



**HAL**  
open science

# **POLARIZATION AND FREQUENCY SELECTIVE CHARACTERISTICS OF A CHIRAL METASURFACE COMPOSED OF PERIODICALLY ARRANGED SQUARE DIELECTRIC HELICES**

V. Yachin, T. Zinenko, L. Kochetova, P. Mladyonov, S. Mizrakhy

► **To cite this version:**

V. Yachin, T. Zinenko, L. Kochetova, P. Mladyonov, S. Mizrakhy. POLARIZATION AND FREQUENCY SELECTIVE CHARACTERISTICS OF A CHIRAL METASURFACE COMPOSED OF PERIODICALLY ARRANGED SQUARE DIELECTRIC HELICES. *Radio physics and radio astronomy*, 2023, *Radio Physics and Radio Astronomy*, 28 (4), pp.287-294. <10.15407/rpra28.04.287>. <hal-04357334>

**HAL Id: hal-04357334**

**<https://hal.science/hal-04357334v1>**

Submitted on 21 Dec 2023

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire HAL, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Distributed under a Creative Commons CC BY-NC-ND 4.0 - Attribution - Non-commercial use - No Derivative Works - International License

# РОЗСИЮВАННЯ І ДИФРАКЦІЯ ХВИЛЬ

---

## SCATTERING AND DIFFRACTION OF WAVES

DOI: <https://doi.org/10.15407/rpra28.04.287>  
УДК 537.86/.87  
PACS 42.25.Ja, 42.25.Bs, 42.25.Fx, 42.79.Dj, 42.82.Et

**В.В. Ячин<sup>1, 2, 3, 4</sup>, Т.Л. Зіненко<sup>4</sup>,  
Л.А. Кочетова<sup>2, 4</sup>, П.Л. Младьонов<sup>1</sup>, С.В. Мізрахі<sup>4</sup>**

<sup>1</sup>Радіоастрономічний інститут НАН України  
вул. Мистецтв, 4, м. Харків, 61002, Україна

<sup>2</sup>Univ Rennes, CNRS, IETR - UMR 6164, F-35000 Rennes, France

<sup>3</sup>Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна  
майдан Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна

<sup>4</sup>Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова НАН України  
вул. Акад. Проскури, 12, м. Харків, 61085, Україна  
E-mail: [yachin@rian.kharkov.ua](mailto:yachin@rian.kharkov.ua)

## ПОЛЯРИЗАЦІЙНО- ТА ЧАСТОТНО-СЕЛЕКТИВНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ХІРАЛЬНОЇ ПОВЕРХНІ, ЩО СКЛАДАЄТЬСЯ З ПЕРІОДИЧНО РОЗТАШОВАНИХ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ КВАДРАТНИХ СПІРАЛЕЙ

---

**Предмет і мета роботи.** Метою цієї статті є дослідження проходження лінійно-поляризованої електромагнітної хвилі через хіральну метаповерхню, що складається з періодичного ансамблю діелектричних квадратних спіралей. Ми очікуємо, що така метаповерхня має більше функціональних можливостей трансформувати поляризовану хвилю в крос-поляризовану хвилю, ніж метаповерхня, що складається з періодично розташованих металевих квадратних спіралей.

**Методи та методологія.** Для знаходження коефіцієнтів розсіювання такої структури використовується добре випробований метод інтегральних функціоналів. У методі використовується набір об'ємних інтегральних рівнянь у векторній формі для еквівалентних електричних і магнітних поляризаційних струмів періодичного шару, що аналізується. Відліковою особливістю методу є те, що спочатку шукаються електромагнітні поля всередині структури, а потім по знайдених полях знаходяться розсіяні структурою поля. Ці рівняння дискретизуються за допомогою інтегральних функціоналів, пов'язаних з поляризаційними струмами, і техніки розкладу полів у подвійні ряди Флоке-Фур'є.

**Результати.** Встановлено, що коефіцієнти проходження через метаповерхню критично залежать від кількості стрижнів, що утворюють квадратні спіральні частинки. У разі парного числа стрижнів хіральна метаповерхня демонструє однакові коефіцієнти проходження для кополяризованих компонент поля в разі падіння лінійно  $x$ - і  $y$ -поляризованих хвиль на відміну від коефіцієнтів проходження крос-поляризованих компонентів полів, які відрізняються і можуть досягати пікових значень на різних частотах. Також коефіцієнти проходження цих поляризаторів досліджувалися в залежності від розмірів стрижнів, з яких складаються квадратні спіралі.

---

Ц и т у в а н н я: Ячин В.В., Зіненко Т.Л., Кочетова Л.А., Младьонов П.Л., Мізрахі С.В. Поляризаційно- та частотно-селективні характеристики хіральної поверхні, що складається з періодично розташованих діелектричних квадратних спіралей. *Радіофізика і радіоастрономія*. 2023. Т. 28. № 4. С. 287–294. <https://doi.org/10.15407/rpra28.04.287>

C i t a t i o n: Yachin, V.V., Zinenko, T.L., Kochetova, L.A., Mladonov, P.L., Mizrakhly, S.V., 2023. Polarization and frequency selective characteristics of a chiral metasurface composed of periodically arranged square dielectric helices. *Radio Phys. Radio Astron.*, **28**(4), pp. 287–294. <https://doi.org/10.15407/rpra28.04.287>

© Видавець ВД «Академперіодика» НАН України, 2023. Статтю опубліковано відповідно до умов відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>)

© Publisher PH "Akademperiodyka" of the NAS of Ukraine, 2023. This is an open access article under the CC BY-NC-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>)

**Висновки.** Широке розмаїття властивостей проходження, що спостерігаються в метаповерхні, робить їх особливо привабливими для використання в пристроях перетворення та поділу поляризації. Метаповерхня може мати властивість дихроїчного асиметричного проходження цих хвиль і використовуватися як дихроїчний фільтр із трансформацією поляризації в диференціальних фазових секціях, а також як ефективний дихроїчний крос-поляризаційний перетворювач (твіст-поляризатор).

