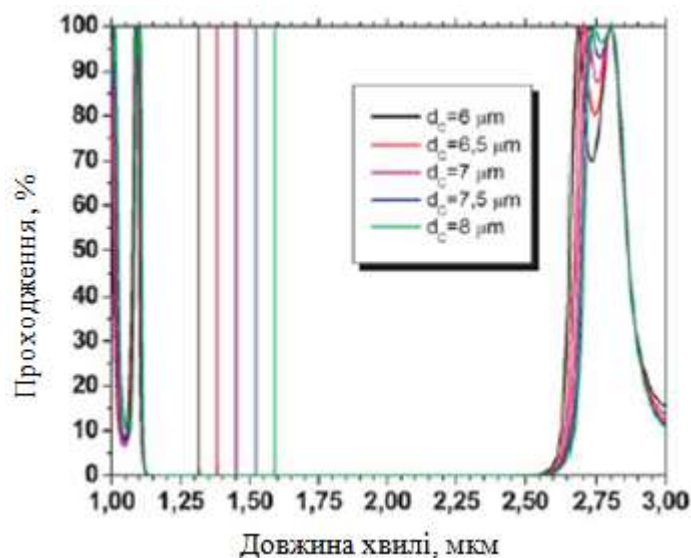


Рисунок 2.11 – Спектральні характеристики проходження сенсора для різних значень товщини повітряного дефектного шару

Можна відзначити, що вставлення порожнини між двома Бреггівськими дзеркалами в даному випадку призводить до появи резонансного піку, що характеризує моду дефекту, яка розташована в фотонній забороненій зоні з максимальною інтенсивністю 100 %. Також

зрозуміло, що зі збільшенням ширини резонатора d_C положення піку зміщується у бік більших довжин хвиль (табл. 2.2).

Таблиця 2.2 – Значення частоти резонансного піку

Ширина порожнини d_C , мкм	600	650	700	750	800
Положення резонансного піку, мкм	1,3157	1,382	1,4511	1,5215	1,5924

2.4.2 Вибір параметрів наноструктури

Як показано в попередніх частинах, геометричні розміри початкової наноструктури (рис. 2.10), а саме товщини шарів з високим індексом n_H і низьким індексом n_L , фіксовані таким чином, що виконується умова Брегга: $n_H d_H = n_L d_L = \lambda/4$. Крім того, потрібно визначити оптимальну ширину резонансної порожнини d_C , щоб забезпечити хорошу якість детектування газів. Дійсно, як і будь-яка резонансна структура, ця наносистема буде характеризуватися коефіцієнтом якості, який зазвичай позначається як Q . Ця величина визначається як відношення піку резонансної довжини хвилі λ_{peak} до повної ширини на половині максимуму резонансного піку $\Delta \lambda_{peak}$:

$$Q = \frac{\lambda_{peak}}{\Delta \lambda_{peak}} .$$

Для цього визначається положення резонансного піку та ширина резонансного піку для кожного значення d_C , яке змінюється між 500 нм і 1100 нм. Так само розраховується добротність Q з кроком 20 нм (рис. 2.12).

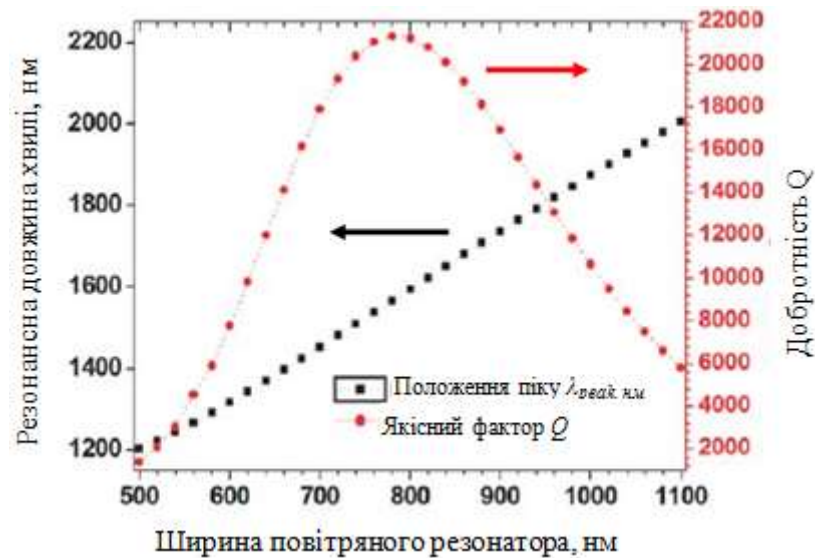


Рисунок 2.12 – Залежності положення резонансного піку та добротності дефектного резонансу від ширини повітряного резонатора

