

## МЕТАМАТЕРІАЛИ ДЛЯ ТГц ТА ОПТИЧНОГО ДІАПАЗОНІВ. ОГЛЯД СУЧАСНОГО СТАНУ ТА ВИБІР ОБ'ЄКТІВ ДОСЛІДЖЕННЯ

### Вступ

Метаматеріали, або іншими словами, лівосторонні середовища LHM (Left-Handed Materials) являють собою композити з від'ємним показником заломлення, що досягається тільки в випадку коли  $\epsilon < 0$  та  $\mu < 0$ , завдяки чому вони мають ряд специфічних електродинамічних властивостей, зокрема: незвичну реалізацію закону Снеліуса, ефектів Допплера та Черенкова, формул Френеля, принципу Ферма та ін. [1 – 3].

Вперше можливість отримання від'ємного показника заломлення була проаналізована Л.І. Мандельштамом в одній з його лекцій [4]. Наступною публікацією в цьому напрямку, була робота Д.В. Сивухіна [5], в якій аналізувалося розповсюдження електромагнітної хвилі в диспергуючому середовищі та було вказано, що в середовищі з від'ємними значеннями  $\epsilon$  та  $\mu$  фазова та групова швидкості повинні мати протилежні знаки. Аналогічні висновки, для випадку гіротропних середовищ, були зроблені В.Л. Гінзбургом та В.К. Аграновичем [6].

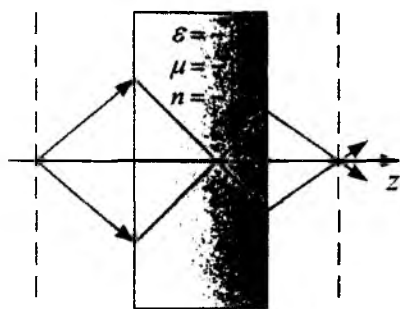


Рис. 1. Принцип роботи лінзи Веселаго

Але все ж, появу терміну “лівосторонні середовища”, пов'язують з опублікованою в 1967 році роботою В.Г. Веселаго в журналі “Успехи физических наук” [1], в якій були вперше теоретично досліджені електродинамічні властивості відсутніх на той час матеріалів з одночасно від'ємними значеннями діелектричної та магнітної проникностей, та вказано на ряд можливих застосувань для таких середовищ, наприклад була запропонована ідея оригінальної лінзи (лінза Веселаго), виготовленої з плоскопаралельного шару матеріалу зі значеннями  $\epsilon = \mu = -1$  (див. рис. 1).

Одновременна зміна знаків проникностей середовища  $\epsilon$  та  $\mu$ , призводить не лише до зміни знаку показника заломлення  $n$ , але і до зміни напрямку хвильового вектору  $\vec{k}$ , який стає протилежно напрямком по відношенню до напрямку переносу енергії, що визначається вектором Пойнтінга  $\vec{S}$ . Іншими словами, групова та фазова швидкість

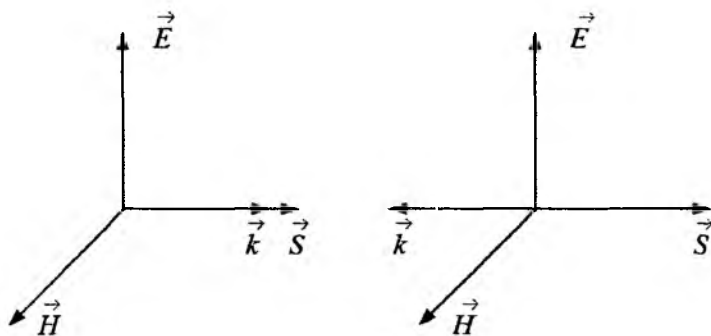


Рис. 2. Вектори  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ ,  $\vec{S}$  та  $\vec{k}$  в звичайному (зліва) та LHM (справа) середовищах

також являються протилежно напрямленими. Окрім цього, в лівосторонніх матеріалах, на відміну від звичайних середовищ, вектори  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  та  $\vec{k}$  утворюють ліву трійку, як це зображено на рис. 2.

Важливий висновок, зроблений В.Г. Веселаго, містився в тому, що пряма підстановка від'ємного значення  $n$  в деякі загальновідомі формули електродинаміки та оптики часто призводить до грубих помилок [1, 2], через це, при теоретичному моделюванні метаматеріалів, потрібно бути дуже уважним навіть при використанні формул, в які  $n$  безпосередньо не входить.