**Ключові слова:** хіральні метаповерхні, квадратні діелектричні спіралі, коефіцієнт проходження, поляризовані хвилі, крос-поляризована хвиля.

## Вступ

Хіральні середовища являють собою клас оптично активних речовин [1]. Внаслідок своєї спіральної структури ці середовища характеризуються внутрішньою лівобічною або правобічною геометрією. Хіральні середовища забезпечують поляризаційне перетворення хвиль, які в них поширюються, та можуть мати властивості кругового дихроїзму, асиметричного проходження (поляризаційний дихроїзм) і оптичної дисперсії, пов'язаної з обертанням площини поляризації [2]. Недавні досягнення в області науки про полімери й нанотехнології викликали новий інтерес до хіральних середовищ, які в наш час можуть бути реалізовані як композитні середовища (метаматеріали) [3–6]. У порівнянні з природними оптично активними середовищами хіральні метаматеріали можуть мати набагато сильніший хірально-залежний вплив на електромагнітні хвилі, які поширюються в них і тому досліджуються для можливо більш широкого використання в науці і техніці [7, 8]. Планарні метаматеріали, також відомі як метаповерхні, — це дивовижні сучасні структури, які характеризуються певними неперевершеними властивостями. Оптична метаповерхня є предметом бурхливих досліджень, що привели до стрімкого прогресу в оптиці та фотоніці. У порівнянні зі структурами, виконаними з металевих компонент, що страждають на значні теплові втрати та низьку ефективність, повністю діелектричні наноструктури, виконані з діелектрика з високим індексом діелектричної проникності, можуть легко поєднувати електричні та магнітні резонанси Мі. Це приводить до ефективного маніпулювання оптичними властивостями, такими як амплітуда, фаза, поляризація, хіральність і анізотропія.

У цій роботі ми поширюємо наші дослідження [9, 10], що стосуються тривимірних хіральних метаповерхонь з металевих періодичних частинок (квадратних спіралей), на метаповерхні з квадратних спіралей, які складаються з діелек-

тричних стрижней з високим показником діелектричної проникності, та показуємо, що хіральні властивості такої структури не зменшуються, а функціональні можливості діелектричної метаповерхні навіть перевершують можливості металеві структури, яку ми досліджували в попередніх роботах.

## 1. Теорія

Використовуючи концепцію еквівалентних електричних і магнітних поляризаційних струмів, ми можемо записати розсіяні електричні й магнітні поля як [11]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) + \frac{1}{4\pi}(\nabla\nabla + k^2)\int_V G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')\mathbf{J}^e(\mathbf{r}')d\mathbf{r}' + \frac{ik}{4\pi}\nabla\times\int_V G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')\mathbf{J}^m(\mathbf{r}')d\mathbf{r}'; \quad (1)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \mathbf{H}_0(\mathbf{r}) + \frac{1}{4\pi}(\nabla\nabla + k^2)\int_V G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')\mathbf{J}^m(\mathbf{r}')d\mathbf{r}' - \frac{ik}{4\pi}\nabla\times\int_V G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')\mathbf{J}^e(\mathbf{r}')d\mathbf{r}', \quad (2)$$

де  $\mathbf{E}_0(\mathbf{r})$ ,  $\mathbf{H}_0(\mathbf{r})$  — це зовнішні ЕМ-поля, які породжуються заданою системою струмів і зарядів;  $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \exp(ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)/|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$  є функцією Гріна вільного простору;  $\mathbf{J}^e$ ,  $\mathbf{J}^m$  — еквівалентні електричні й магнітні поляризаційні струми, відповідно;  $k = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$  — хвильове число у вільному просторі;  $V$  — об'єм двоперіодичного шару, а  $\mathbf{r}$  та  $\mathbf{r}'$  позначають положення точок спостереження і джерела відповідно. Положення точки  $\mathbf{r}$  розмежовує зміст виразів (1), (2). Коли  $\mathbf{r} \in V$ , ці вирази є інтегральними рівняннями, а коли  $\mathbf{r} \notin V$  — вони визначають розсіяні поля. Ці рівняння є інтегральними рівняннями макроскопічної електродинаміки, які тотожні рівнянням Максвелла й відповідним граничним умовам.

Ми використовуємо вищеописані рівняння для моделювання проходження хвилі через багатоперіодичну структуру, що складається з діелектричних стрижнів. Для знаходження коефіцієнтів

розсіювання такої структури використовується добре випробований метод інтегральних функціоналів. У методі використовується набір об'ємних інтегральних рівнянь у векторній формі для еквівалентних електричних і магнітних поляризаційних струмів періодичного шару, що аналізується. Відліковою особливістю методу є те, що спочатку шукаються електромагнітні поля всередині структури, а потім по знайдених полях знаходяться розсіяні структурою поля. Ці рівняння дискретизуються за допомогою інтегральних функціоналів, пов'язаних з поляризаційними струмами, і техніки розкладу полів у подвійні ряди Флоке–Фур'є. Слід зазначити, що наш підхід має перевагу перед широко відомим методом моментів, який вимагає тривимірної дискретизації задачі розсіювання для об'ємних структур. Також наш алгоритм для розв'язання задачі розсіювання на багат шарових структурах перевершує комерційні електромагнітні солвери, такі як HFSS і COMSOL Multiphysics, в швидкості обчислювань, бо у нашому підході дискретизація виконується в шарах (уздовж структури) з подальшою двовимірною дискретизацією кожного шару (по всьому шару). Це скорочує час обчислень на порядок.

