Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова Національна академія наук України

> Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису

Попович Іван Дмитрович

УДК 573.811:539.2

ДИСЕРТАЦІЯ

ПАДІННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ НА ШАРУВАТІ ТВЕРДОТІЛЬНІ СТРУКТУРИ, ЩО МІСТЯТЬ МЕТАПОВЕРХНЮ

104 – «Фізика та астрономія»

10 – Природничі науки

Подається на здобуття ступеня доктора філософії

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело _____ І.Д. Попович.

Науковий керівник: Білецький Микола Миколайович, доктор фізикоматематичних наук, професор

АНОТАЦІЯ

Попович І.Д. Падіння електромагнітних хвиль на шаруваті твердотільні структури, що містять метаповерхню. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття ступеня доктора філософії за спеціальністю 104 «Фізика та астрономія» (Галузь знань 10 – Природничі науки). – Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова НАН України, Харків, 2025.

У дисертаційній роботі представлено результати теоретичного дослідження взаємодії *p*-поляризованих електромагнітних хвиль з шаруватими твердотільними структурами, що містять метаповерхню.

Сучасні радіофізичні та оптичні технології дозволяють точно керувати електромагнітними ХВИЛЯМИ, регулюючи їхню амплітуду, фазу та поляризацію, що є життєво важливим для застосування в телекомунікаціях, системах візуалізації та обороні. Штучно створені матеріали, відомі як або метаматеріали, ЩО складаються зi структурованих металевих діелектричних елементів, мають електромагнітні властивості, які внутрішньою конфігурацією. регулюються Цe їхньою дозволяє використовувати такі матеріали в різних пристроях: антенах, фільтрах, датчиках тощо. Однак проблеми у виготовленні складних мікро- і нанорозмірних об'ємних метаматеріалів, а також наявність втрат та дисперсія, обмежують їхнє широке застосування. Метаповерхні (МП), які є двовимірними, субхвильовими аналогами мета матеріалів, пропонують рішення для багатьох з наведених вище недоліків: дешевше виробництво, зменшені втрати, спрощену інтеграцію з нанофотонними системами тощо. Особливий інтерес викликають плазмонні метаповерхні (ПМП), унікальні властивості електропровідності яких залежать від частоти. Таким чином, вони створюють нові способи керування електромагнітними хвилями, інноваційних пристроїв з ШЛЯХ ДО розширеними прокладаючи та нетрадиційними функціональними можливостями.

Перший розділ дисертації містить всебічний огляд сучасної літератури з питань структурної будови та ключових властивостей МП. У ньому розглядається їхній потенціал для практичного застосування в різних технологічних галузях. Тут висвітлено поточні проблеми, які необхідно подолати для ефективного маніпулювання поведінкою електромагнітних Також обговорюється ХВИЛЬ за допомогою таких структур. вплив конфігурацій ПМП на поширення, відбиття та поляризацію хвиль. Крім того, у цьому розділі також надано огляд традиційних багатошарових систем, що складаються з металів і діелектриків. Проведено узагальнення їхніх оптичних і електромагнітних характеристик у порівнянні з сучасними приладами на основі МП.

У другому розділі досліджено умови досягнення ефекту безвідбивного падіння р-поляризованих електромагнітних ХВИЛЬ діелектричну на твердотільну структуру з ПМП. Розглянуто дві конфігурації: коли площина падіння вирівняна паралельно головній осі плазмонних еліпсоїдів ПМП і коли вона перпендикулярна до неї. Встановлено, що критерії досягнення падіння без відбиття в такій структурі принципово відрізняються від відповідних критеріїв для звичайного одношарового діелектрика. Без ПМП ефект можна спостерігати при нормальному падінні лише тоді, коли існує діелектричного співвідношення проникністю певне між шару та навколишнього середовища. Однак ПМП усуває цю вимогу відповідності діелектричних провідностей матеріалів. Крім того, вона дозволяє досягти падіння без відбиття не тільки під прямим, але й під косим кутом падіння на твердотільну структуру. Також показано, що розглянуту цей ефект співвідношень зберігається ДЛЯ різних діелектричних проникностей матеріалів. Суттєво, що при збільшенні діелектричної проникності шару поступово зменшується діапазон кутів падіння, при яких можливо існування ефекту падіння без відбиття *р*-поляризованих електромагнітних хвиль.

Третій розділ присвячено визначенню умов, необхідних для ефективного перетворення *p*-поляризованої електромагнітної хвилі в *s*- поляризовану відбиту хвилю. Виявлено, що одновісні ПМП, розміщені поверх шару діелектрика, мають чудові поляризаційно-перетворювальні властивості. Зокрема, коли *р*-поляризовані електромагнітні хвилі падають на цю структуру під кутом, який не є ні паралельним, ні перпендикулярним до головної осі плазмонних еліпсоїдів ПМП, можна спостерігати ефективне перетворювання поляризації відбитої хвилі. Було визначено конкретні частоти й товщину діелектричного шару, при яких відбувається повне р-поляризованої електромагнітної перетворення хвилі В чисто Sполяризовану відбиту хвилю. Крім того, в третьому розділі досліджено, як розглянутий ефект залежить від величини проникності діелектричного шару. Проведене дослідження дає можливість глибше зрозуміти умови, необхідні ДЛЯ оптимального керування поляризацією електромагнітних хвиль. Визначені також частоти та товщини діелектричного шару для випадків, коли поляризаційне перетворення є максимальним, а відбиття *р*-поляризованої компоненти є мінімально можливим за заданих параметрів. Таким чином, залежно від обраних умов, можна досягти повного або квазіповного перетворення *р*-поляризованої електромагнітної хвилі, що падає, в sполяризовану відбиту хвилю.

У четвертому розділі продемонстровано, що твердотільна структура, яка складається з одновісної ПМП, діелектричного шару та металевої підкладки, за певних умов може також повністю відбивати *p*-поляризовану електромагнітну хвилю, що падає. Цей ефект виникає, коли площина падіння паралельна або перпендикулярна до головної осі плазмонних еліпсоїдів ПМП. Показано, що цей ефект існує на двох різних частотах, які залежать від товщини діелектричного шару. Слід зазначити, що така поведінка *p*поляризованих електромагнітних хвиль не залежить від проникності діелектричного шару. Виявлено нове явище повного перетворення *p*поляризованої хвилі у відбиту *s*-поляризовану за умови, що площина падіння утворює гострий кут з головною віссю плазмонних еліпсоїдів ПМП. Для цього ефекту визначено критичні частоти та товщини діелектрика. Досліджено залежність ефекту від кута між площиною падіння та головною віссю еліпсоїдів ПМП.

П'ятий розділ присвячено аналізу впливу діелектричного покриття на відбивні властивості твердотільної структури. Було показано, що наявність діелектричного покриття структури, яка складається з одновісного ПМП, шару діелектрика та металевої підкладки, суттєво впливає на умови, необхідні досягнення безвідбивного падіння для р-поляризованих електромагнітних хвиль. У цьому розділі ретельно вивчено умови, за яких може відбуватися такий ефект. Особлива увага приділяється дослідженню впливу проникності діелектричного покриття на ефект падіння без відбиття електромагнітних хвиль. Показано, збільшення р-поляризованих ЩО діелектричної проникності покриття призводить до того, що частота, на якій спостерігається безвідбивне падіння, зміщується ближче до резонансної частоти ПМП. Знайдено конкретні товщини діелектричного покриття, необхідні для досягнення ефекту падіння р-поляризованих електромагнітних хвиль без відбиття. Проведено детальний аналіз зв'язку між діелектричною проникністю покриття та його товщиною при якому існує ефект, що досліджується. збільшенням Було визначено, ЩО зi діелектричної проникності покриття товщина, необхідна для існування розглянутої поведінки, зменшується. Важливо, що ця залежність справедлива не тільки тоді, коли площина падіння електромагнітної хвилі паралельна головній осі плазмонних еліпсоїдів ПМП, а й коли вона перпендикулярна до цієї осі.

Таким чином, дослідження показало, що включення ПМП знімає жорсткі вимоги до проникності діелектричного шару, необхідні для досягнення безвідбивного падіння *p*-поляризованих електромагнітних хвиль. Крім того, було виявлено, що ПМП забезпечує повне перетворення поляризації з *p*- на *s*- за певних умов. Також було продемонстровано, що падіння без відбиття, а також перетворення поляризації можуть відбуватися в твердотільних структурах, що складаються з ПМП, шару діелектрика та металевої підкладки. Крім того, додавання діелектричного покриття в такі структури суттєво зміщує частоту, на якій спостерігається безвідбивне падіння, ближче до резонансних частот ПМП.

Основний підхід, який використовувався в кожному з розділів, полягав амплітуди відбитих визначенні умов, за ЯКИХ р-поляризованих V електромагнітних хвиль стають нульовими. Знайдені умови забезпечують ефектів: падіння існування нових електромагнітних р-поляризованих електромагнітних хвиль без відбиття або їхнього повного перетворення в відбиті *s*-поляризовані електромагнітні хвилі. Для пошуку цих нових ефектів було знайдено компоненти полів *p*- та *s*-поляризованих електромагнітних хвиль у кожному окремому шарі в структурах, що розглядалися. На кожній границі між шарами використовувалися відповідні граничні умови. Електромагнітну поведінку ПМП було охарактеризовано за допомогою тензора двовимірної провідності. Такий підхід дозволив описати вплив ПМП на властивості р-поляризованих електромагнітних хвиль, що падають. Поєднання аналітичних методів з чисельними розрахунками, реалізованими Python, нові за допомоги мови програмування дозволило виявити електромагнітні ефекти та встановити умови їхнього існування.

Практичне значення отриманих результатів полягає в розробці нового підходу до покращення та налаштування характеристик оптичних і наноелектронних пристроїв. Інтегрування ПМП у звичайні багатошарові структури, що складаються з діелектричних і металевих шарів, надає відбиття можливість ефективно керувати характеристиками та поляризаційного перетворення *р*-поляризованих електромагнітних хвиль. Отримані результати можуть стати одним з важливих кроків на шляху до створення сучасних оптоелектронних компонентів 3 унікальними функціональними можливостями. Крім того, знайдені нові ефекти мають перспективи для підвищення ефективності радіолокаційних систем. Вони також сприяють розвитку технологій маскування наступного покоління з розширеними можливостями ефективного маніпулювання властивостями електромагнітних хвиль.

Ключові слова: електромагнетизм, метаметеріали, плазмонні метаповерхні, твердотільні структури, *р*-поляризовані електромагнітні хвилі, тензор двовимірної провідності, резонансні частоти, падіння без відбиття, перетворення поляризації, коефіцієнт відбиття.

ABSTRACT

Popovych I.D. Incidence of electromagnetic waves on layered solid-state structures incorporating a metasurface. Qualification scholarly paper: a manuscript.

Thesis submitted for obtaining the Doctor of Philosophy in Natural Sciences, Specialty 104 «Physics and astronomy» (10 – Natural Sciences). – O.Ya.Usikov Institute for Radiophysics and Electronics, Kharkiv, 2025.

This thesis presents the results of a theoretical study of the *p*-polarized electromagnetic wave propagation in layered dielectric and metal solid-state systems featuring a plasmonic metasurface.

Modern radiophysics and optics technologies enable precise control of electromagnetic waves by adjusting their amplitude, phase, and polarization, which is vital for applications in telecommunications, imaging systems, and defense. Artificially engineered materials known as metamaterials, composed of structured metallic or dielectric elements, possess tunable electromagnetic properties dictated by their internal configuration, allowing them to be used in devices like antennas, filters, and sensors. However, challenges in fabricating complex micro- and nanoscale bulk metamaterials, along with issues like losses and dispersion, limit their widespread adoption. Metasurfaces (MS), which are two-dimensional, subwavelength analogs of metamaterials, overcome many of these drawbacks by offering easier production, reduced losses, and seamless integration with nanophotonic systems. Of particular interest are plasmonic metasurfaces (PMS), whose unique, frequency-dependent conductivity properties enable new ways to control electromagnetic waves, paving the way for innovative devices with enhanced and unconventional functionalities.

The first section provides a comprehensive review of the existing literature on the structural design and key properties of MS. It examines their potential for practical applications across various technological fields and highlights the current challenges that must be overcome to effectively manipulate electromagnetic wave behavior using these structures. Furthermore, it discusses the influence of PMS configurations on wave propagation, reflection, and polarization. To offer context, the section also presents an overview of conventional multilayer systems composed of metals and dielectrics, summarizing their optical and electromagnetic performance characteristics in comparison to modern MS-based designs.

In the second section, we examined the conditions for achieving nonreflective incidence of *p*-polarized electromagnetic waves through the dielectric solid-state structure with PMS. Two configurations are considered: one where the plane of incidence is aligned parallel to the principal anisotropy axis of the PMS, and another where it is perpendicular. It was revealed that the criteria for achieving non-reflective incidence in this structure are fundamentally different from those in a conventional single dielectric. Without a PMS, propagation without reflection occurs at normal incidence only when there is a specific relation between the permittivity of the dielectric layer and surrounding areas. However, PMS removes this strict material-matching requirement, making it possible to achieve nonreflective incidence not only at normal angles but also at oblique ones. Furthermore, this effect persists across different material configurations, although increasing the dielectric constant of the intermediate layer gradually reduces the range of angles at which reflectionless transmission is possible.

The third section focuses on identifying the conditions necessary for the effective conversion of a p-polarized electromagnetic wave into an s-polarized reflected wave. It was found that uniaxial PMS placed atop a dielectric layer exhibits remarkable reflective and polarization-transforming properties. Notably, when p-polarized electromagnetic waves strike this structure at an angle that is neither parallel nor perpendicular to the PMS's principal axis, the PMS can effectively convert the reflected wave's polarization from p to s. Specific frequencies and dielectric layer thicknesses have been identified where this complete polarization transformation occurs, resulting in a purely s-polarized reflected wave. Additionally, the section investigates how this full conversion effect is influenced by variations in the dielectric layer's permittivity, providing a

more profound understanding of the conditions required for optimal polarization control. The frequency and thickness of the dielectric layer were also determined for cases where the polarization conversion is maximum and the reflection of the original *p*-polarized wave is as low as possible. This way, it is as possible to achieve either a fully converted or partially converted reflected wave, depending on the selected parameters.

In the fourth section, it has been demonstrated that a solid-state structure composed of a uniaxial PMS, a dielectric interlayer, and a metal substrate can, under specific conditions, also can completely absorb an incident *p*-polarized electromagnetic wave. This effect occurs when the plane of incidence is either parallel or perpendicular to the principal axis of the PMS and is achieved at two distinct frequencies, determined by the appropriate selection of the dielectric layer's thickness. Notably, this non-reflective behavior is independent of the dielectric layer's permittivity. Additionally, a novel phenomenon has been predicted: the total conversion of an incident *p*-polarized wave into a reflected *s*-polarized wave, provided the incident plane forms an acute angle with the PMS's principal axis. The critical frequencies and dielectric thicknesses for this effect have also been identified, along with the dependence of this conversion on the angle between the incidence plane and the symmetry axis.

The fifth section was dedicated to analyzing how dielectric coating affects the non-reflective properties of the solid-state structure. It was shown that the presence of a dielectric coating in a solid-state structure consisting of a uniaxial PMS, a dielectric layer, and a metal substrate has a significant impact on the conditions necessary for achieving reflectionless incidence of *p*-polarized electromagnetic waves. This study carefully examined the conditions under which such non-reflective transmission can occur, with particular attention to the influence of the dielectric coating's permittivity. The results showed that increasing the permittivity of the dielectric coating causes the frequency at which non-reflective transmission is observed to shift either moving closer to the resonant frequency characteristic of the PMS or toward another system-specific frequency, depending on the configuration. Furthermore, the specific thicknesses of the dielectric coating required to achieve reflection-free incidence were identified. A detailed analysis was also conducted on the relationship between the dielectric permittivity of the coating and the necessary coating thickness. It was determined that as the permittivity of the coating increases, the thickness required to maintain the reflectionless condition decreases. Importantly, this relationship holds true not only when the plane of incidence of the electromagnetic wave is parallel to the principal symmetry axis of the PMS, but also when it is perpendicular to this axis.

Overall, the study revealed that incorporating a plasmonic metasurface removes the strict requirements on the dielectric layer's permittivity necessary for achieving reflectionless incidence of *p*-polarized electromagnetic waves. Additionally, it was found that the PMP enables complete polarization conversion from *p*- to *s*-polarization under specific conditions. It was also demonstrated that reflectionless incidence as well as polarization conversion can occur in solid-state structures composed of a PMP, a dielectric layer, and a metal substrate. Furthermore, introducing a dielectric coating into such structures significantly shifts the frequency at which the reflectionless incidence effect is observed to the resonant frequencies of PMP.

The primary approach employed throughout the sections involved determining the conditions under which the amplitudes of the reflected waves for either one or both polarizations become zero, ensuring complete non-reflective incidence or polarization conversion. To achieve this, the electromagnetic field components were systematically expressed for each individual layer within the structure. Appropriate boundary conditions, varying according to the material properties of each medium, were then applied at the interfaces to accurately model wave interactions. The electromagnetic behavior of the uniaxial PMS was characterized using a conductivity tensor, capturing its response to incident *p*-polarized electromagnetic waves. This tensor-based formulation allowed for a rigorous description of the PMS's influence on wave incidence. By combining analytical techniques with numerical computations implemented in the Python

programming environment, the theoretical dependencies governing the system were established, and critical parameter values were calculated.

The practical significance of the results lies in the development of a new approach for enhancing and precisely tuning the performance of optical and nanoelectronic devices. By integrating PMS into conventional multilayer structures composed of dielectric and metallic layers, it becomes possible to effectively control reflection, absorption, and polarization conversion characteristics. This capability paves the way for the design of advanced optoelectronic components with tailored functionalities. Moreover, the findings offer promising prospects for improving the efficiency of radar systems and contributing to the development of next-generation cloaking technologies with enhanced electromagnetic wave manipulation capabilities.

Keywords: electromagnetism, metamaterials, plasmonic metasurface, solidstate structures, *p*-polarized electromagnetic waves, conductivity tensor, resonant frequencies, reflectionless incidence, polarization conversion, reflection coefficient.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації у періодичних наукових виданнях, що входять до міжнародних наукометричних баз Scopus або Web of Science:

1. М. М. Білецький, **І. Д. Попович**. Вплив одновісної плазмонної метаповерхні на властивості діелектричного шару. Радіофізика і радіоастрономія. 2022. Т. 27. № 1. С. 75–80. DOI: 10.15407/грга22.01.075.

2. M. Beletskii, **I. Popovych**. Changes in electromagnetic wave polarization resulting from its reflection at a uniaxial plasmonic metasurface on top of a dielectric layer. Радіофізика і радіоастрономія. 2022. Vol. 27. № 2. Р. 153–160. DOI: 10.15407/rpra27.02.153.

3. M. Beletskii, **I. Popovych**. Non-reflective incidence of p-polarized electromagnetic waves on the solid-state structure "uniaxial plasmonic metasurface – dielectric layer – metal". Радіофізика і радіоастрономія. 2023. Vol. 28. № 2. P. 166–173. DOI: 10.15407/rpra28.02.166.M.

4. M. Beletskii, **I. Popovych**. Reflectionless incidence of the p-polarized electromagnetic wave through solid-state structure "coating-uniaxial plasmonic metasurface-dielectric-metal". East European Journal of Physics. 2024. №. 2. P. 90–98. DOI: 10.26565/2312-4334-2024-2.

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

1. M. Beletskii, **I. Popovych**. Metasurface affect on electromagnetic waves polarization. The 18th International conference on electronics and applied physics Aphys. – Kyiv, Ukraine. – 18–22 Oct, 2022. – P. 58–59.

2. M. Beletskii, **I. Popovych.** Electromagnetic wave incidence on the metasurface-dielectric-metal structure. XXIII International Young Scientists Conference On Applied Physics. – Kyiv, Ukraine. – 16–20 May, 2023. – P. 57–58.

3. M. Beletskii, I. Popovych. Electromagnetic wave propagation through metasurface-dielectric-metal structure. International Research And Practice Conference "Nanotechnology And Nanomaterials". – Bukovel, Ukraine. – 16–19 Aug, 2023. – P. 515.

4. M. Beletskii, **I. Popovych**. The impact of the dielectric coating on the reflective properties of the structure "uniaxial plasmonic metasurface-dielectric-metal". XXIII International Young Scientists Conference On Applied Physics. – Kyiv, Ukraine. – 21–24 May, 2024. – P. 71–72.

3MICT

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ18
ВСТУП19
РОЗДІЛ 1 ПАДІННЯ ЕЛЕКТРОМАГІТНИХ ХВИЛЬ НА
МЕТАПОВЕРХНЕВІ СТРУКТУРИ: ПЕРСПЕКТИВИ ДОСЛІДЖЕННЯ 28
1.1. Огляд робіт про падіння електромагнітних хвиль на різноманітні
ТС із МП28
1.2. Структура та властивості МП33
1.2.1. Матеріальні основи для створення МП
1.2.2 Гіперболічні метаповерхні
1.2.3 Тензор поверхневої провідності ПМП
1.3. МП, як інструмент для зміни поведінки ЕМХ
1.3.1. Впровадження МП41
1.3.2 Перетворення поляризації ЕМХ за допомогою МП42
1.3.3 Відбивальні властивості МП44
Висновки до розділу 146
РОЗДІЛ 2 ВПЛИВ ПЛАЗМОННИХ МЕТАПОВЕРХОНЬ НА
БЕЗВІДБИВАЛЬНІ ВЛАСТИВОСТІ РІЗНИХ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ
ТВЕРДОТІЛНИХ СТРУКТУР48
2.1. Опис задачі
2.2 Коефіцієнт відбиття <i>р-</i> поляризованих ЕМХ від твердотільного
шару з метаповернею51
2.3 Ефект падіння <i>р-</i> поляризованих електромагнітних хвиль без
відбиття у випадку $arepsilon_2^2 < arepsilon_1 arepsilon_3$ 53

2.4 Ефект падіння без відбиття <i>р</i> -поляризованих електромагнітних
хвиль у випадку $\varepsilon_2^2 = \varepsilon_1 \varepsilon_3$
2.5 Ефект падіння без відбиття <i>р</i> -поляризованих електромагнітних
хвиль у випадку $\varepsilon_2^2 > \varepsilon_1 \varepsilon_3$
Висновки до розділу 259
РОЗДІЛ З ПЕРЕТВОРЕННЯ ПОЛЯРИЗАЦІЇ ЕМХ ПРИ ЇХНЬОМУ
ВІДБИТТІ ВІД ОДНОВІСНОЇ ПМП НА ДІЕЛЕКТРИЧНОМУ ШАРІ60
3.1. Опис задачі60
3.2 Електромагнітне поле <i>p</i> - і <i>s</i> -поляризованих ЕМХ
3.3 Коефіцієнт відбиття для <i>р-</i> поляризованої електромагнітної хвилі
від ПМП65
3.4 Залежність коефіціента відбитя <i>р</i> -поляризованої хвилі від
частоти та товщини діелектричного шару67
3.5 Залежність коефіціента відбиття <i>р-</i> поляризованої хвилі від кута її
падіння на ПМП69
3.6 Знаходження умов мінімуму коефіцієнту поляризаційного
перетворення ЕМХ при довільному значенні параметрів ТС71
Висновки до розділу 374
РОЗДІЛ 4 ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ЕФЕКТИ ЯКІ ВИНИКАЮТЬ ПРИ
ПАДІННІ ЕМХ НА ТС, ЯКА МАЄ ПМП ТА МЕЖУЄ З МЕТАЛЕВОЮ
ПІДКЛАДКОЮ75
4.1. Опис задачі75
4.2 Тангенціальні компоненти електромагнітного поля р-
поляризованої електромагнітної хвилі в кожному середовищі ТС77
4.3 Безвідбивне падіння <i>р-</i> поляризованих ЕМХ на ТС із
метаповерхнею, яка має металеву підкладку82
4.4 Перетворення <i>р</i> -поляризованих ЕМХ у <i>s</i> -поляризовані ЕМХ.87

16

Висновки до розділу 490
РОЗДІЛ 5 ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ЕФЕКТИ , ЩО ВИНИКАЮТЬ ПРИ
ПАДІННІ ЕМХ НА ПОКРИТТЯ ТС ІЗ МЕТАПОВЕХНЕЮ
5.1. Опис задачі91
5.2 Тангенціальні компоненти електромагнітного поля <i>p</i> - і s-
поляризованих хвиль у ТС із діелектричним покриттям
5.3 Безвідбивне падіння <i>р-</i> поляризованих ЕМХ на діелектричне
покриття TC із плазмонною метаповерхнею у випадку коли $arphi=0^\circ$ 101
5.4 Падіння <i>р</i> -поляризованих електромагнітних хвиль без відбиття
на діелектричне покриття TC із ПМП у разі, коли $arphi=90^\circ$ 106
Висновки до розділу 5 109
ВИСНОВКИ110
ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ112
ДОДАТОК А СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ
ДИСЕРТАЦІЇ 123

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

- ТС твердотільні структури
- ММ метаматеріали
- МП метаповерхні
- ПМП плазмонні метаповерхні
- ГМП гіперболічні метаповерхня
- ППП поверхневі плазмонні поляритони
- ЕМХ електромагнітні хвилі
- мкм мікрометр
- μ_r відносна магнітна проникність
- R коефіцієнт відбиття
- k_0 хвильове число
- *k* хвильовий вектор
- ε діелектрична проникність
- λ довжина хвилі
- φ кут падіння EMX
- ω кутова частота
- σ тензор провідності
- $\sigma_{\parallel}, \ \sigma_{\perp}$ ефективні провідності вздовж та поперек головної осі еліпсоїдів ПМП
- $\Omega_{\|}, \Omega_{\bot}$ резонансні частоти вздовж та поперек головної осі еліпсоїдів ПМП
- $\operatorname{Im}(\sigma)$ уявна частина комплексного числа
- $\operatorname{Re}(\sigma)$ реальна частина комплексного числа
- $\gamma_{\parallel,\perp}$ напівширина ліній пропускання вздовж та поперек головної осі
- ТГц терагерц

вступ

Сучасні прилади радіофізиці та оптиці В МОЖУТЬ керувати електромагнітними хвилями, регулюючи їхню амплітуду, фазу та поляризацію, що дає можливість формувати хвильовий фронт і змінювати напрямок руху хвиль. [1]. Це має вагоме значення як для наукових досліджень в різних сферах, так і для практичних додатків. Важливо, що різноманітні пристрої такого роду широко розповсюджені в різноманітних телекомунікаційних і оборонних технологіях, а також системах візуалізації [2].