Окрім проведення теоретичних досліджень, групою на чолі з В.Г. Веселаго було здійснено ряд невдалих спроб з отримання лівосторонніх середовищ. Зокрема можна відзначити спробу отримання екзотичної суміші електричних та магнітних зарядів, властивості якої були розглянуті в роботі [7], та спробу виготовлення матеріалу з від'ємним показником заломлення, на базі магнітного напівпровідника  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ , але ця спроба була нерезультативною із-за існуючих технологічних труднощів при синтезі вказаного матеріалу. Ці невдачі, а також відсутність лівосторонніх матеріалів природного походження, значною мірою зумовили те, що дана тематика залишилася поза увагою дослідників більше трьох десятиліть.

Інтерес до згаданих структур поновився лише в 90-х роках минулого століття, завдяки появі нового класу штучно створених середовищ з від'ємним показником заломлення, що дістали назву «мета матеріали». Незвичні властивості метаматеріалів зумовлені резонансною взаємодією електромагнітної хвилі, яка розповсюджується в середовищі, заповненому металічними включеннями заданої форми, що забезпечують резонансне збудження токів у включеннях. Резонансна взаємодія випромінювання з середовищем приводить до ряду нових ефектів, зокрема протилежно напрямленим фазовій та груповій швидкостям.

Поштовхом до поновлення досліджень в даному напрямку стали роботи англійського вченого Дж. Пендрі (John Pendry) [8, 9], де були розвинуті та удосконалені положення запропоновані В.Г. Веселаго. В 1999 році Дж. Пендрі та його колеги запропонували декілька різновидів середовищ, що можуть використовуватися в якості метаматеріалів, та провели їх теоретичний аналіз [8]. Такі структури включали періодичний масив тонких стрижнів чи кільцевих резонаторів з розривом SRRs (split-ring resonators) виготовлених з провідників. Теоретичний аналіз композитів, утворених періодично розташованими стрижнями, демонстрував наявність частотного діапазону, в якому досягалося від'ємне значення діелектричної проникності, а структури з періодично розташованими кільцевими резонаторами демонстрували наявність спектрального діапазону з від'ємним значенням магнітної проникності. Невдовзі з'явилися і експериментальні роботи, які підтвердили отримані теоретичні результати [10] – [11].

Вперше в лабораторних умовах метаматеріали були отримані для мікрохвильового діапазону в 2000 році дослідницькою групою на чолі з Девідом Смітом та Річардом Шелбі з університету Сан-Дієго (США) [10]. Новостворені середовища являли собою композити, з одночасно від'ємними значеннями  $\mu_{\text{eff}}(\omega)$  та  $\varepsilon_{\text{eff}}(\omega)$ , та були утворені періодичним масивом мікроскопічних мідних стрижнів та SRRs, розташованих в діелектричній основі. Структури такого типу можна розглядати як суцільні та однорідні, для випромінювання з довжиною хвилі, що значно перевищує розміри базових елементів композитного матеріалу та відстані між ними.

Експериментальні вимірювання були проведені в сантиметровому діапазоні довжин хвиль, а розміри самих елементів та відстані між ними склали близько 7 – 10 мм [11]. При проведенні експериментальних досліджень були підтверджені базові властивості метаматеріалів вказані в роботах В.Г. Веселаго та Дж. Пендрі, зокрема незвична реалізація закону Снелліуса та ін. [11, 12].

Як впливає з результатів теоретичного моделювання [8] та експериментальних досліджень [11, 12], на відміну від традиційних матеріалів, для яких електромагнітні властивості визначаються їх матеріальними параметрами, електромагнітні властивості метаматеріалів значною мірою залежать від властивостей резонансних елементів, що входять до їх складу [13]. Через це значний інтерес становить саме вивчення взаємодії електромагнітного випромінювання з такими комплексними структурами та відповідний вибір параметрів, їх складових частин.

Як вказано в роботі [14], для того щоб штучна структура відносилась до класу “метаматеріалів”, вона повинна задовольняти наступним умовам:

- електродинамічні властивості структури мають бути описані набором ефективних параметрів;

- електромагнітні параметри визначаються колективним відгуком провідних резонаторів міліметрових, мікромметрових чи нанометрових розмірів;
- резонатори утворюють періодичну структуру;
- відношення робочої довжини хвилі до періоду структури має бути  $\geq 10$ .

Ці умови введені для того, щоб вирізнити метаматеріали серед інших штучних середовищ, що виготовлені для управління випромінюванням, таких як фотонні кристали [15], частотно-вибіркові поверхні [16] чи масиви отворів в металі [17].

Протягом останніх десяти років були запропоновані та досліджені різноманітні типи резонаторів з розмірами, значно меншими за довжину хвилі випромінювання, які є “будівельним блоком” для метаматеріалів, серед них: тонкі стрижні [18], [19]; об’єкти типу “швейцарський рулет” [8]; кільцеві резонатори з розривом (SRRs) [8]; електричні SRRs (eSRRs) [19]; пари стрижнів [20], [21]; пари схрещених стрижнів [22]; об’єкти типу “риболовецька сітка” (“fishnet”) [23], [24]; спіральні елементи [25] та інші.