## 2. Чисельні результати. Оптимізація параметрів структури

Розглянемо хіральну метаповерхню, зображену на рис. 1, що працює в діапазоні мікро- і нанохвильових частот. Метаповерхня складається з діелектричних частинок у вигляді стека діелектричних стрижнів (диполів). Стрижні мають прямокутний переріз, і вони об'єднані в квадратні спіралі, де діелектрична проникність стрижнів  $\epsilon_r = 11$ . Стрижні з'єднані в 8- і 10-стрижневі частинки таким чином, як зображено на рис. 1, де показано ескіз 6-стрижневої частинки (елементарної комірки метаповерхні). Прямокутні стрижні мають товщину  $h$ , що значно менше їхньої довжини  $d$ . Розмір елементарної комірки метаповерхні задовольняє субхвильовій умові  $L/\lambda < 0.8$ , де  $\lambda$  — довжина падаючої хвилі. Діелектричні частинки вставлено в діелектричний шар (підкладку) з діелектричною проникністю, що дорівнює проникності, близькій до проникності вільного простору. Отже, наявністю діелектричного субстрату можна знехтувати.

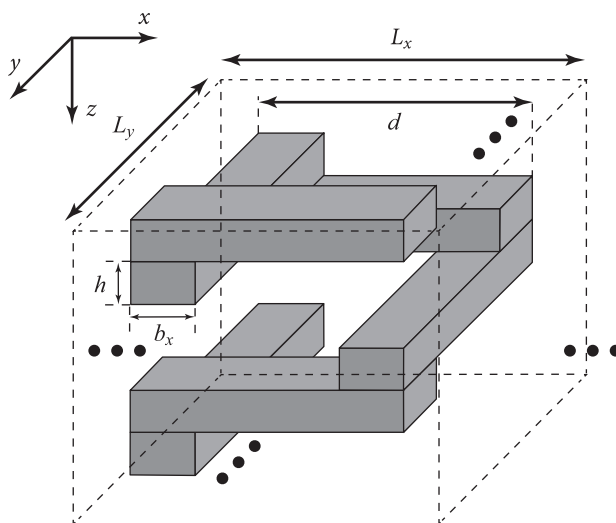


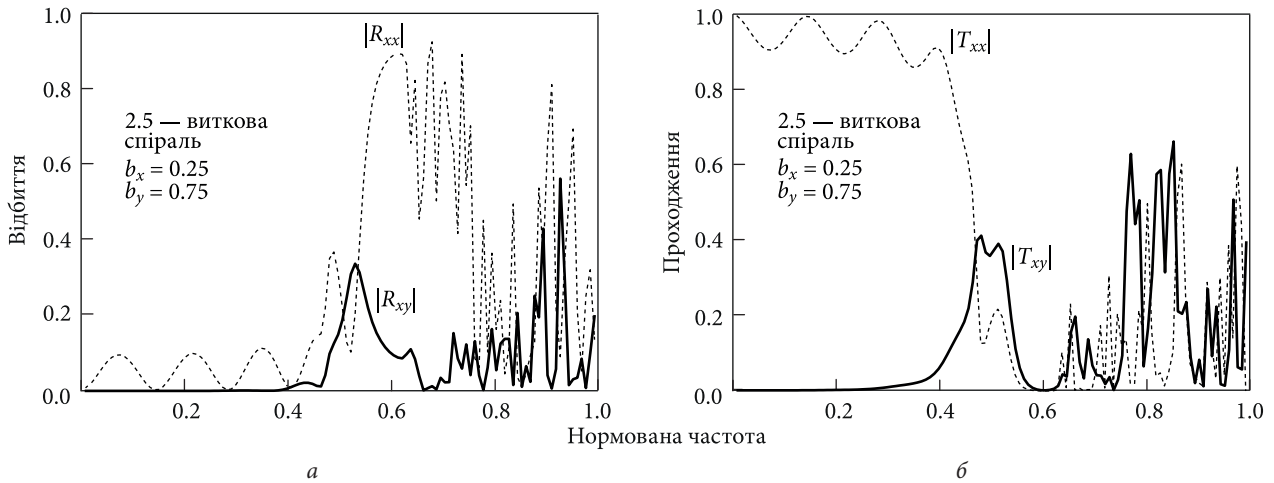
Рис. 1. Ескіз елементарної комірки метаповерхні, що складається з 6-ти прямокутних діелектричних стрижнів

Наша мета полягає в тому, щоб досліджувати проходження нормально падаючої плоскої  $x$ -поляризованої ( $y$ -поляризованої) хвилі через метаповерхню в залежності від кількості стрижнів в її спіральній частинці. Проходження  $x$ -поляризованої ( $y$ -поляризованої) хвилі може бути описано коефіцієнтами  $T_{xx}(T_{yy})$  і  $T_{xy}(T_{yx})$  відносно поляризації падаючої хвилі. Ці коефіцієнти є елементами матриці Джонса  $T_{lin}$ , яка пов'язує дальні поля падаючої хвилі ( $in$ ) і хвилі, що пройшла ( $out$ ), в такий спосіб:

