

**В.О. Лисюк, С.О. Костюкевич, К.В. Костюкевич,
А.А. Коптюх, В.С. Стащук¹**

ОСОБЛИВОСТІ ФОТОННИХ КРИСТАЛІВ (ОГЛЯД)

У роботі розглянуто особливості функціонування фотонних кристалів, методи створення фотонної забороненої зони та види математичного моделювання. Особливу увагу приділено методам виготовлення фотонних кристалів та принципам побудови гібридних фотонних сенсорів та пристроїв. Розглянуто перспективи використання описаних технологій для виготовленні різноманітних приладів та систем.

Ключові слова: фотонні кристали, плазмон, сенсор, іонна імплантація.

1. ВСТУП

Останніми десятиліттями активно розвиваються дослідження із взаємодії оптичного випромінювання з періодично впорядкованими структурами, де варіюється значення діелектричної проникності на площині чи в об'ємі – фотонними кристалами. В залежності від способу впорядкування і різниці діелектричної проникності структур, у певному інтервалі довжин хвиль може проявитись унікальна особливість фотонних кристалів – відбивання світла з довжиною хвилі, яка визначається формами, розмірами та періодом наноструктур – фотонна заборонена зона. Подібно до діелектриків, що перешкоджають проникненню та поширенню електричного струму, для фотонних кристалів може існувати заборона поширенню світла визначеної довжини хвилі. Побудувавши фотонний кристал із забороненою зоною в потрібному діапазоні, можна формувати у ньому дефекти, котрі використовуватимуться в ролі хвилеводів, де умови для фотонної забороненої зони порушуються, і з'являється можливість пропускання оптичного випромінювання по заздалегідь сконструйованому шляху. Однак, на даний момент побудова фотонних кристалів з повною забороненою зоною у видимій області спектра має ряд перешкод, пов'язаних з технологією виготовлення. Також, з'являються нові задачі побудови гібридних фотонних елементів та приладів, де мають бути одночасно задіяні декілька оптичних явищ та використано нові функціональні матеріали.

2. ТЕОРЕТИЧНЕ ПІДГРУНТТЯ

Існування забороненої зони для фотонних кристалів було передбачено Елі Яблоновичем [1]. Згодом, він експериментально представив перший тривимірний фотонний кристал з повною забороненою зоною для діапазону частот від 13 до 16 ГГц [2]. Для досягнення цього результату в об'ємному діелектрику крізь кожний отвір розташованої впритул двовимірної решітки висвердловались по три циліндричні отвори, кути між якими мають становити 120° за азимутом і одночасно кожний під кутом $35,26^\circ$ до нормалі (рис. 1). Існування повної забороненої зони в даному випадку забезпечується несферичною симетрією структур, отриманих перетином висвердлених циліндричних отворів. Саме вони визначають тривимірну періодичну ГЦК решітку, при цьому поверхня зразка відповідає площині (111), а осі отворів – напрямкам (110). Завдяки цьому виродження фотонного спектра в точці W зони Бріллюена ГЦК решітки знімається, і стоп-зона перетворюється в повну заборонену зону. До такої геометрії фотонних кристалів повернемося пізніше, в огляді сучасних робіт із застосуванням трипроменевої інтерференції.

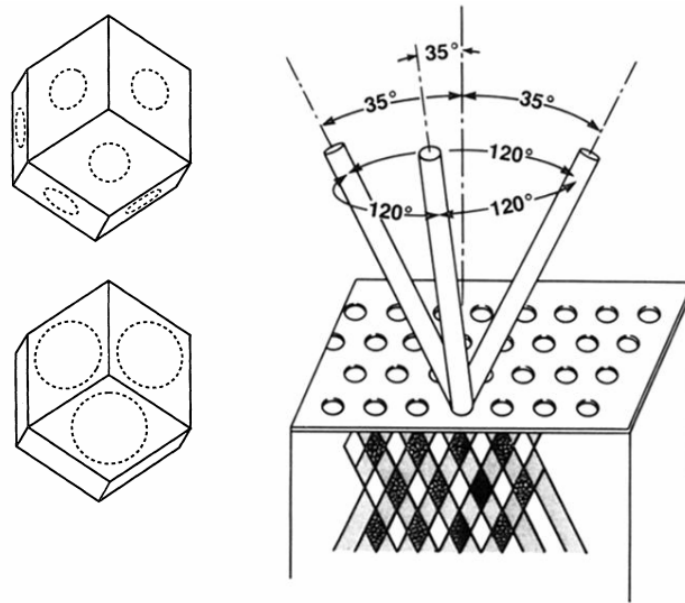


Рис. 1. Ілюстрація елементарної комірки Вігнера–Зейтца в реальному просторі (ГЦК ґратка) – ромбічний додекаедр (ліворуч) та метод виготовлення елементарних комірок ГЦК ґратки (праворуч). Поверхню матеріалу вкрито маскою, що складається з трикутного масиву отворів. Крізь кожний отвір просвердлено 3 циліндричні порожнини під кутом $35,26^\circ$ до нормалі і під кутами 120° між собою в горизонтальній площині. Сформовані внаслідок перехрестя отворів порожнини стають тривимірною періодичною ГЦК структурою, що складається з наведених елементарних комірок [2].

Поширення випромінювання у фотонних кристалах, як і в інших матеріалах, описується рівняннями Максвелла [3]:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = i \frac{\omega}{c} \vec{H}, \quad \operatorname{rot} \vec{H} = \varepsilon \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{J} = i \frac{\omega}{c} \vec{E}, \quad (1)$$

де \vec{E} – напруженість електричного поля, \vec{H} – магнітного, $\varepsilon(\vec{r}) = n^2(\vec{r})$ – діелектрична проникність середовища, \vec{J} – густина струму, ω – частота випромінювання, c – швидкість світла у вакуумі, n – показник заломлення середовища, $\mu = 1$ – магнітна проникність (для оптичного випромінювання).

Оскільки густина струму $\vec{J} = 0$, виключивши \vec{E} з системи рівнянь (1), отримаємо відоме співвідношення:

$$\operatorname{rot} \left(\frac{1}{\varepsilon} \operatorname{rot} \vec{H} \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H}. \quad (2)$$

Розв'язок цього рівняння можна записати у вигляді блохівської хвилі [4]:

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} \vec{H}_{\vec{k}}(\vec{r}), \quad (3)$$

яка складається із добутку плоскої хвилі та періодичної складової.