Частина з них сконструйована для отримання в деякому частотному діапазоні від’ємного значення лише діелектричної чи магнітної проникностей, інші ж дозволяють отримувати для деякого спектрального діапазону (зазвичай цей діапазон доволі вузький) від’ємний показник заломлення, та часто носять назву NIM (negative-index materials).

До особливого класу метаматеріалів можна віднести так звані мета плівки, в яких резонансні включення, що мають пласку форму, наносяться на діелектричні шари [26].

Альтернативним способом отримання від’ємного показника заломлення є використання штучного середовища, в якому можливе отримання від’ємного значення групової швидкості, зокрема металічних плазмонних хвилеводів [27] чи фотонних кристалів (ФК) [28].

Як відомо, фотонні кристали характеризуються значною просторовою дисперсією в оптичному діапазоні [28], завдяки чому може бути досягнутий ефект від’ємної рефракції на межі розділу вільного простору та ФК, на частотах близьких до меж фотонних заборонених зон, як це вказано в роботі [29].

В свою чергу, плазмонні хвилеводи можуть підтримувати поверхневі плазмон-поляритони, тобто поверхневі електромагнітні хвилі з високою ступінню локалізації поблизу межі розділу, при одночасному існуванні зворотніх хвиль в об’ємі матеріалу. Прикладом плазмонного хвилеводу може слугувати планарна структура метал–діелектрик–метал (MIM – metal–insulator–metal) [30]. Одномірним аналогом планарного MIM хвилеводу є коаксіальний плазмонний хвилевод [31], дисперсійні характеристики якого можуть бути отримані аналітично [32]. В роботі [33] запропоновано в якості метаматеріалу використовувати щільно запакований масив таких коаксіальних плазмонних хвилеводів, в результаті чого було отримано від’ємний показник заломлення, в напрямку розповсюдження хвилі, який не залежить від поляризації падаючого випромінювання.

### Метаматеріали ТГц діапазону

Дамо коротку характеристику деяким з наведених типів резонансних структур, які можуть бути використані в ТГц діапазоні.

*Масив тонких стрижнів.* Загальновідомо, що відгук матеріалів на зовнішній електромагнітний вплив визначається двома параметрами діелектричною та магнітною проникностями. Електричний відгук матеріалів з природною провідністю має місце на високих частотах, наприклад для металів – це видимий та ультрафіолетовий спектральні діапазони. Це стає очевидно, якщо прийняти до уваги плазмову частоту  $\omega_{ep}$ , яка вводиться до розгляду наступним чином [18]:

$$\omega_{ep}^2 = \frac{ne^2}{\epsilon_0 m_{eff}}, \quad (1)$$

де  $n$  – концентрація електронів;  $e$  – заряд електрона;  $\epsilon_0$  – діелектрична проникність вакууму;  $m_{eff}$  – ефективна маса електрона

Як впливає з (1), щоб отримати електричний відгук матеріалу на більш низьких частотах, наприклад в мікрохвильовому діапазоні, потрібно деяким чином зменшити значення  $\omega_{ep}$ , що досягається,



Рис. 3. Массив тонких металічних стрижнів

наприклад, зменшенням концентрації електронів в одиниці об'єму матеріалу. Як показано в роботі [18], одним із рішень даної проблеми є використання метаматеріалу, який виготовлено з масиву тонких стрижнів радіусом близько 1 мкм (див. рис.3). В таких структурах концентрація електронів в одиниці об'єму зменшується завдяки зменшенню концентрації металу в одиничній комірці.

Аналіз, проведений в роботах [18, 19], для випадку мета матеріалу, зображеного на рис. 3, дає наступний модифікований вираз для  $\omega_{ep}$ , в термінах швидкості світла в вакуумі  $c_0$ , радіусу стрижнів  $r$ , та періоду структури  $a$ :

$$\omega_{ep}^2 = \frac{2\pi c_0^2}{a^2 \ln(a/r)} \quad (2)$$

Аналізуючи вираз (2), можна зробити висновок, що плазмова частота для таких структур може бути змінена шляхом відповідного вибору радіусу стрижнів та періоду структури, сформованої з цих стрижнів.

В випадку нескінченної довжини стрижнів для визначення ефективної діелектричної проникності такої комплексної структури можна використовувати класичну модель Друде:

$$\epsilon_{eff}(\omega) = 1 - \frac{\omega_{ep}^2}{\omega(\omega + j\gamma)}, \quad (3)$$

де  $\omega$  – робоча частота;  $\gamma$  – відповідає за загасання енергії в системі.