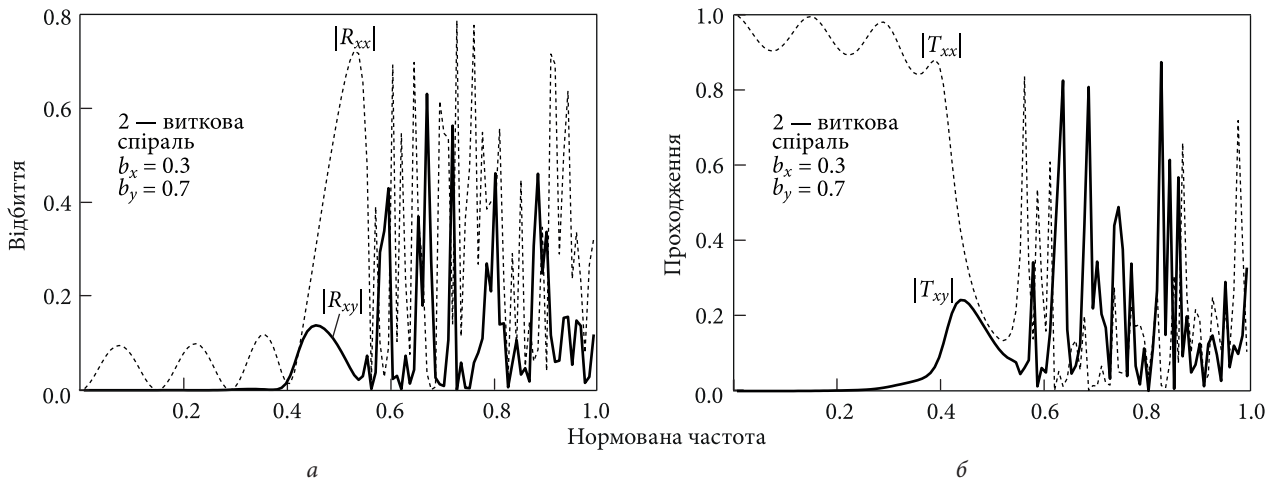
$$\begin{pmatrix} E_x^{out} \\ E_y^{out} \end{pmatrix} = T_{lin} \begin{pmatrix} E_x^{in} \\ E_y^{in} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{xx} & T_{xy} \\ T_{yx} & T_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^{in} \\ E_y^{in} \end{pmatrix}.$$

Для того, щоб перетворення поляризації відбувалося оптимально, ми обрали для дослідження досить товстий квадратний діелектричний брус з розміром сторони, що дорівнює  $h = 0.25L_x$  (див. рис. 2) і довжиною  $d = 0.75L_y$ ,  $L_x = L_y$ . Кількість гармонік, що враховувалися,  $N = 225$ . Усі дослідження проводилися для частотних спектрів із залежністю від безрозмірного частотного параметра  $L/\lambda$ . Закон збереження енергії виконувався з точністю до 0.01.

З рис. 2–5 видно, що до частоти  $0.35 L/\lambda$  структура поводить себе як суцільний діелектричний шар із усередненою за періодом діелектричною проникністю. Тобто перетворення поляризації носить резонансний характер. Для структур зі стороною квадратного перерізу стрижнів  $0.25L_x$ ,



**Рис. 2.** Залежності коефіцієнтів відбиття (а) та проходження (б) лінійно  $x$ -поляризованої хвилі від нормованої частоти для метаповерхні зі спіральними елементарними комірками, що складаються з 10-ти стрижнів зі стороною квадратного перерізу  $b_x = 0.25L_x$



**Рис. 3.** Залежності коефіцієнтів відбиття (а) та проходження (б) лінійно  $x$ -поляризованої хвилі від нормованої частоти для метаповерхні зі спіральними елементарними комірками, що складаються з 8-ми стрижнів зі стороною квадратного перерізу  $b_x = 0.3L_x$

з яких складаються спіральні частинки, коефіцієнти проходження для крос-поляризованої компоненти поля більші за коефіцієнти відбиття і становлять приблизно 0.7 в максимумі резонансу (див. рис. 2, б).

З рис. 3, б випливає, що для хіральних метаповерхонь з 8-стрижневими спіральними частинками, що складаються зі стрижнів зі стороною квадратного перерізу  $b_x = 0.3L_x$  і довжиною  $b_y = 0.7L_y$ , в максимумі резонансу коефіцієнти проходження для крос-поляризованої компоненти становлять приблизно 0.9.

З рис. 4 і 5 випливає, що для хіральних метаповерхонь з 8- і 10-стрижневими спіральними

частинками, що складаються зі стрижнів зі стороною квадратного перерізу  $b_x = 0.35L_x$  і довжиною  $b_y = 0.75L_y$ , в максимумі резонансу коефіцієнти проходження для крос-поляризованої компоненти теж становлять приблизно 0.9.