Ha сьогодні розробки високочастотних пристроїв для використовуються штучно створені твердотільні структури (ТС), які називаюся метаматеріалами (MM). Такі матеріали складаються з періодичних елементів, що можуть бути металевими або діелектричними. Ці елементи резонансно пов'язані з електричними та/або магнітними компонентами електромагнітних полів, що падають [1]. Головною особливістю ММ є те, що вони мають електромагнітні властивості, які майже повністю залежать від їхньої внутрішньої структури [3]. Завдяки цій особливості ММ з'являється можливість керувати їхніми характеристиками шляхом змінювання форми та розміщення періодичних елементів [3-4]. Таким чином, за своїми електромагнітним властивостям ММ суттєво відрізняються від однорідних матеріалів без періодичної структури.

Серед усіх особливостей, що характеризують MM, однією 3 найважливіших є їхня здатність змінювати та контролювати поведінку електромагнітних хвиль (EMX) шляхом зміни параметрів періодичних елементів [5]. Цей факт має велике практичне значення. ММ можливо впровадити в різноманітні пристрої, серед яких можна назвати антени, фотонні фільтри, мережеві сенсори тощо [3]. Такі пристрої вже використовуються в медичній, військовій, автомобільній, аерокосмічній та інших сферах [6].

Однак, попри велику кількість досліджень останніх років, труднощі, що виникають при виготовленні складних об'ємних мікро- та нанорозмірних структур, а також втрати та сильна дисперсія, пов'язані з використанням металевих елементів, перешкоджають масовому виробництву та впровадженню багатьох запропонованих застосувань об'ємних ММ [1,5].

З цього погляду кращим варіантом є застосування ММ із субхвильовою товщиною. Такі ММ можна вважати двомірною структурою – метаповерхнею (МП). МП нівелює кілька ключових недоліків об'ємних ММ [5]. Це стосується як зменшення втрат, так і спрощення виробництва. Крім того, з'являється можливість інтеграції з нанофотонними пристроями [5]. Маючи всі основні властивості об'ємних ММ, МП демонструють унікальні можливості для управління параметрами ЕМХ в широкому діапазоні частот – від міліметрового до оптичного [7].

Попри велику кількість досліджень, впровадження МП для масового використання все ще стикається з багатьма викликами. Розбіжності між теоретичною та практичною ефективністю зазвичай пов'язують із недоліками виробництва. Для досягнення бажаних характеристик МП потрібно мати та підтримувати високий рівень якості обладнання, а також створювати спеціальні умови [8].

На сьогодні багато уваги привернуто до анізотропних плазмонних МП (ПМП) [8]. Такий тип МП складається із субхвильових металевих елементів. Одним з найбільш поширених різновидів ПМП є структура, заснована на періодичному масиві золотих еліпсоїдів [9]. Електромагнітні властивості анізотропних ПМП можна описати ефективним тензором поверхневої провідності [9]. Частотні залежності діагональних компонент ефективного тензора мають вигляд Лоренцевих ліній. При цьому повздовжня та поперечна компоненти ефективного тензора ПМП характеризується різними резонансними частотами. Важливою особливістю ефективного тензора ПМП є наявність недіагональної компоненти, яка приводить до змішування електромагнітних хвиль, що мають різну поляризацію. Частотні особливості

ефективного тензора суттєво змінюють поведінку падіння електромагнітних хвиль на TC, які мають плазмонні МП. Завдяки цьому з'являється можливість створення принципово нових технічних пристроїв з унікальними можливостями [8].

Дисертацію присвячено вивченню нових ефектів, які виникають при падінні *p*-поляризованих електромагнітних хвиль на TC, що містять ПМП. У роботі розглянуто наступні структури: ПМП на поверхні діелектричного шару, що межує або з іншим нескінченним діелектриком, або з металом. Крім того, того розглянуто ситуацію, коли TC плазмонна МП-діелектричний шар-метал має діелектричне покриття. Для всіх розглянутих структур знайдено умови виникнення нових ефектів, а також досліджено їхні особливості залежно від параметрів діелектриків.

У роботі особлива увага приділена вивченню ефекту падіння без відбиття *p*-поляризованих електромагнітних хвиль на твердотільні структури, що містять ПМП. Знаходження умов виникнення цього ефекту є дуже важливим для створення різноманітних технічних пристроїв. Здатність TC із ПМП ставати невидимими в певному діапазоні частот дуже важлива для створення методів маскування різних об'єктів. Розробка різноманітних пристроїв маскування, основаних на TC із ПМП, дозволяє покрити майже всі діапазони частот. Особливо значущим є застосування таких приладів в аерокосмічній галузі, оскільки їхні компактність та зменшена вага потенційно роблять їх ключовими елементами для використання в авіаційних і космічних технологіях [10]. Також було описано ще один новий ефект, який виникає при падінні *p*-поляризованих ЕМХ під кутом до головної осі еліпсоїдів ПМП. Цей ефект полягає в повній трансформації *p*-поляризованих ЕМХ у *s*-поляризовані. Можливість такого роду трансформації відкриває нові перспективи для створення нових приладів радіофізики та електроніки.

Таким чином, дослідження нових фізичних ефектів, які виникають при падінні *p*-поляризованих електромагнітних хвиль на твердотільні структури з ПМП, має великий науковий і практичний інтерес.

Актуальність досліджень, проведених у цій роботі, обумовлено наступним фактором. Фізичні ефекти, які виникають при падінні *p*поляризованих електромагнітних хвиль на TC із ПМП, ще недостатньо добре досліджені. Ця обставина визначила першочергові завдання проведеного в дисертації дослідження. Отримані результати не тільки розширюють наші знання про фізичні процеси за участю плазмонних МП, але й дають можливість створити принципово нові елементи пристрої радіофізики та наноптики.

Мета і завдання дослідження. Метою роботи є теоретичне дослідження фізичних ефектів і закономірностей, які виникають при падінні *p*-поляризованих електромагнітних хвиль на твердотільні структури, що містять у собі ПМП.

Для досягнення поставленої мети дослідження необхідно було розв'язати наступний перелік завдань:

– знаходження коефіцієнта відбиття *p*-поляризованих електромагнітних хвиль від різних типів шаруватих твердотільних структур, які містять плазмонну МП;

 визначення умов виникнення ефекту падіння *p*-поляризованих електромагнітних хвиль без відбиття на різні типи твердотільних структур із плазмонною МП;

– знаходження умов трансформації *p*-поляризованих електромагнітних хвиль, що падають на твердотільні структури з ПМП, у відбиті *s*-поляризовані електромагнітні хвилі;

 визначення умов виникнення ефекту безвідбивного падіння *р*поляризованих електромагнітних хвиль за наявності металевої підкладки до діелектричного шару, який межує з плазмонною МП.

 дослідження та аналіз умов виникнення ефекту падіння *p*поляризованих електромагнітних хвиль без відбиття за наявності діелектричного покриття твердотільної структури із плазмонною МП, яка має металеву підкладку. **Об'єктом дослідження** є фізичні ефекти, які виникають при падінні *p*-полярізованих ЕМХ на твердотільні структури, що містять у собі плазмонну МП.

Предметом дослідження є відбивальні та поляризаційні властивості твердотільних структур із ПМП при падінні на них *p*-полярізованих електромагнітних хвиль.

Методи дослідження

Для отримання результатів дослідження використовувалися методи теоретичної фізики та добре відомі методи чисельних розрахунків. Для проведення чисельного моделювання використовувалась мова програмування Python.

Наукова новизна одержаних результатів

1. Показано, що присутність анізотропної одновісної ПМП на діелектричному шарі суттєво змінює умови для виникнення ефекту падіння без відбиття *p*-поляризованих електромагнітних хвиль, які поширюються вздовж і поперек головної осі плазмонних еліпсоїдів. Встановлено, що ПМП усуває жорсткі обмеження на величину проникності діелектричного шару, при якій не спостерігається відбиття при падінні *p*-поляризованих електромагнітних хвиль. Для прояву ефекту падіння *p*-поляризованих електромагнітних хвиль без відбиття проникність діелектричного шару може бути обрана в широкому діапазоні значень.

2. Наявність одновісної ПМП на діелектричному шарі може привести до трансформації *p*-поляризованої електромагнітної хвилі, що падає, у відбиту *s*-поляризовану електромагнітну хвилю. Було визначено, що такий ефект може існувати у випадку, коли площина падіння *p*-поляризованої електромагнітної хвилі формує гострий кут з головною віссю плазмонних еліпсоїдів ПМП.

3. Доведено, що ефект падіння *p*-поляризованих електромагнітних хвиль без відбиття також може існувати для TC, що складається з одновісної ПМП, діелектричного шару та металевої підкладки. Для цієї твердотільні

структури також було передбачено новий ефект трансформації *p*поляризованої електромагнітної хвилі, що падає, у відбиту *s*-поляризовану електромагнітну хвилю. При цьому площина падіння *p*-поляризованої електромагнітної хвилі повинна бути розташована під гострим кутом до головної осі плазмонних еліпсоїдів ПМП.

4. Встановлено, що діелектричне покриття твердотільної структури, яка складається з одновісної плазмонної МП, діелектричного шару та металевої суттєвий ВПЛИВ на ефект падіння підкладки, має р-поляризованих відбиття. Знайдено, електромагнітних без ЩО діелектрична ХВИЛЬ проникність покриття суттєво впливає на частоту, при якій спостерігається ефект падіння електромагнітних хвиль без відбиття. Встановлено залежність між діелектричною проникністю покриття та його товщиною, яка необхідна для появи ефекту падіння *р*-поляризованих електромагнітних хвиль без відбиття.

Практичне значення одержаних результатів

Одержані результати можуть бути застосовані для підвищення продуктивності та функціональності сучасного наноелектронного та оптичного обладнання. Крім того, вони можуть сприяти розробці нових пристроїв з унікальними та інноваційними характеристиками.

Результати теоретичних досліджень нових ефектів, яки виникають при падінні *p*-поляризованих електромагнітних хвиль на TC, які містять ПМП, можуть бути ефективно використані для покращення маскувальних властивостей приладів на різних частотах. Це зробить їх менш помітними в умовах, коли приховування цих приладів має вирішальне значення. Використовуючи здобуту інформацію, можна досягти суттєвого прогресу в технологіях малопомітності в широкому спектрі практичних застосувань.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами

Дисертаційну роботу виконану у відділі твердотільної електроніки №21 Інституту радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України в рамках держбюджетної теми науково-дослідної роботи: «Дослідження процесів формування, поширення та випромінювання потужних електромагнітних імпульсів та поляризованих хвиль гігагерцового, терагерцового та оптичного діапазонів у частотно-селективних структурах і метаматеріалах та їх взаємодії з біологічними об'єктами» (шифр «Імпульс», номер держреєстрації 0122U000667, виконавець).

Особистий внесок здобувача

Наукові статті, в яких представлено основні результати дисертаційної роботи, написано у співавторстві з керівником відділу твердотільної електроніки Інституту радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України М. М. Білецьким за безпосередньої участі автора. Автор брав активну участь у розробці теоретичної бази для розуміння того, як електромагнітні хвилі взаємодіють з різними ТС із ПМП. Крім того, він працював над аналізом отриманих даних і висновків, а також редагував тексти наукових статей, які лягли в основу данної роботи. Він також брав безпосередню участь у наукових конференціях, де був доповідачем наукових тез.

У роботі [1] дисертант був залучений до моделювання та виконання необхідних розрахунків для визначення умов, що потрібні для виникнення ефекту падіння EMX без відбиття.

У статті [2] дисертант розрахував частоти та товщини діелектричного шару, при яких коефіцієнт поляризаційного перетворення досягає максимального значення в заданому діапазоні частот, а також написав відповідну частину тексту.

У роботі [3] дисертант виявив, що ефект падіння *p*-поляризованих електромагнітних хвиль без відбиття не обмежується величиною діелектричної проникності діелектричного шару. Він виконав необхідні розрахунки та оформив відповідний розділ статті.

У роботі [4] дисертант проаналізував зв'язок між товщиною покриття та його діелектричною проникністю, для яких існує ефект падіння *p*поляризованих електромагнітних хвиль без відбиття. Він визначив, що збільшення діелектричної проникності покриття призводить до зменшення товщини, необхідної для спостереження безвідбивного падіння електромагнітних хвиль на багатошарову структуру, яка містить плазмонну МП.

Публікації

Дисертаційна робота є узагальненням, викладом і розвитком опублікованих праць автора в кількості 4 статей в українських і міжнародних журналах, що входять до переліку МОН України.

1. М. М. Білецький, І. Д. Попович. Вплив одновісної плазмонної метаповерхні на просвітлювальні властивості діелектричного шару. Radio physics and radio astronomy 2022. Т. 27, № 1, С. 75–80.

DOI: 10.15407/rpra22.01.075.

2. M. M. Beletskii, I. D. Popovych. Changes in electromagnetic wave polarization resulting from its reflection at a uniaxial plasmonic metasurface on top of a dielectric layer. Radio physics and radio astronomy 2022. Vol. 27, no. 2. P. 73–80. DOI: 10.15407/rpra22.02.73

3. M. M. Beletskii, I. D. Popovych. Non-reflective incidence of *p*-polarized electromagnetic waves on the solid-state structure "uniaxial plasmonic metasurface – dielectric layer – metal". Radio physics and radio astronomy 2023. Vol. 28, no. 2. P. 166–173. DOI: 10.15407/rpra28.02.166

4. M. M. Biletskiy, I. D. Popovych. Reflectionless incidence of the *p*-polarized electromagnetic wave through solid-state structure "coating-uniaxial plasmonic metasurface-dielectric-metal". East European Journal of Physics 2024, no. 2, P. 90–98. DOI: 10.26565/2312-4334-2024-2-07.

Апробація результатів дисертації

Результати досліджень було висвітлено та обговорено на наступних форумах так конференціях:

1. M. Beletskii, I. Popovych. Metasurface affect on electromagnetic waves polarization. The 18th International Conference on Electronics and Applied Physics APHYS. – Kyiv, Ukraine. – 18–22 Oct, 2022. – P. 58–59.

2. M. Beletskii, I.Popovych. Electromagnetic wave incidence on the metasurface-dielectric-metal structure. XXIII International Young Scientists Conference On Applied Physics. – Kyiv, Ukraine. – 16–20 May, 2023. – P. 57–58.

3. M. Beletskii, I. Popovych. Electromagnetic wave propagation through metasurface-dielectric-metal structure. International Research And Practice Conference "Nanotechnology And Nanomaterials". – Bukovel, Ukraine. – 16–19 Aug, 2023. – P. 515.

4. M. Beletskii, I. Popovych. The impact of the dielectric coating on the reflective properties of the structure "uniaxial plasmonic metasurface-dielectric-metal". XXIII International Young Scientists Conference On Applied Physics. – Kyiv, Ukraine. – 21–24 May, 2024. – P. 71–72.

Структура та обсяг дисертації

Дисертація складається з анотації, переліку умовних скорочень, вступу, 5-х розділів, висновків, переліку посилань і 1-го додатка. Обсяг дисертації становить 124 сторінки. Вона містить 24 рисунки та 102 бібліографічних посилань.

РОЗДІЛ 1 ПАДІННЯ ЕЛЕКТРОМАГІТНИХ ХВИЛЬ НА МЕТАПОВЕРХНЕВІ СТРУКТУРИ: ПЕРСПЕКТИВИ ДОСЛІДЖЕННЯ

У цьому розділі зроблено огляд літератури пов'язаною зі структурними елементами та фундаментальними характеристиками МП. Досліджено потенціал МП для різних практичних реалізацій. Крім того, описані задачі, які необхідно вирішити в контексті їх впливу на поведінку ЕМХ. Наведено огляд традиційних багатошарових структур, що містять металеві та діелектричні МП з метою узагальнювання їх оптичних та електромагнітних властивостей.

1.1. Огляд робіт про падіння електромагнітних хвиль на різноманітні ТС із МП.

Просвітлювальні металеві та діелектричні оптичні покриття і пристрої вирішальне мають значення керування спрямування ДЛЯ та електромагнітного випромінювання в різних галузях, таких як лазери, телекомунікації, розумне скло, астрономія, аерокосмічна промисловість, моніторинг навколишнього середовища, дисплеї та освітлення [11]. Однак вимоги до якості оптичних пристроїв, що зростають, створюють значні виклики, стимулюючи постійний розвиток дизайну фільтрів, складних методів визначення характеристик, дослідження нових матеріалів та вдосконалення технологій нанесення тонкоплівкових покриттів [12].

Новітні оптичні покриття мають важливе значення як у повсякденному застосуванні, так і в передових дослідженнях, забезпечуючи розширені можливості, такі як фільтрація випромінювання та поляризаційне розщеплення пучка, функціональність оптичних елементів від простих лінз до складних лазерних систем, космічних приладів та обладнання для передачі даних [11]. Сучасні покриття, розроблені для широкого спектра довжин хвиль — від ультрафіолетового до інфрачервоного — наносяться на різноманітні підкладки та часто складаються з декількох тонкоплівкових шарів, що чергуються [13].

Одну з важливих задач, яку допомагають вирішити просвітлювальні структури – поглинання EMX [11]. Хоча безвідбивні покриття зазвичай складаються лише з двох-чотирьох шарів, складніші прилади, такі як смугові фільтри, вимагають ще більшої кількості, а загальна товщина структури іноді перевищує десятки мікрометрів [14]. Це висуває жорсткі вимоги до точності виробничого процесу, оскільки кінцеві спектральні характеристики покриття залежать від сукупного внеску всіх шарів, кожен з яких визначається точною товщиною окремих матеріалів [15].

Ряд важливих ефектів, зокрема ефект падіння ЕМХ без відбиття на різні середовища, досягається лише тоді, коли шари мають оптимальну товщину та певну діелектричну проникність. Однак, доступність природних матеріалів, що відповідають цим вимогам, обмежена [13]. Один зі шляхів розв'язання цієї проблеми — використання різних багатошарових твердотільних структур, причому один з варіантів пропонує впровадження тришарових конфігурацій, які містять шар з від'ємною діелектричною проникністю [16–21].

Наведемо стислий огляд досліджень, пов'язаних з вивченням таких багатошарових конфігурацій з метою окреслення методів та можливостей використання.

В роботі [17] методом матриць переходу досліджено умови нестандартного електромагнітного резонансного тунелювання крізь різні конфігурації тришарових немагнітних ($\mu_r = 1$) середовищ, що містять ε негативні та позитивні шари. Аналіз показує, що діелектрична проникність другого типу матеріалів не впливає на виникнення ефекту резонансного тунелювання.

В дослідженні [18] було узагальнено аналіз падіння електромагнітних хвиль без відбиття шляхом введення безрозмірних товщин шарів. Такий

підхід дозволяє аналізувати ефект безвідбивного падіння незалежно від конкретних частотних діапазонів. Впроваджуючи метод матриці поширення було визначено товщини шарів, що впливають на коефіцієнт відбиття, який виражений за допомогою формули (1.1-1.4).

$$R = \left| \frac{b_{-}}{a_{+} + b_{+}} \right|^{2}, \tag{1.1}$$

$$a_{+} = 2in_{1}[2n_{1}n_{2}\cos 2\varphi_{1}\cosh \varphi_{2} - (n_{1}^{2} - n_{2}^{2})\sin 2\varphi_{1} + \sinh \varphi_{2}]; \qquad (1.2)$$
$$b_{+} =$$

$$2n_1n_2(n_1^2 \pm 1)\sin 2\varphi_1 \cosh \varphi_2 +$$

$$n12\pm 1n12 - n22\cos 2\varphi_1 - n12\mp 1n12 + n22\sinh \varphi_2;$$
(1.3)

$$\varphi_1 = k_0 n_1 d_1, \, \varphi_2 = k_0 n_2 d_2 \tag{1.4}$$

Де $d_{1,2}$ – товщини шарів, $\varepsilon_{1,2}$ – їх діелектрична проникність, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$, а $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1}$, $n_2 = \sqrt{-\varepsilon_2}$. Результати роботи [18] показують, що наявність шару з від'ємною діелектричною проникністю в тришаровій структурі приводить до зміни спектра відбиття електромагнітних хвиль. Зокрема, в спектрі з'являються широкі зони слабкого відбиття, розмір яких можна ефективно регулювати, змінюючи значення від'ємної діелектричної проникності середнього шару.

Авторами публікації [19] показано, що асиметрія тришарової структури суттєво впливає на умови повного тунелювання EMX. Оптимізуючи характеристики такої структури, можна пристосувати умови тунелювання до конкретних практичних потреб. Крім того, було продемонстровано, що відповідний вибір параметрів може зменшити вплив асиметрії на ефект тунелювання EMX.

В роботі [20] продемонстровано, що врахування частотної дисперсії шару з від'ємною діелектричною проникністю дає змогу спостерігати повне

тунелювання хвиль на різних частотах при відповідному підборі параметрів тришарової структури. Крім того, передбачено виникнення двочастотного повного тунелювання ЕМХ в різних частотних діапазонах.

У статті [21] запропоновано метод створення середовищ 3 градуйованим індексом, який має нульовий коефіцієнт відбиття. В цій роботі профілі діелектричної проникності розділені на три типи на основі їхніх властивостей пропускання. Крім того, запропонований метод детально описує розподілення профілів діелектричної проникності, При ЯКИХ спостерігається ефект нульового відбиття електромагнітних хвиль.

В роботі [22] показано, що при використанні МП з гіперболічною дисперсією можна досягти всекутового нульового відбиття у випадку коли МП орієнтована перпендикулярно до асимптоти гіперболічної дисперсії. Цей ефект був теоретично передбачено за допомогою чисельного моделювання процесу поширення електромагнітних хвиль у періодичній шаруватій структурі метал-діелектрик.

В статті [23] отримано матрицю відбиття електромагнітних хвиль на межі розділу між вакуумом і хіральним середовищем. Показано, що для певних поляризацій електромагнітної хвилі, що падає, виникає ефект відсутності відбиття. Розглянуто особливий випадок, коли хіральне середовище діє як вакуум для однієї кругової поляризації. При цьому відбиття спостерігається відсутність під будь-яким КУТОМ падіння електромагнітних хвиль.

В роботі [24] показано, що радіаційні втрати поверхневих плазмонних поляритонів (ППП) можна значно зменшити, використовуючи градієнтний профіль діелектричної проникності або періодичні шаруваті структури замість одного діелектричного шару. Структури з градієнтним профілем забезпечують кращу передачу ППП порівняно з однією діелектричною пластиною. Періодичні шаруваті структури ще більше мінімізують радіаційні втрати ППП порівняно зі структурами з однією діелектричною межею розділу. У статті [25] представлено чисельний метод для досягнення високого коефіцієнта пропускання в низькопоглинаючих багатошарових покриттях. Знайдені аналітичні вирази для визначення товщин двох довільних шарів у низькопоглинаючому багатошаровому покритті для існування ефекту нульового відбиття EMX. Запропоновано чисельний алгоритм для розрахунку товщини додаткових шарів, необхідних для існування великого коефіцієнта пропускання на обраній довжині електромагнітної хвилі.

1.2. Структура та властивості МП

Даний підрозділ присвячено огляду структурних характеристик і властивостей метаповерхонь. Він надає загальний опис принципу дизайну МП та їх функціональних можливостей.

1.2.1. Матеріальні основи для створення МП

МП – це планарний метаматеріал, що складається з численних субхвильових, тобто менших за довжину хвилі λ структурних одиниць – метаатомів (див. Рис. 1.1) [16]. В основу дизайну МП було покладено роботи, в яких досліджувалась можливість керувати розсіюванням світла від діелектричних або металевих наночастинок у масштабі довжини хвилі, як у резонансному, так і в нерезонансному режимі [26-30]. Функціональність МП ґрунтується на колективному розсіянні світла масивом субхвильових оптичних елементів. Наявність МП у таких практично важливих пристроях як антени та резонатори, суттєво покращує їх спектральні та поляризаційні характеристики [31].