З цього рисунку видно, що незначна зміна ширини порожнини d_C викликає зміщення положення резонансного піку λ_{peak} зі збільшенням добротності Q до досягнення максимального значення $Q_{max} = 21343$ для критичного значення $d_C = 780$ нм, що відповідає резонансній довжині хвилі $\lambda = \lambda_0 = 1,573$ мкм. Крім того, добротність Q зменшується при ширині резонатора d_C , яка перевищує критичне значення. Загалом, положення дефектної моди лінійно зміщується в бік більших довжин хвиль як функція ширини резонатора d_C . Крім того, коефіцієнт якості зменшується, коли довжина хвилі рухається до країв фотонної забороненої зони.

Ці характеристики та вибір геометричних розмірів роблять таку систему хорошим кандидатом на створення високоякісного оптичного сенсора з високою чутливістю. Отже, враховуючи все вищесказане, можна визначити оптимальні геометричні розміри нанорезонатора як:

- товщина шару з високим показником заломлення (Si): $d_H = 114,31$ нм;
- товщина шару з низьким показником заломлення: $d_L = 393,14$ нм;
- ширина нанопорожнини: $d_C = 780$ нм.

2.5 Застосування наноструктури для детектування газів

Після того, як було показано в попередній частині, що фотонна наносистема є монохроматичним інтерференційним фільтром хорошої якості, застосуємо цю структуру для детектування газів. Шляхом моделювання дослідимо вплив інфільтрації газу в порожнини наноструктури на спектральну поведінку системи. Іншими словами, проаналізуємо наслідки зміни повітря в порожнині іншим забруднюючим газом, тобто зміну показника заломлення середовища.

2.5.1 Аналіз результатів розрахунків

Щоб вивчити спосіб виявлення резонансної порожнини, розглядаємо найбільш домінуючі забруднюючі гази в природі з різними показниками заломлення, такі як чадний газ CO ($n_{\text{CO}} = 1,0003360$), вуглекислий газ CO₂ ($n_{\text{CO}_2} = 1,000407$) і діоксид азоту NO₂ ($n_{\text{NO}_2} = 1,0005087$). Спочатку розглянемо випадок нормального падіння світла на сенсорну структуру. Результати розрахунків представлені на рис. 2.13, де для різних газів показано залежності проходження від зміщення $\Delta\lambda$ відносно резонансної довжини хвилі повітря, яка відповідає еталонній довжині хвилі: $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$.

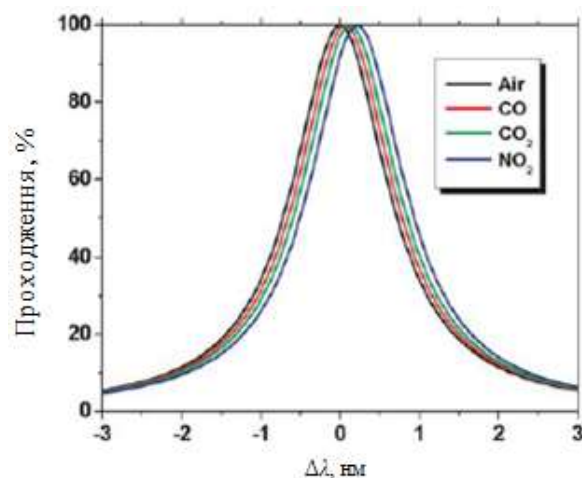


Рисунок 2.13 – Спектральна характеристика проходження для сенсора з різними газами в резонансній порожнині

Спектри пропускання позначені, відповідно, чорним кольором резонансний пік або режим порожнини для еталонного середовища (повітря), червоним кольором оксид вуглецю (CO), зеленим кольором вуглекислий газ (CO₂) і синім кольором діоксид азоту (NO₂). Таким чином, спостерігається дуже малий зсув резонансних піків від еталонного положення (повітря) як функцію індексу забруднюючого газу n_p (табл. 2.3), що створює проблему селективності сенсора.