Ми досліджували характеристики проходження лінійно поляризованих хвиль обох  $x$ - і  $y$ -поляризацій через метаповерхні зі спіральними елементарними комірками, що складаються з парної кількості стрижнів (8 і 10). Результати нашого моделювання коефіцієнтів проходження для крос-поляризованих і кополяризованих компонентів показано на рис. 6. Як випливає з цих рисунків, коефіцієнти проходження для ко-

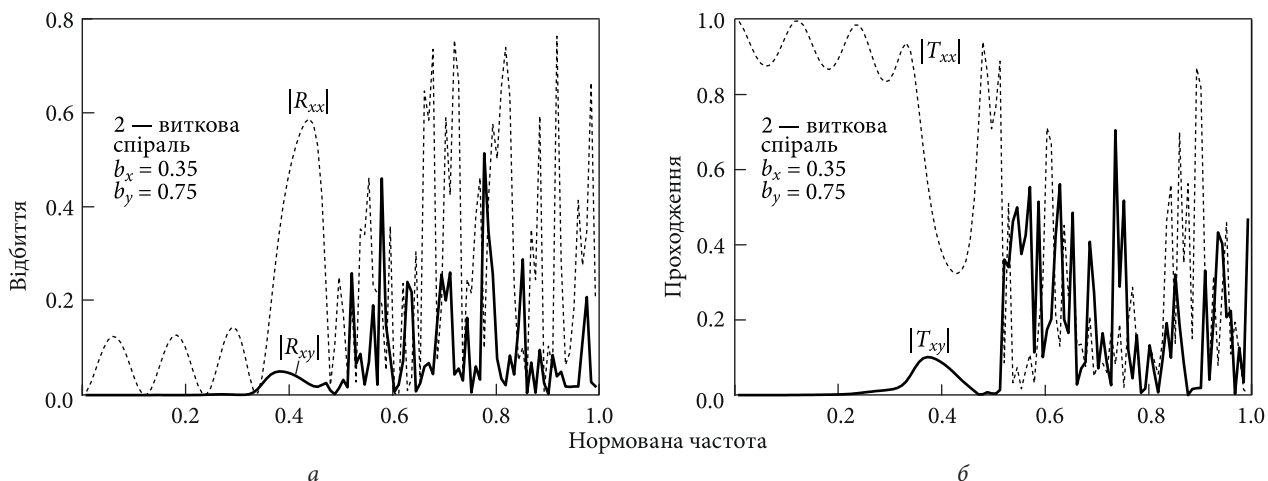


Рис. 4. Залежності коефіцієнтів відбиття (а) та проходження (б) лінійно  $x$ -поляризованої хвилі від нормованої частоти для метаповерхні зі спіральними елементарними комірками, що складаються з 8-ми стрижнів зі стороною квадратного перерізу  $b_x = 0.35L_x$

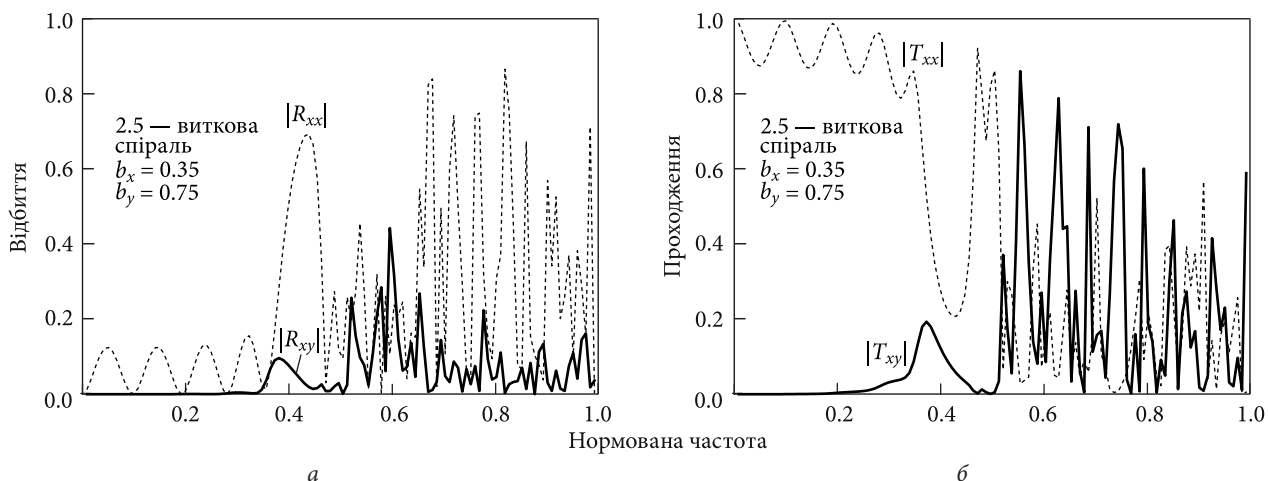


Рис. 5. Змодельовані (лінії) коефіцієнти відбиття (а) та проходження (б) лінійно  $x$ -поляризованих хвиль для метаповерхностей, що складаються з частинок 10-ти стрижнів,  $b_x = 0.35L_x$

поляризованих компонентів поля  $T_{xx}$  і  $T_{yy}$  рівні за величиною, оскільки структура спіральних частинок з парним числом стрижнів одна й та сама для  $x$ -поляризованої хвилі, що падає зверху, і  $y$ -поляризованої хвилі, що падає знизу. На відміну від  $T_{xx}$  і  $T_{yy}$  коефіцієнти проходження для крос-поляризованих компонентів  $T_{xy}$  і  $T_{yx}$   $x$ - і  $y$ -поляризованих хвиль, що падають на метаповерхню, різні. Це узгоджується з законом поширення хвиль у взаємних середовищах. Зокрема, ці коефіцієнти мають різні спектральні положення пікових значень, які відповідають найбільш ефективному перетворенню в кросову поляризацію падаючої хвилі. Ефективність такого перетворення залежить від кількості стриж-