Таким чином, в випадку, коли  $\omega < \omega_{ep}$ , діелектрична проникність може приймати від'ємне значення

В остаточному вигляді вираз (3) може бути записаний наступним чином [18]:

$$\epsilon_{eff}(\omega) = 1 - \frac{\omega_{ep}^2}{\omega \left( \omega + \frac{i\epsilon_0 a^2}{\pi r^2 \sigma} \right)}, \quad (4)$$

де  $\sigma$  – провідність металу.

**Массив SRRs.** На відміну від отримання від'ємного значення діелектричної проникності, для чого потрібна лише присутність в середовищі металічних включень заданої форми, отримати від'ємне значення  $\mu$  значно важче, так як в цьому випадку потрібно забезпечити магнітно-індукційний резонанс, який вимагає наявності кругових контурів для токів.

Одним із методів отримання в немагнітному матеріалі значення  $\mu_{eff} < 0$  є періодичне розміщення SRRs, які фактично являють собою петлі з провідника. Розглянемо структуру, зображену на рис. 4, що була запропонована в роботі Дж. Пендрі [8]. Одинична комірka такої структури являє собою резонансне LC-коло та складається з двох концентричних металічних окружностей, які з протилежних сторін мають розриви. Магнітний відгук такої структури досягається саме в околиці LC-резонансу.

Як впливає з результатів роботи [8], метаматеріал, отриманий шляхом періодичного розміщення SRRs, при наявності магнітного збудження може бути описаний ефективною магнітною проникністю з використанням Лоренцівської моделі:

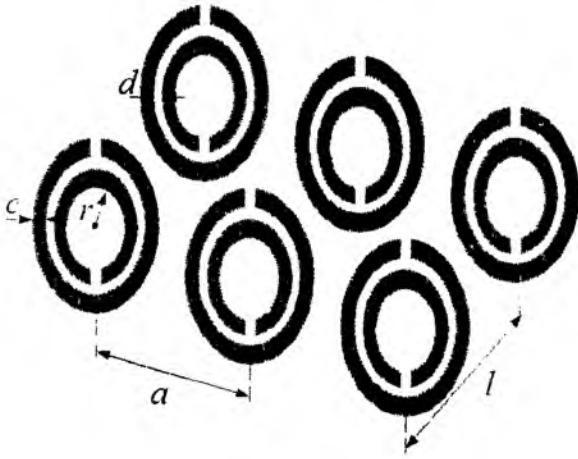


Рис. 4. Массив подвійних SRRs

$$\mu_{\text{eff}}(\omega) = 1 - \frac{F\omega^2}{\omega^2 - \omega_{m0}^2 + j\gamma\omega}, \quad (5)$$

де  $\omega_{m0}$  – частота магнітного резонансу;  $\gamma$  – відповідає за дисипацію енергії в системі;  $F$  – фактор заповнення в одиничному SRR.

Частота магнітного резонансу структури утвореної періодично розташованими SRRs, залежить від їх геометричних параметрів і може бути визначена наступним чином [8]:

$$\omega_{m0}^2 = \frac{3lc_0^2}{\pi \ln(2c/d)r^3}, \quad (6)$$

де  $r$  – радіус внутрішнього кільця;  $l$  – період структури;  $a$  – відстань між центрами сусідніх резонаторів;  $c$  – ширина кілець;  $d$  – відстань між внутрішнім та зовнішнім кільцями.

Слід зазначити, що резонанс виникає лише при жорстко визначених співвідношеннях між геометричними розмірами одиничного резонатора та довжиною хвилі збуджуючого випромінювання.

Магнітна плазмова частота – частота, на якій значення магнітної проникності проходить через нуль, дається наступним виразом [8]:

$$\omega_{mp}^2 = \frac{\omega_{m0}^2}{1 - F}. \quad (7)$$

В залежності від значення робочої частоти структура, зображена на рис. 2, може мати або додатну, або від'ємну ефективну магнітну проникність, а саме [5]:

$$\text{Re}(\mu_{\text{eff}}) \begin{cases} > 0, & \omega < \omega_{m0}, \\ < 0, & \omega_{m0} < \omega < \omega_{mp}. \end{cases} \quad (8)$$

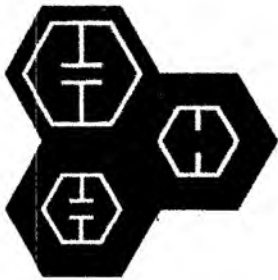
*Комбінація SRRs та стрижнів.* Як вказано вище, одним із можливих шляхів отримання штучного середовища з від'ємним показником заломлення являється використання в якості одиничної комірки структури, комбінації стрижнів та SRRs. Така структура для міліметрового діапазону довжин хвиль була вперше отримана та проаналізована в роботі [10].