Таблиця 2.3 – Зсув резонансної довжини хвилі дефектної моди

Газ	Повітря	CO	CO ₂	NO ₂
Об'єм Δλ, нм	0	0,0634	0,1255	0,2156

2.5.2 Покращення селективності

Щоб покращити спектральну вибірковість наноструктури, зауважимо, що будь-яка зміна кута падіння вхідного променя спричиняє зменшення повної ширини резонансного піка на половині максимуму і зміщення цього піка у забороненій зоні.

На основі цього ефекту розраховано цю ширину еталонного піку (для повітря) як функцію кута падіння з кроком $\pi/40$ (рис. 2.14).

Помітно, що ширина піка зменшується в міру збільшення кута падіння θ , тобто резонансні піки стають вузкими. Таким чином, оптичний пристрій стає більш селективним, ніж у випадку нормального падіння. Крім того, ширина резонансного піку досягає мінімуму 0,08 нм для будь-якого кута падіння, що перевищує критичний кут $\theta_c = 11\pi/40$. У подальшому θ_c розглядається як кут падіння лазерного променя на сенсорну структуру.

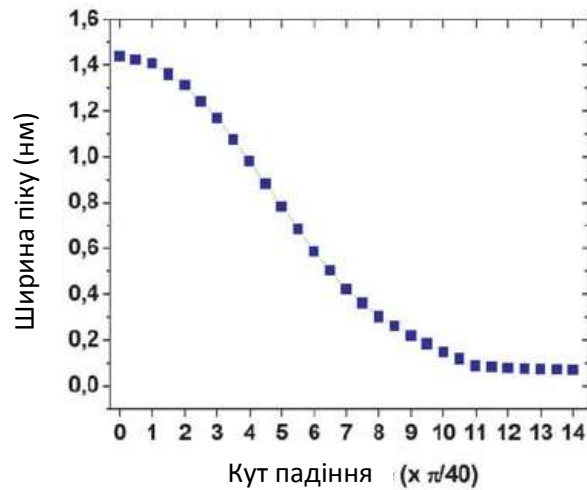


Рисунок 2.14 – Ширина резонансного піку на рівні половинної потужності як функція кута падіння

Спектральні характеристики сенсора для кута падіння $\theta = \theta_c = 11\pi/40$ з повітрям як еталонним середовищем показані на рис. 2.15.

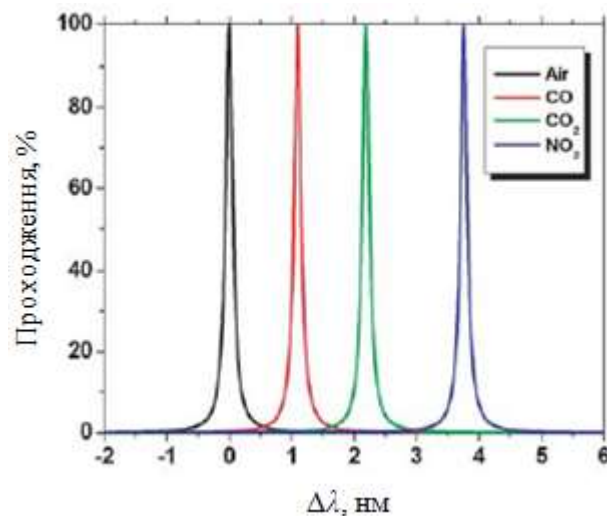


Рисунок 2.15 – Спектральні характеристики проходження сенсора з різними газами

Видно, що нанопорожнина має лише один резонансний пік (однодефектна мода), який відповідає показнику заломлення введеного в неї газу. Цей пік зміщується в межах фотонної забороненої зони як функція

показника заломлення, тобто відповідно до природи газу-забруднювача. У табл. 2.4 наведено зсуви $\Delta\lambda$ і значення ширини резонансного піку для різних газів, тобто повітря, CO, CO₂ і NO₂.

Таблиця 2.4 – Зсув резонансної довжини хвилі та ширина резонансного піку дефектної моди

Газ	Повітря (довідкове)	CO	CO ₂	NO ₂
Об'єм $\Delta\lambda$, нм	0	1,0971	2,1939	3,7642
FWHM, пм	174	160	170	184

Ширина резонансу на рівні половинної потужності для розглянутого фотонно-кристалічного резонатора для використовуваних газів має низькі значення та змінюється залежно від природи газу: 174 пм для повітря, 160 пм для CO, 170 пм для CO₂ і 184 пм для NO₂. Отже, використовуючи невелику кількість періодичних шарів у запропонованій структурі, можна отримати дуже вузькі резонансні піки, тобто пристрій детектування має хорошу теоретичну селективність.