нів у спіралі, й коефіцієнти проходження для крос-поляризованої компоненти можуть перевищувати 0.8 як для  $x$ -, так і для  $y$ -поляризованих падаючих хвиль. На рис. 6, а, б можна побачити два інтенсивних максимуми коефіцієнта проходження на частотних інтервалах найбільшого перетворення в крос-поляризовану компоненту при падінні  $x$ -поляризованої хвилі, тоді як  $y$ -поляризована хвиля має тільки один суттєвий максимум для крос-поляризованої компоненти. Структури з такими характеристиками можна використовувати як дихроїчний фільтр з трансформацією поляризації. На рис. 6, в зображено частотні характеристики коефіцієнтів проходження, що відповідають широкосмуговому філь-

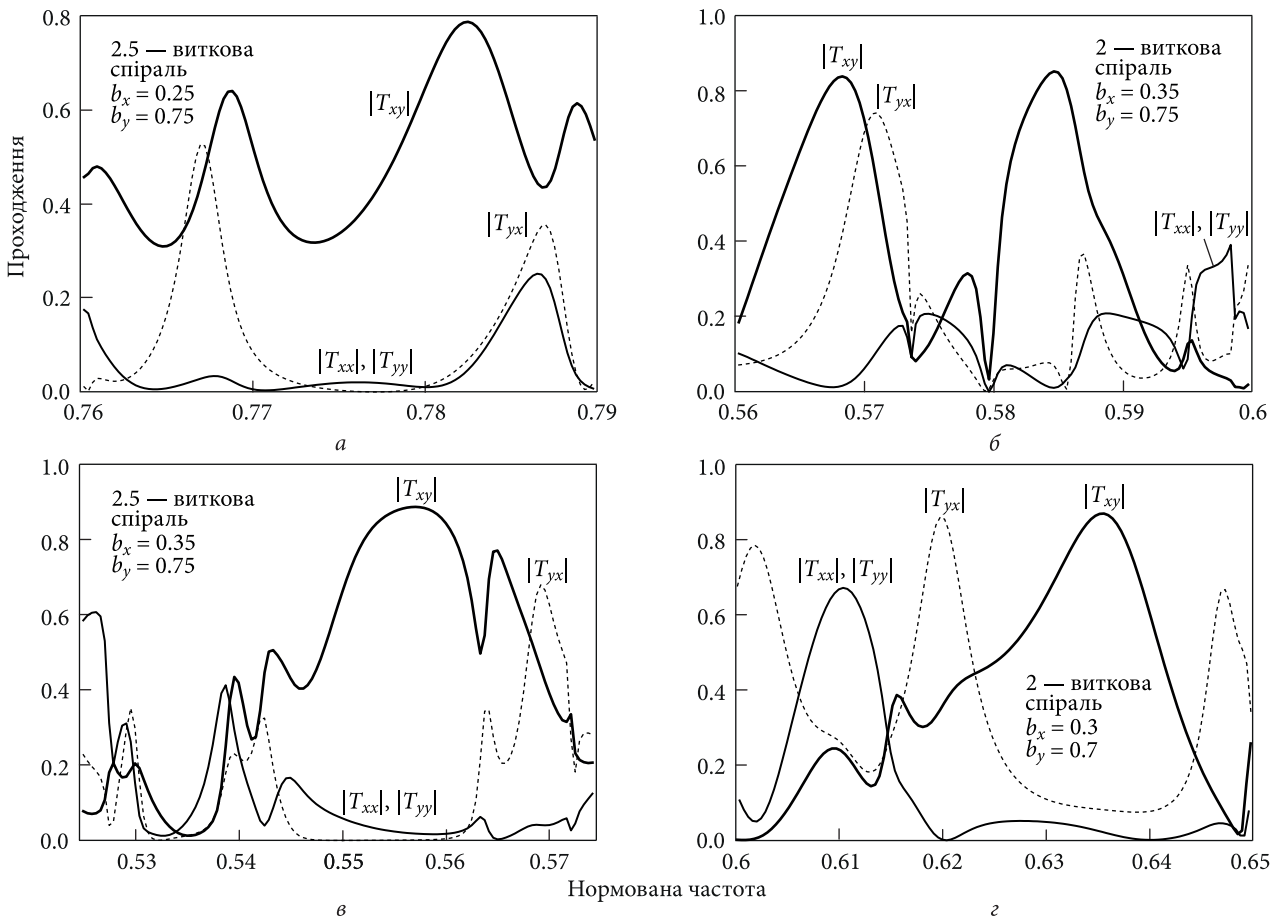


Рис. 6. Залежності коефіцієнтів проходження лінійно поляризованих хвиль від нормованої частоти для метаповерхонь зі спіральними елементарними комірками, що складаються: а — з 10-ти стрижнів зі стороною квадратного перерізу  $b_x = 0.25L_x$ ; б — 8-ми стрижнів зі стороною квадратного перерізу  $b_x = 0.35L_x$ ; в — з 10-ти стрижнів зі стороною квадратного перерізу  $b_x = 0.35L_x$ ; г — 8-ми стрижнів зі стороною квадратного перерізу  $b_x = 0.3L_x$

тру з трансформацією поляризації, який може бути використаним у диференціальних фазових секціях. На рис. 6, г коефіцієнти проходження для крос-поляризованої компоненти різняться і досягають пікових значень на різних частотах. У результаті метаповерхня має властивість дихроїчного асиметричного проходження цих хвиль і може бути використана як ефективний дихроїчний крос-поляризаційний перетворювач (твіст-поляризатор) високочастотних поляризованих хвиль.