Рис. 1.1. Субхвильові структурні елементи МП

МП інтенсивно вивчають на предмет їхньої здатності маніпулювати електромагнітними хвилями (фазою, амплітудою, поляризацією) на субхвильових відстанях [32]. Такі структури зазвичай поділяють на категорії залежно від матеріальної основи, що була використана для їх побудови [33]. Найбільш розповсюдженими загальними категоріями є плазмонні та діелектричні МП.

Плазмонні метаповерхні (ПМП) – це двовимірні структури, що складаються з субхвильових металевих елементів [33]. В ПМП виникають плазмонні резонанси у випадку коли частота ЕМХ, що падають, збігається з частотою власних коливань вільних електронів у металі. Це дозволяє маніпулювати світлом на субхвильовому рівні [32]. Згідно з принципом Гюйгенса, керуючи амплітудною і фазовою характеристикою кожного точкового джерела відносно електричної та магнітної компонент поля хвилі, що падає, можна маніпулювати формою хвильового фронту для досягнення бажаної функціональності пристрою [34].

В діелектричних метаповерхнях існує розсіювання Mi від високоіндексних діелектричних наночастинок з високими показниками заломлення, таких як кремній, германій або телур. При цьому виникають магнітні взаємодії електричні та дипольні на певних довжинах електромагнітних хвиль [35-37].

Історично склалося, що алюміній, а також благородні метали, такі як срібло, переважно використовуються золото та В плазмонних метаповерхневих системах завдяки їх унікальним властивостям [33]. З одного боку, ці матеріали мають відносно низьку температуру плавлення, що обмежує їхню продуктивність у високотемпературних середовищах. Крім того, такі матеріали, як срібло та алюміній, страждають від низької хімічної стабільності, що зменшує їхню довговічність у певних сферах застосування. З іншого боку, попри ці обмеження, плазмонні матеріали мають значні добре налагоджені процеси переваги. Вони мають виробництва і демонструють чудову біосумісність, зокрема золото. Крім того, їхня здатність забезпечувати малу площу пристрою при високій концентрації поля має вирішальне значення для посилення взаємодії світла з речовиною в різних оптичних приладах [38-40].

Плазмонні метаповерхні мають наступні особливості:

 – плазмонні метаповерхні можуть обмежувати світло до субхвильових об'ємів завдяки поверхневим плазмонним резонансам, що уможливлює такі практичні застосування, як зондування та нелінійна оптика [38];

 – резонансні частоти плазмонних структур можна налаштовувати в широкому спектральному діапазоні, що забезпечує їх широкосмугову функціональність [39];

 – збудження поверхневих плазмонів призводить до значного локального підсилення поля, що є корисним для спектроскопії та посилення взаємодії світла з речовиною [40].

На сьогодні розроблені метаповерхні з різноманітними конфігураціями структурних елементів, які пропонують вирішення конкретних задач, зокрема:

– металеві V-подібні наноантени на кремнії, виготовлені методом електронно-променевої літографії, контролюють фази розсіяного світла [41];

 структури сформовані з золотих нанодисків чи нанопластин, що виготовляються за допомогою електронно-променевої техніки [42-45];

– металеві Н-подібні наноантени на друкованих платах [46-47];

 автономні сітчасті метаповерхні розроблені та виготовлені за допомогою електронно-променевої літографії для функціонування як широкосмугові фільтри. [48];

 металеві прямокутні отвори розташовані в обертально-симетричному масиві всередині металевої плівки [49];

 металеві нанострижні, виготовлені на скляній підкладці за допомогою стандартної електронно-променевої літографії та процесу ліфтингу [50];

 металеві резонатори з розщепленими кільцями, спроєктовані та виготовлені на скляній підкладці за допомогою стандартної електроннопроменевої літографії [51].

Діелектричні МП, в свою чергу, характеризуються низькими оптичними втратами, що дозволяє ефективно маніпулювати світлом і передавати енергію [38, 52-53]. Крім того, їхня механічна та хімічна стійкість забезпечує довговічність і придатність до тривалого використання в різних середовищах. Всупереч цім перевагам, існують також певні обмеження. Діелектричні матеріали, як правило, займають більшу площу пристрою порівняно з плазмонними матеріалами, що може обмежувати їх інтеграцію в компактні системи. Вони також мають меншу ефективність в застосуваннях, які потребують високо локалізованих електромагнітних полів [52].

Слід зазначити, що деякі обмеження можна усунути, використовуючи вогнетривкі плазмонні матеріали [33]. Нітрид титану (TiN) та нітрид цирконію (ZrN), зберігають свою структурну цілісність і оптичні властивості підвищених температурах, що дозволяє використовувати ïx y при середовищах [54-55]. Але високотемпературних застосування таких матеріалів вимагає дотримування суворих і вдосконалених технологічних вимог, що робить виробництво складним і дорогим [55]. Також вони, як правило, демонструють вищі оптичні втрати у видимому діапазоні порівняно з традиційними благородними металами [33]. Крім того, деякі вогнетривкі плазмонні матеріали також схильні до окислення при підвищених температурах, що може погіршити їхні оптичні та структурні властивості. Це більше ще ускладнює використання несприятливих ïχ В умовах навколишнього середовища [56].

Графен, двовимірній шар атомів вуглецю, розташованих V гексагональній решітці, привернув до себе значну увагу як плазмонний матеріал завдяки своїм унікальним електричним та оптичним властивостям [57-58]. На відміну від звичайних благородних металів, якім притаманні високі оптичні втрати та які не мають здатності динамічно переналаштовуватися, графен пропонує перспективні рішення цих проблем [33]. Тобто МП на основі графену мають потенціал для маніпулювання електромагнітними хвилями. Але він має ряд недоліків, таких як вищі втрати на оптичних частотах, труднощі точного виготовлення, чутливість до факторів навколишнього середовища. Все це впливає на стабільність і довговічність. Він також має складні нелінійні ефекти для таких застосувань,
як оптична комутація. Крім того, він має обмежену ефективність у видимому діапазоні світла, з кращими характеристиками в терагерцовому, мікрохвильовому та інфрачервоному діапазонах [59-60].

1.2.2 Гіперболічні метаповерхні

Гіперболічні метаповерхні (ГМП) – це окремий тип МП, які демонструють анізотропну поведінку, діючи як діелектрик для електричних полів в одному напрямку та як метал в іншому [16]. ГМП мають унікальні електромагнітні властивості. Вони уможливлюють такі практичні застосування, як лінзи з субхвильовою роздільною здатністю та від'ємна рефракція. Високе поглинання, покращений теплообмін та сильне широкосмугове збільшення густини станів підвищує ефективність використання ГМП [61]. Структурними елементами ГМП, як і для звичайних МП, можуть бути провідникові середовища (наприклад, метали) [16], діелектричні, графенові матеріали [61], а також їх різні комбінації.

Благородні метали, такі як Ag та Au, можуть бути структуровані в субхвильові масиви, такі як нанощілини, або наноотвори для створення анізотропних резонансів. Зокрема, епітаксійне срібло використовується для досягнення гіперболічної поведінки МП у видимому спектрі [33]. У роботі [62] продемонстровано існування ГМП у видимому діапазоні, де відносно низькі оптичні втрати та сильне обмеження поля мають вирішальне значення для підтримки гіперболічної дисперсії ППП. Крім того, в статтях [42, 63] було проведено дослідження методів створення ГМП на основі золотих нанодисків. Ці дослідження мають важливе значення для виявлення оптимальних варіантів створення ефективних практичних пристроїв у різних діапазонах хвиль.

Іншим варіантом створення ГМП є застосування масивів металевих нанострижнів, вбудованих в діелектричну матрицю. Геометрія цих ГМП може бути розроблена таким чином, щоб досягти необхідної анізотропії провідності МП [64].

Одновісне ефективне середовище з гіперболічною дисперсією в заданому спектральному діапазоні можна створити шляхом періодичного розміщення субхвильових шарів металу (наприклад, TiN або срібла) і діелектриків (наприклад, нітриду кремнію, оксиду алюмінію або фазозмінних матеріалів). Використовуючи такі методи, як розпилення або осадження атомних шарів, можна виготовити одновісне ефективне середовище з гіперболічною дисперсією В заданому спектральному діапазоні. Цe гіперболічна функціонує ЯК метаповерхня. середовище Вона має регульований відгук, що визначається товщиною та вибором матеріалу. Таку поведінку мають масиви, що включають фазозмінні діелектрики (наприклад, Sb₂S₃) [65].

Створення активно керованих ГМП, які включають графен та VO_2 , дозволяє динамічно регулювати гіперболічну дисперсію за допомогою зовнішніх полів [66]. Багатошарові графенові решітки можуть демонструвати гіперболічний відгук метаматеріалу в терагерцовій області частот. За допомогою різних патернів графену можна досягти регульованої гіперболічної дисперсії на різних частотах [67]. Висока провідність матеріалу та сильна взаємодія світла з речовиною підвищують його потенціал для широкосмугових застосувань в активних фотонних пристроях.

Обмеженість графена та регульована щільність носіїв заряду роблять його перспективним кандидатом для інтеграції з іншими 2D-матеріалами. Ця можливість була продемонстрована в гібридних приладах, де графен поєднується з такими матеріалами як hBN (гексагональний нітрид бору) або використовується для покращення діелектричних метаповерхонь [68]. Середовище hBN — природний гіперболічний матеріал в середньому інфрачервоному діапазоні. Він є ефективною основою для гіперболічних метаповерхонь. hBN може підтримувати дуже обмежені та спрямовані гіперболічні фононні поляритони [68-69]. З іншого боку, присутні значні складнощі з виробництвом цих матеріалів. Випуск високоякісного графену великої площі з однорідними властивостями залишається технічною проблемою. Чутливість графену до факторів навколишнього середовища може призвести до мінливості продуктивності пристрою [70]. Складність інтеграції метаповерхонь на основі графену з іншими активними матеріалами та підтримання стабільності в умовах експлуатації ще більше ускладнює їх практичне застосування [70].

1.2.3 Тензор поверхневої провідності ПМП

Завдяки двовимірній природі МП електромагнітну реакцію нескінченно тонкої однорідної анізотропної плазмонної метаповерхні (ПМП) можна ефективно змоделювати за допомогою одновісного тензора поверхневої провідності [71-72] (вважається, що метаповерхня лежить у площині ХҮ):

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix}$$
(2)

У разі, коли ПМП складається з масиву золотих еліпсоїдів, поширення електромагнітних хвиль вздовж та поперек головної осі еліпсоїдів описується наступним тензором провідності [61]:

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{\parallel} & 0\\ 0 & \sigma_{\perp} \end{pmatrix} \tag{3}$$

Для електромагнітної хвилі, що падає під кутом φ до головної осі еліпсоїдів ПМП тензор провідності матиме наступний вигляд:

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{\parallel} \cos^{2} \varphi + \sigma_{\perp} \sin^{2} \varphi & (\sigma_{\perp} - \sigma_{\parallel}) \frac{\sin 2\varphi}{2} \\ (\sigma_{\perp} - \sigma_{\parallel}) \frac{\sin 2\varphi}{2} & \sigma_{\parallel} \sin^{2} \varphi + \sigma_{\perp} \cos^{2} \varphi \end{pmatrix}$$
(4)

У наближенні дипольного та локального відгуку компоненти тензора провідності (3) мають лоренцевий вигляд записуються наступним чином [73]:

$$\sigma_{\parallel,\perp} = \sigma_{\parallel,\perp}^{\infty} + i \frac{\omega A_{\parallel,\perp}}{\omega^2 - \Omega_{\parallel,\perp}^2 + i\omega\gamma_{\parallel,\perp}} = \sigma_{\parallel,\perp}' + i\sigma_{\parallel,\perp}''$$
(5)

Тут індекси «||» та «⊥» відповідають напрямкам вздовж і впоперек головної осі плазмонних еліпсоїдів метаповерхні, $\Omega_{\parallel,\perp}$ та $\gamma_{\parallel,\perp}$ – резонансні частоти та напівширини ліній, $A_{\parallel,\perp}$ сили осциляторів, $\sigma_{\parallel,\perp}^{\infty}$ – фонові провідності, а $\sigma'_{\parallel,\perp}$, $\sigma''_{\parallel,\perp}$ – реальна та уявна частини відповідних компонент тензора провідності.

1.3. МП, як інструмент для зміни поведінки ЕМХ

У цьому підрозділі наведено стислий огляд практичного застосування МП. Наведено різноманітні функціональні можливості МП та визначено їх вплив на сучасні оптичні та радіоелектронні системи.

1.3.1. Впровадження МП

Оптичні МП, що складаються з наноструктур, розташованих у певному порядку на межі розділу двох середовищ, створюють нові можливості для керування електромагнітними хвилями [31, 74-77]. Основна увага більшості наукових досліджень, пов'язаних з маніпулюванням електромагнітними хвилями за допомогою метаповерхонь полягає в знаходженні метаповерхонь, які уможливлюють нові функції для керування властивостями електромагнітних хвиль. Велика увага приділялась керуванню фазою, амплітудою, поляризацією та напрямком поширення EMX [38].

Розробка готових до використання пристроїв і створення надійного виробничого ланцюжка представляють значні виклики [25]. Крім того, інтеграція цих виробничих процесів для різних оптичних структур залишається нерозв'язаною проблемою, яку активно досліджують [780]. Наприклад, докладаються значні зусилля, щоб безперешкодно інтегрувати метаповерхні в оптичні волокна [78-79].

Однією з найважливіших функцій МП є їх здатність точно контролювати поляризацію електромагнітних хвиль, зокрема перетворювати поляризацію з одного типу на інший тип [16]. Завдяки своїм властивостям метаповерхні можуть надавати хвилям, що падають, довільних фазових зсувів, а також забезпечувати поляризаційні перетворення [75-77].

Крім того, на основі МП були розроблені метаповерхневі поглиначі – прилади, які забезпечують майже ідеальне поглинання електромагнітних

хвиль шляхом точного налаштування резонансної поведінки метаатомів [80]. Створюючи резонатори з МП можливо забезпечити як відбиття, так і проходження електромагнітних хвиль [81-83].

Описані характеристики МП створюють вище передумову ДО створення передових технологій маскування. Використання МП дозволяє перенаправляти або поглинати відбиті сигнали. При цьому ефективно зменшується радіолокаційний переріз об'єкта [84]. Таким чином, МΠ долає обмеження традиційних радіопоглинальних застосування матеріалів, які працюють у вузьких частотних діапазонах. ТС з МП дозволяють створювати більш сприятливі з аеродинамічного погляду конструкції, прокладаючи шлях до легких, широкосмугових маскувальних покриттів на транспортних засобах і спорудах [85].

1.3.2 Перетворення поляризації ЕМХ за допомогою МП

Одну з найважливіших задач, яку вирішують пристрої та конструкції, що засновані на МП є перетворення поляризації ЕМХ з одного типу на інший тип [86]. Розглянемо роботи, присвячених саме поляризаційним перетворювачам електромагнітних хвиль.

У статті [87] розроблено пристрій щілинного плазмонного резонатора для повороту лінійно поляризованої хвилі, що падає, на бажаний кут при збереженні постійної амплітуди поля в широкій смузі пропускання. Для цього використовувалася МП, сконструйована за допомогою золотих нанострижнів з прокладкою з діоксиду кремнію на оптично товстій золотій плівці. При цьому МП має відносно компактну конструкцію, де кожен елемент обмежений радіусом не більше 5 мкм. З іншого боку, розроблений пристрій не враховує потенційні можливості використання МП, що мають анізотропні властивості, а також сфокусований на конкретній структурі з металевого шару та діелектричної прокладки.

В роботі [88] автори показали, що діелектричні МП можуть бути використані для генерації довільних станів поляризації з відповідними хвильовими фронтами, починаючи з лінійно поляризованого джерела світла. Досліджені вдосконалені пристрої для керування поляризацією, такі як мультифокальні металізовані лінзи з поляризаційною роздільною здатністю. Були створені голографічні дисплеї з використанням спроєктованих діелектричних метаповерхонь. В ЦИХ структурах використовувалися сегментовані решітки, які незалежно регулювали як поляризацію, так і фазу променів, що пропускаються. Однак дослідження зосереджувалось лише на одному конкретному випадку, залишаючи поза увагою ширші можливості, які могли б підвищити універсальність структури та її пристосованість до більш широкого спектру застосувань.

У статті [89] дослідження було зосереджене на розробці та чисельній симуляції анізотропної МП, яка поєднує широку робочу смугу частот з високою ефективністю поляризаційного перетворення. Спроєктована та вивчена структура мала розмір 120 × 120 мкм². У ній використовувався Al як для переднього металевого резонатора, так і для площини заземлення. Напівпровідник GaAs був підкладкою, яка забезпечувала ефективність перетворення поляризації до 90%. Однак це дослідження обмежується заздалегідь визначеним набором матеріалів для допоміжних шарів і не досліджує альтернативні варіанти, які могли б виявити нові властивості розроблених структур.

В роботі [90] запропоновано широкосмуговий, сіткоподібний, синусоїдальний перетворювач поляризації, який складається з МП на основі графену, діелектричного та металевого шару. Цей перетворювач забезпечує широкосмугову терагерцову поляризаційну конверсію з коефіцієнтом перетворення, що перевищує 0,85. Ефективність такого перетворення залишається майже незалежною від кута падіння. Слід зазначити, що структурі, що описана в статті, притаманні такі ж самі складнощі з виготовленням, які характерні для МП на основі графену.

1.3.3 Відбивальні властивості МП

Ще одним завданням, яке МП можуть ефективно вирішувати, – це контроль відбиття ЕМХ, зокрема здійснювати їх повне поглинання. Наведемо ряд досліджень, сфокусованих на створенні відповідних пристроїв та аналізі їх відбивальних характеристик.

В роботі [91] МП поглиначі були розроблені з вдосконаленою конструкцією для конкретних спектральних діапазонів і функціональних можливостей. Плазмові метаповерхні на основі вольфраму в середньому інфрачервоному діапазоні використовують перехресні резонатори для досягнення майже ідеального поглинання в одно-, двосмуговій або широкосмуговій конфігураціях, причому деякі з них були оптимізовані за Крім спеціальних алгоритмів. хіральні допомогою того, плазмонні поглиначі на метаповерхневі основі золота селективно поглинають циркулярно поляризоване світло в ближньому інфрачервоному діапазоні, демонструючи сильний круговий дихроїзм та прокладаючи шлях до поляризаційно-чутливих застосувань. Проте, у цьому дослідженні основна увага приділяється заздалегідь визначеному набору матеріалів опорного шару, оминаючи аналіз інших потенційних варіантів, які могли б забезпечити нові властивості.

В дослідженні [92] показано, що на фіксованій частоті двошарові гіперболічні метаповерхні можуть динамічно перемикати як кут поширення, так і кількість каналів поверхневих хвиль. Експериментально показано, що площинну каналізацію поверхневих ЕМХ можна регулювати в кутовому діапазоні від 0° до 12.8°, змінюючи напрямок їхнього поширення. Такий міжшаровий зв'язок, опосередкований обертанням, відкриває потенціал для більш ефективного перенесення в площині локалізованих електромагнітних сигналів. Однак вплив інтеграції цієї двошарової метаповерхні в пристрої, що містять звичайні металеві та діелектричні частини, залишається не визначеним. Дослідниками в статті [93] було розроблено МП шляхом налаштування товщини феритових стрижнів для створення різних градієнтів, які уможливлюють передачу ЕМХ, що падають. Кут відхилення хвилі контролюється як градієнтом товщини стрижня, так і прикладеним магнітним полем, пропонуючи підхід для точного керування хвильовим фронтом.

В роботі [94] запропоновано новий підхід до зменшення оптичного відбиття на межі поділу повітря-діелектрик з використанням ПМП. інтерференцію Застосовано деструктивну між полем, відбитим від діелектрика, і полем, відбитим від МП. За допомогою моделі та формалізму лінії передачі отримано вираз у замкненому вигляді для поведінки масиву наночастинок. Продемонстровано, що цей метод може бути застосований до різних діелектриків, що розширює спектр потенційних застосувань. Крім того, показано, що запропоновані пристрої мають високу стійкість до неточностей виготовлення, пропонуючи переваги з погляду вартості виробництва та масштабованості для подальшого впровадження. Попри це, як в дослідженні [93], так і [94] не розглядаються вплив анізотропних характеристик МП.

Висновки до розділу 1

1. Метаповерхні — це двовимірні матеріали, виготовлені з субхвильових елементів. Вони забезпечують точний контроль над електромагнітними хвилями шляхом маніпулювання поляризацією, фазою та амплітудою на субхвильовому рівні, що дозволяє створювати компактні та універсальні оптичні пристрої. Електромагнітну поведінку МП можна описати за допомогою одновісного тензора поверхневої провідності.

2 Метаповерхні можуть бути створені з використанням різних структурних елементів. Кожний тип МП має свої власні особливості з функціональності, простоти погляду ефективності, вигото влення та виробничих витрат. Структурні елементи можуть складатися із традиційних плазмонних металів, таких як Au, Ag та Al, діелектриків з високими показниками заломлення (Si, SiO_2 , Sb_2S_3) та двовимірних матеріалів, таких як графен. Серед них важливе значення мають плазмонні МП, які складаються із золотих еліпсоїдів. Такі ПМП будуть мати широке практичне застосування.

3. Керування поляризацією ЕМХ, що падають, зокрема їх перетворення з одного типу поляризації в інший тип, є критично важливим завданням як в нанооптиці, так і в радіоелектроніці. МП мають унікальні анізотропні властивості, які уможливлюють вдосконалене керування поляризацією електромагнітних хвиль. Це значно підвищує ефективність таких пристроїв, як наноантени та інші фотонні чи електромагнітні компоненти. Ще одне МΠ важливе застосування полягає В можливості поглинання електромагнітних хвиль. Твердотільні структури з ПМП дозволяють ефективно виявляти електромагнітну хвилю, що падає, в широкому спектрі частот. Ця обставина дає можливість створення нових технологій маскування електромагнітних хвиль.

4. Основним напрямком сучасних досліджень є розробка таких типів МП, які можуть розв'язувати конкретні задачі за заданих умов. При цьому

створення таких МП є відносно складною задачею. Впровадження в готові до використання прилади та їх масове виробництво залишається актуальною проблемою. Аналіз ТС з ПМП може виявити нову поведінку, що потенційно надасть нову функціональність, а також може полегшити процес виробництва гібридних компонентів різноманітних приладів. Таким чином, дослідження електромагнітних властивостей ТС з ПМП є важливим і актуальним напрямком досліджень.

РОЗДІЛ 2 ВПЛИВ ПЛАЗМОННИХ МЕТАПОВЕРХОНЬ НА БЕЗВІДБИВАЛЬНІ ВЛАСТИВОСТІ РІЗНИХ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ТВЕРДОТІЛНИХ СТРУКТУР

У цьому розділі досліджено вплив метаповерхні на безвідбивальні властивості діелектричних шарів. Проаналізовано твердотільну структуру, що складається з діелектричного матеріалу, покритого плазмонною метаповерхнею.

Результати показують, Щ0 наявність анізотропної одновісної плазмонної метаповерхні на діелектричному шарі суттєво змінює умови досягнення ефекту падіння *р*-поляризованих електромагнітних хвиль без відбиття. Ця обставина відкриває можливості створення для наноелектронних та оптичних пристроїв з новими властивостями.

В цьому розділі представлено результати досліджень, опублікованих в роботах [95, 99].

2.1. Опис задачі

Цей підрозділ присвячено формальному опису задачі, а також детальний аналіз TC, що досліджується.

Шар діелектрика товщиною d і діелектричною проникністю ε_2 розміщено на підкладці, яка характеризується діелектричною проникністю ε_3 . На площині z = 0 розташовано плазмонну одновісну метаповерхню з покриттям, що має діелектричну проникність ε_1 . Як встановлено в першому розділі, ПМП розглядається як періодичний масив золотих еліпсоїдів, які відіграють провідну роль у формуванні оптичних та електромагнітних властивостей розглянутої структури.

Позначимо через φ кут між площиною падіння *p*-поляризованої електромагнітної хвилі та головною віссю плазмонних еліпсоїдів. Щоб

дослідити вплив анізотропної ПМП на поширення ЕМХ, розглянемо два окремі випадки. У першому випадку *p*-поляризована електромагнітна хвиля поширюється вздовж головної осі еліпсоїдів ($\varphi = 0^{\circ}$), збігаючись з головною віссю плазмонних еліпсоїдів ПМП. У другому випадку електромагнітна хвиля поширюється перпендикулярно до цієї осі ($\varphi = 90^{\circ}$).

Поздовжні (k_{\parallel}) та поперечні ($k_{z1,2,3}$) хвильові числа електромагнітної хвилі в кожному середовищі визначаються наступним чином:

$$k_{\parallel} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_1} \sin \theta; \qquad (2.1)$$

$$k_{z1} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta; \qquad (2.2)$$

$$k_{z2,3} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_{2,3} - \varepsilon_1 \sin^2 \theta}.$$
 (2.3)

У формулах (2.1) – (2.3) ω – частота хвилі, с – швидкість світла, θ – кут падіння хвилі. Надалі для спрощення позначень та розрахунків було використано безрозмірні величини $k_{1,2,3} = \frac{ck_{z1,2,3}}{\omega}$ та $\delta = \frac{\omega}{c}d$. Крім того, передбачалося, що діелектричні проникності ПМП та підкладки мають наступні значення: $\varepsilon_1 = 1,0$ та $\varepsilon_3 = 4,0$ відповідно.