2.5.3 Ефективність виявлення

Далі дамо оцінку ефективності сенсора, фіксуючи довжину резонансного нанопорожнини $d_C = 780$ нм, що забезпечує найбільшу чутливість моди до зміни показника заломлення. Наведено еволюцію кривих пропускання для зміни показника заломлення повітря, забрудненого діоксидом азоту NO₂ ($n_{NO_2} = 1,0005087$) з кроком 10^{-5} ($n_p = 1,0005087$ до $n_p = 1,0005387$) (рис. 2.16).

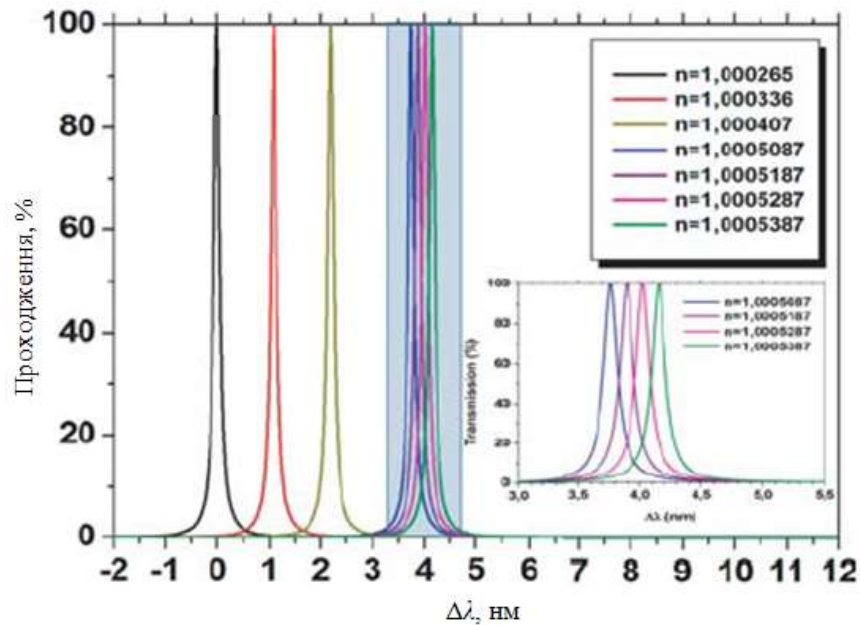


Рисунок 2.16 – Спектр пропускання сенсора для різних значень показників заломлення газів

2.5.4 Концентрація та чутливість детектування

Застосуємо отримані результати дослідження сенсора до практичної ситуації, зафіксувавши параметри резонансної структури: $d_H = 114,31$ нм, $d_L = 393,14$ нм, $d_C = 780$ нм, $\theta_c = 11\pi/40$. З цими параметрами робоча довжина хвилі сенсора буде встановлена на еталонну довжину хвилі $\lambda_0 = 1,573$ мкм. Найпоширенішим способом оцінки ефективності сенсора є розрахунок його чутливості за таким виразом:

$$S = \frac{\Delta\lambda_{peak}}{\Delta n} \left(\frac{nm}{RIU} \right).$$

Далі розрахуємо відповідь сенсора для виявлення забрудненого повітря, що складається з різних концентрацій метану CH_4 та етану C_2H_6 . Показники заломлення для різних концентрацій таких сумішей наведено в табл. 2.5 і 2.6.

Таблиця 2.5 – Результати розрахунку характеристик сенсора метану

Метан	$C_{C_2H_6}$	$C_{\text{повітря}}$	n_{mix}
5 %	0,05	0,95	1,0000222
15 %	0,15	0,85	1,0000666

Таблиця 2.6 – Результати розрахунку характеристик сенсора етану

Етан	$C_{C_2H_6}$	$C_{\text{повітря}}$	n_{mix}
3 %	0,03	0,97	1,0000228
12,5 %	0.125	0,875	1,000095

На рис. 2.17 зображено залежність резонансної довжини хвилі λ_{peak} від показника заломлення повітря, забрудненого метаном в різних концентраціях.