Слід підкреслити, що максимальна ефективність крос-поляризаційного перетворення  $x$ - і  $y$ -поляризованих хвиль досягається на резонансній частоті. Отже, запропонований крос-поляризаційний перетворювач має однаково високі характеристики для будь-якої орієнтації лінійно

поляризованої падаючої хвилі. При зміні довжини сторони перерізу стрижня з 0.25 до 0.3, а потім до  $0.35L_x$  збільшується інтенсивність максимуму перетворення поляризованої хвилі в її крос-поляризовану компоненту від 0.8 до 0.9, а також збільшується ширина резонансу, що пов'язано зі збільшенням обсягу діелектрика в періодичній комірці. Таким чином, геометричні параметри стрижнів можуть бути оптимізовані для досягнення високоефективного крос-поляризаційного перетворення лінійно поляризованих хвиль на бажаній частоті.

### Висновки

У результаті даного дослідження було встановлено, що характеристики проходження лінійно-поляризованих хвиль істотно розрізняються для

метаповерхонь, що складаються з квадратних спіралей з різним числом діелектричних стрижнів. Було виявлено, що цей коефіцієнт проходження для крос-поляризованої компоненти досягає 0.9 для хіральної метаповерхні з 8- та 10-стрижневими спіральними елементарними комірками.

У разі хіральних метаповерхонь, що складаються зі спіральних частинок з парним числом стрижнів,  $x$ - і  $y$ -лінійно поляризовані хвилі мають однакові коефіцієнти проходження щодо кополяризованих хвиль, в той час як коефіцієнти проходження щодо крос-поляризованих хвиль різняться і можуть досягати пікових значень на різних частотах. У результаті метаповерхня може мати властивість дихроїчного асиметричного

проходження цих хвиль і використовуватися як дихроїчний фільтр з трансформацією поляризації в диференціальних фазових секціях, а також як ефективний дихроїчний крос-поляризаційний перетворювач (твіст-поляризатор).

Таким чином, ці метаповерхні поводяться як високоефективні перетворювачі по крос-поляризації.

*ВВЯ та ЛАК вдячні Університету Ренна 1 за гостинність та програмі PAUSE солідарності з Україною Міністерства вищої освіти, досліджень та інновацій, Франція.*

*VVY and LAK are grateful to the University of Rennes 1 for hospitality and the PAUSE Program of the Solidarity with Ukraine of the Ministry of Higher Education, Research and Innovations, France.*

#### БІБЛІОГРАФІЧНИЙ СПИСОК

1. Barron L.D. *Molecular light scattering and optical activity*. Cambridge University Press, 2009.
2. Hecht E. *Optics*. 5th ed. Pearson Education, Harlow, 2016.
3. Vallius T., Jefimovs K., Turunen J., Vahimaa P., and Svirko Y. Optical activity in subwavelength-period arrays of chiral metallic particles. *Appl. Phys. Lett.* 2003. Vol. 83, Iss. 2. P. 234–236. DOI: 10.1063/1.1592015
4. Fedotov V.A., Mladyonov P.L., Prosvirnin S.L., Rogacheva A.V., Chen Y., and Zheludev N.I. Asymmetric propagation of electromagnetic waves through a planar chiral structure. *Phys. Rev. Lett.* 2006. Vol. 97, Iss. 16. P. 167401. DOI: 10.1103/PhysRevLett.97.167401
5. Plum E., Zhou J., Dong J., Fedotov V.A., Kochny T., Soukoulis C.M., and Zheludev N.I. Metamaterial with negative index due to chirality. *Phys. Rev. B*. 2009. Vol. 79, Iss. 3. P. 035407. DOI:10.1103/PhysRevB.79.035407
6. Fang S., Luan K., Ma H.F., Lv W., Li Y., Zhu Z., Guan C., Shi J., and Cui T.J. Asymmetric transmission of linearly polarized waves in terahertz chiral metamaterials. *J. Appl. Phys.* 2017. Vol. 121, Iss. 3. P. 033103. DOI: 10.1063/1.4974477
7. Li Z., Mutlu M., and Ozbay E., Chiral metamaterials: from optical activity and negative refractive index to asymmetric transmission. *J. Opt.* 2013. Vol. 15, Iss. 2. P. 023001. DOI: 10.1088/2040-8978/15/2/023001
8. Collins J.T., Kuppe C., Hooper D.C., Sibilia C., Centini M., and Valev V.K., Chirality and chiroptical effects in metal nanostructures: fundamentals and current trends. *Adv. Opt. Mater.* 2017. Vol. 5, Iss. 16. P. 1700182. DOI: 10.1002/adom.201700182
9. Wu S., Xu S., Zinenko T.L., Yachin V.V., Prosvirnin S.L., and Tuz V.R. 3D-printed chiral metasurface as a dichroic dual-band polarization converter. *Opt. Lett.* 2019. Vol. 44, Iss. 4. P. 1056–1059. DOI: 10.1364/OL.44.001056
10. Wu S., Yachin V.V., Shcherbinin V.I., and Tuz V.R. Chiral metasurfaces formed by 3D-printed square helices: A flexible tool to manipulate wave polarization. *J. Appl. Phys.* 2019. Vol. 126, Iss. 10. P. 103101. DOI: 10.1063/1.5114838
11. Yachin V., and Yasumoto, K. Method of integral functionals for electromagnetic wave scattering from a double-periodic magnetodielectric layer. *JOSA A*. 2007. Vol. 24, Iss. 11. P. 3606–3618. DOI: 10.1364/josaa.24.003606