Проаналізуємо, яким чином можна створити подібну структуру із забороненою зоною у видимій області [2]. При зменшенні показника заломлення в s разів: $n'(\vec{r}) = \frac{n(\vec{r})}{s}$ або

$\varepsilon'(\vec{r}) = \frac{\varepsilon(\vec{r})}{s^2}$ при підстановці в (2), отримаємо:

$$\operatorname{rot}_r \left(\frac{1}{s^2 \varepsilon'(\vec{r})} \operatorname{rot}_r \vec{H}(\vec{r}) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H}(\vec{r}) \text{ або } \operatorname{rot}_r \left(\frac{1}{\varepsilon'(\vec{r})} \operatorname{rot}_r \vec{H}(\vec{r}) \right) = \left(\frac{s\omega}{c} \right)^2 \vec{H}(\vec{r}). \quad (4)$$

Звідси видно, що при масштабуванні функції діелектричної проникності (показника заломлення) можна досягти відповідного масштабування спектра і аналогічно зонної структури відповідно до співвідношення $\omega' = \omega \cdot s$. І тут найбільш важливим є не стільки абсолютне значення, скільки контраст діелектричної проникності чи показника заломлення, що абсолютно тотожно.

Аналізуючи перетворення спектра при розтягненні/стисненні координат $r' = r \cdot s$, врахуємо, що діелектрична проникність при цьому не змінюється. Тобто фотонний кристал, його період та розмір структур розтягуються/стискаються разом із координатами $\tilde{\varepsilon}(\vec{r}') = \varepsilon \left(\frac{\vec{r}'}{s} \right)$. У цьому випадку

$$\operatorname{rot}_{r'} \left(\frac{1}{\tilde{\varepsilon}(\vec{r}')} \operatorname{rot}_{r'} \vec{H} \left(\frac{\vec{r}'}{s} \right) \right) = \left(\frac{\omega}{sc} \right)^2 \vec{H} \left(\frac{\vec{r}'}{s} \right). \quad (5)$$

Тут видно, як при розтягненні координат змінюється масштаб частоти та відбувається розтягнення профілю електромагнітної моди.

Виходить, що для зміщення забороненої зони фотонного кристала у видимий діапазон необхідно зменшити масштаб структур. І якщо для яблоновиту розмір структур становив порядки міліметра, то для видимого діапазону необхідне масштабування до десятків нанометрів зі збереженням особливості симетрії тривимірної структури. Окрім цього, варто врахувати, що діелектрична функція в цій області не повинна мати резонансів, а матеріал – смуг поглинання.

Для теоретичного моделювання взаємодії оптичного випромінювання з фотонним кристалом необхідно знати його конфігурацію (геометрію), а також періодичний розподіл діелектричної проникності в об'ємі кристала. Для цього потрібно знайти рішення рівнянь Максвелла (1). Існують різні методи їх чисельного вирішення, а також готові програми для ефективного застосування для реальних задач.

Частіше за все використовується метод кінцевих різниць часовій області (FDTD). Основа методу полягає в тому, що за відомих початкових умов він дає еволюційне вирішення з часом від початку відліку із заданим часовим кроком. З рівнянь (1) маємо:

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -c \cdot \operatorname{rot} \vec{E}, \quad \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{c}{\varepsilon} \operatorname{rot} \vec{H}. \quad (6)$$

Для алгоритмічного вирішення за допомогою комп'ютера ці рівняння можна представити у вигляді:

$$\frac{\vec{H} \left(t + \frac{\Delta t}{2} \right) - \vec{H} \left(t - \frac{\Delta t}{2} \right)}{\Delta t} = -c \cdot \operatorname{rot} \vec{E}(t), \quad \frac{\vec{E}(t + \Delta t) - \vec{E}(t)}{\Delta t} = \frac{c}{\varepsilon} \operatorname{rot} \vec{H} \left(t + \frac{\Delta t}{2} \right). \quad (7)$$

Звідки можна знайти напруженості електричного та магнітного полів в наступний момент часу на основі поточних значень:

$$\vec{H} \left(t + \frac{\Delta t}{2} \right) = \vec{H} \left(t - \frac{\Delta t}{2} \right) - c \Delta t \cdot \operatorname{rot} \vec{E}(t), \quad \vec{E}(t + \Delta t) = \vec{E}(t) + \frac{c}{\varepsilon} \Delta t \cdot \operatorname{rot} \vec{H} \left(t + \frac{\Delta t}{2} \right).$$

Хід розрахунку FDTD виглядає таким чином.

Задається обчислювальна область, поділ сітки та граничні умови (поглинальні або періодичні). Останні застосовуються для моделювання нормального падіння плоскої хвилі на періодичну структуру. Схема FDTD для моделювання похилого падіння потребує періодичних умов зі зсувом у часі, котрі можуть бути реалізовані з використанням різних методів [5]. Усередині обчислювальної області розміщують наночастинки із заданими оптичними властивостями (діелектричною проникністю). Задається джерело. Для генерації плоскої хвилі найбільш зручне джерело, реалізоване за допомогою метода повного та розсіяного поля. Джерело генерує скінченну у часі електромагнітну хвилю, спектральний склад якої має перекривати необхідний нам діапазон частот. Далі випромінювання потрапляє на структури фотонного кристала, перерозсіюється на них і за наявності поглинальних граничних умов через певний час виходить з обчислювальної області. Еволюція поширення хвилі зберігається. За допомогою фур'є-перетворення отримані значення полів переводяться в частотну область. Далі шляхом обробки результатів (наприклад, інтегруючи потік енергії поля крізь будь-яку поверхню) можна отримати оптичні характеристики досліджуваних фотонних наноструктур. Використовуючи перетворення близького поля в далеке, отримуємо значення полів за межами обчислювальної області на основі еволюції поля всередині обчислювальної області [6].