Підсумовуючи сказане, можна зробити висновок, що суттєву роль в отриманні від'ємного значення  $n$  відіграє як вибір геометричних параметрів окремих резонаторів, так і їх розташування в просторі. Резонансна взаємодія електромагнітної хвилі з середовищем, заповненим металічними включеннями заданої форми, є визначальною для отримання від'ємного показника заломлення в деякому діапазоні, зазвичай доволі вузькому, в околиці плазмового резонансу.

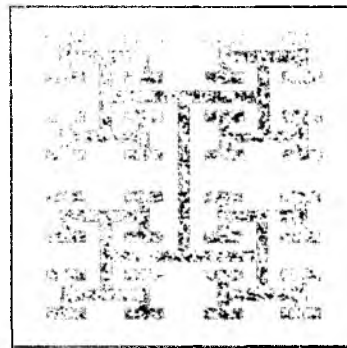
Через це важливою та актуальною проблемою є дослідження методів та засобів, направлених на створення штучних структур, які мають від'ємне значення  $n$ , в якомога широкому діапазоні довжин електромагнітних хвиль. Слід зазначити, що розширення спектрального діапазону з від'ємним  $n$ , може бути досягнуто наступними методами:

- використанням в одиничній комірці декількох резонансних структур (так званих багаторезонансних структур), налаштованих на різні довжини хвиль [34, 35], як це зображено на рис. 5. а;
- використанням пасивних [36, 37] чи активних [38] структур, що переналаштовуються;
- використанням резонаторів зі складною геометрією, наприклад фракталів [39] (див. рис. 5. б).

### Метаматеріали оптичного діапазону



а



б

Рис. 5. Багаторезонансні метаматеріали:

а - структура з декількома резонаторами в одній комірці [35];

б - H-тип фрактального метаматеріалу [39]

Сучасна тенденція в дослідженні метаматеріалів характеризується переходом до оптичного діапазону довжин хвиль, більш точно до проектування та дослідження метаматеріалів, які дозволяють керувати випромінюванням видимого та ближнього інфрачервоного діапазонів.

Теоретично такі структури можна отримати шляхом масштабування розмірів одиничних елементів в відповідності з довжиною хвилі випромінювання. Хоча тут існують і деякі нюанси. Як відомо, в НВЧ та ПП діапазо-

нах метали можна розглядати як ідеальні провідники, оскільки товщина скін шару ( $\sim 1 - 10$  мкм [40]) набагато менша за характерні розміри металічних включень в метаматеріалі. Отримання метаматеріалів для видимого та інфрачервоного спектральних діапазонів являється більш складною задачею, що пов'язано зі специфічною поведінкою нанорозмірних металічних включень, наприклад виникнення плазмонного резонансу, коли їх товщина стає меншою за товщину скін шару.

Вперше для оптичного діапазону штучні матеріали з від'ємним показником заломлення були отримані в 2005 р. [41 – 42] та являли собою структури, сформовані з тонких стрижнів.

Результуючий показник заломлення таких матеріалів  $n$  являє собою комплексну величину:

$$n = n' + in'' = [(\epsilon' + i\epsilon'') \cdot (\mu' + i\mu'')]^{1/2}. \quad (9)$$

Приймаючи до уваги вираз (9), можна зробити висновок, що значення  $n$  залежить не тільки від значень діелектричної та магнітної проникностей структури, але також і від співвідношення між їх дійсною та уявною частинами. Необхідна умова для отримання результуючого від'ємного показника заломлення випливає з (9), та може бути сформульована наступним чином [43]:

$$\epsilon'\mu'' + \mu'\epsilon'' < 0. \quad (10)$$

Важливим наслідком (10) є те, що від'ємний показник заломлення може бути отриманий не тільки на довжинах хвиль, де одночасно від'ємні  $\epsilon$  та  $\mu$ , але і на тих довжинах хвиль, для яких умова (10) задовольняється. Це принципово для штучних матеріалів, в яких  $\epsilon$  та  $\mu$  мають від'ємне значення на різних довжинах хвиль.

Також слід звернути увагу на той момент, що потенційні області застосування метаматеріалів, наприклад лінза В.Г. Веселаго, вимагають, щоб втрати в середовищі були мінімальні, тобто модуль реальної частини показника заломлення  $\text{Re}(n) < 0$ , був значно більший за його уявну частину  $\text{Im}(n)$ . Іншими словами, показник якості (FOM – the Figure Of Merit) [41]:

$$FOM = -\operatorname{Re}(n)/\operatorname{Im}(n), \quad (3)$$

повинен бути якомога більшим.