Детальне зображення геометричної конфігурації задачі, враховуючи відповідну систему координат та кути, проілюстровано на Рис. 2.1.



Рис. 2.1. Геометрія твердотільної структури

При відсутності ПМП умови, необхідні для безвідбивального проходження *p*-поляризованих електромагнітних хвиль через шар діелектрика товщиною *d*, що має діелектричну проникність ε_2 , можна виразити наступним чином:

$$\frac{\varepsilon_2^2}{k_2^2} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_3}{k_1 k_3}; \tag{2.4}$$

$$\cos(k_2\delta) = 0. \tag{2.5}$$

У випадку нормального падіння ЕМХ ($\theta = 0^{\circ}$) умови (2.4), (2.5) мають вигляд, що описаний виразами (2.6), (2.7):

$$\varepsilon_2^2 = \varepsilon_1 \varepsilon_3; \tag{2.6}$$

$$\cos(\sqrt{\varepsilon_2}\delta) = 0. \tag{2.7}$$

3 рівнянь (2.4) та (2.5) можна зробити висновок, що умови, які визначають падіння *p*-поляризованих ЕМХ на розглянуту структуру без відбиття, є досить чутливими до параметра ε_2 . Зокрема, при виконанні умови (2.6) повне зникнення відбиття відбувається виключно при нормальному падінні електромагнітної хвилі на шар діелектрика. За цих обставин для спостереження такого ефекту необхідно, щоб товщина діелектричного шару задовольняла формулі (2.7).

У випадку $\varepsilon_2^2 > \varepsilon_1 \varepsilon_3$, ефект падіння без відбиття електромагнітних хвиль, що досліджується, відбувається виключно при косому падінні ($\theta > 0^\circ$). При цьому цей ефект спостерігається лише тоді, коли кут падіння перевищує критичне значення, який визначається з рівняння (2.4). Навпаки, якщо $\varepsilon_2^2 < \varepsilon_1 \varepsilon_3$, то має місце часткове або повне відбиття ЕМХ на межі z = 0, тобто ефект відсутній.

2.2 Коефіцієнт відбиття *p*-поляризованих ЕМХ від твердотільного шару з метаповернею.

Як буде формально визначено надалі, впровадження одновісної плазмонної метаповерхні на межі діелектричного шару суттєво змінює критерії, необхідні для існування ефекту падіння *p*-поляризованих EMX без відбиття.

Згідно огляду існуючих результатів, наведеному в першому розділі, вираз, що описує ефективну провідність анізотропної одновісної ПМП, яка нормована на $c/4\pi$, має наступний вигляд:

$$\sigma_{\parallel,\perp} = \sigma_{\parallel,\perp}^{\infty} + i \frac{\omega A_{\parallel,\perp}}{\omega^2 - \Omega_{\parallel,\perp}^2 + i\omega\gamma_{\parallel,\perp}} = \sigma_{\parallel,\perp}' + i\sigma_{\parallel,\perp}''.$$
(2.8)

Тут індекси «||» та «⊥» позначають напрямок вздовж і впоперек головної осі плазмонних еліпсоїдів метаповерхні, $\Omega_{\parallel,\perp}$ та $\gamma_{\parallel,\perp}$ резонансні частоти та напівширини ліній, $A_{\parallel,\perp}$ – сили осцилятора, $\sigma_{\parallel,\perp}^{\infty}$ – фонові провідності, а $\sigma'_{\parallel,\perp}$, $\sigma''_{\parallel,\perp}$ – реальна та уявна частини відповідних компонент тензора провідності. Передбачалося, що $\sigma_{\parallel,\perp}^{\infty} = 0,2i$, $A_{\parallel,\perp} = 0,2$, $\gamma_{\parallel,\perp} = 0,02$, $\Omega_{\parallel} = 1,0$, $\Omega_{\perp} = 1,2$.

Застосовуючи стандартні граничні умови, які вимагають неперервності дотичних компонент напруженості електричного поля та розривності тангенціальних компонент напруженості магнітного поля для *p*поляризованих електромагнітних хвиль на межі z = 0, маємо наступний вираз для коефіцієнту відбиття:

$$R_p = \left|\frac{P_-}{P_+}\right|^2; \tag{2.9}$$

$$P_{\pm} = r_1 \pm r_2; \tag{2.10}$$

$$r_1 = \frac{\varepsilon_3}{k_3} \cos(k_2 \delta) - i \frac{\varepsilon_2}{k_2} \sin(k_2 \delta); \qquad (2.11)$$

$$r_{2} = \left(\frac{\varepsilon_{1}}{k_{1}} \pm \sigma_{\parallel,\perp}\right) \left(\cos(k_{2}\delta) - i\frac{k_{2}\varepsilon_{3}}{k_{3}\varepsilon_{2}}\sin(k_{2}\delta)\right).$$
(2.12)

Важливо підкреслити, що справедливість рівняння (2.9) обмежується конкретними випадками: $\varphi = 0^{\circ}$ та $\varphi = 90^{\circ}$.

Зникнення відбиття електромагнітних хвиль від TC, що розглядається, регулюється певними фізичними умовами, яким відповідає рівняння $P_{-} = 0$. Оскільки це рівняння є комплексним, то для виконання необхідних фізичних обмежень важливо, щоб як дійсна, так і уявна складові цого рівняння мали нульове значення. Отже, ця вимога призводить до зведення задачі до системи двох пов'язаних рівнянь, які є дійсною та уявною частинами рівняння $P_{-} = 0$.

$$\left[\frac{\varepsilon_2}{k_2} - \left(\frac{\varepsilon_1}{k_1} - \sigma'_{\parallel,\perp}\right)\frac{k_2\varepsilon_3}{k_3\varepsilon_2}\right]\left(\frac{\varepsilon_3}{k_3} - \frac{\varepsilon_1}{k_1} + \sigma'_{\parallel,\perp}\right) + \left(\sigma''_{\parallel,\perp}\right)^2\frac{k_2\varepsilon_3}{k_3\varepsilon_2} = 0; \quad (2.13)$$

$$ctg(k_2\delta) = -\sigma_{\parallel,\perp}^{\prime\prime} \frac{k_2\varepsilon_3}{k_3\varepsilon_2} / \left(\frac{\varepsilon_3}{k_3} - \frac{\varepsilon_1}{k_1} + \sigma_{\parallel,\perp}^{\prime}\right).$$
(2.14)

Рівняння (2.13) визначає частоту, на якій електромагнітні хвилі можуть падати на TC, без відбиття. Відповідна товщина діелектричного шару *d*, необхідна для досягнення цієї умови, визначається з рівняння (2.14).

Обидва рівняння (2.13) та (2.14) були чисельно розв'язані для різних значень ε_2 , що дозволило провести аналіз поведінки системи для різних діелектричних матеріалах. Результатом є визначення умов, за яких ефект безвідбивального падіння *p*-поляризованих ЕМХ може відбуватися для різних значень ε_2 . Особлива увага була приділена випадку $\varepsilon_2^2 < \varepsilon_1 \varepsilon_3$.

Слід зазначити, що фізична природа ефекту, що досліджується, обумовлена наявністю руйнівної інтерференції, що виникає при додаванні прямих та зворотних ЕМХ, що збуджуються в різних зонах ТС. Додавання ПМП призводить до появи додаткових компонентів таких хвиль, тобто до зміни умов виникнення ефекту. 2.3 Ефект падіння *p*-поляризованих електромагнітних хвиль без відбиття у випадку $\varepsilon_2^2 < \varepsilon_1 \varepsilon_3$.

На Рис. 2.2 наведено графічні зображення залежностей $\omega(\theta)$ (ліва вісь ординат) та $\delta(\theta)$ (права вісь ординат), отримані з рівнянь (2.13) та (2.14), для $\varepsilon_2 = 1,8$, тобто у випадку $\varepsilon_2^2 < \varepsilon_1 \varepsilon_3$. Ці графіки надають інформацію про зміну параметрів хвилі відносно θ , ілюструючи зв'язок між частотою і товщиною шару, який необхідний для досягнення потрібних умов для існування ефекту падіння *p*-поляризованих електромагнітних хвиль без відбиття. Відзначимо, що на Рис. 2.2, а також на всіх наступних рисунках частота ω вимірюється в одиницях Ω_{\parallel} .



Рис. 2.2. Залежності $\omega(\theta)$ (ліва вісь ординат, штрихові та штрихпунктирні лінії) та $\delta(\theta)$ (права вісь ординат, пунктирні лінії), що відповідають умові $R_p = 0$ при $\varepsilon_2 = 1,8$

Штрихові лінії показують залежності $\omega(\theta)$ для випадку $\varphi = 0^{\circ}$, тоді як штрихпунктирні лінії відповідають залежностям $\omega(\theta)$ для випадку $\varphi = 90^{\circ}$. В свою чергу, функція $\delta(\theta)$ зображена на Рис. 2.2 за допомогою пунктирних ліній. За обраного масштабу залежності $\delta(\theta)$ для обох випадків $\varphi = 0^{\circ}$ та $\varphi = 90^{\circ}$ майже не відрізняються, оскільки графіки фактично зливаються, що свідчить про тільки мінімальну відмінність між двома типами падіння.

Рис. 2.2 демонструє, що графіки функцій $\omega(\theta)$ для випадків $\varphi = 0^{\circ}$ та $\varphi = 90^{\circ}$ мають схожу поведінку. Залежність $\omega(\theta)$ складається з двох різних гілок, обидві з яких є немонотонними. Більш низькочастотна гілка обмежена певним діапазоном кутів $0^{\circ} \le \theta \le \theta_{cr}$. Поблизу критичного кута залежність стає двозначною. Відповідне значення θ_{cr} можна визначити, розв'язавши наступне рівняння:

$$\frac{\varepsilon_3}{k_3} - \frac{\varepsilon_1}{k_1} + \sigma'_{\parallel,\perp} = 0.$$
(2.15)

Для обраних параметрів внесок $\sigma'_{\parallel,\perp}$ в рівнянні (2.15) є достатньо малим, щоб його можна було вважати суттєвим. За такого наближення значення θ_{cr} можна безпосередньо визначити за допомогою (2.16), що спрощує аналітичний вираз, зберігаючи при цьому потрібну точність результатів у заданому діапазоні параметрів:

$$\theta_{\rm cr} \approx \arcsin(\varepsilon_3/(\varepsilon_3 + \varepsilon_1)).$$
 (2.16)

Підставляючи відповідні параметри діелектричної проникності твердотільного шару в (2.16), отримаємо значення $\theta_{\rm cr} \approx 63, 4^{\circ}$.

Високочастотна гілка залежності $\omega(\theta)$ також лежить в діапазоні кутів $0^{\circ} \leq \theta \leq \theta_{cr}$. Важливо відзначити, що для випадку перпендикулярного падіння відносно головної осі еліпсоїдів ПМП обидві гілки залежності $\omega(\theta)$ мають вищі частоти, ніж для ситуації поширення вздовж цієї осі. Крім того, слід відзначити що залежності $\delta(\theta)$ є монотонними функціями.

2.4 Ефект падіння без відбиття *p*-поляризованих електромагнітних хвиль у випадку $\varepsilon_2^2 = \varepsilon_1 \varepsilon_3$.

Вважатимемо, що умова $\varepsilon_2^2 = \varepsilon_1 \varepsilon_3$ виконується. Для розглядання цього випадку було зафіксовано значення $\varepsilon_2 = 2,0$. Відповідні графіки залежностей $\omega(\theta)$ (ліва вісь ординат), також $\delta(\theta)$ (права вісь ординат) представлені на графіки ілюструють взаємозв'язок між Рис. 2.3. Цi відповідними існування ефекту безвідбивального падіння параметрами ДЛЯ pполяризованих електромагнітних ХВИЛЬ. Приведені графіки дають можливість краще зрозуміти поведінку розглянутого ефекту при різних знченнях кута падіння θ .



Рис. 2.3. Залежності $\omega(\theta)$ (ліва вісь ординат, штрихові та штрихпунктирні лінії) та $\delta(\theta)$ (права вісь ординат, пунктирні лінії), для випадку $R_p = 0$ при $\varepsilon_2 = 2,0$

На Рис. 2.3 штрихові лінії відповідають залежностям $\omega(\theta)$ при $\varphi = 0^\circ$, а штрихпунктирні – $\varphi = 90^\circ$. Крім того, пунктирні лінії описують залежності

 $\delta(\theta)$ як для $\varphi = 0^{\circ}$, так і для $\varphi = 90^{\circ}$. Цей рисунок наочно демонструє, що при нормальному падінні ($\theta = 0$) явище передачі електромагнітних хвиль без відбиття відсутнє. Натомість цей ефект спостерігається лише в певному діапазоні кутів падіння θ . Поблизу меж цього кутового інтервалу нижні гілки залежностей $\omega(\theta)$ стають двозначними функціями кута падіння. При цьому відповідні величини δ , в свою чергу, мають різні значення. Крім того, високочастотні гілки $\omega(\theta)$ демонструють немонотонну поведінку і також обмежені певним інтервалом кутів θ , що підкреслює зв'язок між параметрами структури і кутом падіння.

На Рис. 2.4 наведена залежність $R_p(\omega)$ при $\theta = 45^\circ$, $\varepsilon_2 = 2,0, \ \delta = 0,86$ для $\varphi = 0^\circ$ (суцільні лінії) та $\varphi = 90^\circ$ (штрихпунктирні лінії).



Рис. 2.4. Функція $R_p(\omega)$ при $\varepsilon_2 = 2,0, \delta = 0,86, \theta = 45^\circ$ для $\varphi = 0^\circ$ (суцільні лінії) та $\varphi = 90^\circ$ (штрихпунктирні лінії)

3 Рис. 2.4 видно, що при певному значенні частоти ($\omega_{\varphi=0^{\circ}} \approx 0,82$ та $\omega_{\varphi=90^{\circ}} \approx 1,02$) має місце ефект безвідбивного падіння електромагнітних хвиль ($R_p = 0$).

2.5 Ефект падіння без відбиття *p*-поляризованих електромагнітних хвиль у випадку $\varepsilon_2^2 > \varepsilon_1 \varepsilon_3$.

При подальшому збільшенні величини діелектричної проникності ε_2 діапазон кутів падіння, за яких можливе безвідбивне падіння електромагнітних хвиль через TC, що розглядається, стає дедалі вужчим. На Рис. 2.5 наведено графіки залежностей $\omega(\theta)$ та $\delta(\theta)$ при $\varepsilon_2 = 2,2$ для $\varphi = 0^\circ$ та $\varphi = 90^\circ$. Для зручності порівняння стилі ліній відповідають стилям, використаним на Рис. 2.2 та 2.3.



Рис. 2.5. Залежності $\omega(\theta)$ (ліва вісь ординат, штрихові та штрихпунктирні лінії) та $\delta(\theta)$ (права вісь ординат, пунктирні лінії), для випадку $R_p = 0$ при $\varepsilon_2 = 2,2$

Аналіз Рис. 2.5 показує, що зі збільшенням параметра ε_2 ліва межа інтервалу кутів θ , що відповідає падінню без відбиття ($R_p = 0$), зміщується в бік більших кутів, тоді як права межа залишається відносно стабільною. Крім того, привертає увагу той факт, що при $\varepsilon_2^2 > \varepsilon_1 \varepsilon_3$ низькочастотна гілка залежності $\omega(\theta)$ зміщується вниз, тоді як високочастотна — вгору, збільшуючи таким чином інтервал розриву між двома гілками.

Таким чином, було продемонстровано, що за певних умов розглянута TC підтримує падіння *p*-поляризованих електромагнітних хвиль без відбиття. Умови, необхідні для досягнення цього ефекту для трьох вибраних значень ε_2 , можна визначити з графіків зображених на Рис. (2.2)-(2.5). Ці графіки надають візуалізацію залежностей параметрів, що дозволяє проаналізувати вплив діелектричних властивостей і кутів падіння на ефект падіння EMX на TC без відбиття.

Висновки до розділу 2

Проаналізовано умови падіння без відбиття *р*-поляризованих електромагнітних хвиль через зображену на Рис. 2.1 твердотільну структуру для двох різних випадків: коли площина падіння електромагнітних хвиль орієнтована паралельно ($\varphi = 0^{\circ}$) або перпендикулярно ($\varphi = 90^{\circ}$) до головної осі плазмонних еліпсоїдів ПМП. Аналіз виявив, що критерії, які визначають падіння без відбиття в розглянутій структурі, суттєво відрізняються від тих, що спостерігаються в одношаровому діелектрику. Фізична природа зміни умов виникнення ефекту падіння без відбиття полягає в наявності деструктивної інтерференції прямих та зворотних хвиль, що виникають при додаванні ПМП.

За відсутності метаповерхні передача електромагнітних хвиль без відбиття при нормальному падінні спостерігається лише тоді, коли виконується умова $\varepsilon_2^2 = \varepsilon_1 \varepsilon_3$. Однак наявність метаповерхні усуває цю вимогу. Наприклад, у випадку $\varepsilon_2^2 < \varepsilon_1 \varepsilon_3$ ефект безвідбивного падіння відбувається не лише при нормальному падінні, але й при косому падінні електромагнітних хвиль на структуру. Крім того, такий висновок є справедливим для випадку $\varepsilon_2^2 > \varepsilon_1 \varepsilon_3$, а зі збільшенням ε_2 діапазон кутів падіння, за яких спостерігається ефект, що розглядається, поступово звужується.

РОЗДІЛ З ПЕРЕТВОРЕННЯ ПОЛЯРИЗАЦІЇ ЕМХ ПРИ ЇХНЬОМУ ВІДБИТТІ ВІД ОДНОВІСНОЇ ПМП НА ДІЕЛЕКТРИЧНОМУ ШАРІ.

Цей розділ присвячений визначенню умов, за яких можна досягти ефективного перетворення *p*-поляризованої електромагнітної хвилі в sполяризовану. Таке перетворення поляризації розглянуто у випадку, коли електромагнітна хвиля падає на одновісну плазмонну метаповерхню, розташовану на межі діелектричного шару. Встановлено, що одновісна плазмонна метаповерхня на діелектричному шарі може забезпечити повне перетворення *р*-поляризованої хвилі, що падає, в *s*-поляризовану відбиту хвилю. Цей ефект виникає, коли площина падіння утворює гострий кут з головною віссю плазмонних еліпсоїдів метаповерхні. Важливо, що повне перетворення *p*-поляризованої хвилі в *s*-поляризовану відбиту хвилю діапазоні діелектричних проникностей досягається В широкому діелектричного шару.

В цьому розділі представлено результати досліджень, опубліковані в роботах [96, 100].

3.1. Опис задачі

Геометрична конфігурація діелектричної ТС (див. Рис. 3.1), що розглядається в цьому розділі, аналогічна конфігурації, яка була описана раніше в розділі 2. Будемо вважати, що як і в розділі 2, область z < 0 зайнята середовищем з діелектричною проникністю ε_1 , тоді як шар діелектрика, що охоплює інтервал 0 < z < d, має проникність ε_2 , а область z > d характеризується діелектричною проникністю ε_3 . Вектор електричного поля *р*-поляризованої ЕМХ, що падає на ТС, лежить у площині, що утворює кут φ з головною віссю плазмонних еліпсоїдів ПМП. Електромагнітна хвиля, що має частоту ω , падає на метаповерхню під кутом θ .



Рис. 3.1. Твердотільна структура з ПМП

У системі координат, поверненій на кут φ від головної осі плазмонних еліпсоїдів ПМП – припускаючи, що площина падіння ЕМХ збігається з площиною XZ – тензор провідності плазмонної метаповерхні може бути описаний наступним чином:

$$\sigma_{\varphi} = \begin{pmatrix} \sigma_{\rm xx} & \sigma_{\rm xy} \\ \sigma_{\rm yx} & \sigma_{\rm yy} \end{pmatrix}; \tag{3.1}$$

$$\sigma_{\rm xx} = \sigma_{||} \cos^2 \varphi + \sigma_{\perp} \sin^2 \varphi; \qquad (3.2)$$

$$\sigma_{\rm yy} = \sigma_{||} \sin^2 \varphi + \sigma_{\perp} \cos^2 \varphi; \qquad (3.3)$$

$$\sigma_{\rm xy} = \sigma_{\rm yx} = (\sigma_{\perp} - \sigma_{||}) \sin\varphi \cos\varphi. \tag{3.4}$$

Наявність у тензорі провідності (3.1) ненульових недіагональних елементів, призводить до того, що ЕМХ *p*- та *s*-поляризацій не можуть незалежно існувати. При падінні *p*-поляризованої ЕМХ на ПМП виникають не тільки відбиті *p*-поляризовані ЕМХ, але й відбиті *s*-поляризовані ЕМХ. Коли відбита *p*-поляризована ЕМХ зникає, виникає ефект повного перетворення *p*-поляризованої хвилі, що падає, в *s*-поляризовану ЕМХ. Знаходженню умов цього ефекту при різних параметрах розглянутої твердотільної структури присвячений 3 розділ.

3.2 Електромагнітне поле *p*- і *s*-поляризованих ЕМХ

У прийнятій для сформульованого завдання системі координат електричні та магнітні компоненти електромагнітного поля EMX для двох типів поляризацій мають вигляд:

$$\vec{E}_p = \{E_x, 0, E_z\};$$
 (3.5)

$$\vec{H}_p = \{0, H_y, 0\};$$
 (3.6)

$$\vec{E}_s = \{0, E_y, 0\}; \tag{3.7}$$

$$\vec{H}_s = \{H_x, 0, H_z\}.$$
 (3.8)

Індекс «*p*» відноситься до *p*-поляризованих EMX, а індекс «*s*» – до *s*поляризованих EMX.

Хвильові вектори ЕМХ $\vec{k_j}$ у кожному з трьох середовищ складаються з компонент вздовж осі x та z для кожного з шарів ТС (формула 3.9). Поздовжнє хвильове число k_x , яке описано за допомогою формули (3.10), визначається добутком частоти ω на синус кута падіння θ , поділеним на швидкість світла c та діелектричну проникність першого середовища. Поперечні хвильові числа k_{zj} в кожному середовищі є похідними від частоти хвилі, діелектричної проникності та поздовжнього хвильового числа (формула 3.11).

$$\vec{k}_j = (k_x, 0, k_{\rm zj}), j = 1, 2, 3;$$
 (3.9)

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_1} \sin\theta; \qquad (3.10)$$

$$k_{\rm zj} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_j - k_x^2}.$$
(3.11)

Для того щоб визначити коефіцієнт відбиття для *p*-поляризованих електромагнітних хвиль, які падають на плазмонну метаповерхню, спочатку

виразимо ненульові тангенціальні компоненти електромагнітних полів у кожному середовищі твердотільної структури. Слід зазначити, що задля скорочення виразів, було виключено експоненціальний множник exp(ik_xx – *ωt*), який є спільним для всіх середовищ.

В середовищі 1 (формули 3.12-3.15) тангенціальні компоненти *p*- та *s*поляризованих ЕМХ мають наступний вигляд:

$$H_{y_1}^p(z) = e^{ik_{z_1}z} + r_{pp}e^{-ik_{z_1}z}; aga{3.12}$$

$$E_{\chi_1}^p(z) = \frac{ck_{z_1}}{\omega \epsilon_1} \left(e^{ik_{z_1}z} - r_{pp}e^{-ik_{z_1}z} \right);$$
(3.13)

$$E_{y1}^{s}(z) = r_{ps}e^{-ik_{z1}z};$$
 (3.14)

$$H_{x1}^{s}(z) = \frac{ck_{z1}}{\omega} r_{ps} e^{-ik_{z1}z}.$$
 (3.15)

В середовищі 2 (формули 3.16-3.19), яке має діелектричну проникність ε_2 і займає область простору 0 < z < d маємо:

$$H_{y2}^{p}(z) = H_{p2}^{+}e^{ik_{z2}z} + H_{p2}^{-}e^{-ik_{z2}z}; \qquad (3.16)$$

$$E_{x2}^{p}(z) = \frac{ck_{z2}}{\omega\epsilon_{2}} \left(H_{p2}^{+}e^{ik_{z2}z} - H_{p2}^{-}e^{-ik_{z2}z}\right);$$
(3.17)

$$E_{y2}^{s}(z) = E_{s2}^{+}e^{ik_{z2}z} + E_{s2}^{-}e^{-ik_{z2}z};$$
(3.18)

$$H_{x2}^{s}(z) = -\frac{ck_{z2}}{\omega} (E_{s2}^{+} e^{ik_{z2}z} - E_{s2}^{-} e^{-ik_{z2}z}).$$
(3.19)

В середовищі З (формули 3.20-3.23) яка має діелектричну проникність ε_3 і займає область простору z > d маємо:

$$H_{y3}^{p}(z) = t_{pp} e^{ik_{z3}(z-d)}; \qquad (3.20)$$

$$E_{y3}^{p}(z) = \frac{ck_{z3}}{\omega\epsilon_{3}} t_{pp} e^{ik_{z3}(z-d)}; \qquad (3.21)$$

$$E_{y_3}^s(z) = t_{\rm ps} e^{ik_{z_3}(z-d)};$$
 (3.22)

$$H_{x3}^{s}(z) = -\frac{ck_{z3}}{\omega} t_{ps} e^{ik_{z3}(z-d)}.$$
(3.23)

Тут $r_{\rm pp}$ та $r_{\rm ps}$ – амплітуди p- та s-поляризованих хвиль, які були відбиті від TC, в середовище з діелектричною проникністю ε_1 (z < 0). Аналогічно, $t_{\rm pp}$ і $t_{\rm ps}$ позначають амплітуди p- та s-поляризованих хвиль, що пройшли скрізь діелектричний шар в середовище з діелектричною проникністю ε_3 (z > d).