Серед переваг даного методу слід відмітити таке: це досить простий та інтуїтивно зрозумілий метод; оскільки FDTD працює в часовій області, він дозволяє отримати результат для широкого спектра довжин хвиль одним розрахунком. Це може бути корисно при вирішенні задач, в яких не відомі резонансні частоти або для випадку моделювання широкосмугових сигналів; FDTD дозволяє створювати анімації поширення хвилі у модульованому об'ємі; FDTD зручний для розрахунків в анізотропних, дисперсних та нелінійних середовищах. Також метод може бути використано для розрахунку зонних структур фотонних кристалів, однак практично складно виявити положення зон у вихідних даних подібних методів. Метод дозволяє безпосередньо моделювати крайові ефекти та ефекти екранування.

Серед недоліків: величина дискретного кроку має бути значно менша, ніж довжини хвиль і типові розміри досліджуваних систем. У деяких випадках (інверсні опали з малими перегородками між кульками) це може потребувати сіток з меншим кроком, що означає більші затрати пам'яті та часу розрахунків, крім того, при розрахунках зонних діаграм фотонних кристалів використовується фур'є-перетворення, частотне розділення якого залежить від загального часу розрахунку метода; використовуючи FDTD, розраховують поля всередині обчислювальної області. Якщо потрібно знайти далеке поле, то необхідно збільшити обчислювальну область та час розрахунку. Існують модифікації метода для знаходження поля на відстані, але вони потребують додаткової обробки.

Методи для частотної області передусім зручні тим, що розв'язок рівнянь Максвелла відбувається одразу для стаціонарної системи і безпосередньо з рішення визначаються частоти оптичних мод системи, що дозволяє швидше розрахувати зонні діаграми фотонних кристалів, ніж з використанням методів для часової області. До їх переваг можна віднести кількість ітерацій, яке практично не залежить від періоду просторової сітки методу, а також те, що похибка чисельного методу спадає експоненціально з кількістю проведених ітерацій. Недоліками методу є необхідність рекурентного розрахунку власних частот оптичних мод системи. Але окрім розрахунків зонних діаграм, також необхідні відомості про стаціонарні процеси при поширенні електромагнітних хвиль крізь фотонні кристали, наприклад дослідження спектра пропускання фотонних кристалів. Для таких задач можливе використання обох зазначених вище методів, виходячи з їх зручності та доступності.

3. МЕТОДИ ВИГОТОВЛЕННЯ ФОТОННИХ КРИСТАЛІВ

Згідно з вищеописаним формуванням забороненої зони фотонного кристала у видимій або ближній ІЧ області, період та розмір неоднорідностей діелектричної проникності має становити десятки нанометрів. Складніше з геометрією та симетрією таких систем, що залежить від складності розробки необхідних технологій та зниження вартості.

Зараз існує багато різних методів виготовлення фотонних кристалів, вони відрізняються при формуванні одно-, дво-, тривимірних фотонних структур, а в деяких випадках потрібні зовсім інші підходи для виготовлення гібридних систем фотонних кристалів для певних оптичних та оптоелектронних приладів.

Розглянемо найбільш відомі методи.

Методи самоорганізованого формування фотонних кристалів. При самоорганізованому формуванні використовуються колоїдні частинки (найчастіше це монодисперсні силіконові чи полістиролові наночастинки, які з часом набувають актуальності у міру розробки технології їх виготовлення), що знаходяться в рідині і при її випаровуванні шар за шаром осаджуються в певному об'ємі, формуючи тривимірний фотонний кристал і впорядковуючись переважно в гранецентровану чи гексагональну кристалічні ґратки (рис. 2). Цей метод достатньо повільний, формування фотонного кристала триває десятки днів. Інший метод самоорганізованого формування фотонних кристалів передбачає фільтрування рідини, в якій знаходяться частинки, крізь маленькі пори. Цей метод, описаний в роботах [8, 9], дозволяє формувати фотонні кристали зі швидкістю, що визначається течією рідини крізь пори, але при висиханні такого кристала часто виникають дефекти в його структурі. Також фотонні кристали отримують методом вертикального осадження, за допомогою якого можна створювати високоупорядковані структури більшого розміру, ніж це вдається за попередньо описаним методом. У більшості випадків необхідна висока відмінність показників заломлення наноструктур та оточуючого середовища для забезпечення заборонених зон у всіх напрямках. Зазначені методи самоорганізованого формування фотонного кристала частіш за все застосовуються для осадження сферичних колоїдних частинок. Для створення забороненої зони у видимому діапазоні використовуються додаткові дії, спрямовані на збільшення різниці між показниками заломлення наночастинок та середовища.

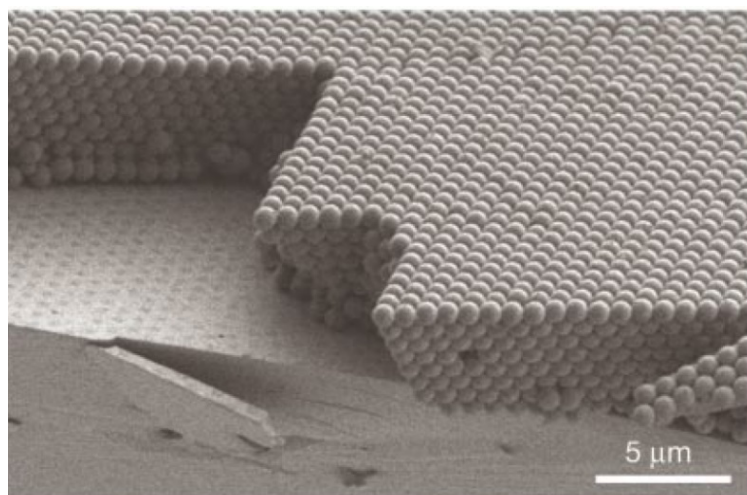


Рис. 2. Характеристика тонких плоских зразків опалу, які складаються із самоорганізованих 855-нм монодисперсних наночастинок, на Si підкладці [7].