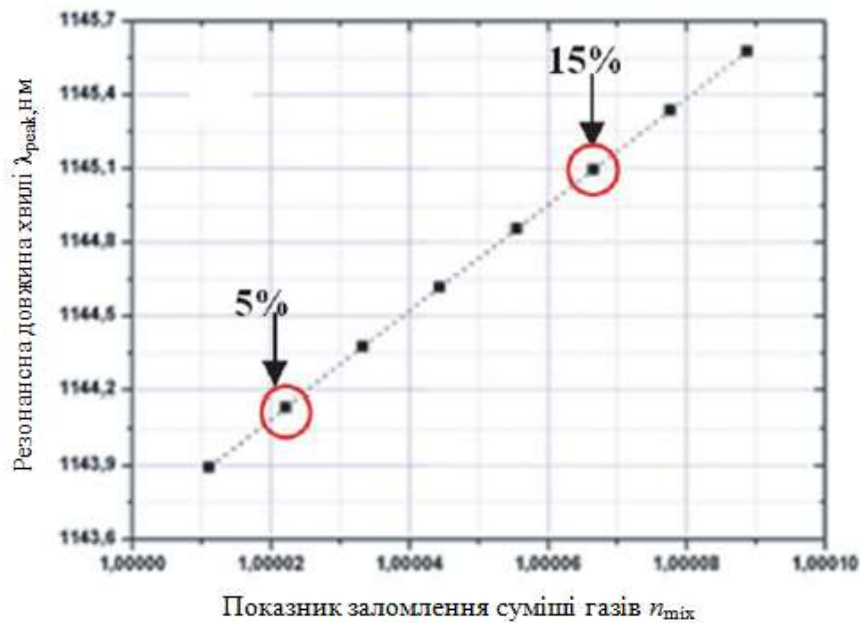


Рисунок 2.17 – Резонансна довжина хвилі сенсора як функція показника заломлення суміші газів

На рис. 2.18 представлено такі ж результати для різних концентрацій суміші повітря з етаном.

Зауважимо, що резонансна довжина хвилі змінюється лінійно залежно від показника заломлення, де нахил відповідає чутливості зі значенням

21688 нм/RIU. Дійсно, можна виявити незначну зміну концентрації забруднюючого газу в повітрі. Таким чином, цей тип датчика можна використовувати для моніторингу рівня концентрації газу в навколишньому повітрі.

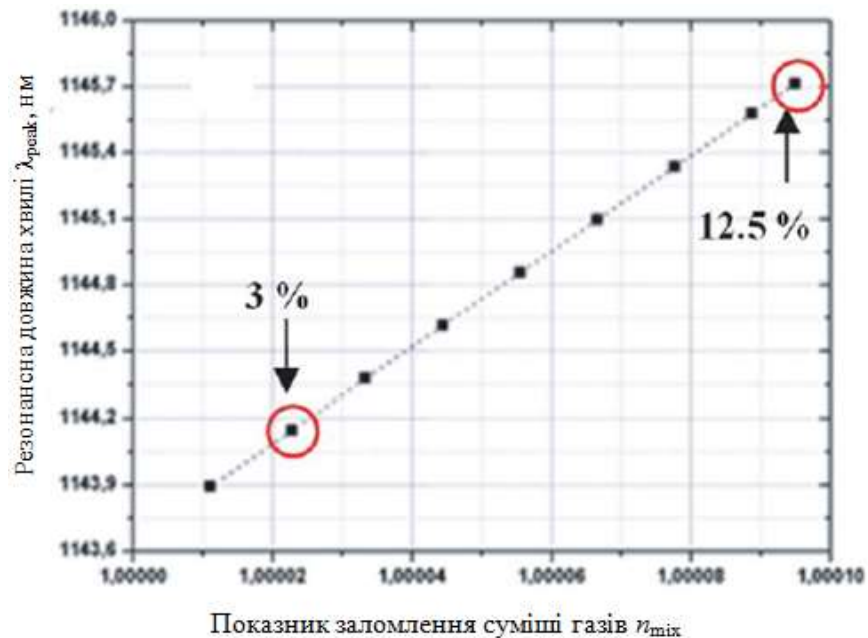


Рисунок 2.18 – Резонансна довжина хвилі сенсора як функція показника заломлення суміші газів

Таким чином, в кваліфікаційній роботі досліджено періодичні багат шарові структури і обрана схема для розроблення сенсорного пристрою. Проведено аналіз впливу кількості шарів та індексного контрасту на спектральні характеристики структури для визначення необхідної мінімальної кількості періодів. Розглянуто Бреггівську структуру з дефектом, яка фактично представляє собою високодобротний резонатор. Проаналізовано вплив ширини цього резонатора на його спектральні характеристики, які визначають чутливість сенсора. Запропоновано метод підвищення чутливості сенсора за рахунок нахилоного падіння променя світла на структуру.