Так, наприклад, для структури сформованої на базі пар тонких стрижнів, отримано величину  $FOM \approx 0,1$ , для  $\operatorname{Re}(n) \approx -0,2$  в околиці довжини хвилі 1550 нм [42]. В свою чергу, в теоретичній роботі [43], вказується на можливість отримання метаматеріалів, котрі представляють собою структуру типу “риболовецька сітка”, зі значенням  $FOM = 6$ , експериментальне дослідження такої структури [42] дало значення  $FOM = 3$  при  $\operatorname{Re}(n) \approx -1$ , для телекомунікаційного діапазону довжин хвиль.

Один з можливих типів структури, з від’ємним показником заломлення в ближньому інфрачервоному діапазоні, було запропоновано та теоретично і експериментально досліджено в роботі [44]. Метаматеріал являв собою періодичну структуру одинична комірка якої включала в себе металічний (MgO) стрижень з двома розривами та безперервний металічний стрижень. Результати роботи демонструють, що наведений тип метаматеріалу, може використовуватися в оптичному діапазоні, зокрема, було отримано наступну величину показника заломлення  $n = -0,5 + 1,9i$  на довжині хвилі 2,1 мкм, при значенні  $FOM \approx 0,26$ . В даному випадку при  $\lambda = 2,1$  мкм, структура характеризується від’ємною діелектричною проникністю та додатною магнітною проникністю, але результуючий показник заломлення від’ємний, завдяки тому що умова (10) задовольняється.

Ще один напрямок в створенні метаматеріалів, що дають змогу керувати випромінюванням оптичного діапазону, полягає в використанні анізотропних [45] та біанізотропних [46] середовищ.

В роботі [46] вказується, що окрім експериментально реалізованих метаматеріалів, для оптичного діапазону, на базі анізотропних та біанізотропних середовищ, перспективним напрямком являється використання так званих киральних середовищ. Хоча на сьогодні і відсутня експериментальна реалізація метаматеріалів на базі киральних середовищ, теоретичні роботи присвячені розробці таких матеріалів вже опубліковані, зокрема можна відзначити роботу [47]. Слід зазначити, що суттєвим недоліком всіх киральних матеріалів являється те, що вони характеризуються значною анізотропією.

Таким чином, ще однією важливою задачею, що потребує вирішення є всебічне дослідження та практична реалізація ізотропних киральних штучних середовищ, видимого та ближнього інфрачервоного спектральних діапазонів. Для таких структур від’ємна рефракція була теоретично прогнозована в роботі [48].

Також в роботі [46], запропоновано використовувати оптично активні середовища (наприклад, середовища в яких спостерігається ефект Фарадея) для побудови метаматеріалів і подальшого їх використання в якості компактних ізоляторів.

## Висновки

Проведений огляд літературних джерел свідчить про значний інтерес який викликають композитні середовища з від’ємним показником заломлення, завдяки їх специфічним електродинамічним властивостям, та можливим областям застосування. Незважаючи на суттєвий прогрес, що був досягнутий в даній області за останні 10 років, залишається низка невирішених, або вирішених частково проблем, зокрема, серед них можна виділити наступні:

- потреба в більш детальному теоретичному дослідженні та експериментальній реалізації багаторезонансних (активних і пасивних) структур та штучних фрактальних середовищ. Рішення даної проблеми дозволить отримати структури, з від’ємним значенням показника заломлення в якомога широкому спектральному діапазоні, що зокрема актуально для отримання так званого ефекту невидимості;

- потреба в підсиленні потужності випромінювання при його розповсюдженні в об’ємі метаматеріалів;

- більш детальне теоретичне та експериментальне дослідження властивостей метаматеріалів, що базуються на (бі)анізотропних та киральних середовищах, а також середовищах з оптичною активністю;

- дослідження одно та двовимірних фотонних кристалів з метою визначення їх оптимальної геометрії, для отримання від'ємного показника заломлення;

- дослідження електромагнітних характеристик отриманих композитів з метою найбільш ефективного їх застосування в прикладних задачах.

Таким чином, підсумовуючи все вищесказане можна зробити висновок, що метаматеріали мають значний потенціал і потребують подальшого інтенсивного та всебічного дослідження.