*Стаття надійшла 07.11.2023*

#### REFERENCES

1. Barron, L.D., 2009. *Molecular light scattering and optical activity*. Cambridge University Press.
2. Hecht, E., 2016. *Optics*. 5th ed. Pearson Education, Harlow,
3. Vallius, T., Jefimovs, K., Turunen, J., Vahimaa, P., and Svirko, Y., 2003. Optical activity in subwavelength-period arrays of chiral metallic particles. *Appl. Phys. Lett.*, **83**(2), pp. 234–236. DOI: 10.1063/1.1592015
4. Fedotov, V.A., Mladyonov, P.L., Prosvirnin, S.L., Rogacheva, A.V., Chen, Y., and Zheludev, N.I., 2006. Asymmetric propagation of electromagnetic waves through a planar chiral structure. *Phys. Rev. Lett.*, **97**(16), pp. 167401. DOI: 10.1103/PhysRevLett.97.167401
5. Plum, E., Zhou, J., Dong, J., Fedotov, V.A., Kochny, T., Soukoulis, C.M., and Zheludev, N.I., 2009. Metamaterial with negative index due to chirality. *Phys. Rev. B*, **79**(3), pp. 035407. DOI:10.1103/PhysRevB.79.035407
6. Fang, S., Luan, K., Ma, H.F., Lv, W., Li, Y., Zhu, Z., Guan, C., Shi, J., and Cui, T.J., 2017. Asymmetric transmission of linearly polarized waves in terahertz chiral metamaterials. *J. Appl. Phys.*, **121**(3), pp. 033103. DOI: 10.1063/1.4974477
7. Li, Z., Mutlu, M., and Ozbay, E., 2013. Chiral metamaterials: from optical activity and negative refractive index to asymmetric transmission. *J. Opt.*, **15**(2), pp. 023001. DOI: 10.1088/2040-8978/15/2/023001

8. Collins, J.T., Kuppe, C., Hooper, D.C., Sibia, C., Centini, M., and Valev, V.K., 2017. Chirality and chiroptical effects in metal nanostructures: fundamentals and current trends. *Adv. Opt. Mater.*, **5**(16), pp. 1700182. DOI: 10.1002/adom.201700182
9. Wu, S., Xu, S., Zinenko, T.L., Yachin, V.V., Prosvirnin, S.L., and Tuz, V.R., 2019. 3D-printed chiral metasurface as a dichroic dual-band polarization converter. *Opt. Lett.*, **44**(4), pp. 1056–1059. DOI: 10.1364/OL.44.001056
10. Wu, S., Yachin, V.V., Shcherbinin, V.I., and Tuz, V.R., 2019. Chiral metasurfaces formed by 3D-printed square helices: A flexible tool to manipulate wave polarization. *J. Appl. Phys.*, **126**(10), pp. 103101. DOI: 10.1063/1.5114838
11. Yachin, V., and Yasumoto, K., 2007. Method of integral functionals for electromagnetic wave scattering from a double-periodic magnetodielectric layer. *JOSA A*, **24**(11), pp. 3606–3618. DOI: 10.1364/josaa.24.003606

Received 07.11.2023

V.V. Yachin<sup>1,2,3,4</sup>, T.L. Zinenko<sup>4</sup>,  
L.A. Kochetova<sup>2,4</sup>, P.L. Mladyonov<sup>1</sup>, S.V. Mizrakhly<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Institute of Radio Astronomy NAS of Ukraine  
4, Mystetstv St., Kharkiv 61002, Ukraine

<sup>2</sup> Univ Rennes, CNRS  
IETR - UMR 6164, F-35000 Rennes, France

<sup>3</sup> Karazin Kharkiv National University  
4, Svobody Sq., Kharkiv 61022, Ukraine

<sup>4</sup> O.Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics NAS of Ukraine  
12, Acad. Proskury St., Kharkiv 61115, Ukraine

#### POLARIZATION AND FREQUENCY SELECTIVE CHARACTERISTICS OF A CHIRAL METASURFACE COMPOSED OF PERIODICALLY ARRANGED SQUARE DIELECTRIC HELICES

**Subject and Purpose.** The present study is concerned with the linearly polarized electromagnetic wave transmission through a chiral metasurface composed of periodically assembled square dielectric helices. We expect that the metasurface of the kind has a wider range of functional capabilities to transform a polarized wave into a cross-polarized one when compared to a similar metasurface composed of metal helices.

**Methods and Methodology.** To find the scattering coefficients of the considered structure, the well-established method of integral functionals is followed. A set of volume integral equations in the vectorial form is solved for the equivalent electric and magnetic polarization currents of the analyzed periodic layer. A distinctive feature of the method is that the internal electromagnetic fields of the structure are initially found, whence the fields scattered by this structure are sought. The equations are discretized in terms of integral functionals related to the polarization currents and through the use of the double Floquet–Fourier series expansion technique.

**Results.** It has been found that the metasurface transmission coefficients depend critically on the number of bars making the square helical particle. In the case of an even bar number, the chiral metasurface exhibits the same transmission coefficients for co-polarized field components in the event that linearly  $x$ - and  $y$ -polarized waves are incident. For cross-polarized field components, the transmission coefficients differ and can reach peak values at different frequencies. Finally, transmission coefficients of these polarizers have been investigated versus dimensions of helice-making bars.

**Conclusions.** A wide variety of transmission properties observed in the metasurfaces make them particularly attractive for use in polarization converting and separating devices. The metasurface can feature dichroic asymmetric transmission and be used as a dichroic filter with polarization transformation. It can be put to use in differential phase sections and, also, as an effective dichroic cross-polarization converter (twist polarizer).

**Keywords:** chiral metasurface, square dielectric helice, transmission coefficient, polarized wave, cross-polarized wave.