Методи травлення найбільш поширені для виготовлення двовимірних фотонних кристалів і широко застосовуються у виробництві напівпровідникових приладів. У цих методах застосовується маска з фоторезисту, осадженого на поверхню напівпровідника, яка задає геометрію області травлення. Цю маску можна отримати в рамках стандартного фотолітографічного процесу з подальшим травленням сухим чи вологим методом поверхні зразка [10]. При цьому в місцях знаходження фоторезисту відбувається травлення його поверхні, а в його околі – травлення напівпровідника. Ця процедура триває до досягнення необхідної глибини, після чого фоторезист змивається. Недолік методу полягає у використанні фотолітографії, роздільна здатність якої становить близько одного мікрметра, що є недостатнім для створення заборонених зон у видимому діапазоні. Більш ефективною є комбінація стандартного фотолітографічного процесу з іонно-променевою літографією [11]. Для цього використовують сфокусовані іонні промені (найчастіше Ga^{3+}) та карту травлення, за допомогою якої з використанням відповідного програмного забезпечення керують скануванням іонного променя по поверхні зразка. Для підвищення швидкості та якості травлення, а також для осадження матеріалів усередині витравлених областей використовують гази, які дають свій внесок у періодичні зміни діелектричної проникності зразків.

Голографічні методи базуються на застосуванні принципів голографії для формування періодичної зміни коефіцієнта заломлення у просторі. Для цього використовується інтерференція двох чи більше когерентних оптичних хвиль для періодичного розподілу інтенсивності електричного поля [12, 13]. Інтерференцією двох хвиль можна створювати одновимірні фотонні кристали, а інтерференцією трьох чи більше хвиль – відповідно двовимірні та тривимірні фотонні кристали.

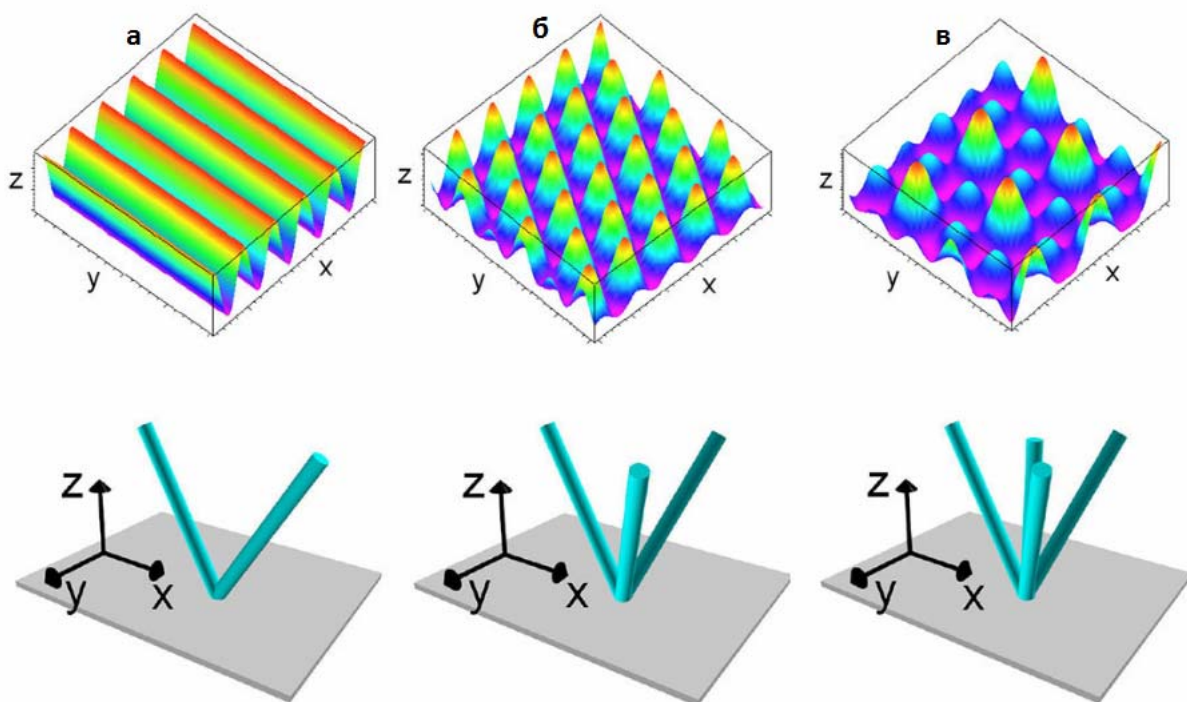


Рис. 3. Розрахований розподіл інтенсивностей для двопроменевого (а), трипроменевого (б), та чотирипроменевого лазерного інтерференційного структурування (с). Геометрію променів, необхідних для отримання відображених розподілів, показано знизу [14].

Розроблено також інноваційні рішення для високошвидкісного структурування поверхні будь-якою періодичною структурою в один крок. Цей метод прямого лазерного інтерференційного структурування (ПЛІС) дозволяє формувати періодичні структури з різними особливостями і визначеним далеким порядком. У ПЛІС використовується інтерференція двох або більше лазерних променів, як показано на рис. 3. Це схоже на лазерну інтерференційну літографію (ЛІЛ), але для ПЛІС не потрібна процедура проявлення опромінених зразків. Слід зазначити, що у випадку (б) на перший погляд спостерігається певна схожість геометрії променів на геометрію першого фотонного кристала яблоновиту (рис. 1) [2]. Дійсно, певна схожість присутня, але при виготовленні яблоновиту відбувається механічне видалення матеріалу, а при інтерференції шляхом ПЛІС – лише в місцях інтерференційних максимумів, що приводить до іншої геометрії структур.

Найбільш важливою вимогою для створення періодичних структур методом ПЛІС є здатність поглинати енергію лазера на вибраній довжині хвилі опроміненого матеріалу. Більше того, лазер повинен забезпечувати достатню енергію імпульсу для безпосереднього видалення (абляції) або модифікації матеріалу. При використанні лазерних систем високих потужностей можливо досягти швидкості структурування близько $1 \text{ м}^2/\text{хв}$ [15]. Процес структурування може бути оснований на фототермічному, фотофізичному або фотохімічному механізмі у залежності від типу матеріалу. Здебільшого, полімери та кераміка структуруються УФ лазерним випромінюванням, в той час як метали та тонкі плівки частіше опромінюються зеленим або ІЧ лазерами [16]. Використовуючи цей метод, можна запропонувати широкий вибір морфологій з розмірами структур до нанометрового масштабу. Крім того, якщо поверхні оброблені локально, є можливість виготовлення періодичних структур з різними просторовими періодами в різних положеннях.