**Список літератури:** 1. *Веселаго В.Г.* Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями  $\epsilon$  и  $\mu$ . // УФН. Т. 92. №7. С. 517 – 526. 1967. 2. *Веселаго В.Г.* Электродинамика материалов с отрицательным коэффициентом преломления // УФН. 2003. Т. 173. №7. С. 790 – 794. 3. *Pendry J. B.* Negative Refraction // Contemporary Physics, vol. 45, no 3, pp. 191 – 202, 2004. 4. *Мандельштам Л.И.* Лекции, прочитанные 26 февраля 1940 г. и 5 мая 1944 г. Полн. собр. тр. Т. 5. М.: Изд-во АН СССР, 1950. 5. *Сивухин Д. В.* Об энергии электромагнитного поля в диспергирующих средах // Оптика и спектроскопия. 1957. Т. 3. С. 308-312. 6. *Агранович В. К, Гинзбург В.Л.* Кристаллооптика с учётом пространственной дисперсии и теория экситонов. М.: Наука, 1965. 7. *Веселаго В.Г.* Электродинамические свойства смеси из электрических и магнитных зарядов // ЖЭТФ, т.52, с.1025. 1967. 8. *Pendry, J. B., Holden, A. J., Robbins, D. J. & Stewart, W. J.* IEEE Trans. Microwave Theory Tech. vol.47. pp. 2075 – 2084, 1999. 9. *J.B.Pendry.* Negative Refraction Makes a Perfect Lens. Physical Review Letters. 2000 - Volume 85, Issue 18, pp. 3966 – 3969. 10. *D.R. Smith, W.J., Padilla, D.C. Vier, S.C. Nemat-Nasser. S. Schultz,* Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity, Physical Review Letters vol.84 pp. 4184, 2000. 11. *Shelby, R. A., Smith, D. R. & Schultz, S.* Science vol. 292, pp. 77 – 79, 2001. 12. *Smith, D. R., Schurig, D., Pendry, J. B.* Some of the waves emitted or reflected, Appl. Phys.Lett. vol.81, pp. 2713 – 2715, 2002. 13. *J. B. Pendry,* Metamaterials in the sunshine, Nat. Mater., vol. 5, no. 8, pp. 599–600, 2006. 14. *D. R. Smith and J. B. Pendry,* Homogenization of metamaterials by field averaging, J. Opt. Soc. Amer. B, Opt. Phys., vol. 23, no. 3, pp. 391–403, 2006. 15. *J. Joannopoulos, R. Meade, and J. Winn,* Photonic Crystals. Molding the Flow of Light. Princeton University Press, 1995. 16. *R. Mittra, C. H. Chan, and T. Cwik,* Techniques for analyzing frequency selective surfaces VA review, Proc. IEEE, vol. 76, no. 12, pp. 1593–1615, 1988. 17. *C. Genet and T. W. Ebbesen,* Light in tiny holes, Nature, vol. 445, no. 7123, pp. 39–46, 2007. 18. *J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart, and I. Youngs,* Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures, Phys. Rev. Lett., vol. 76, no. 25, pp. 4773–4776, 1996. 19. *J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart,* Low frequency plasmons in thin-wire structures, J. Phys., Condens. Matter, vol. 10, no. 22, pp. 4785–4809, 1998. 20. *D. A. Powell, I. V. Shadrivov, and Y. S. Kivshar,* Cut-wire-pair structures as two-dimensional magnetic metamaterials, Opt. Lett., vol. 16, no. 19, pp. 15185–15190, 2008. 21. *G. Dolling, C. Enkrich, M. Wegener, J. F. Zhou, C. M. Soukoulis, and S. Linden,* Cut-wire pairs and plate pairs as magnetic atoms for optical metamaterials, Opt. Lett., vol. 30, no. 23, pp. 3198–3200, 2005. 22. *C. Imhof and R. Zengerle,* Pairs of metallic crosses as a left-handed metamaterial with improved polarization properties, Opt. Express, vol. 14, no. 18, pp. 8257–8262, 2006. 23. *G. Dolling, M. Wegener, C. M. Soukoulis, and S. Linden,* Negative-index metamaterial at 780 nm wavelength, Opt. Lett., vol. 32, no. 1, pp. 53–55, 2007. 24. *S. Zhang, W. Fan, N. C. Panoiu, K. J. Malloy, R. M. Osgood, and S. R. J. Brueck,* Experimental demonstration of near-infrared negative-index metamaterials, Phys. Rev. Lett., vol. 95, no. 13, pp. 137404-1–137404-4, 2005. 25. *E V Naumova, V Ya Prinz, S V Golod, V A Seleznev, R A Soots and V V Kubarev,* Manufacturing chiral electromagnetic metamaterials by directional rolling of strained heterofilms, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. vol. 11, no.7, pp. 074010 (5pp), 2009. 26. *E V Naumova, V. Ya Prinz, S V Golod, V A Seleznev, R A Soots, V V Kubarev,* Manufacturing chiral electromagnetic metamaterials by directional rolling of strained heterofilms (принято в печать Journal of Optics A: Pure and Applied Optics). 27. *G. Shvets,* Phys. Rev. B vol. 67. pp. 035109, 2003). 28. *Sakoda K.* Optical Properties of Photonic Crystals. Berlin: Springer-Verlag, 2001. 29. *Notomi M.,* Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals: refraction-like behavior in the vicinity of the photonic band gap, Phys. Rev. B, vol. 62. no.16, pp. 10696-10705, 2000. 30. *A. Alù and N. Engheta.* J. Opt. Soc. Am. B, vol. 23, p.571, 2006. 31. *P. B. Catrysse and S. Fan,* Appl. Phys. Lett. vol. 94, pp. 231111. 2009. 31. *J. Takahara, S. Yamagishi, H. Taki, A. Morimoto, and T. Kobayashi,* Opt. Lett. vol.22, pp.475. 1997.