Величини H_{p2}^+ та E_{s2}^+ відповідають амплітудам прямих p- та sполяризованих електромагнітних хвиль у проміжному середовищі з діелектричною проникністю ε_2 , а H_{p2}^- and E_{s2}^- – амплітудам зворотних p- і sполяризованих електромагнітних хвиль у тому ж середовищі.

Для визначення амплітуд *p*- та *s*-поляризованих електромагнітних хвиль необхідно застосувати відповідні умови на границях розділу шарів TC, що розглядається, зокрема при z = 0 та z = d. Ці граничні умови забезпечують неперервність тангенціальних компонент електричного поля і враховують розрив тангенціальних компонент магнітного полю. На межі розділу z = 0 граничні умови формулюються наступним чином:

$$E_{x1}^{p}(0) = E_{x2}^{p}(0) = E_{x}(0); \qquad (3.24)$$

$$E_{y1}^{s}(0) = E_{y2}^{s}(0) = E_{y}(0); \qquad (3.25)$$

$$H_{y2}^{p}(0) - H_{y1}^{p}(0) = -\frac{4\pi}{c} (\sigma_{xx} E_{x}(0) + \sigma_{xy} E_{y}(0)); \qquad (3.26)$$

$$H_{x2}^{s}(0) - H_{x1}^{s}(0) = \frac{4\pi}{c} \Big(\sigma_{yx} E_{x}(0) + \sigma_{yy} E_{y}(0) \Big).$$
(3.27)

Важливо підкреслити, що на межі розділу z = d всі тангенціальні компоненти електромагнітних полів мають залишатися неперервними через цю межу. Ця умова неперервності випливає з рівнянь Максвелла за відсутності поверхневих струмів або зарядів. 3.3 Коефіцієнт відбиття для *р*-поляризованої електромагнітної хвилі від ПМП

Коефіцієнт відбиття для *p*-поляризованої електромагнітної хвилі, що падає на плазмову метаповерхню, визначається наступним аналітичним виразом:

$$R_p = |r_{\rm pp}|^2 + |r_{\rm ps}|^2. \tag{3.26}$$

$$r_{\rm pp} = \frac{P_- S - Q}{P_+ S - Q};$$
 (3.29)

$$r_{\rm ps} = -2\sigma_{\rm yx} \frac{r_1 r_2}{P_+ s - Q}; \tag{3.30}$$

$$P_{\pm} = \frac{\varepsilon_3}{k_3} \cos(k_2 \delta) - i \frac{\varepsilon_2}{k_2} \sin(k_2 \delta) \pm (\frac{\varepsilon_1}{k_1} \pm \sigma_{\rm xx}) r_1 \tag{3.31}$$

$$S = (k_1 + \sigma_{yy})r_2 + k_3\cos(k_2\delta) - ik_2\sin(k_2\delta)$$
(3.32)

$$Q = \sigma_{\rm xy}^2 r_1 r_2 \tag{3.33}$$

$$r_1 = \cos(k_2\delta) - i\frac{k_2\varepsilon_3}{k_3\varepsilon_2}\sin(k_2\delta)$$
(3.34)

$$r_2 = \cos(k_2\delta) - i\frac{k_3}{k_2}\sin(k_2\delta)$$
 (3.35)

Слід зазначити, що в попередніх рівняннях було використано безрозмірні параметри, визначені як $k_j = \frac{ck_{zj}}{\omega}$ та $\delta = \frac{d\omega}{c}$.

Згідно з рівнянням (3.4), коли площина падіння *p*-поляризованої електромагнітної хвилі або збігається з головною віссю плазмонних еліпсоїдів метаповерхні ($\varphi = 0^{\circ}$), або перпендикулярна до неї ($\varphi = 90^{\circ}$), амплітуда відбитої *s*-поляризованої хвилі r_{ps} стає нульовою. З цього випливає, що при відбитті не з'являється *s*-поляризована компонента, тобто нова хвиля зберігає чисто *p*-поляризовані характеристики. В зворотньому випадку, для всіх інших орієнтацій, де $\varphi \neq 0^{\circ}$ та $\varphi \neq 90^{\circ}$, позадіагональні компоненти тензора провідності стають ненульовими, що призводить до

()))

 $r_{\rm ps} \neq 0$. Отже, у цьому випадку відбита хвиля має змішаний стан поляризації, що містить як *p*-, так і *s*-поляризовані компоненти.

Для кількісної оцінки ефективності процесу зміни поляризації введено параметр η_p , відомий як коефіцієнт поляризаційного перетворення. Цей параметр характеризує частину *p*-поляризованої хвилі, яка при відбитті від анізотропної плазмонної метаповерхні перетворюється в *s*-поляризовану компоненту:

$$\eta_p = \frac{|r_{\rm ps}|^2}{|r_{\rm pp}|^2 + |r_{\rm ps}|^2} = \frac{|r_{\rm ps}|^2}{R_p}; \qquad (3.36)$$

Було проведено чисельне моделювання в припущенні, що навколишні середовища мають діелектричні проникності $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_3 = 4$. За відсутності плазмонної метаповерхні на межі поділу діелектриків при $\varepsilon_2 = 2$ виконується умова $\varepsilon_2^2 = \varepsilon_1 \varepsilon_3$. За цих умов спостерігається повне проходження *p*-поляризованих електромагнітних хвиль через шар діелектрика без відбиття $(R_p = 0)$, якщо товщина шару відповідає критерію $d\sqrt{\varepsilon_2} = \lambda/4$ де $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$

Важливо зазначити, що у випадку $\varepsilon_2^2 < \varepsilon_1 \varepsilon_3$ TC, що розглядається, не підтримує безвідбивного падіння EMX для будь-якого кута падіння θ . Але при $\varepsilon_2^2 > \varepsilon_1 \varepsilon_3$ ефект зберігається лише при косому падінні в певному діапазоні θ . Введення плазмонної метаповерхні на діелектричній границі принципово змінює поведінку відбивання *p*-поляризованих хвиль, навіть у симетричних випадках, коли $\varphi = 0^\circ$ або $\varphi = 90^\circ$. У цих випадках виникають нові умови проходження та відбиття. Особливий інтерес, однак, має інше явище: ефект трансформації поляризації, який виникає, коли кут φ не є прямим та нульовим.

[–] довжина хвилі.

3.4 Залежність коефіціента відбитя *р*-поляризованої хвилі від частоти та товщини діелектричного шару

На основі аналізу рівняння (3.4) можна зробити висновок, що коли кут від 0° та 90°, то відрізняється при відбитті *р-*поляризованої Φ електромагнітної хвилі від метаповерхні неминуче з'являється Sполяризована компонента ($r_{\rm ps} \neq 0$). Більше того, за певних умов pполяризована складова відбитої хвилі може повністю зникнути, хоча sполяризована складова залишається відмінною від нуля. Для фіксованих значень φ і θ умова $r_{\rm DD}=0$ виконується для певних співвідношень між $\omega=\omega_s$ та $\delta=\delta_s$. В такий ситуації коефіцієнт відбиття стає $R_p=|r_{
m ps}|^2$, а ефективність поляризаційного перетворення досягає $\eta_p=1.$ Відповідні значення ω_s та δ_s були чисельно визначені для певних значень ε_2 , кутів падіння θ та кутів φ , що дозволило детально охарактеризувати поведінку відбиття за допомогою графіку на Рис. 3.2.



Рис. 3.2. Залежності $|r_{pp}(\omega, \delta_s)|^2$, $|r_{ps}(\omega, \delta_s)|^2$, $R_p(\omega, \delta_s)$ для (a) $\varphi = 30^\circ$, (b) $\varphi = 45^\circ$, (c) $\varphi = 60^\circ$ у випадку $\varepsilon_2 = 1,8, \theta = 45^\circ$

На Рис. 3.2 наведено залежності $|r_{pp}(\omega, \delta_s)|^2 |r_{ps}(\omega, \delta_s)|^2$ та $R_p(\omega, \delta_s)$, розраховані для трьох різних значень кута φ за умови $\varepsilon_2 = 1,8$, $\theta = 45^\circ$. Для кожного значення φ товщина діелектричного шару вважалася рівною δ_s . Точні значення ω_s і δ_s , показано окремо на Рис. 3.2, причому значення ω_s позначено суцільними колами для наочності.

Важливо зазначити, що зі збільшенням φ як ω_s , так і δ_s монотонно зростають. Крім того, з Рис. З.2 можна побачити, що для $\varphi = 60^{\circ}$ коефіцієнт відбиття для *p*-поляризованої компоненти, $|r_{pp}(\omega, \delta_s)|^2$, залишається низьким у широкому діапазоні частот $\omega < 1,1$. Це вказує на те, що за цих умов відбита електромагнітна хвиля є переважно *s*-поляризованою, або, точніше, квазі-*s*поляризованою. Така поведінка підкреслює здатність метаповерхні до поляризаційного перетворення і її чутливість до кута падіння φ .

3.5 Залежність коефіціента відбиття *р*-поляризованої хвилі від кута її падіння на ПМП

Залежності $\omega_s(\theta)$ і $\delta_s(\theta)$ для $\varphi = 45^\circ$ та трьох різних значень ε_2 зображено на Рис З.З. З цього графіка видно, що обидва співвідношення сильно залежать як від кута падіння θ , так і від величини ε_2 .



Рис. З.З. Залежності $\omega_s(\theta)$ та $\delta_s(\theta)$ для $\varphi = 45^\circ$ та трьох різних значень ε_2

У випадку, коли $\varepsilon_2 = 1,8$ (тобто $\varepsilon_2^2 < \varepsilon_1 \varepsilon_3$), явище повного перетворення поляризації – коли *р*-поляризована електромагнітна хвиля, що падає, перетворюється на *s*-поляризовану відбиту хвилю – відбувається як при нормальному падінні ($\theta = 0$), так і при косому падінні ($\theta \neq 0$). Однак, коли $\varepsilon_2 = 2,0$ (тобто ($\varepsilon_2^2 = \varepsilon_1 \varepsilon_3$)), ефект спостерігається виключно при косому падінні. При подальшому збільшенні ε_2 - наприклад, до $\varepsilon_2 = 2,2$, де $\varepsilon_2^2 > \varepsilon_1 \varepsilon_3$ – кутовий діапазон, в якому виконується умова $r_{\rm pp} = 0$, стає значно вужчим. Це підкреслює чутливість поляризаційного перетворення до

властивостей діелектричного шару та підкреслює критичну роль ε_2 в налаштуванні відбивальних властивостей ТС з ПМП.

Таким чином, наявність плазмонної метаповерхні на межі діелектричного шару сприяє виникненню ефекту поляризаційного перетворення, коли *р*-поляризована електромагнітна хвиля, що падає, перетворюється у відбиту *s*-поляризовану хвилю. Це явище не обмежується вузьким набором умов, а може бути реалізоване в широкому діапазоні кутів падіння. Більше того, ефект залишається стійким для різних значень діелектричної проникності діелектричного шару, ЩО демонструє універсальність і гнучкість механізму керування поляризацією відбитої електромагнітної хвилі за допомогою метаповерхні.

3.6 Знаходження умов мінімуму коефіцієнту поляризаційного перетворення ЕМХ при довільному значенні параметрів ТС

Важливо перетворення р-поляризованої зазначити, ЩО повне електромагнітної хвилі у відбиту з-поляризовану хвилю відбувається лише при певних значеннях частоти ω_s та товщини діелектричного шару δ_s . Однак ці точні умови можуть бути важко досяжними в багатьох реальних застосуваннях. Отже, увага має бути приділена визначенню оптимальної частоти ω_m і товщини δ_m , при яких коефіцієнт відбиття для *p*-поляризованої компоненти $|r_{
m pp}(\omega_m,\delta_m)|^2$ є мінімальним. Таким чином, можна знайти умови майже ПОВНОГО поляризаційного перетворення р-поляризованої ДЛЯ електромагнітної хвилі, що падає (див Рис. 3.4).



Рис. 3.4. Залежності $|r_{pp}(\omega, \delta_m)|^2$, $|r_{ps}(\omega, \delta_m)|^2$, $R_p(\omega, \delta_m)$ для $\varepsilon_2 = 1,8$, $\varphi = 45^\circ$, (a) $\theta = 30^\circ$, (b) $\theta = 45^\circ$, (c) $\theta = 60^\circ$

З цією метою було розраховано мінімальні значення $|r_{pp}(\omega_m, \delta_m)|^2$ для різних значень кутів θ і φ та в інтервалі частот $\Omega_{||} < \omega < \Omega_{\perp}$. У таких випадках ефективність поляризаційного перетворення $\eta_p(\omega_m, \delta_m)$ досягає максимуму, наближаючись до одиниці. Рис. 3.4 зображує залежності $|r_{pp}(\omega, \delta_m)|^2$, $|r_{ps}(\omega, \delta_m)|^2$ та $R_p(\omega, \delta_m)$, для $\varphi = 45^\circ \varepsilon_2 = 1,8$ та трьох різних значень θ . Додатково позначено ω_m , δ_m та $\eta_p(\omega_m, \delta_m)$ для деяких значень θ . Відповідні значення ω_m позначені суцільними колами на Рис. 3.4. З графіка видно, що зі збільшенням θ величина $|r_{pp}(\omega, \delta_m)|^2$ загалом зменшується, тоді як $\eta_p(\omega_m, \delta_m)$ відповідно збільшується. Це вказує на зростаючу кореляцію між цими двома величинами, яка стає особливо помітною при $\varphi = 60^\circ$.

На Рис. 3.5 наведені залежності $|r_{\rm pp}(\omega, \delta_m)|^2$, $|r_{\rm ps}(\omega, \delta_m)|^2$ та $R_p(\omega, \delta_m)$ для $\varepsilon_2 = 1,8$ (випадок $\varepsilon_2^2 < \varepsilon_1 \varepsilon_3$).



Рис.3.5. Залежності $R_p(\omega, \delta_m)$, $|r_{pp}(\omega, \delta_m)|^2$, $|r_{ps}(\omega, \delta_m)|^2$ для $\varepsilon_2 = 1,8$, $\varphi = 60^\circ$, (a) $\theta = 30^\circ$, (b) $\theta = 45^\circ$, (c) $\theta = 60^\circ$
Попередній висновок має місце також для кута падіння $\theta = 30^{\circ}$. Зі збільшенням кута падіння θ значення $\eta_p(\omega_m, \delta_m)$ швидко зростає. Як тільки азимутальний кут досягає $\varphi = 60^{\circ}$, хвиля, відбита від плазмонної метаповерхні, стає переважно *s*-поляризованою, в результаті чого $\eta_p(\omega_m, \delta_m) \approx 1$. З іншого боку $\eta_p \approx 1$ зберігається в широкому діапазоні частот.

Важливо зазначити, що збільшення діелектричної проникності діелектричного шару $\varepsilon_2 = 2,2$ має мінімальний вплив на $\eta_p(\omega_m, \delta_m)$, коли $\varphi = 60^\circ$ та $\theta = 60^\circ$. За таких умов значення залишається близьким до одиниці $\eta_p \approx 1$. Однак для $\varphi = 60^\circ$, $\theta = 45^\circ$ коефіцієнт поляризаційного перетворення має тенденцію до спадання зі збільшенням ε_2 . Наприклад, $\eta_p(\omega_m, \delta_m) \approx 0,92$ при $\varepsilon_2 = 2,0$ і далі зменшується приблизно до $\eta_p(\omega_m, \delta_m) \approx 0,86$ при $\varepsilon_2 = 2,2$. Це підкреслює чутливість ефективності поляризаційного перетворення як до кутів падіння електромагнітної хвилі, так і до параметрів діелектричного шару.

Висновки до розділу З

1. Одновісна плазмонна метаповерхня, розміщена поверх шару діелектрика, має особливі відбивальні властивості, які можна регулювати. Зокрема, вона надає можливість спостерігати ефективне поляризаційне перетворення *p*-поляризованих електромагнітних хвиль, що падають, коли площина падіння утворює кути $\varphi \neq 0^{\circ}$ та $\varphi \neq 90^{\circ}$ з головною віссю плазмонних еліпсоїдів метаповерхні. За таких умов було визначено конкретні резонансні частоти ω_s та відповідні їм товщини діелектричних шарів δ_s , для яких відбувається повне перетворення поляризації – тобто відбита хвиля має тільки *s*-поляризацію ($r_{pp}(\omega_s, \delta_s) = 0$).

2. Досліджено чутливість ефекту повного полярізаційного перетворення до величини проникності діелектричного шару. Показано, що умови повного поляризаційного перетворення сильно залежать від величини проникності діелектричного шару. Ця обставина може бути використана для контролю над відбивальною поведінкою TC з метаповерхнею.

3. Визначено частоти ω_m , а також товщини шарів δ_m , які максимізують коефіцієнт ефективності поляризаційного перетворення $\eta_p(\omega_m, \delta_m)$ у смузі частот $\Omega_{||} < \omega < \Omega_{\perp}$. При цих параметрах амплітуда відбитої *р*-поляризованої хвилі досягає мінімуму, фактично даючи відбиту хвилю, яка є майже повністю *s*-поляризованою.

4. Можливість існування повного і квазіповного перетворення поляризації шляхом зміни частоти електромагнітної хвилі, що падає, та діелектричної проникності діелектричного шару дозволяє твердотільній структурі з ПМП функціонувати як універсальний і високоефективний поляризаційно-селективний рефлектор. Зокрема, при $\omega = \omega_s$ та $\delta = \delta_s$ можливо отримати відбиту ЕМХ з чисто *s*-поляризованим характером. При $\omega = \omega_m$ та $\delta = \delta_m$ виникає квазі *s*-поляризована відбита електромагнітна хвиля з високою ефективністю перетворення.

РОЗДІЛ 4 ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ЕФЕКТИ ЯКІ ВИНИКАЮТЬ ПРИ ПАДІННІ ЕМХ НА ТС, ЯКА МАЄ ПМП І МЕЖУЄ З МЕТАЛЕВОЮ ПІДКЛАДКОЮ

В розділі 4 основний фокус зроблено на дослідження поведінки *р*поляризованих електромагнітних хвиль, що падають на твердотільну структуру з ПМП, яка межує з металевим шаром. Тобто розглянута TC наразі складається з одновісної плазмонної метаповерхні, діелектричного шару та металевої підкладки.

Було виявлено, що при такій конфігурації також можна спостерігати цікаві поляризаційні ефекти. Зокрема існує ефект безвідбивного падіння *p*поляризованої електромагнітної хвилі, а також ефект повного перетворення *p*-поляризованої електромагнітної хвилі, що падає, у відбиту *s*-поляризовану електромагнітну хвилю. Слід зазначити, що металева підкладка значно змінює умови виникнення цих двох ефектів.

В цьому розділі представлено дослідження, які опубліковані в [97, 101].

4.1. Опис задачі

На Рис. 4.1 зображена розглянута конфігурація ТС з ПМП, яка має металеву підкладку, що роглядається нами як ідеальний провідник.



Рис. 4.1. Твердотільна структура з ПМП, яка має металеву підкладку

Вважалося, що область z < 0 заповнена діелектриком з діелектричною проникністю ε_1 . На межі розділу z = 0 розташована одновісна ПМП, яка моделюється як двовимірний періодичний масив провідних (золотих) еліпсоїдальних дисків. Безпосередньо під нею розташований шар діелектрика з діелектричною проникністю ε_2 , який займає область 0 < z < d. В Область z > d займає металева підкладка.

Вважалося що вектор електричного поля *p*-поляризованої EMX лежить у площині падіння, утворюючи кут φ з головною віссю плазмонних еліпсоїдів ПМП. Крім того, вважалося, що EMX, яка характеризується частотою ω , падає на ПМП під кутом θ .

Для характеристики електромагнітного відгуку TC, що аналізується, ми використали тензор ефективної провідності, пристосований для одновісної ПМП. Цей тензор, який є діагональним, описує залежність поверхневої провідності від частоти. Діагональні компоненти тензора, нормовані на множник $c/4\pi$ (де c — швидкість світла у вакуумі), можна виразити наступним чином (4.1):

$$\sigma_{\parallel,\perp} = \sigma_{\parallel,\perp}^{\infty} + i \frac{\omega A_{\parallel,\perp}}{\omega^2 - \Omega_{\parallel,\perp}^2 + i \omega \gamma_{\parallel,\perp}} = \sigma_{\parallel,\perp}' + i \sigma_{\parallel,\perp}''; \tag{4.1}$$

У формулі (4.1) підрядкові індекси || та \perp позначають напрямки, відповідно паралельні та перпендикулярні до головної осі плазмонних еліпсоїдів метаповерхні. Величини $\Omega_{||,\perp}$ та $\gamma_{||,\perp}$ позначають резонансні частоти та відповідні напівширини ліній. Параметри $A_{||,\perp}$ позначають сили осциляторів, а $\sigma_{||,\perp}^{\infty}$ відповідають фоновим провідностям у відповідних напрямках. Дійсні та уявні частини компонент тензора ефективної провідності позначено через $\sigma'_{||,\perp}$ та $\sigma''_{||,\perp}$ відповідно. Для цілей нашого аналізу було взято наступні значення параметрів: $\sigma_{||,\perp}^{\infty} = 0,2i, A_{||,\perp} = 0,2,$ $\gamma_{||,\perp} = 0,02, \Omega_{||} = 1,0$ та $\Omega_{\perp} = 1,2$ (див. розділ 3).

4.2 Тангенціальні компоненти електромагнітного поля *р*поляризованої електромагнітної хвилі у кожному середовищі ТС

У системі координат, повернутій на кут *φ* відносно головної осі плазмонних еліпосоїдів метаповерхні, де площина падіння електромагнітної хвилі збігається з площиною XZ, тензор провідності ПМП може бути описаний як:

$$\sigma_{\varphi} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix}; \tag{4.2}$$

Де $\sigma_{\rm xx}$, $\sigma_{\rm yy}$, $\sigma_{\rm xy}$, $\sigma_{\rm yx}$ дорівнюють:

$$\sigma_{\rm xx} = \sigma_{||} \cos^2 \varphi + \sigma_{\perp} \sin^2 \varphi; \tag{4.3}$$

$$\sigma_{\rm yy} = \sigma_{||} \sin^2 \varphi + \sigma_{\perp} \cos^2 \varphi; \qquad (4.4)$$

$$\sigma_{xy} = \sigma_{yx} = (\sigma_{\perp} - \sigma_{||}) \sin\varphi \cos\varphi.$$
(4.5)

Це перетворення враховує анізотропний відгук метаповерхні відносно напрямку поширення хвилі і дозволяє точно моделювати її електромагнітну поведінку при довільному напрямі поширення.

Важливо підкреслити, що поява ненульових недіагональних компонент тензора провідності, а саме σ_{xy} та σ_{yx} , виникає тільки тоді, коли кут φ відрізняється від 0° та 90°. Саме ці недіагональні елементи є причиною зв'язку між різними поляризаційними модами. Це призводить до появи відбитих *s*-поляризованих електромагнітних хвиль, навіть за умови, коли електромагнітна хвиля, що падає, є чисто *p*-поляризованою. Як наслідок, відбита електромагнітна хвиля має обидві поляризаційні компоненти та набуває еліптичної поляризації. У системі координат, яка була визначена в підрозділі 4.1, ненульові компоненти електричного та магнітного полів *p*-поляризованої електромагнітної хвилі мають вигляд:

$$\vec{E}_p = \{E_x, 0, E_z\};$$
 (4.6)

$$\vec{H}_p = \{0, H_y, 0\} \tag{4.7}$$

Формула (4.6) відповідає коливанню електричного поля в площині *XZ*, а формула (4.7) — коливанню магнітного поля вздовж осі *у*. Для *s*-поляризованої ЕМХ компоненти можна описати наступним чином:

$$\vec{E}_s = \{0, E_y, 0\}; \tag{4.8}$$

$$\vec{H}_s = \{H_x, 0, H_z\}$$
 (4.9)

Формули (4.8), (4.9) вказують на те, що коливання електричного поля відбуваються вздовж осі *y*, а коливання магнітного поля відбуваються у площині *XZ*.

Хвильові вектори електромагнітних хвиль у кожному середовищі можна представити у вигляді:

$$\vec{k}_j = (k_x, 0, k_{zj}), \ j = 1,2$$
 (4.10)

У формулі (4.10) індекс *ј* позначає відповідну область.

Поздовжня компонента хвильового вектора, яка є спільною для обох областей та є безперервною на границях поділу середовищ, задається задається наступним чином:

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_1} \sin\theta. \tag{4.11}$$

Тут *ω* – кутова частота хвилі, *с* – швидкість світла у вакуумі, *ε*₁ – діелектрична проникність першого середовища, *θ* – кут падіння ЕМХ на ПМП.