Електронно-променева літографія є дорогим, але високоточним методом виготовлення двовимірних фотонних кристалів. У цьому методі фоторезист чутливий до електронних променів, у заданих областях опромінюється для формування просторової маски. Після опромінення частина фоторезисту змивається, а залишена його частина використовується як маска для травлення у подальшій технологічній обробці. Максимальна роздільна здатність цього методу близько 10 нм. Електронно-променева літографія поступається іонно-променевої літографії більшою чутливістю фоторезисту до іонів та відсутністю ефекту близькості, котрий обмежує мінімально можливий розмір області опромінення. Окрім цього існують наноскопічні методи побудови фотонних структур, наприклад скануюча зондова літографія [17], де формується геометрія структур крок за кроком та розміщуються наночастинки у визначених координатах за допомогою зонда. У цьому випадку результат визначається лише задумами дослідника, технологічними можливостями, витраченим часом та просторовими обмеженнями.

4. ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОННИХ КРИСТАЛІВ

Оскільки для створення фотонних кристалів необхідною умовою є забезпечення фотонної забороненої зони визначеного діапазону довжин хвиль, розглянемо принципи їх формування та вплив на оптичні властивості досліджуваних структур. Тривимірні фотонні кристали можуть мати заборонені зони як в одному, так і в декількох напрямках. Заборонені зони для всіх напрямків можна створити при великій різниці показників заломлення матеріалів, визначених структурах та симетрій їх областей. Кількість заборонених зон, їх положення та ширина в спектрі залежить як від геометричних параметрів фотонного кристала, так і від показників заломлення його окремих структур. Тому заборонені зони можуть бути перенастроєваними, наприклад, шляхом зміни розмірів структур чи змін їх показників заломлення під дією зовнішніх полів.

У залежності від співвідношення дозволених та заборонених енергетичних фотонних та електронних зон відкриваються можливості для конструювання фотонних провідників, фотонних ізоляторів, фотонних напівпровідників, блокаторів спонтанного випромінювання та ідеальних фотонних провідників (надпровідників). Використання фотонних напівпровідників зручно для організації керування світловими потоками. Це можна здійснювати, впливаючи на положення та ширину фотонної забороненої зони [18]. У фотонних кристалах можна створювати джерела випромінювання, оптичні провідники, логічні комірки, елементи пам'яті, що у сукупності в майбутньому дасть підґрунтя для побудови лазерів нового типу та створення оптичних комп'ютерів, пристроїв зберігання та передачі інформації.

Велику роль у цьому відіграють дефекти у фотонних кристалах. Будь-яка неоднорідність у фотонному кристалі є дефектом. У таких областях часто концентрується електромагнітне поле, яке використовується у мікрорезонаторах та мікрохвильоводах, побудованих на основі фотонних кристалів. Для проходження променя формується лінійний дефект структури (наприклад, ліквідується ряд наночастинок). Для повороту променя на 90° формують два лінійні дефекти, з'єднані під прямим кутом. Фізично це зводиться до формування у періодичній двовимірній структурі прямокутного каналу, виходу випромінювання з якого перешкоджає заборонена зона. Теоретично, з точки зору класичної оптики проходженню променя по каналу перешкоджає відбивання, однак фактично ефективність передачі інформації може бути близькою до 100%. Радіус повороту каналу має порядок решітки, менший за довжину хвилі світла. Такий поворот фізично подібний до одновимірного резонансного тунельного ефекту в квантовій механіці. Створюючи точкові дефекти (т.з. резонансні порожнини) в кристалі, можна захоплювати фотони у «пастки» забороненої зони (локалізувати фотони у порожнинах дефекту) і відповідно на їх основі можна створювати прилади зберігання та обробки інформації нового типу. Резонансна порожнина працює таким чином. Біле світло, заведене з торця мікрохвильоводу, поширюється вздовж нього. Хвиля з резонансною частотою захоплюється між двома центральними отворами завдяки наявності забороненої зони і багатократно відбивається назад-вперед між ними (дзеркальний ефект в резонансній порожнині). Оптичні коливання на резонансній частоті підсилюються за рахунок енергії світла, що надходить зовні. Інші спектральні компоненти експоненціально згасають. При достатньому підсиленні світло резонансної частоти виривається з порожнини і виходить з торця мікрохвильоводу. Конструкція подібна до зарядженого надпровідника, оточеного діелектриком. Однак захоплення випромінювання у фотонних кристалах є принципово новим явищем без багатократного поглинання та випромінювання фотонів, яке є неможливим в силу визначених співвідношень між параметрами фотонних та електронних енергетичних зон. Тому перенос випромінювання при його захопленні у фотонному кристалі має впорядкований характер, суттєво відрізняючись від хаотичного руху розсіяння фотонів у газовому середовищі.

Фотонні кристали також впливають на властивості локалізованих плазмонів, що має великі перспективи застосування у біосенсоріці. У роботі [19] запропоновано метод збільшення чутливості сенсора на основі локалізованого плазмонного резонансу. Ідея базується на взаємодії локалізованого плазмону в наноструктурах та фотонної мікропорожнини. Металеві нанострижні розташовані на бреггівській відстані над металевим дзеркалом мікропорожнини типу Фабрі-Перо і являють собою об'єднану фотонно-плазмонну систему. Локалізований плазмонний резонанс нанострижнів, як і фазові зміни при збудженні плазмону є надзвичайно чутливими до показника заломлення оточуючого матеріалу. У порівнянні із звичайним плазмонним резонансом у нанострижнях, об'єднана фотонно-плазмонна система дозволяє більш чутливо виявляти зміни показника заломлення. У роботі [20] запропоновано використання локалізованого плазмонного резонансу на фотонних кристалах зі стрижнів, що складаються з діелектричних осередків та металевих

нанооболонки. Резонансний плазмон, потрапляючи між внутрішньою та зовнішньою поверхнями металеві нанооболонки, формує локалізовані плазмонні резонанси, які можуть бути точно налаштовані за допомогою діелектричних осередків стрижнів. На резонансних довжинах хвиль сильна електромагнітна взаємодія хвиль плазмонів призводить до посилення поглинання більше ніж у 20 разів. Також показана можливість зміни її частоти.