32. *F. J. Rodríguez-Fortuño, C. García-Meca, R. Ortuño, J. Martí, And A. Martínez* Coaxial Plasmonic Waveguide Array as a Negative-Index Metamaterial, *Opt. Lett.* vol. 34, no. 21, pp. 3325 – 3327, 2009.
33. *Y. Yuan, C. Bingham, T. Tyler, S. Palit, T. H. Hand, W. J. Padilla, D. R. Smith, N. M. Jokerst, and S. A. Cummer*, Dualband planar electric metamaterial in the terahertz regime, *Opt. Express*, vol. 16, no. 13, pp. 9746–9752, 2008.
34. *C. M. Bingham, H. Tao, X. Liu, R. D. Averitt, X. Zhang, and W. J. Padilla*, Planar wallpaper group metamaterials for novel terahertz applications, *Opt. Express*, vol. 16, no. 23, pp. 18 565–18 575, 2008.
35. *K. Aydin and E. Ozbay*, Capacitor-loaded split ring resonators as tunable metamaterial components, *J. Appl. Phys.*, vol. 101, no. 2, pp. 024911-1–024911-5, 2007.
36. *Y. Sun, X. Xia, H. Feng, H. Yang, C. Gu, and L. Wang*, Modulated terahertz responses of split ring resonators by nanometer thick liquid layers, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, no. 22, pp. 221 101-1–221 101-3, 2008.
37. *I. Gil, J. García-García, J. Bonache, F. Martín, M. Sorolla, and R. Marques*, Varactor-loaded split ring resonators for tunable notch filters at microwave frequencies, *Electron. Lett.*, vol. 40, no. 21, pp. 1347–1348, 2004.
38. *F. Miyamaru, Y. Saito, M. W. Takeda, B. Hou, L. Liu, W. Wen, and P. Sheng*, Terahertz electric response of fractal metamaterial structures, *Phys. Rev. B, Condens. Matter*, vol. 77, no. 4, pp. 045124-1–045124-6, 2008.
39. *Физическая энциклопедия // Гл. ред. А. М. Прохоров. Ред. кол. Д.М. Алексеев, А.М. Балдин, А.М. Боич-Бруевич, А.С. Вороник-Романов и др. М.: Большая Российская энциклопедия. 1994. Т.4. 704 с.*
40. *S. Zhang, W. Fan, N. C. Panoiu, K. J. Malloy, R. M. Osgood, and S. R. J. Brueck*, *Phys. Rev. Lett.* vol.95, pp. 137404, 2005.
41. *V. M. Shalaev, W. Cai, U. K. Chettiar, H. Yuan, A. K. Sarychev, V. P. Drachev, and A. V. Kildishev*, *Opt. Lett.* vol.30, p.3356, 2005.
42. *S. Zhang, W. Fan, K. J. Malloy, S. R. J. Brueck, N. C. Panoiu, and R. M. Osgood*, *Opt. Express*, vol.13, pp.4922, 2005.
43. *Gunnar Dolling, Christian Enkrich, Martin Wegener, Costas M. Soukoulis, Stefan Linden* Low-loss negative-index metamaterial at telecommunication wavelengths, *Opt. Lett.* vol. 31, no. 12, 2006.
44. *E. Pshenay-Severin, U. Hübner, C. Menzel, C. Helgert, A. Chipouline, C. Rockstuhl, A. Tünnermann, F. Lederer, T. Pertsch* Double-element metamaterial with negative index at near-infrared wavelengths, *Opt. Lett.* vol. 34, no.11, pp. 1678 – 1680, 2009.
45. *J. Hao, Y. Yuan, L. Ran, T. Jiang, J. A. Kong, C. T. Chan, , and L. Zhou*, Manipulating electromagnetic wave polarizations by anisotropic metamaterials, *Phys. Rev. Lett.* vol.99, pp. 063908, 2007.
46. *C. E. Kriegler, M. S. Rill, S. Linden, and M. Wegener* Bianisotropic photonic metamaterials *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 999, no. 99, april 2010.
47. *M. Decker, M.W. Klein, M. Wegener, and S. Linden*, Circular dichroism of planar chiral magnetic metamaterials, *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 7, pp. 856–858, 2007.
48. *C. Zhang and T. J. Cui*, Negative reflections of electromagnetic waves in a strong chiral medium, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, p.194101, 2007.