Поперечні хвильові числа визначаються наступним виразом (4.12), який характеризує просторову залежність електромагнітної хвилі перпендикулярно до напрямку її поширення в кожному з трьох середовищ структури, що була описана раніше:

$$k_{zj} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_j - k_x^2}.$$
(4.12)

Виразимо тепер ненульові тангенціальні компоненти електромагнітних полів у кожній області твердотільної структури, що розглядається. Як і в розділі 3, для наочності та простоти, загальний експоненціальний множник $\exp(ik_x x - \omega t)$, що представляє гармонічну залежність від повздовжній координати та часу, буде опущено з наступних виразів. Індекс «*p*» буде використовуватися для позначення компонент електромагнітного полю, пов'язаних з *p*-поляризованими хвилями, тоді як індекс «*s*» відповідає компонентам електромагнітного полю, пов'язаним з *s*-поляризованими хвилями.

В середовищі 1, що займає просторову область z < 0 та характеризується діелектричною проникністю ε_1 електромагнітне поле має наступні тангенціальні компоненти (формули (4.13)-(4.17)):

$$H_{y1}^{p}(z) = e^{ik_{z1}z} + r_{pp}e^{-ik_{z1}z}; (4.13)$$

$$E_{x1}^{p}(z) = \frac{ck_{z1}}{\omega\varepsilon_{1}} \left(e^{ik_{z1}z} - r_{pp}e^{-ik_{z1}z} \right)$$
(4.14)

$$E_{y1}^{s}(z) = r_{ps}e^{-ik_{z1}z} (4.16)$$

$$H_{x1}^{s}(z) = \frac{ck_{z1}}{\omega} r_{ps} e^{-ik_{z1}z}$$
(4.17)

Тангенціальні компоненти для електромагнітного полю в середовищі 2, яке займає область 0 < z < d та має діелектричну проникність ε_2 , мають наступний вигляд (формули (4.18) – (4.21)):

$$H_{y2}^{p}(z) = H_{p2}^{+}e^{ik_{z2}z} + H_{p2}^{-}e^{-ik_{z2}z};$$
(4.18)

$$E_{x2}^{p}(z) = \frac{ck_{z2}}{\omega\varepsilon_{2}} \left(H_{p2}^{+} e^{ik_{z2}z} - H_{p2}^{-} e^{-ik_{z2}z} \right);$$
(4.19)

$$E_{y2}^{s}(z) = E_{s2}^{+}e^{ik_{z2}z} + E_{s2}^{-}e^{-ik_{z2}z}$$
(4.20)

$$H_{x2}^{s}(z) = -\frac{ck_{z2}}{\omega} (E_{s2}^{+}e^{ik_{z2}z} - E_{s2}^{-}e^{-ik_{z2}z})$$
(4.21)

Тут r_{pp} та r_{ps} представляють амплітуди p- і *s*-поляризованих хвиль, відповідно, відбитих від одновісної плазмонної метаповерхні. Значення H_{p2}^+ і E_{s2}^+ – амплітуди поздовжніх компонент p- і *s*-поляризованих хвиль, що поширюються вперед у шарі. Аналогічно, H_{p2}^- та E_{s2}^- відповідають амплітудам поздовжніх компонент p- і *s*-поляризованих хвиль, що поширюються назад, у тому ж середовищі.

Для визначення амплітуд r_{pp} r_{ps} необхідно застосувати відповідні електромагнітні умови на границях розділу, розташованих у площинах z = 0та z = d. Ці граничні умови забезпечують неперервність поздовжніх компонент електричного полю та розривність поздовжніх компонент магнітного поля електромагнітних хвиль.

На межі z = 0, де розташована ПМП, мають бути виконані наступні граничні умови:

$$E_{x1}^{p}(0) = E_{x2}^{p}(0) = E_{x}(0)$$
(4.22)

$$E_{y1}^{s}(0) = E_{y2}^{s}(0) = E_{y}(0)$$
(4.23)

$$H_{y2}^{p}(0) - H_{y1}^{p}(0) = -\frac{4\pi}{c} (\sigma_{xx} E_{x}(0) + \sigma_{xy} E_{y}(0))$$
(4.24)

$$H_{x2}^{s}(0) - H_{x1}^{s}(0) = \frac{4\pi}{c} (\sigma_{yx} E_{x}(0) + \sigma_{yy} E_{y}(0))$$
(4.25)

На межі z = d тангенціальні компоненти електричного поля повинні зникати. Ця умова означає, що тангенціальні компоненти електричного поля електромагнітних хвиль дорівнюють нулю на цій межі.

Повний коефіцієнт відбиття для *p*-поляризованої електромагнітної хвилі, що падає на плазмову метаповерхню, можна визначити шляхом підсумовування квадратів модулів амплітуд відбиття для обох типів поляризації електромагнітних хвиль ($|r_{pp}|^2$ та $|r_{ps}|^2$). Цей коефіцієнт описується виразом (4.26):

$$R_p = |r_{pp}|^2 + |r_{ps}|^2. aga{4.26}$$

Амплітуди r_{pp} та r_{ps} визначаються за допомогою формул (4.27)–(4.31):

$$r_{pp} = \frac{P_{-}S + Q}{P_{+}S + Q}; \tag{4.27}$$

$$r_{ps} = 2\sigma_{yx} \frac{\sin^2(k_2\delta)}{P_+S - Q};$$
 (4.28)

$$P_{\pm} = \frac{\varepsilon_2}{k_2} \cos(k_2 \delta) - i \left(\pm \frac{\varepsilon_1}{k_1} + \sigma_{xx} \right) \sin(k_2 \delta); \tag{4.29}$$

$$S = k_2 \cos(k_2 \delta) - i \left(k_1 + \sigma_{yy}\right) \sin(k_2 \delta); \qquad (4.30)$$

$$Q = \sigma_{xy}^2 \sin^2(k_2 \delta). \tag{4.31}$$

Тут, як і в розділі 3, були використані наступні безрозмірні величини: $k_j = \frac{c k_{zj}}{\omega}$ та $\delta = \frac{d\omega}{c}$.

4.3 Безвідбивне падіння *p*-поляризованих ЕМХ на TC із метаповерхнею, яка має металеву підкладку

Встановимо тепер конкретні параметри, які необхідні для досягнення умови $R_p = 0$. Ця умова відповідає повному зникненню відбитих *p*поляризованих електромагнітних хвиль. Як видно з рівняння (4.27), ця умова сильно залежить від величини кута φ . Цей кут визначає орієнтацію площини падіння електромагнітної хвилі відносно головної осі плазмонних еліпсоїдів у метаповерхні.

Коли кут φ набуває значень 0° або 90°, недіагональні компоненти тензора провідності метаповерхні зникають, тобто $\sigma_{xy} = \sigma_{yx} = 0$. За цих умов відсутній зв'язок між *p*- та *s*-поляризованими електромагнітними хвилями, в результаті чого $r_{ps} = 0$. Отже, відбита хвиля залишається чисто *p*-поляризованою, а загальний коефіцієнт відбиття спрощується до виразу $R_p = |r_{pp}|^2$.

Розглянемо цей випадок детальніше. З рівняння (4.27) випливає, що $r_{pp} = 0$ при $P_{-} = 0$. Оскільки r_{pp} є комплексною величиною, то вона дорівнює нулю лише тоді, коли одночасно зникають як дійсна, так і уявна її складові. Ця вимога зводиться до наступних рівнянь:

$$\frac{\varepsilon_1}{k_1} - \sigma'_{\parallel,\perp} = 0 \tag{4.32}$$

$$\operatorname{tg}(k_2\delta) = -\frac{\varepsilon_2}{k_2\sigma_{||,\perp}''} \tag{4.33}$$

Корені рівняння (4.32) визначають конкретні частоти, на яких відбувається безвідбивне падіння *p*-поляризованих електромагнітних хвиль на одновісну плазмонну метаповерхню. Величини $\sigma'_{||,\perp}(\omega)$ мають симетричну додатну поведінку відносно відповідних резонансних частот $\Omega_{||}$ та Ω_{\perp} . Завдяки цій симетрії рівняння (4.32) має два корені, розташовані симетрично навколо кожної з цих резонансних частот. Крім того, важливо зазначити, що значення k_1 зменшується зі збільшенням кута падіння θ . Оскільки максимально можливе значення нормованої поверхневої провідності $\sigma'_{||,\perp}(\Omega_{||,\perp}) = 10$, то з цього випливає, що існує граничний кут, позначений як θ_m , за межами якого ефект безвідбивного падіння вже не може існувати. Цей критичний кут визначається співвідношенням:

$$\theta_m = \arccos(0, 1\sqrt{\varepsilon_1}) \tag{4.34}$$

Таким чином, падіння без відбиття можливе лише для кутів падіння $\theta \leq \theta_m$. Ця умова підкреслює зв'язок між властивостями діелектричного шару, параметрами метаповерхні та кутом падіння електромагнітної хвилі, при якому цей ефект має місце.

Рівняння (4.33) служить для визначення конкретних значень товщини безвідбивне діелектричного шару, **УМОЖЛИВЛЮЮТЬ** падіння які **D**поляризованих електромагнітних одновісну ХВИЛЬ на плазмонну метаповерхню. Відзначимо, що на поведінку функцій $\sigma'_{\parallel,\perp}(\omega)$, які представляють уявні частини ефективної поверхневої провідності, впливають умови, при яких $\Omega_{||,\perp} >> \gamma_{||,\perp}$. Як наслідок, ці функції мають помітну асиметрію відносно відповідних резонансних частот $\Omega_{||}$ та Ω_{\perp} . Однак в околицях цих частот залежності $\sigma^{''}_{||,\perp}(\omega)$ мають подібну поведінку як для паралельного, так і для перпендикулярного випадків. Отже, функції $\delta(\omega)$, які описують товщину діелектричного шару від частоти та визначають умови падіння без відбиття, також демонструють схожу поведінку у цих частотних околицях для випадків $\varphi = 0^\circ$ і $\varphi = 90^\circ$.

Рис. 4.2 ілюструє залежності $\omega(\theta)$ (відкладені вздовж лівої осі ординат суцільними лініями) та $\delta(\theta)$ (відкладені вздовж правої осі ординат пунктирними лініями) за умови $R_p = 0$ для випадку, коли $\varepsilon_2 = 2,0$. Два графіки відповідають (а) $\varphi = 0^\circ$ та (b) $\varphi = 90^\circ$. Важливим спостереженням з цих графіків є те, що для кожного значення кута падіння θ існують дві різні частоти, на яких спостерігається ефект, що розглядається. Ці частоти визначаються з розв'язків рівняння (4.32). Відповідно, для кожної з цих частот за допомогою рівняння (4.33) можна обчислити два значення δ , що дасть пару відповідних значень ω і δ для кожного кута падіння θ .

Вертикальна пунктирна лінія, показана на Рис. 4.2, вказує на критичний випадок, коли $\theta = \theta_m$. Ця умова визначає максимальний кут θ_m , при якому ще існує падіння *p*-поляризованої електромагнітної хвилі без відбиття. Крім того, круглий маркер виділяє особливу точку на графіку, де дві гілки залежності $\delta(\theta)$ зливаються.



Рис. 4.2. Залежності $\omega(\theta)$ (ліва вісь ординат, суцільні лінії) та $\delta(\theta)$ (права вісь ординат, штрихові лінії), для досягнення $R_p = 0$ у випадку

$$\varepsilon_2 = 2,0, (a) \varphi = 0^\circ, (b) \varphi = 90^\circ$$

Враховуючи, що tg($k_2 \delta$) є періодичною функцією, в нашому аналізі було спеціально визначено ті залежності $\delta(\theta)$, які відповідають найменшим можливим додатним значенням δ , що задовольняють умові $R_p = 0$.

Важливо підкреслити, що величина діелектричної проникності ε_2 не накладає жодних принципових обмежень на виникнення безвідбивного

падіння *p*-поляризованих електромагнітних хвиль на твердотільну структуру з одновісною плазмонною метаповерхнею. Це проілюстровано на Рис. 4.3, де представлено залежності $\delta(\varepsilon_2)$ для випадку $R_p = 0$ при $\varphi = 0$ та $\theta = 45^\circ$. Графіки відповідають двом характерним частотам: $\omega_1 \approx 0,976$ (суцільні лінії) та $\omega_2 \approx 1,025$ (штрихові лінії). Як видно з Рис 4.3, обидві гілки залежності $\delta(\varepsilon_2)$ мають монотонно спадаючу поведінку, що свідчить про те, що збільшення ε_2 призводить до зменшення необхідної товщини діелектричного шару для досягнення ефекту падіння без відбиття на цих частотах.



Рис. 4.3. Залежності $\delta(\varepsilon_2)$, для досягнення умови $R_p=0$, де $arphi=0^\circ, heta=45^\circ$

На Рис. 4.4 показано залежності коефіцієнта відбиття $R_p(\omega)$ для випадку $\varepsilon_2 = 2,0, \ \theta = 45^\circ$ для $\varphi = 0^\circ$ (суцільні лінії) і $\varphi = 90^\circ$ (пунктирні лінії). З цого графіку можна зробити висновок, що для кожного з двох кутів φ коефіцієнт відбиття $R_p(\omega)$ досягає нуля на двох різних частотах. Однак важливо зазначити, що ефект, що розглядається, виникає при різних значеннях товщини діелектричного шару δ для кожної частоти.



Рис. 4.4 Залежність $R_p(\omega)$ для $\varepsilon_2 = 2,0, \theta = 45^\circ$, $\varphi = 0^\circ$ (суцільні лінії) та $\varphi = 90^\circ$ (пунктирні лінії)

Отже, явище безвідбивного падіння *p*-поляризованих електромагнітних хвиль через твердотільну структуру з плазмонною метаповерхнею реалізується на двох певних частотах за умови відповідного підбору товщини діелектричного шару для кожного випадку.

4.4 Перетворення *p*-поляризованих EMX у s-поляризовані EMX

3 виразу (4.27) випливає, що при $\varphi \neq 0^{\circ}$ і $\varphi \neq 90^{\circ}$ – умовах, при яких $\sigma_{yx} \neq 0$ – виникає відбита *s*-поляризована електромагнітна хвиля, тобто $r_{ps} \neq 0$. В результаті електромагнітна хвиля, відбита від поверхні одновісної плазмонної метаповерхні, вже не є чисто *p*-поляризованою, а є суперпозицією як *p*-поляризованої, так і *s*-поляризованої електромагнітних хвиль.

Встановлено, що за певних значень ε_2 , φ та θ існують такі частоти і товщини діелектричного шару при яких відбита *p*-поляризована електромагнітна хвиля може повністю зникнути. У цьому випадку *p*-поляризована хвиля, що падає, повністю перетворюється на *s*-поляризовану відбиту хвилю. На Рис. 4.5 зображені три функції, які відповідають кофіцієнтам відбиття (R_p), та амплітудам відбитих хвиль (r_{pp} , r_{ps}).



Рис. 4.5. Залежність $R_p(\omega)$ (суцільні лінії), $|r_{pp}(\omega)|^2$ (пунктирні лінії), $|r_{ps}(\omega)|^2$ (штрихпунктирні лінії) для $\varphi = 30^\circ$, $\theta = 45^\circ$, $\varepsilon_2 = 2,0$ при (а) $\delta \approx 0,6$, (b) $\delta \approx 2,1$

Функція $R_p(\omega)$ (суцільні лінії), $|r_{pp}(\omega)|^2$ (пунктирні лінії) та $|r_{ps}(\omega)|^2$ (штрихпунктирні лінії) для $\varphi = 30^\circ$, $\theta = 45^\circ$, $\varepsilon_2 = 2,0$, (a) $\delta \approx 0,6$, (b) $\delta \approx 2,1$. Результати показують, що на певних частотах - приблизно $\omega \approx 0,964$ для випадку (a) та $\omega \approx 1,037$ для випадку (b) – відбита *p*поляризована електромагнітна хвиля зникає($|r_{pp}(\omega)|^2 = 0$).

Важливо зазначити, що при $\varphi = 30^{\circ}$ частоти, на яких відбувається повне перетворення *p*-поляризованої, що падає, хвилі у відбиту *s*поляризовану хвилю зосереджені поблизу резонансної частоти $\Omega_{||} = 1,0$. Відзначимо, що явище повного перетворення поляризації електромагнітної хвилі досягається для двох різних пар значень частоти і товщини діелектричного шару, (ω , δ). Ця обставина підкреслює сильну залежність ефекту повного перетворення поляризації електромагнітної хвилі як від частоти хвилі, так і від геометричних параметрів системи. Розглянемо тепер випадок $\varphi = 60^{\circ}$ (Рис. 4.6).



Рис. 4.6. Залежності $R_p(\omega)$ (суцільні лінії), $|r_{pp}(\omega)|^2$ (пунктирні лінії), $|r_{ps}(\omega)|^2$ (штрихпунктирні лінії) для $\varphi = 60^\circ$, $\theta = 45^\circ$, $\varepsilon_2 = 2,0$ при (а) $\delta \approx 0,5$, (b) $\delta \approx 2,0$

Зі збільшенням кута φ частоти, на яких відбувається повне перетворення *p*-поляризованої електромагнітної хвилі, що падає, в *s*поляризовану відбиту хвилю, також зростають, поступово зміщуючись до другої резонансної частоти $\Omega_{\perp} = 1,2$. Ця поведінка проілюстрована на Рис. 4.6 для $\varphi = 60^{\circ}, \theta = 45^{\circ}$ та $\varepsilon_2 = 2,0$ при (а) $\delta \approx 0,5$, (b) $\delta \approx 2,0$.

3 Рис. 4.6 видно, що при $\omega \approx 1,17$ у випадку (а) та $\omega \approx 1,24$ у випадку (b) відбита *p*-поляризована компонента зникає. В результаті на цих частотах і відповідних товщинах досягається повне перетворення *p*-поляризованої хвилі в відбиту *s*-поляризовану хвилю. Це ще раз підтверджує сильну залежність ефектів поляризаційного перетворення як від властивостей метаповерхні, так і від геометричних параметрів TC.

Висновки до розділу 4

1. Продемонстровано, що за певних умов твердотільна структура, яка складається з одновісної плазмонної метаповерхні, шару діелектрика та металевої підкладки, може повністю гасити *p*-поляризовану електромагнітну хвилю, що падає. Цей ефект досягається, коли площина падіння *p*-поляризованої електромагнітної хвилі паралельна або перпендикулярна до головної осі плазмонних еліпсоїдів метаповерхні. У таких випадках безвідбивне падіння *p*-поляризованої хвилі відбувається на двох різних частотах, які визначаються відповідним підбором товщини діелектричного шару. Крім того, було встановлено, що діелектрична проникність шару не накладає жодних фундаментальних обмежень на виникнення ефекту падіння без відбиття. Це вказує на те, що знайдений ефект існує у широкому діапазоні діелектричних матеріалів.

2. Знайдені умови повного перетворення *p*-поляризованої електромагнітної хвилі, що падає, у відбиту *s*-поляризовану. Цей ефект виникає у випадку, коли площина падіння *p*-поляризованої електромагнітної хвилі орієнтована під гострим кутом відносно головної осі плазмонних еліпсоїдів метаповерхні ($\varphi \neq 0^\circ$, $\varphi \neq 90^\circ$). Крім того, визначено конкретні діапазони частот та відповідні товщини діелектричних шарів, які необхідні для існування цього ефекту.

3. Встановлено зв'язок між кутовою орієнтацією площини падіння *р*поляризованої електромагнітної хвилі відносно головної осі плазмонних еліпсоїдів метаповерхні та параметрами TC, необхідними для існування ефекту повного поляризаційного перетворення електромагнітної хвилі, що падає.

4. Знайдені нові ефекти мають велике значення для підвищення ефективності оптичних та наноелектронних пристроїв, що існують, а також відкривають шляхи для створення нових пристроїв з кращими функціональними властивостями.

РОЗДІЛ 5 ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ЕФЕКТИ , ЩО ВИНИКАЮТЬ ПРИ ПАДІННІ ЕМХ НА ПОКРИТТЯ ТС ІЗ МЕТАПОВЕХНЕЮ

В розділі 5 досліджуються електромагнітні явища, що виникають при падінні р-поляризованих електромагнітних хвиль на твердотільну структуру, діелектричного покриття, анізотропної одновісної яка складається з плазмонної метаповерхні, шару діелектрика та металевої підкладки. Основна тому, щоб з'ясувати, дослідження полягала В наявність мета ЯK діелектричного покриття TC впливає на умови існування ефекту падіння *p*поляризованих електромагнітних хвиль без відбиття на розглянуту структуру. Показано, що діелектричне покриття ТС суттєво впливає на безвідбивну поведінку структури. Наявність діелектричного покриття змінює частоти, що необхідні для виникнення ефекту ПОВНОГО відбиття *р*-поляризованих електромагнітних хвиль.

В цьому розділі представлено результати досліджень [98, 102].

5.1. Опис задачі

На Рис. 5.1 зображена конфігурація твердотільної структури з ПМП, яка має діелектричне покриття.



Рис. 5.1. Геометрія ТС структури з ПМП, яка має діелектричне покриття

На Рис. 5.1 зображена ТС, яка складаєтся з окремих областей з різними електромагнітними властивостями вздовж осі *z*. Напівпростір *z* < 0 зайнятий однорідним діелектричним середовищем, ЩО характеризується діелектричною проникністю *ε*₁. Перший шар, розташований в області $0 < z < d_1$, являє собою діелектричну плівку з діелектричною проникністю ε_2 , яка є покриттям для одновісної плазмонної метаповерхні, розташованої у плоскості $z = d_1$. Ця МП моделюється двовимірним періодичним масивом провідних еліпсоїдних наночастинок. Другий діелектричний шар під $d_1 < z < d_1 + d_2i$ область метаповерхнею займає має діелектричну проникність ε_3 . Далі йде ідеально провідна металева підкладка, що заповнює півпростір $z > d_1 + d_2$.

Ми розглядали *p*-поляризовану електромагнітну хвилю, вектор електричного поля якої лежить у площині, нахиленій під кутом φ до головної осі плазмонних еліпсоїдів плазмонної метаповерхні. Вважалося що, що *p*поляризована електромагнітна хвиля, що характеризується кутовою частотою ω , падає на розглянуту діелектричну структуру під кутом падіння θ по відношенню до нормалі до МП. Відповідно до підходу, прийнятого в попередніх розділах, електромагнітний відгук плазмонної метаповерхні, вбудованої в твердотільну структуру, описано за допомогою двовимірного тензора ефективної провідності. У системі координат, повернутій на кут φ відносно головної осі одновісної ПМП – припускаючи, що площина падіння електромагнітної хвилі збігається з площиною «XZ» – тензор ефективної провідності ПМП виражається у наступному вигляді:

$$\sigma_{\varphi} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix}; \tag{5.1}$$

$$\sigma_{\rm xx} = \sigma_{||} \cos^2 \varphi + \sigma_{\perp} \sin^2 \varphi; \tag{5.2}$$

$$\sigma_{\rm yy} = \sigma_{||} \sin^2 \varphi + \sigma_{\perp} \cos^2 \varphi; \tag{5.3}$$

$$\sigma_{xy} = \sigma_{yx} = (\sigma_{\perp} - \sigma_{||}) \sin\varphi \cos\varphi.$$
(5.4)

В (5.2)–(5.4) компоненти тензора ефективної провідності, позначені як $\sigma_{||}$ та σ_{\perp} , можна описати наступним виразом:

$$\sigma_{\parallel,\perp} = \sigma_{\parallel,\perp}^{\infty} + i \frac{\omega A_{\parallel,\perp}}{\omega^2 - \Omega_{\parallel,\perp}^2 + i\omega\gamma_{\parallel,\perp}} = \sigma_{\parallel,\perp}' + i\sigma_{\parallel,\perp}''; \tag{5.5}$$

Позначення «||» та «⊥» відповідають за напрямки, паралельні та перпендикулярні до головної осі симетрії одновісної плазмонної метаповерхні. Параметри $\Omega_{||,\perp}$ та $\gamma_{||,\perp}$ – резонансні частоти та напівширини ліній. $A_{||,\perp}$ позначають величини сили осцилятора, а $\sigma_{||,\perp}^{\infty}$ відповідають фоновим провідностям для кожного напрямку поляризації. Крім того, $\sigma'_{||,\perp}$ та $\sigma''_{||,\perp}$ є дійсна та уявна частини компонент тензора ефективної провідності. Як і в попередніх розділах вважалося, що $\sigma_{||,\perp}^{\infty} = 0,2i$, $A_{||,\perp} = 0,2$, $\gamma_{||,\perp} = 0,02$, $\Omega_{||} = 1,0$, $\Omega_{\perp} = 1,2$.

5.2 Тангенціальні компоненти електромагнітного поля *p*- і *s*поляризованих хвиль у TC із діелектричним покриттям

Як вже було викладено вище (див. розділ 2), при $\varphi \neq 0^{\circ}$ і $\varphi \neq 90^{\circ}$ виникають ненульові позадіагональні компоненти тензора провідності, σ_{xy} і σ_{yx} . Ця обставина призводить до появи відбитих *s*-поляризованих електромагнітних хвиль. За цих умов, при падінні *p*-поляризованої електромагнітної хвилі на одновісну плазмонну метаповерхню відбита електромагнітна хвиля буде мати всі компоненти електромагнітного поля. Це призводить до еліптичної поляризації відбитих електромагнітних хвиль.