Іонна імплантація є популярним методом легування напівпровідникових матеріалів з метою створення необхідної ширини електронної забороненої зони для ефективного поєднання носіїв *n*- та *p*-типу провідності в сучасних оптоелектронних приладах. Виявляється, що іонна імплантація може бути корисною для модифікації фотонних систем та для створення сенсорів на основі локалізованого плазмонного резонансу. Зокрема, іонна імплантація застосовувалась для локальної модифікації поверхні кремнієвого скла для утворення періодичних мікроструктур з наночастинками Cu [21]. Наночастинки синтезувались імплантацією іонів Cu в кремнієві стекла з енергією 40 кеВ та дозою 5×10^{16} іон/см² при густині струму 5 мкА/см². У цій процедурі застосовувалась іонна імплантація низьких енергій у скло крізь маску, розташовану на поверхні. Формування наночастинок спостерігалось за допомогою оптичної спектроскопії та мікроскопії атомних сил. У роботі показано, як низькоенергетичні іони можуть бути використані для виробництва фотонних наноструктур на діелектричній поверхні в одноетапному процесі. В іншій роботі [22] автори повідомляють про нелінійний коефіцієнт заломлення, вимірний у впорядкованому масиві нанокластерів Si, імплантованих іонами Ge, Si та Er. Це дає змогу створити нелінійні оптичні елементи товщиною порядку довжини хвилі. В інших роботах [23-25] при імплантації іонами аргону тонких плівок Ni (рис. 4), Mo та Pd на підкладці з ніобату літію спостерігались зміни структури поверхні з одночасним збільшенням поглинання при певних довжинах хвиль, особливо у випадку Pd плівок. Але досліджень локалізованого плазмонного резонансу в структурованих іонною імплантацією Pd плівках не проводилось. Оскільки ніобат літію є нелінійним кристалом з добре вираженими сегнетоелектричними властивостями, було б перспективним проведення досліджень гібридних фотонно-плазмонних структур тонких металевих плівок на підкладці ніобату літію, імплантованих іонами благородних металів або інертних газів.

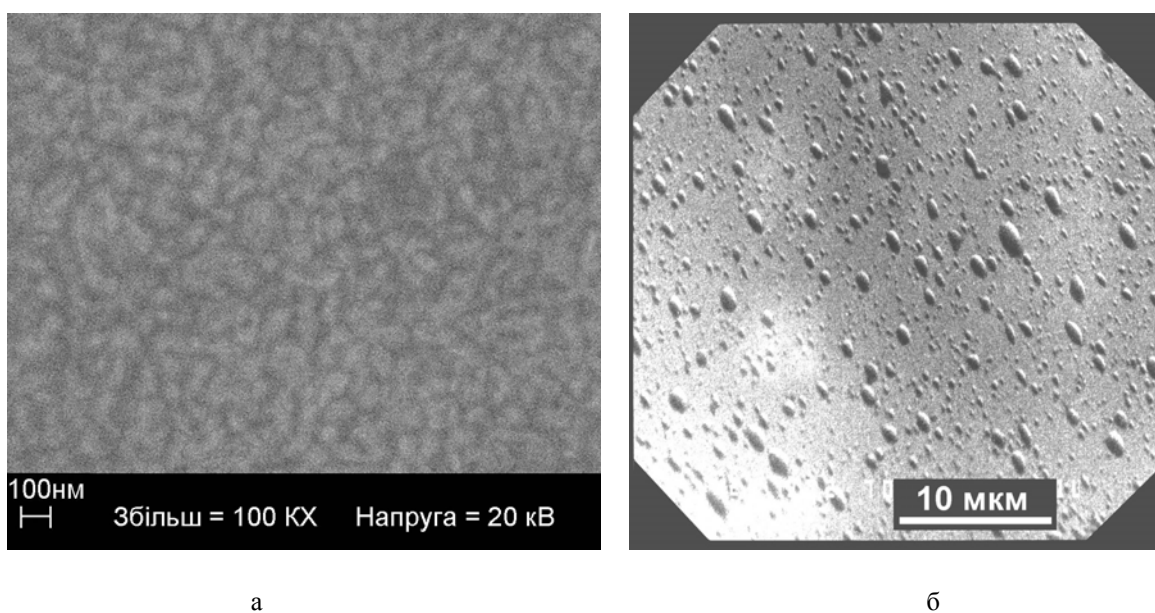


Рис. 4. Структура поверхні тонких (40 нм) плівок Ni на ніобаті літію до (а) та після (б) імплантації іонами Ag⁺.

У роботі [26] проаналізовано мікроструктуру та оптичні властивості тонких світловодних плоских структур нанокompозита, отриманих імплантацією Ag у пластинки LiNbO_3 . Структури демонструють такі характерні особливості, як зміна кольору від жовтого до рожевого, що супроводжується появою світловоду після термообробки імплантованого зразка при $500\text{ }^\circ\text{C}$ протягом однієї години на відкритому повітрі. ТЕМ аналіз показав, що перед термообробкою імплантовані області складались з аморфного та поруватого ніобату літію і нанокластерів металевого срібла, локалізованих поблизу межі гальмівного шляху іонів. Пік поверхневого плазмонного резонансу нанокластерів знаходиться поблизу 430 нм , що дає жовтий колір зразка. Після термообробки імплантована область повторно кристалізується у вигляді випадково орієнтованих субмікронних зерен ніобату літію, легованих збільшеними і дисперсними нанокластерами срібла. Авторами показано, що імплантована область виконує роль плоского світловоду з показником заломлення дещо вищим, ніж за межами цієї області. Крім того, пік поверхневого плазмонного резонансу нанокластерів зміщується до $\lambda = 550\text{ нм}$ і дає рожевий колір зразку. За допомогою комп'ютерного моделювання на основі моделі Мі авторами пояснено такий значний червоний зсув частоти плазмонного резонансу збільшенням ефективного показника заломлення основної речовини після перекристалізації та усунення поруватості, викликаної тепловою обробкою. Теоретичні дані добре узгоджені з експериментальними спектрами оптичної екстинкції до і після термообробки. Це також узгоджується з тим, що імплантована плоска структура стає світловодом з істотно вищим ефективним показником заломлення. Виготовлені з використанням іонної імплантації наноструктури можуть знайти застосування в надшвидких фотонних перемикачах, де використовується світловод з оптичною нелінійністю третього порядку, підсилену плазмонним резонансом.