ВИСНОВКИ

Проведено аналітичний огляд літератури з питань розроблення та дослідження фотонно-кристалічних сенсорних пристроїв для виявлення параметрів газових сумішей. Розглянуто різноманітні конфігурації сенсорних пристроїв, їх конструкційні особливості, експлуатаційні характеристики.

Обрано конфігурацію сенсора газів на основі одновимірного фотонного кристалу з дефектом періодичності, в якому розміщується досліджувана газова суміш. Така конфігурація називається Бреггівським резонатором і забезпечує реалізацію високодобротних резонансів так званих дефектних мод, що необхідно для формування достатньо чутливого сенсора.

Створено розрахунковий проєкт на основі методу матриць передачі, який застосовано для розрахунку спектральних характеристик сенсорного пристрою.

Отримані частотні залежності коефіцієнту проходження хвилі через фотонно-кристалічний сенсор, які дозволяють зафіксувати зсув резонансної частоти дефектної моди для різних значень коефіцієнту заломлення досліджуваних газів.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. E. Yablonovitch, Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. 1987.
2. S. John, Strong localization of photons in certain disordered physics dielectric superlattices. 1987.
3. C. Jamois, R. Wehrspohn, J. Schilling, et al., Silicon-based PhC slabs: two concepts, //Journal of Quantum Electronics 2002. P. 805–810.
4. R.M. Beiu, V. Beiu, Fiber optical mechanical sensor based on a triangular-lattice photonic crystal //IEEE PhotonicsGlobal at Singapore. 2008. Vols. 1–2. P. 183–186.
5. J.G. Rupérez, V. Toccafondo, M.J. Baniñals, et al., Label-free antibody detection using band edge fringes in SOI planar photonic crystal waveguides in the slow-light regime // Optical Express. 2010. Vol.18 (23). P. 24276–24286.
6. K. Sakoda Optical Properties of Photonic Crystals //Springer-Verlag. 2001.
7. P. Kosmidou Elissavet, E. Kriezis Emmanouil, D. Tsiboukis Theodoros, FDTD analysis of photonic crystal defect layers filled with liquid crystals // Optical and Quantum Electronics. 2005. Vol. 37 (1). P. 149–160.
8. T. Fujisawa, M. Koshihara, Analysis of photonic crystal waveguide gratings with coupling-mode theory and finite-element method // Applied Optics. 2006. Vol. 45 (17). P. 4114–4121.
9. J.B. Pendry, Photonic band structures //Journal of Modern Optics. 1994. Vol. 41 (2). P. 202–229.
10. P.S. Nunes, N.A. Mortensen, J.P. Kutter, et al., Refractive index sensor based on a 1D photonic crystal in a microfluidic channel // Sensors. 2010. Vol. 10 (3). P. 2348–2358.
11. G.R. Jaime, T. Veronica, J.B. María, et al., Label-free antibody detection using band edge fringes in SOI planar photonic crystal waveguides in the slow-light regime // Optics Express. 2010. Vol.18 (23). P. 24276–24286.