У вибраній системі координат компоненти поля *p*-поляризованої електромагнітної хвилі, що падає, мають вигляд:

$$\vec{E}_p = \{E_x, 0, E_z\};$$
 (5.6)

$$\vec{H}_{p} = \{0, H_{y}, 0\}.$$
(5.7)

В свою чергу для *s*-поляризованої електромагнітної хвилі маємо наступні компоненти поля:

$$\vec{E}_s = \{0, E_y, 0\};$$
 (5.8)

$$\vec{H}_s = \{H_x, 0, H_z\}.$$
(5.9)

Хвильові вектори всередині кожного шару твердотільної структури, що розглядається, можна виразити наступним чином (ω – кутова частота хвилі, *с* – швидкість світла у вакуумі, ε_1 – діелектрична проникність першого діелектричного середовища, а θ – кут падіння ЕМХ):

$$\vec{k}_j = (k_x, 0, k_{zj}), \ j = 1, 2, 3;$$
 (5.10)

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_1} \sin\theta; \qquad (5.11)$$

$$k_{zj} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}} \varepsilon_j - k_x^2, \ j = 1,2,3.$$
 (5.12)

Індекс *j* у формулі (5.12) позначає відповідну область ТС. Поздовжня компонента хвильового вектора k_x , є спільною для всіх областей. Поперечна компонента k_{zj} характеризує просторову зміну поля електромагнітної хвилі в кожному середовищі.

Наведемо в явному вигляді ненульові тангенціальні компоненти електромагнітних полів у кожній області ТС. Для спрощення, як і в попередніх розділах, опустимо загальний експоненціальний множник $\exp(ik_x x - \omega t)$.

По-перше, для середовища, розташованого у напівпросторі z < 0 (діелектрична проникність ε_1) маємо:

$$H_{y1}^{p}(z) = e^{ik_{z1}z} + r_{pp}e^{-ik_{z1}z}; (5.13)$$

$$E_{x1}^{p}(z) = \frac{ck_{z1}}{\omega\varepsilon_{1}} \left(e^{ik_{z1}z} - r_{pp}e^{-ik_{z1}z} \right);$$
(5.14)

$$E_{y1}^{s}(z) = r_{ps}e^{-ik_{z1}z}; (5.15)$$

$$H_{x1}^{s}(z) = \frac{ck_{z1}}{\omega} r_{ps} e^{-ik_{z1}z}.$$
(5.16)

По-друге, для діелектричного покриття, розташованого в області простору 0 < z < d, який характеризується діелектричною проникністю ε_2):

1

$$H_{y2}^{p}(z) = H_{p2}^{+} e^{ik_{z2}z} + H_{p2}^{-} e^{-ik_{z2}z};$$
(5.17)

$$E_{x2}^{p}(z) = \frac{ck_{z2}}{\omega\varepsilon_{2}} \left(H_{p2}^{+} e^{ik_{z2}z} - H_{p2}^{-} e^{-ik_{z2}z} \right);$$
(5.18)

$$E_{y2}^{s}(z) = E_{s2}^{+}e^{ik_{z2}z} + E_{s2}^{-}e^{-ik_{z2}z}; (5.19)$$

$$H_{x2}^{s}(z) = -\frac{ck_{z2}}{\omega} \left(E_{s2}^{+} e^{ik_{z2}z} - E_{s2}^{-} e^{-ik_{z2}z} \right).$$
(5.20)

По-третє, для діелектричного шару, розташованого в області простору $d_1 < z < d_1 + d_2$ і маючого діелектричну проникність ε_3 знаходимо:

$$H_{y3}^{p}(z) = H_{p3}^{+}e^{ik_{z3}z} + H_{p3}^{-}e^{-ik_{z3}z};$$
(5.21)

$$E_{x3}^{p}(z) = \frac{\mathrm{ck}_{z3}}{\omega\varepsilon_{3}} \left(H_{p3}^{+} e^{\mathrm{ik}_{z3}z} - H_{p3}^{-} e^{-\mathrm{ik}_{z3}z} \right);$$
(5.22)

$$E_{y3}^{s}(z) = E_{s3}^{+}e^{ik_{z3}z} + E_{s3}^{-}e^{-ik_{z3}z};$$
(5.23)

$$H_{x3}^{s}(z) = -\frac{ck_{z3}}{\omega} \left(E_{s3}^{+} e^{ik_{z3}z} - E_{s3}^{-} e^{-ik_{z3}z} \right).$$
(5.24)

В формулах (5.13)-(5.16) r_{pp} і r_{ps} – амплітуди відбиття p- та *s*поляризованих хвиль, відбитих від діелектричного покриття, відповідно. Величини H_{p2}^+ , E_{s2}^+ і H_{p2}^- , E_{s2}^- позначають амплітуди p- і *s*-поляризованих хвиль, що поширюються вперед і назад у середовищі з діелектричною проникністю ε_2 . Аналогічно, H_{p3}^+ та E_{s3}^+ відповідають амплітудам прямої, а H_{p3}^- і E_{s3}^- – зворотної p- і *s*-поляризованих хвиль у шарі, що характеризується діелектричною проникністю ε_3 .

Для визначення як r_{pp} , так і r_{ps} застосовувалися граничні умови на межах розділів z = 0, $z = d_1$ та $z = d_1 + d_2$. При z = 0 тангенціальні компоненти електричного та магнітного полів повинні бути неперервними через межу розділу між сусідніми середовищами.

Однак при $z = d_1$, в той час як тангенціальні компоненти електричного поля залишаються неперервними, тангенціальні компоненти магнітного поля зазнають розриву через наявність одновісної плазмонної метаповерхні:

$$E_{x2}^{p}(d_{1}) = E_{x3}^{p}(d_{1}); (5.25)$$

$$E_{y_2}^s(d_1) = E_{y_3}^s(d_1); \tag{5.26}$$

97

$$H_{y3}^{p}(d_{1}) - H_{y2}^{p}(d_{1}) = -\frac{4\pi}{c} \Big(\sigma_{xx} E_{x2}^{p}(d_{1}) + \sigma_{xy} E_{y2}^{s}(d_{1}) \Big);$$
(5.27)

$$H_{x3}^{s}(d_{1}) - H_{x2}^{s}(d_{1}) = \frac{4\pi}{c} \Big(\sigma_{yx} E_{x2}^{p}(d_{1}) + \sigma_{yy} E_{y2}^{s}(d_{1}) \Big).$$
(5.28)

На металевій границі, розташованій у площині $z = d_1 + d_2$, тангенціальні складові електричного поля повинні дорівнювати нулю.

Повний коефіцієнт відбиття *p*-поляризованої електромагнітної хвилі, що падає на діелектричне покриття, виражається як сума квадратів модулів амплітуд відбиття для обох типів поляризацій електромагнітних хвиль. Його можна описати за допомогою наступних формул (5.25)–(5.27):

$$R_p = |r_{\rm pp}|^2 + |r_{\rm ps}|^2; (5.25)$$

$$r_{\rm pp} = \frac{P_- S + Q_-}{P_+ S + Q_+}; \tag{5.26}$$

$$r_{\rm ps} = 2\sigma_{\rm yx} \frac{\sin^2(k_3\delta_2)}{P_+S + Q_+}.$$
 (5.27)

Де доданки в P_{\pm} , S, Q_{\pm} мають вигляд (5.28)–(5.30):

$$P_{\pm} = \left(\frac{\varepsilon_3}{k_3}\cos(k_3\delta_2) - i\sigma_{xx}\sin(k_3\delta_2)\right) \left(\cos(k_2\delta_1) \mp i\frac{\varepsilon_1k_2}{\varepsilon_2k_1}\sin(k_2\delta_1)\right) - \\ -\sin(k_3\delta_2) \left(\frac{\varepsilon_2}{k_2}\sin(k_2\delta_1) \pm i\frac{\varepsilon_1}{k_1}\sin(k_2\delta_1)\right);$$
(5.28)

$$S = (k_{3}\cos(k_{3}\delta_{2}) - i\sigma_{yy}\sin(k_{3}\delta_{2}))\left(\cos(k_{2}\delta_{1}) - i\frac{k_{1}}{k_{2}}\sin(k_{2}\delta_{1})\right) - (5.29)$$

$$-i\sin(k_{3}\delta_{2})\left(k_{1}\cos(k_{2}\delta_{1}) - ik_{2}\sin(k_{2}\delta_{1})\right);$$

$$Q_{\pm} = \sigma_{xy}^{2}\sin^{2}(k_{3}\delta_{2})\left(\cos(k_{2}\delta_{1}) \mp i\frac{\varepsilon_{1}k_{2}}{\varepsilon_{2}k_{1}}\sin(k_{2}\delta_{1})\right)\left(\cos(k_{2}\delta_{1}) - ik_{1}k_{2}\sin(k_{2}\delta_{1})\right).$$

$$(5.30)$$

У попередніх рівняннях, як і в розділах 3 та 4, були використані наступні безрозмірна величина $k_j = \frac{ck_{zj}}{\omega}$. Також товщина шарів характеризувалася формулою $\delta = \frac{d\omega}{c}$.

Визначимо конкретні умови, за яких виконується рівняння $R_p = 0$. При його виконанні буде спостерігатися ефект повного зникнення відбитої електромагнітної хвилі. Для спрощення аналізу розглянемо окремі випадки, коли $\varphi = 0^{\circ}$ або $\varphi = 90^{\circ}$. При таких кутах позадіагональні компоненти тензора поверхневої провідності метаповерхні зникають, тобто $\sigma_{xy} = \sigma_{yx} = 0$. Це, в свою чергу, призводить до $r_{ps} = 0$. У цій ситуації відбита хвиля зберігає свою початкову *p*-поляризацію, а коефіцієнт відбиття визначатимется наступним виразом: $R_p = |r_{pp}|^2$.

Для розглянутих умов $Q_{\pm} = 0$. Тому з рівняння (5.26) слідує, що $r_{\rm pp}$ зникає, коли член $P_{-} = 0$. Оскільки P_{-} є комплексною величиною, то умова $r_{\rm pp} = 0$ може бути виконана лише тоді, коли і дійсна, і уявна компоненти P_{-} одночасно дорівнюють нулю. Ця вимога призводить до наступної системи двох рівнянь:

$$\begin{pmatrix} \frac{\varepsilon_3}{k_3}\cos(k_3\delta_2) + \sigma_{\parallel,\perp}^{\prime\prime}\sin(k_3\delta_2) \end{pmatrix} \cos(k_2\delta_1) - \begin{pmatrix} \frac{\varepsilon_2}{k_2} \\ -\frac{\varepsilon_1k_2}{\varepsilon_2k_1}\sigma_{\parallel,\perp}^{\prime} \end{pmatrix} \sin(k_2\delta_1)\sin(k_3\delta_2) = 0;$$

$$\begin{pmatrix} \frac{\varepsilon_3}{k_3}\cos(k_3\delta_2) + \sigma_{\parallel,\perp}^{\prime\prime}\sin(k_3\delta_2) \end{pmatrix} \frac{\varepsilon_1k_2}{\varepsilon_2k_1}\sin(k_2\delta_1) + \begin{pmatrix} \frac{\varepsilon_1}{k_1} \\ -\sigma_{\parallel,\perp}^{\prime} \end{pmatrix} \cos(k_2\delta_1)\sin(k_3\delta_2) = 0;$$

$$(5.31)$$

Із рівняннь (5.31) та (5.32), отримуємо наступні співвідношення:

$$\tan(k_{2}\delta_{1}) = \frac{\frac{\varepsilon_{3}}{k_{3}}\cos(k_{3}\delta_{2}) + \sigma_{||,\perp}'\sin(k_{3}\delta_{2})}{\left(\frac{\varepsilon_{2}}{k_{2}} - \frac{\varepsilon_{1}k_{2}}{\varepsilon_{2}k_{1}}\sigma_{||,\perp}'\right)\sin(k_{3}\delta_{2})};$$
(5.33)

$$\tan(k_2\delta_1) = -\frac{\left(\frac{\varepsilon_1}{k_1} - \sigma'_{\parallel,\perp}\right)\sin(k_3\delta_2)}{\left(\frac{\varepsilon_3}{k_3}\cos(k_3\delta_2) + \sigma''_{\parallel,\perp}\sin(k_3\delta_2)\right)\frac{\varepsilon_1k_2}{\varepsilon_2k_1}};$$
(5.34)

Порівнюючи праві частини рівнянь (5.33) та (5.34), можемо отримати наступний вираз:

$$\frac{\frac{\varepsilon_{3}}{k_{3}}\cos(k_{3}\delta_{2}) + \sigma_{\parallel,\perp}^{\prime\prime}\sin(k_{3}\delta_{2})}{\left(\frac{\varepsilon_{2}}{k_{2}} - \frac{\varepsilon_{1}k_{2}}{\varepsilon_{2}k_{1}}\sigma_{\parallel,\perp}^{\prime}\right)\sin(k_{3}\delta_{2})} + \frac{\left(\frac{\varepsilon_{1}}{k_{1}} - \sigma_{\parallel,\perp}^{\prime}\right)\sin(k_{3}\delta_{2})}{\left(\frac{\varepsilon_{3}}{k_{3}}\cos(k_{3}\delta_{2}) + \sigma_{\parallel,\perp}^{\prime\prime}\sin(k_{3}\delta_{2})\right)\frac{\varepsilon_{1}k_{2}}{\varepsilon_{2}k_{1}}} = 0$$
(5.35)

Для фіксованих значень ε_3 і δ_2 рівняння (5.35) дозволяє визначити функціональну залежність $\omega(\varepsilon_2)$, яка визначає умови, за яких відбувається безвідбивне падіння *p*-поляризованої електромагнітної хвилі на розглянуту твердотільну структуру. Після встановлення цієї частотної залежності відповідні значення товщини $\delta_1(\varepsilon_2)$ можуть бути отримані з рівняння (5.33) або (5.34). Знайдені співвідношення дають вичерпний опис того, як необхідно налаштувати параметри TC, щоб спостерігати ефект падіння *p*поляризованої електромагнітної хвилі без відбображення на розглянуту структуру.

Важливо зазначити, що у випадку твердотільної структури, яка складається з одновісної плазмонної метаповерхні, шару діелектрика та металевої підкладки (див. розділ 4) ($\delta_1 = 0$), явище падіння *p*-поляризованих електромагнітних хвиль без відбиття під фіксованим кутом падіння θ може відбуватися на двох різних частотах, позначених як ω_1 і ω_2 . Ці частоти симетрично розташовані відносно резонансної частоти $\Omega_{||}$, коли $\varphi = 90^\circ$.

Кожна з цих частот відповідає певному значенню товщини діелектричного шару δ_2 . Причина такої поведінки полягає в тому, дійсні частини ефективної поверхневої провідності, $\sigma'_{||}$ і σ'_{\perp} , є симетричними функціями відносно відповідних резонансних частот $\Omega_{||}$ та Ω_{\perp} . Натомість уявні частини, $\sigma''_{||}$ σ''_{\perp} , виявляють асиметрію відносно цих резонансних частот.

5.3 Безвідбивне падіння *p*-поляризованих EMX на діелектричне покриття TC із плазмонною метаповерхнею у випадку коли $\varphi = 0^{\circ}$

Ми розглянули конкретний випадок, коли кут падіння *p*-поляризованих електромагнітних хвиль на розглянуту структуру становить $\theta = 45^{\circ}$. Крім того ми вважали, що діелектричний шар на якому лежить ПМП має проникність $\varepsilon_3 = 2,0$.

При відсутністі покриття ($\delta_1 = 0$) та при $\varphi = 0^\circ$ ефект безвідбивного падіння *p*-поляризованих хвиль існує для двох різних пар частот та товщин діелектричного шару: $\omega_1 \approx 0,976$, $\delta_2 \approx 0,377$ та $\omega_2 \approx 1,025$, $\delta_2 \approx 2,224$. При $\varphi = 90^\circ$ ефект безвідбивного падіння *p*-поляризованих хвиль буде спостерігатися для інших пар частот та товщин діелектричного шару: $\omega_1 \approx 1,176$, $\delta_2 \approx 0,377$ та $\omega_2 \approx 1,225$, $\delta_2 \approx 2,224$.

Покажемо зараз, як наявність покриття ($\delta_1 \neq 0$) впливає на ефект падіння *p*-поляризованих хвиль без відбиття. Основною метою було дослідити залежність резонансних частот ω_1 та ω_2 , а також товщини покриття δ_1 від величини діелектричної проникності покриття ε_2 . Це дослідження дозволяє змінювати умови виникнення ефекту безвідбивного падіння *p*-поляризованих електромагнітних хвиль шляхом зміни величини діелектричної проникності підкладки.

На Рис. 5.2 зображено залежності частоти $\omega_1(\varepsilon_2)$ (відкладена по лівій осі ординат, суцільна лінія) і товщини покриття $\delta_1(\varepsilon_2)$ (відкладена по правій осі ординат, пунктирна лінія) за умови виникнення падіння *p*-поляризованих електромагнітних хвиль без відбиття ($R_p = 0$) для наступних параметрів: $\varphi = 0^\circ$, $\theta = 45^\circ$, $\varepsilon_3 = 2,0$, $\delta_2 \approx 0,377$. Слід зазначити, що функція частоти $\omega_1(\varepsilon_2)$ монотонно зростає зі збільшенням діелектричної проникності ε_2 , тоді як відповідна функція товщини $\delta_1(\varepsilon_2)$ спадає так само монотонно. Горизонтальна пунктирна лінія на Рис. 5.2 зображує значення ω_1 за відсутності покриття ($\delta_1 = 0$). При наявності покриття ($\delta_1 \neq 0$), частота ω_1 зміщується в бік резонансної частоти $\Omega_{||}$ Величина цього зсуву прямо пропорційна діелектричній проникності ε_2 . Крім того, можна побачити ще одну важливу залежність: товщина покриття δ_1 , необхідна для безвідбивного падіння *p*поляризованої електромагнітної хвилі, зменшується зі збільшенням діелектричної проникності ε_2 . Ці залежності вказують на суттевий вплив покриття на робочі частоти, необхідні для існування ефекту, що досліджується.



Рис. 5.2. Залежності $\omega_1(\varepsilon_2)$ (ліва вісь ординат, суцільна лінія) та $\delta_1(\varepsilon_2)$ (права вісь ординат, пунктирна лінія) при $\varphi = 0^\circ, \theta = 45^\circ, \varepsilon_3 = 2,0, \delta_2 \approx 0,377$

Вплив покриття на коефіцієнт відбиття R_p для *p*-поляризованих електромагнітних хвиль ілюструє Рис. 5.3. На цьому графіку суцільна лінія містить залежність R_p для конкретного випадку, коли $\varphi = 0^\circ$, $\theta = 45^\circ$, $\varepsilon_2 = 1,5$, $\varepsilon_3 = 2,0$, з товщиною покриття $\delta_1 = 2,329$, і товщиною діелектричного шару $\delta_2 \approx 0,377$. Пунктирна лінія на Рис. 5.3 описує величину ω_1 для твердотільної структури без покриття ($\delta_1 = 0$).



Рис. 5.3. Залежності $R_p(\omega)$ для $\varphi = 0^\circ$, $\theta = 45^\circ \varepsilon_2 = 1,5$, $\varepsilon_3 = 2,0$, $\delta_2 \approx 0,377$ при $\delta_1 = 2,329$ (суцільна лінія) та $\delta_1 = 0$ (пунктирна лінія)

3 Рис 5.3. можна побачити, що додавання шару покриття ($\delta_1 \neq 0$) призводить до помітного зсуву частоти, на якій коефіцієнт відбиття R_p досягає нуля. Зокрема, точка нульового відбиття, що відповідає ω_1 , зміщується ближче до резонансної частоти $\Omega_{||} = 1,0$. Тобто наявність покриття змінює відбивальні властивості ТС з ПМП.

Відзначимо, що у випадку, коли покриття відсутнє, ефект падіння *p*поляризованих електромагнітних хвиль без відбиття виникає на частотах $\omega_1 \approx 0,976$ та $\omega_2 \approx 1.025$ (див. розділ 4). Крім того, для більш високочастотного значення ω_2 товщина діелектричного шару повинна бути більшою, приблизно $\delta_2 \approx 2,224$, щоб задовольнити умові виникнення ефекту, який досліджується.

Тепер розглянемо, як наявність покриття впливає на поведінку другої частоти, ω_2 при якої існує ефект безвідбивного падіння ЕМХ. На Рис. 5.4 представлено залежності $\omega_2(\varepsilon_2)$ (ліва ось ординат, суцільні лінії) і $\delta_1(\varepsilon_2)$ (права ось ординат, пунктирні лінії) за умови падіння електромагнітної хвилі

без відбиття $R_p = 0$. Розглядався випадок, коли $\varphi = 0^\circ$, $\theta = 45^\circ$, $\varepsilon_2 = 2,0$, $\varepsilon_3 = 2,0$. Товщина діелектричного шару $\delta_2 \approx 2,224$.

З Рис. 5.4 видно, що як функція $\omega_2(\varepsilon_2)$, так і функція $\delta_1(\varepsilon_2)$ монотонно спадають зі збільшенням діелектричної проникності ε_2 . Горизонтальна пунктирна лінія на Рис. 5.4 відповідає значенню ω_2 за відсутності шару, що покриває метаповерхню ($\delta_1 = 0$). Ця залежність демонструє, що зі збільшенням діелектричної проникності ε_2 частота ω_2 , на якій відбувається безвідбивне падіння *p*-поляризованих електромагнітних хвиль, поступово наближається до резонансної частоти $\Omega_{||} = 1.0$. При цьому необхідна товщина покриття δ_1 зменшується.



Рис. 5.4. Залежності $\omega_2(\varepsilon_2)$ (ліва вісь ординат, суцільна лінія) та $\delta_1(\varepsilon_2)$ (права вісь ординат, штрихова лінія) для $\varphi = 0^\circ$, $\theta = 45^\circ$, $\varepsilon_3 = 2,0, \delta_2 \approx 2,224$

На Рис. 5.5 суцільною лінією показано залежність коефіцієнта відбиття $R_p(\omega)$ від частоти для $\varphi = 0^\circ, \theta = 45^\circ, \varepsilon_2 = 2,0, \varepsilon_3 = 2,0.$

Вважалося, що товщина покриття $\delta_1 = 0,716$, товщина діелектричного шару $\delta_2 \approx 2,224$. Пунктирна лінія на Рис. 5.5 відповідає випадку відсутності покриття ($\delta_1 = 0$).



Рис. 5.5. Залежності $R_p(\omega)$ для $\varphi = 0^\circ$, $\theta = 45^\circ \varepsilon_2 = 2,0, \varepsilon_3 = 2,0,$ $\delta_2 \approx 0,377$ при $\delta_1 = 0,716$ (суцільна лінія) і $\delta_1 = 0$ (пунктирна лінія)

З Рис. 5.5 можна зробити висновок, що наявність покриття призводить до помітного зсуву нульового значення коефіцієнта відбиття *R*_p у бік резонансної частоти Ω_{II}.

Відзначимо, що зі збільшенням діелектричної проникності ε_2 проміжного шару явище безвідбивного падіння для *p*-поляризованих хвиль спостерігається на нижчих частотах, зокрема, характерна частота ω_2 зміщується в бік менших значень. Одночасно зростає необхідна товщина δ_1 шару покриття.

Проведене дослідження демонструє, що відповідним підбором покриття ТС можна точно контролювати умови, необхідні для досягнення ефекту безвідбивного падіння *p*-поляризованих електромагнітних хвиль на розглянуту структуру з ПМП.

5.4 Падіння *p*-поляризованих електромагнітних хвиль без відбиття на діелектричне покриття TC із плазмонною метаповерхнею у разі, коли *φ* = 90°

Досліджуємо тепер, як додавання шару покриття до TC з метаповерхнею впливає на умови виникнення ефекту безвідбивного падіння р-поляризованих електромагнітних хвиль у випадку, коли площина падіння перпендикулярна до головної осі одновісної плазмонної метаповерхні, тобто коли $\varphi = 90^{\circ}$. Як і в попередньому випадку, вважалося, що $\theta = 45^{\circ}$ та $\varepsilon_3 = 2,0$.

На Рис. 5.6 наведено залежності $\omega_1(\varepsilon_2)$ (ліва вісь ординат, суцільна лінія) та $\delta_1(\varepsilon_2)$) (права вісь ординат, пунктирна лінія), що відповідають умові $R_p = 0$ для випадку $\varphi = 90^\circ$, $\theta = 45^\circ$, $\varepsilon_3 = 2,0$ та $\delta_2 \approx 0,377$.



Рис. 5.6. Залежності $\omega_2(\varepsilon_2)$ (ліва вісь ординат, суцільна лінія) та $\delta_1(\varepsilon_2)$ (права вісь ординат, штрихова лінія) для $\varphi = 90^\circ$, $\theta = 45^\circ$, $\varepsilon_3 = 2,0$, $\delta_2 \approx 0,377$

відсутності покриття (тобто коли $\delta_1 = 0$) і при 3a товщині шару $\delta_2 \approx 0,377$ ефект безвідбивного діелектричного падіння pполяризованих електромагнітних хвиль можна спостерігати на частоті $\omega_1 \approx 1,176$. Однак наявність покриття ТС призводить до зміни значення частоти ω_1 . Як видно з Рис. 5.6, функція $\omega_1(\varepsilon_2)$ поводиться як монотонно зростаюча функція діелектричної проникності ε_2 , тоді як необхідна товщина покриття $\delta_1(\varepsilon_2)$ має спадаючий характер. Горизонтальною пунктирною лінією на Рис. 5.6 позначено значення $\omega_1 \approx 1,176$, що відповідає умові виникнення ефекту, що досліджується, ТС без діелектричного покриття. Важливо зазначити, що зі збільшенням ε_2 резонансна частота ω_1 зсувається ближче до резонансної частоти $\Omega_{\perp} = 1,2.$

Нехай тепер товщина діелектричного шару $\delta_2 \approx 2,224$. У цьому випадку для твердотільної структури без покриття ($\delta_1 = 0$) безвідбивне падіння електромагнітних хвиль відбувається на частоті $\omega_2 \approx 1,225$. На Рис. 5.7 зображені функції $\omega_2(\varepsilon_2)$ (ліва вісь ординат, суцільна лінія) та $\delta_1(\varepsilon_2)$ (права вісь ординат, штрихова лінія) при додаванні покриття.