Найбільш цікавим є виготовлення методом іонної імплантації плазмонних нанокompозитів на основі саме благородних металів. Контролюючи параметри імплантації та відпалу, можна виготовити нанокompозити з благородних металів, вбудованих у підкладку, їх сплавів та структур типу ядро-оболонка. Істотною перевагою методу іонної імплантації є суцільність чутливого елемента сенсора і підкладки, що значно збільшує поріг руйнування зразка [27].

Як було показано [28], застосування потенційних плазмонних наноструктур залежить від їх підсиленої резонансної екстинкції разом із точним контролем позиції її піка. З цією метою можливо необхідним буде виготовлення мультишарових металевих нанокластерів з точним контролем товщини кожного шару. Хоча сучасні іонні імплантери здатні ввести практично будь-який елемент в тверду матрицю з широкою зміною енергії і дозою імплантації, ще є багато нереалізованих можливостей створення гібридних плазмон-фотонних структур звичайного і нелінійного відгуку з імплантованими іонами благородних металів або впорядкованих структур типу ядро-оболонка та виготовлення багат шарових металевих нанокластерів.

5. ЗАСТОСУВАННЯ

Фотонні кристали та гібридні системи на їх основі мають багато напрямків перспективних застосувань, кількість яких постійно збільшується [29]. Це вузли інтегральної оптики, мікрохвилеводи, мікроджерела випромінювання, чутливі елементи наноплазмоніки та спектральні прилади [30]. Як було описано вище, фотонні кристали можуть використовуватись для створення світловодних каналів. Сучасні світловоди на основі оптичного волокна не можуть мати малі радіуси повороту через неприпустиме збільшення втрат, призведених порушенням повного внутрішнього відбивання. Світловодні ж канали на фотонних кристалах практично без втрат поширюють світло під будь-яким кутом з повним відбиванням від стінок світловодного каналу завдяки наявності забороненої зони для світлової хвилі з певною довжиною. Ще одне перспективне застосування – це поділення

каналів за спектром. У багатьох випадках по оптичному волокну поширюються одразу декілька світлових сигналів. Часом трапляється необхідність їх розгалуження, кожного у визначеному напрямку. Фотонний кристал є ідеальним засобом для відокремлення із загального потоку сигналу з необхідної довжиною хвилі та для перенаправлення у заданому напрямку. Для цього в основному напрямку поширення загального світлового потоку створюється заборонена зона саме для визначеної довжини хвилі, де відповідне оптичне випромінювання відгалужується від загального напрямку в іншому, забезпеченому відповідним мікросвітловодом. Крім того, актуальним є застосування фотонних кристалів для забезпечення механізму перетину світлових каналів. Головною задачею таких пристроїв є запобігання взаємному впливу світлових каналів при їх фізичному перетині, що є абсолютно необхідним при створенні фотонного комп'ютера та відповідних фотонних чипів. Для збільшення об'єму інформації, що поширюється оптоволоконно, потрібно створювати надкороткі оптичні імпульси, тривалість яких визначається швидкістю емісійних діодів. Крім того, оптоволоконно прозоре лише у вузькому діапазоні довжин хвиль. А на виході інформаційних каналів потрібні вузькочастотні оптичні перемикачі. Перспектива використання фотонних кристалів певним чином спрощує задачу і мініатюризує конструкцію приладів.

Але одним із найбільш важливих елементів сучасної інтегральної оптики на основі фотонних кристалів є джерело випромінювання. Зараз існують всі передумови для розробки на основі фотонних кристалів низькопорогових або безпорогових лазерів, що дасть поштовх для створення низькосигнальної лазерної техніки, а саме однофотонних лазерів. Такий лазер матиме унікальні властивості. Наприклад, його випромінювання можна спрямовувати у будь-якому вибраному напрямку, що дозволить вбудовувати його в звичайну напівпровідникову або фотонну чи гібридну мікросхему. Керування оптичними властивостями матеріалу часто відбувається не лише за допомогою електромагнітних хвиль, але й механічними методами під час розтягнення/стискання.

У роботі [31] описано виготовлення фотонного кристала як основу спектрометра за технологією колориметрії. Серед діючих технологій ця технологія має унікальні переваги за вартістю та чутливістю. Фотонний кристал може бути інтегрованим у мобільні і портативні пристрої для вимірювання кольору і калібрування. Автори показали, що вимірювання відбувається безпосереднім зчитуванням даних сенсора, а не шляхом сканування всього спектра. При цьому похибка вимірювань не перевищувала 10%, а роздільна здатність може досягати 10 нм при кількості каналів вимірювання від 17 до 50.

6. ВИСНОВКИ

Показано математичний підхід та чисельні методи для опису взаємодії оптичного випромінювання з фотонними кристалами та вплив геометрії, симетрії і діелектричної проникності на величину та напрямок фотонної забороненої зони. Описано методи виготовлення фотонних кристалів, їх властивості, перспективи і принципи побудови нових гібридних фотонних сенсорів та пристроїв, а також можливості використання описаних технологій в інших елементах та системах сучасних оптоелектронних приладів.

FEATURES OF PHOTONIC CRYSTALS (REVIEW)

The peculiarities of the photonic crystal operation, methods of creating the photonic band gap and math modeling have been considered. Special attention was paid to methods of manufacturing the photonic crystals and principles of development of hybrid photonic sensors and devices. Perspectives for applications of the described technologies for manufacturing the various devices and systems have been reviewed.

Keywords: photonic crystals, plasmon, sensor, ion implantation.

1. Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Phys. Rev. Lett.* 1987. **58**, No. 20. P. 2059–2062.
2. Yablonovitch E., Gmitter T.J. Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms. *Phys. Rev. Lett.* 1991. **67**, No. 17. P. 2295–2299.
3. Feynman R.P. *Quantum Electrodynamics*. Westview Press, 1998. 208 p.
4. Born M. and Wolf E. *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. Cambridge University Press, 1999. 936 p.
5. Lavrinenko A., Borel P.I., Frandsen L.H. et al. Comprehensive FDTD modelling of photonic crystal waveguide components. *Opt. Exp.* 2004. **12**, No. 2. P. 234–248.
6. Zetao Ma, Kazuhiko Ogusu. FDTD analysis of 2D triangular-lattice photonic crystals with arbitrary-shape inclusions based on unit cell transformation. *Opt. Commun.* 2009. **282**, No. 7. P. 1322–1325.
7. Vlasov Yu.A., Xiang-Zheng Bo, Sturm J.C. & Norris D.J. On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals. *Nature*. 2001. **414**. P. 289–293.
8. Junhu Zhang, Zhiqiang Sun, Bai Yang. Self-assembly of photonic crystals from polymer colloids. *Current Opinion in Colloid & Interface Science*. 2009. **14**, No. 2. P. 103–114.
9. Passoni L., Criante L., Fumagalli F. et al. Self-assembled hierarchical nanostructures for high-efficiency porous photonic crystals. *ACS Nano*. 2014. **8**, No. 12. P. 12167–12174.
10. Peng Yao, Schneider G.J., Prather D.W., Wetzel E.D., and O'Brien D.J. Fabrication of three-dimensional photonic crystals with multilayer photolithography. *Opt. Exp.* 2005. **13**. P. 2370–2376.
11. Saulius Juodkazis, Lorenzo Rosa, Sven Bauerdick, Lloyd Peto, Ramy El-Ganainy, and Sajeev John, Sculpturing of photonic crystals by ion beam lithography: Towards complete photonic bandgap at visible wavelengths. *Opt. Exp.* 2011. **19**. P. 5802–5810.
12. Comoretto D. *Organic and Hybrid Photonic Crystals*. Springer, 2015. 497 p.
13. George D., Lutkenhaus J., Lowell D., Moazzezi M. Holographic fabrication of 3D photonic crystals through interference of multi-beams with 4+1, 5+1 and 6+1 configurations. *Opt. Exp.* 2014. **22**. P. 22421–22431.
14. Lasagni A.F., Roch T., Berger J., Kunze T., Lang V., Beyer E. To use or not to use (direct laser interference patterning), that is the question. *Proc. SPIE*. 2015. **9351**. P. 935115.
15. Satoru Shoji and Satoshi Kawata. Photofabrication of three-dimensional photonic crystals by multibeam laser interference into a photopolymerizable resin. *Appl. Phys. Lett.* 2000. **76**, No. 19. P. 2668–2670.
16. Roch T., Benke D., Milles S. et al. Dependence between friction of laser interference patterned carbon and the thin film morphology. *Diamond Related Mater.* 2015. **55**. P. 16–21.
17. Holzner F. Thermal Probe Nanolithography for Novel Photonic Devices. *Advanced Photonics 2015*, OSA Technical Digest. 2015. **201**. IT2A.2.
18. Названов В.Ф. *Фотонные кристаллы в примерах*. М.: Капитал, 2011. 57 с.
19. Ameling R., Langguth L., Hentschel M. et al. Cavity-enhanced localized plasmon resonance sensing. *Appl. Phys. Lett.* 2010. **97**. P. 253116.
20. Jiafang Li, MD Muntasir Hossain, Baohua Jia, Dario Buso, and Min Gu, Three-dimensional hybrid photonic crystals merged with localized plasmon resonances. *Opt. Exp.* 2010. **18**. P. 4491–4498.
21. Stepanov A.L., Galyautdinov M.F., Evlyukhin A.B. et al. Synthesis of periodic plasmonic microstructures with copper nanoparticles in silica glass by low-energy ion implantation. *Appl. Phys. A*. 2013. **111**, No. 1. P. 261–264.
22. Ajgaonkar M., Zhang Y., Grebel H., Brown R., Jacobson D. and White C.W. Nonlinear properties of ion-implanted photonic crystals. *Nonlinear Optics: Materials, Fundamentals, and Applications – 2000. Technical Digest*. Kaua'i-Lihue, HI, USA. P. 332–334.
23. Lysiuk V.O., Stashchuk V.S., Androsyuk I.G., Moskalenko N.L. Optical properties of ion implanted thin Ni films on lithium niobate. *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*. 2011. **14**, No. 1. P. 59–61.
24. Lysiuk V.O. Influence of ion implantation on optical properties of thin Mo films on lithium niobate. *Металлофизика и новейшие технологии*. 2011. **33**, № 10. С. 1343–1349.

25. Lysiuk V.O., Staschuk V.S., Klyui M.I. Influence of ion implantation on optical properties of thin Pd films on lithium niobate. *Functional Materials*. 2011. **18**, No. 3. P. 320–323.
26. Sarkisov S.S., Curley M.J., Williams E.K. et al. *Proc. SPIE*. 2000. **4097**. P. 186–197.
27. Katharina Lorenz and Elke Wendler. Implantation *Damage Formation in GaN and ZnO, Ion Implantation*. Ed. Prof. Mark Goorsky. InTech, 2012. Available from: <http://www.intechopen.com/books/ion-implantation/implantation-damage-formation-in-gan-and-zno>
28. Umapada Pal and Ovidio Peña Rodríguez. *Ion Implantation for the Fabrication of Plasmonic Nanocomposites: A Brief Review, Ion Implantation*. Ed. Prof. Mark Goorsky, InTech. 2012. Available from: <http://www.intechopen.com/books/ion-implantation/ion-implantation-for-the-fabricationof-plasmonic-nanocomposites-a-brief-review>
29. Joannopoulos J.D., Johnson S.G., Winn J.N., Meade R.D. *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*. New Jersey: Princeton University Press, 2008. 427 p.
30. Yukhymchuk V.O., Kostyukevych S.A., Dzhagan V.M. et al. SERS of Rhodamine 6G on substrates with laterally ordered and random gold nanoislands. *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*. 2012. **15**, No. 3. P. 232–238.
31. Bryan K.M., Zhang Jia, Pervez N.K. et al. Inexpensive photonic crystal spectrometer for colorimetric sensing applications. *Opt. Exp.* 2013. **21**. P. 4411–4423.

Інститут фізики напівпровідників
ім. В.С. Лашкарьова НАН України
41, проспект Науки
03680 Київ, Україна
E-mail: lysiuk@univ.kiev.ua

Отримано: 13.10.2016

¹Київський національний університет
ім. Тараса Шевченка
фізичний факультет
4, просп. Академіка Глушкова
03680 Київ, Україна
E-mail: svsv@univ.kiev.ua