12. M.P. Bernal, J. Amet, J. Safioui, et al., Pyroelectric control of the superprisms effect in a lithium niobate photonic crystal in slow light configuration // *Applied Physics Letters*. 2011. Vol. 98 (7). P. 71–101.
13. S.C. Cheng, J.N. Wu, T.J. Yang, et al., Effect of atomic position on the spontaneous emission of a three-level atom in a coherent photonic-band-gap reservoir // *Physical Review*. 2009. Vol. 79 (1). 13–801.
14. A.S. Maloshtan, S.Ya. Kilin, Dynamic control of light localization in photonic crystals // *Optics and Spectroscopy*. 2007. Vol.103 (3). P. 354–359.
15. J. Adachi, N. Ishikura, H. Sasaki, et al., Wide range tuning of slow light pulse in SOI photonic crystal coupled waveguide via folded chirping // *Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 2010. Vol.16 (1). P. 192–199.
16. K.H. Jensen, M.N. Alam, B. Scherer, et al., Slow-light enhanced light-matter interactions with applications to gas sensing // *Optics Communications*. 2008. Vol. 281 (21). P. 5335–5339.
17. A. Lambrecht, S. Hartwig, S.L. Schweizer, et al., Miniature infrared gas sensors using photonic crystals // *Proceedings of SPIE*. 2007. Vols. 6480– 64800D.
18. X.L. Wang, N.G. Lu, J. Zhu, et al., An ultracompact refractive index gas-sensor based on photonic crystal microcavity // *Proceedings of SPIE*. 2007. Vols. 6831–68310D.
19. H. Awad, I. Hasan, K. Mnaymneh, S. Majid, et al., Wireless enabled multi gas sensor system based on photonic crystals // *Optical Sensing and Detection Proceeding of SPIE*. 2010. Vols. 7726–77260K.
20. E. Descrovi, F. Frascella, B. Sciacca, et al., Coupling of surface waves in highly defined one-dimensional porous silicon photonic crystals for gas sensing applications // *Applied Physics Letters*. 2007. Vol. 91 (24).
21. Z.Y. Wang, K. Han, X.P. Shen, Subminiature gas sensor based on the photonic crystals // *Nanoelectronics Conference*. 2008. P. 303–306.
22. N.A. Mortensen, S.S. Xiao, Slow-light enhancement of Beer–Lambert–Bouguer absorption // *Applied Physics Letters*. 2007. Vol. 90 (14).

23. J. Pedersen, S.H. Xiao, N.A. Mortensen, Slow-light enhanced absorption for bio-chemical sensing applications: potential of low-contrast lossy materials // Journal of the European Optical Society – Rapid Publications. 2008. Vol. 3. P. 1–9.

24. J. Pedersen, S.H. Xiao, N.A. Mortensen, Effect of loss on slow-light enhanced absorption in liquid-infiltrated photonic crystals // Quantum Electrics and Science Conference. 2008. Vol.1–9. P. 2283–2284.

25. N.A. Mortensen, S.H. Xiao, J. Pedersen, Liquid-infiltrated photonic crystals: enhanced light-matter interactions for lab-on-a-chip applications // Microflu-idics and Nanofluidics. Vol. 4 (1–2). P. 117–127.

26. W.C. Lai, S. Chakravarty, X.L. Wang, et al., Photonic crystal slot waveguide absorption spectrometer for on-chip near-infrared spectroscopy of xylene in water //Applied Physics Letters.2011. Vol. 98 (2).

27. B.W. Wang, M.A. Dündar, R. Nötzel, et al., Photonic crystal slot nanobeam slow light waveguides for refractive index sensing // Applied Physics Letters. 2010. Vol. 97 (15).

28. T. Endo, Y. Yanagida, T. Hatsuzawa, Photonic crystal based optical chemical sensor for environmental monitoring, Proceedings of the 7th //International Conference on Nanotechnology. 2007. P. 947–950.

29. H. Fudouzi, T. Sawada, Photonic crystal sensing of components of a liquid mixture using an optical fiber spectrometer // Proceedings of SPIE.2007. P. 67670-676704.

30. T. Hasek, H. Kurt, D.S. Citrin, et al., A fluid sensor based on a sub-terahertz pho-tonic crystal waveguide // Photonic Crystal Materials and Devices Proceedings of SPIE. 2007. P.6480-64801I.

31. Shmat'ko A., Odarenko E. N., Vertiy A. Sensor-Polarimeter Based on Anisotropic Photonic Crystal for Solids and Liquids // 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week Kharkiv, Ukraine, September 21 – 25.P. 897–901.

32. Shmat'ko A.A., Kazanko A.V., Mizernik_V.N., Odarenko E.N. Surface Plasmon Polariton Resonances of Diffraction Metamaterial Grating: 9th

International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. 2018. September 4–7. Odessa. Ukraine. P. 190–193.

33. Методичні рекомендації та вимоги щодо оформлення пояснювальної записки атестаційної роботи магістрантів денної форми навчання спеціальності 152 «Метрологія та інформаційно-вимірювальна техніка» спеціалізацій «Лазерна і оптоелектронна техніка» та «Фотоніка та оптоінформатика» / Упоряд.: Гнатенко О.С, Крючков А.І., Чернишова Н.М. Харків: ХНУРЕ, 2017. 48 с.