Рис. 5.7. Залежності $\omega_2(\varepsilon_2)$ (ліва вісь ординат, суцільна лінія) та $\delta_1(\varepsilon_2)$ (права вісь ординат, штрихова лінія) для $\varphi = 90^\circ$, $\theta = 45^\circ$, $\varepsilon_3 = 2,0, \delta_2 \approx 2,224$

З Рис 5.7 видно, що обидві функції – $\omega_2(\varepsilon_2)$ та $\delta_1(\varepsilon_2)$ – демонструють монотонно спадаючу поведінку при збільшенні діелектричної проникності ε_2 . Також графік показує, що зі збільшенням ε_2 резонансна частота ω_2 , як і ω_1 поступово зсувається до резонансної частоти, $\Omega_{\perp} = 1,2$. Така поведінка підкреслює залежність як частоти, так і необхідної товщини покриття від величини діелектричної проникності покриття. Ця залежність дає додатковий ступінь контролю над електромагнітними властивостями розглянутої ТС.
Висновки до розділу 5

1. Наявність діелектричного покриття у твердотільній структурі, яка складається з одновісної плазмонної метаповерхні, діелектричного шару та металевої підкладки, суттєво впливає на умови існування ефекту безвідбивного падіння *p*-поляризованих електромагнітних хвиль. Показано, що зі збільшенням діелектричної проникності діелектричного покриття частота, на якій відбувається падіння *p*-поляризованих хвиль без відбиття, поступово зміщується в бік резонансної частоти $\Omega_{||}$ для $\varphi = 0^{\circ}$ або в бік Ω_{\perp} для $\varphi = 90^{\circ}$. Така поведінка підкреслює критичну роль покриття в налаштуванні електромагнітного відгуку ТС з ПМП.

2. Визначено конкретні значення товщини діелектричного покриття δ_1 , які необхідні для досягнення ефекту безвідбивного падіння *p*-поляризованих ЕМХ. Проведено аналіз зв'язку між товщиною покриття δ_1 і діелектричною проникністю матеріалу покриття ε_2 . Встановлено, що збільшення ε_2 призводить до зменшення необхідної товщини δ_1 . Важливо зазначити, що ця залежність справедлива не лише для випадку, коли площина падіння електромагнітної хвилі вирівняна паралельно головної осі плазмонних еліпсоїдів ПМП ($\varphi = 0^\circ$), а й коли площина падіння орієнтована перпендикулярно до головної осі еліпсоїдів ($\varphi = 90^\circ$).

3. Показано, що отримані результати відкривають нові можливості для проєктування та розробки новітніх оптичних та наноелектронних пристроїв, які дозволяють точно керувати відбивальними характеристиками ЕМХ. Досліджені ефекти можуть бути основою для створення нових класів твердотільних структур та компонентів на основі метаповерхонь з унікальними характеристиками для різноманітних застосунків.

ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі досліджено падіння *p*-поляризованої ЕМХ на шаруваті діелектричні структури, що містять ПМП. Вперше було отримано наступні результати:

1. Встановлено, що наявність ПМП на поверхні діелектричного шару принципово змінює поведінку р-поляризованої ЕМХ, що падає. У випадку коли ПМП не існує, відсутність відбиття ЕМХ при нормальному падінні спостерігається при певному співвідношенні між діелектричною проникністю діелектричного шару та діелектричними проникностями суміжних середовищ. Шаруваті структури з ПМП не мають такого обмеження. Крім того, ефект безвідбивного падіння ЕМХ може існувати не тільки при нормальному, а й при косому падінні хвиль. Показано, що відсутність відбиття ЕМХ спостерігається в діапазоні кутів падіння хвилі, який залежить як від діелектричної проникності шару, так і від напрямку поширення хвилі відносно головної осі плазмонних еліпсоїдів ПМП.

2. Виявлено, що за певних умов TC, яка складається з діелектричного шару та метаповерхні, забезпечує повне перетворення *p*-поляризованих хвиль, що падають, у відбиті *s*-поляризовані хвилі. Основною вимогою виникнення цього ефекту є наявність гострого кута між площиною падіння хвилі та головною віссю плазмонних еліпсоїдів ПМП. Знайдено частоти та товщини діелектричного шару, що необхідні для повного поляризаційного перетворення *p*-поляризованої хвилі, що падає. Проаналізовано їх залежність від проникності діелектричного шару. Визначено частоти й відповідні їм товщини діелектричного шару при яких коефіцієнт поляризаційного перетворення досягає максимуму в обраному діапазоні частот. Показано, що при таких умовах амплітуда відбитої *p*-поляризованої хвилі досягає маке повністю *s*-поляризовано. Таке квазіповне перетворення може бути більш придатним до практичного використання у випадку наявності обмежень на параметри розглянутої TC.

3. Знайдено, що в ТС, яка складається з одновісної ПМП, діелектричного шару та металевої підкладки, також за певних умов може існувати ефект відсутності відбиття *p*-поляризованих ЕМХ, що падають. Така поведінка виникає, коли площина падіння хвилі спрямована паралельно або перпендикулярно до головної осі плазмонних еліпсоїдів ПМП. Ефект спостерігається на двох різних частотах, що визначаються товщиною діелектричного шару. Наявність металевої підкладки призводить до того, що умови існування безвідбивної поведінки ЕМХ не залежать від значення діелектричної проникності шару. Встановлено, що для розглянутої ТС також відбувається ефект повного поляризаційного перетворення. Визначено конкретні частоти й товщини діелектричного шару, необхідні для виникнення цього ефекту. Досліджено вплив кута падіння електромагнітної на наявність ефекту повного поляризаційного перетворення.

4. Досліджено умови існування ефекту безвідбивного падіння *p*поляризованої ЕМХ при наявності діелектричного покриття TC, яка містить ПМП та знаходиться на металевій підкладці. Виявлено, що збільшення діелектричної проникності покриття зміщує частоту, на якій відбувається падіння без відбиття, ближче до резонансних частот ПМП. Показано, що для існування цього ефекту товщина покриття повинна зменшуватися зі збільшенням її діелектричної проникності. Ця залежність спостерігається в обох геометріях падіння хвиль – коли площина падіння ПМП спрямована паралельно або перпендикулярно до головної осі еліпсоїдів ПМП.

Практичне значення отриманих результатів визначається тим, що запропоновано новий підхід для покращення та налаштування оптичних та наноелектронних пристроїв. Здатність контролювати властивості відбиття та поляризаційного перетворення ЕМХ при додаванні ПМП до TC, які мають діелектричне покриття відкриває можливості для створення унікальних наноелектронних та оптоелектронних приладів. Отримані результати можуть бути використані для вдосконалення радіолокаційних систем та розробки новітніх технологій електромагнітного маскування.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Chen H.-T., Taylor A.J., Yu N. A review of metasurfaces: physics and applications. Reports on Progress in Physics. 2016. Vol. 79, No. 7. P. 076401.

2. Li J., Zhang Y., Wang X., Chen H., Liu Y., Li H., Zhang Y., Zhang X., Qiu C.-W., Zhang S. Recent advances in metasurface design and quantum optics. Light: Science & Applications. 2023. Vol. 12, Article No. 118.

3. Kurt H., Giden I.H., Kurt G.K., Yakar O. Metamaterials and metasurfaces: A review from the perspectives of materials, mechanisms and advanced metadevices. Nanomaterials. 2022. Vol. 12, No. 6. P. 1027

4. Zheludev N.I. The Road Ahead for Metamaterials. Science. 2010. Vol. 328, Issue 5978, pp. 582–583.

5. Hsiao H.-H., Chu C.H., Tsai D.P. Fundamentals and applications of metasurfaces. Small Methods. 2017. Vol. 1, No. 4. P. 164.

6. Kumar R., Sharma M.S., Singh R., Kumar S. Overview on metamaterial: History, types and applications. Materials Today: Proceedings. 2022. Vol. 56. P. 3016–3024.

7. Li A., Singh S., Sievenpiper D. Metasurfaces and their applications. *Nanophotonics*. 2018. Vol. 7, No. 6. P. 989–1011.

8. Lalanne P., Chavel P. Metalenses at visible wavelengths: past, present, perspectives. Scientific Reports. 2021. Vol. 11, Article No. 5620.

9. Guo Z., Jiang H., Chen H. Hyperbolic metamaterials: From dispersion manipulation to applications. Journal of Applied Physics. 2020. Vol. 127, No. 7. P. 071101.

10. Joy V., Dileep A., Abhilash P.V., Nair R.U., Singh H. Metasurfaces for stealth applications: a comprehensive review. Journal of Electronic Materials. 2021. Vol. 50, No. 6. P. 3129–3148.

11. Macleod H.A. Th in-Film Optical Filters. 5th ed. CRC Press, 2017. 696 p. DOI: 10.1201/b21960

12. Jena S., Sahoo N.K. Evolutionary design, deposition and characterization techniques for interference optical thin-film multilayer coatings and devices. In: Recent Advances in Thin Films. Springer. 2020. P. 281–343.

13. Cojcaru E. Electromagnetic Tunneling in Lossless Trilayer Stacks Containing Single-Negative Metamaterials. Prog. Electromagn. Res. (PIER). 2011. Vol. 113. P. 227–249.

14. Zhang L., Mei S., Huang K., Qiu C.-W. Advances in full control of electromagnetic waves with metasurfaces. Applied Spectroscopy Reviews. 2019. Vol. 55, No. 5. P. 418–438.

15. Kumar R., Sharma M.S., Singh R., Kumar S. Overview on metamaterial: History, types and applications. EPJ Web of Conferences. 2020. Vol. 238. P. 03013.

16. Huo P., Zhang S., Liang Y., Lu Y., Xu T. Hyperbolic metamaterials and metasurfaces: Fundamentals and applications. Advanced Optical Materials. 2019. Vol. 7, No. 14. P. 180-191.

17. Chao Y., Zhao H. Electromagnetic tunneling through a three-layer asymmetric medium containing epsilon-negative slabs. Cent. Eur. J. Phys. 2013. Vol. 11, Iss. 5. P. 594–600.

18. Beletskii N.N., Borysenko S.A. Reflectionless Transit of Electromagnetic Waves at the Normal Incidence on the Symmetric Three-Layered Structure Containing a Negative-Permittivity Layer. Telecommunications and Radio Engineering. 2017. Vol. 76, Iss. 18. P. 1613–1621.

19. Белецкий Н.Н., Борисенко С.А. Туннелирование электромагнитных волн через трехслойную структуру, содержащую слой с отрицательной диэлектрической проницаемостью. Радиофизика и электроника. 2018. Т. 23, No 2. C. 54–60.

20. Белецкий Н.Н., Борисенко С.А. Влияние частотной дисперсии слоя с отрицательной диэлектрической проницаемостью на туннелирование электромагнитных волн через трехслойную структуру. Радиофизика и электроника. 2020. Т. 25, No 2. C. 3–8. 21. Білецький М.М., Борисенко С.А. Тунелювання електромагнітних хвиль через несиметричну тришарову структуру, що містить провідний шар з негативною діелектричною проникністю. Радіофизіка та електроніка. 2021. Т. 26, No 2. C. 3–9.

22. Tamayama Y., Nakanishi T., Sugiyama K., Kitano M. No-reflection phenomena for chiral media. In: Petrin A. (Ed.), Wave Propagation. IntechOpen. 2011. Chapter 10. P. 416-432.

23. Markoš P. Propagation of surface plasmon polaritons through gradient index and periodic dielectric structures. Opto-Electronics Review. 2010. Vol. 18, No. 4. P. 400–407.

24. Kushnir O.P. Transmittance increase of the low absorbing multilayer coating. Journal of Physical Studies. 2020. Vol. 24, No. 2. P. 2401.

25. Kuznetsov A.I., Brongersma M.L., Yao J., Chen M.K., Levy U., Tsai D.P., Zheludev N.I., Faraon A., Arbabi A., Yu N., Chanda D., Crozier K.B., Kildishev A.V., Wang H., Yang J.K.W., Valentine J.G., Genevet P., Fan J.A., Miller O.D., Pala R.A. Roadmap for Optical Metasurfaces. ACS Photonics. 2024. Vol. 11, No. 3. P. 816–865.

26. M. V. Berry, "The adiabatic phase and Pancharatnam's phase for polarized light," J. Mod. Opt. 34, 1401–1407 (1987).

27. S. Pancharatnam, "Generalized theory of interference, and its applications," Proc. Indian Acad. Sci. A 44, 247–262 (1956).

28. A. Niv, G. Biener, V. Kleiner, and E. Hasman, "Propagation-invariant vectorial Bessel beams obtained by use of quantized Pancharatnam-Berry phase optical elements," Opt. Lett. 29, 238–240 (2004).

29. G. Biener, A. Niv, V. Kleiner, and E. Hasman, "Formation of helical beams by use of Pancharatnam-Berry phase optical elements," Opt.Lett. 27, 1875–1877 (2002).

30. Z. Bomzon, G. Biener, V. Kleiner, and E. Hasman, "Space-variant Pancharatnam-Berry phase optical elements with computer-generated subwavelength gratings," Opt. Lett. 27, 1141–1143 (2002).

31. Genevet P., Capasso F., Aieta F., Khorasaninejad M., Devlin R. Recent advances in planar optics: from plasmonic to dielectric metasurfaces. Optica. 2017. Vol. 4, No. 1. P. 139–152.

32. Wang J., Du J. Plasmonic and Dielectric Metasurfaces: Design, Fabrication and Applications. Applied Sciences. 2016. Vol. 6, No. 9. P. 239.

33. Kildishev A.V., Boltasseva A., Shalaev V.M. Reversible switching of plasmonic metasurfaces with phase-change materials. Nanophotonics. 2017. Vol. 6, No. 3. P. 452–471.

34. Zhang, S., et al. "Two-Dimensional Optical Metasurfaces: From Plasmons to Dielectrics." Advances in Condensed Matter Physics, vol. 2019, Article ID 2329168, 15 pages, 2019. https://doi.org/10.1155/2019/2329168.

35. Sharma S., Pradhan M., Yadav A., Varshney S.K. Visible to Infrared Dielectric Metasurfaces and their Applications. Indian Journal of Pure & Applied Physics. 2023. Vol. 61, No. 7. P. 568–588.

36. Li C., Yu P., Huang Y., Zhou Q., Wu J., Li Z., Tong X., Wen Q., Kuo H.-C., Wang Z.M. Dielectric metasurfaces: From wavefront shaping to quantum platforms. Progress in Surface Science. 2020. Vol. 95, P. 1–33.

37. Zhang, S., et al. "Resonant dielectric metasurfaces: active tuning and nonlinear effects." Journal of Physics D: Applied Physics, 2021, Vol. 54, No. 11, P. 113-131.

38. Khaliq H.S., Nauman A., Lee J.-W., Kim H.-R. Recent Progress on Plasmonic and Dielectric Chiral Metasurfaces: Fundamentals, Design Strategies, and Implementation. Advanced Optical Materials. 2023. Vol. 11, No. 16. P. 223-241.

39. Wang J., Du J. Plasmonic and Dielectric Metasurfaces: Design, Fabrication and Applications. Applied Sciences. 2016. Vol. 6, No. 9. P. 239.

40. Cui, X., et al. "Collective Mie Exciton-Polaritons in an Atomically Thin Semiconductor." Nano Letters, 2020. Vol. 20, No. 12. P. 8496–8501 41. N. Yu, P. Genevet, M. A. Kats, F. Aieta, J. P. Tetienne. F. Capasso, Z. Gaburro, "Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction." Science 334, 333–337 (2011).

42. Hrinchenko A., Polevoy S., Demianyk O., Yermakov O. Engineering hyperbolicity and plasmon canalization for resonant plasmonic anisotropic nanopatch-based metasurfaces. Journal of Applied Physics. 2024. Vol. 135, No. 22. P. 102.

43. Metasurface Device with Helicity-Dependent Functionality Dandan Wen, Shumei Chen, Fuyong Yue, Kinlong Chan, Ming Chen, Marcus Ardron, King Fai Li, Polis Wing Han Wong, Kok Wai Cheah, Edwin Yue Bun Pun, Guixin Li,* Shuang Zhang,* and Xianzhong Chen* DOI: 10.1002/adom.201500498.

44. Shevchenko A., Kivijärvi V., Grahn P., Kaivola M., Lindfors K. Bifacial metasurface with quadrupole optical response. Physical Review Applied. 2015. Vol. 4, No. 2. P. 401.

45. S. Sun, K. Y. Yang, C. M. Wang, T. K. Juan, W. T. Chen, C. Y. Liao, Q. He, S. Xiao, W. T. Kung, G. Y. Guo, L. Zhou, D. P. Tsai, "High-efficiency broadband anomalous reflection by gradient meta-surfaces." Nano Lett. 12, 6223–6229 (2012).

46. S. Sun, Q. He, S. Xiao, Q. Xu, X. Li, L. Zhou, "Gradient-index metasurfaces as a bridge linking propagating waves and surface waves." Nat. Mater. 11, 426–431 (2012).

47. L. Huang, X. Chen, H. Mühlenbernd, H. Zhang, S. Chen, B. Bai, Q. Tan, G. Jin, K. W. Cheah, C. W. Qiu, J. Li, T. Zentgraf, J. Li, "Three-dimensional optical holography using a plasmonic metasurface." Nat. Commun. 4, 2808 (2013).

48. Z. H. Jiang, S. Yun, L. Lin, J. A. Bossard, D. H. Werner, T. S. Mayer, "Tailoring dispersion for broadband low-loss optical metamaterials using deep subwavelength inclusions." Sci. Rep. 3, 1571 (2013).

49. M. Kang, J. Chen, X.-L. Wang, H.-T. Wang, "Twisted vector field from an inhomogeneous and anisotropic metamaterial." J. Opt. Soc. Am. B 29, 572–576 (2012).

50. L. Huang, X. Chen, H. Mu["]hlenbernd, G. Li, B. Bai, Q. Tan, G. Jin, T. Zentgraf, S. Zhang, "Dispersionless phase discontinuities for controlling light propagation." Nano Lett. 12, 5750–5755 (2012).

51. N. Segal, S. Keren-Zur, N. Hendler, T. Ellenbogen, "Controlling light with metamaterial-based nonlinear photonic crystals." Nat. Photon. 9, 180-184 (2015).

52. Chung T., Wang H., Cai H. Dielectric metasurfaces for next-generation optical biosensing: a comparison with plasmonic sensing. Nanotechnology. 2023. Vol. 34, No. 32. P. 322.

53. Zhou Y., Kravchenko I.I., Wang H., Zheng H., Gu G., Valentine J. Multifunctional metaoptics based on bilayer metasurfaces. Light: Science & Applications. 2019. Vol. 8, Article No. 80.

54. Catellani A., Calzolari A. Plasmonic properties of refractory titanium nitride. Physical Review B. 2017. Vol. 95, No. 11. P. 115.

55. Naik G.V., Shalaev V.M., Boltasseva A. Alternative plasmonic materials: beyond gold and silver. Advanced Materials. 2013. Vol. 25, No. 24. P. 3264–3294.

56. Wells M.P., Gobalakrichenane G., Bower R., Zou B., Kilmurray R., Mihai A.P., Alford N.M., Oulton R.F.M., Cohen L.F., Maier S.A., Zayats A.V., Petrov P.K. Stability of thin film refractory plasmonic materials taken to high temperatures in air 2017.

57. Roy S. Dual-Mode All-Graphene-Based Tunable Plasmonic Metasurface for Sensing Applications. Plasmonics. 2024.

58. Zhao Y., Lin L. Graphene, beyond lab benches. Science. 2024. Vol. 386, No. 6718. P. 142–145.

59. Cai W., Chettiar U.K., Kildishev A.V., Shalaev V.M. Optical cloaking with metamaterials. Nature Photonics. 2007. Vol. 1, No. 4. P. 224–227.

60. Zhu W., Esteban R., Borisov A.G., Baumberg J.J., Nordlander P., Lezec H.J., Aizpurua J., Crozier K.B. Quantum mechanical effects in plasmonic structures with subnanometer gaps. Nature Communications. 2016. Vol. 7. Article No. 11495.

61. Zhang Y., Grady N.K., Ayala-Orozco C., Halas N.J. Three-dimensional nanostructures as highly efficient generators of second harmonic light. Nano Letters. 2011. Vol. 11, No. 12. P. 5519–5523.

62. Chen W.T., Yang K.Y., Wang C.M., Huang Y.W., Sun G., Chiang I.D., Liao C.Y., Hsu W.L., Lin H.T., Sun S., Zhou L., Liu A.Q., Tsai D.P. High-efficiency broadband meta-hologram with polarization-controlled dual images. Nature Communications. 2013. Vol. 4. Article No. 2657.

63. Hrinchenko A., Mankovska O. Yermakov. O. Engineering of Hyperbolic Metasurfaces Based on Gold Nanodisks. Proceedings of the 2022 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW). 2022. P. 100.

64. Zhu W., Crozier K.B. Quantum mechanical limit to plasmonic enhancement as observed by surface-enhanced Raman scattering. Nature Communications. 2014. Vol. 5. Article No. 5228.

65. Kruk S., Kivshar Y. Functional Meta-Optics and Nanophotonics Governed by Mie Resonances. arXiv preprint arXiv:1805.08292. 2018.

66. Li G., Zhang S., Zentgraf T. Nonlinear photonic metasurfaces. Nature Reviews Materials. 2017. Vol. 2. Article No. 17010.

67. Kivshar Y.S., Miroshnichenko A.E., Shadrivov I.V., Zharov A.A. Nonlinear localized modes in metamagnetics. Proceedings of the 10th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP). 2016. P. 7481165.

68. Kruk S., Kivshar Y. Functional Meta-Optics and Nanophotonics Governed by Mie Resonances. arXiv preprint arXiv:2111.07598. 2021.

69. Kruk S., Kivshar Y. Functional Meta-Optics and Nanophotonics Governed by Mie Resonances. arXiv preprint arXiv:1904.03945. 2019.

70. Zhang S., Genov D.A., Wang Y., Liu M., Zhang X. Plasmon-induced transparency in metamaterials. Physical Review Letters. 2008. Vol. 101, No. 4. P. 047401.

71. Zhang S., Genov D.A., Wang Y., Liu M., Zhang X. Plasmon-induced transparency in metamaterials. Physical Review Letters. 2008. Vol. 101, No. 4. P. 047401.

72. Kruk S., Kivshar Y. Functional Meta-Optics and Nanophotonics Governed by Mie Resonances. eLight. 2021. Vol. 1, No. 1. P. 8.

73. Extrinsic electromagnetic chirality in metamaterials E Plum, V A Fedotov and N I Zheludev 10.1088/1464-4258/11/7/074009.

74. Chang S., Guo X., Ni X. Optical metasurfaces: progress and applications. Annual Review of Materials Research. 2018. Vol. 48. P. 279–302.

75. Yang J., Li X., Xu H., Ma S., Luo W., Li Y., Yang H., Li L., Li L., Li Y., Zhang L., Zhang Y., Li L. Reconfigurable metasurface for multifunctional control of electromagnetic waves. Advanced Optical Materials. 2017. Vol. 5, No. 22. P. 170.

76. Horsley S.A.R., Philbin T.G., Vial B., Hao Y., Liu Y. Electromagnetic wave control by metasurfaces: From design to manufacturing. URSI General Assembly and Scientific Symposium. 2017.

77. Zhang L., Mei S., Huang K., Qiu C.-W. Advances in full control of electromagnetic waves with metasurfaces. Advanced Optical Materials. 2016. Vol. 4, No. 6. P. 818–833.

78. Zhao Q., Yuan W., Qu J., Cheng Z., Peng G.-D., Yu C. Optical Fiber-Integrated Metasurfaces: An Emerging Platform for Multiple Optical Applications. Nanomaterials. 2022. Vol. 12, No. 5. P. 793.

79. Kim M., Park N.-R., Yu A., Kim J.T., Jeon M., Jeon S.-W., Han S.-W., Kim M.-K. Multilayer all-polymer metasurface stacked on optical fiber via sequential micro-punching process. Nanophotonics. 2023. Vol. 12, No. 2. P. 415–423.

80. Alaee R., Albooyeh M., Rockstuhl C. Theory of metasurface based perfect absorbers. arXiv preprint arXiv:1711.08203. 2017.

81. N. Engheta, "Thin absorbing screens using metamaterial surfaces," in Antennas and Propagation Society International Symposium, 2002. IEEE, 2, 392 (2002).

82. N. Landy, S. Sajuyigbe, J. Mock, D. Smith, and W. Padilla, "Perfect metamaterial absorber," Phys. Rev. Lett., 100, 207402 (2008).

83. C. M. Watts, X. Liu, and W. J. Padilla, "Metamaterial electromagnetic wave absorbers," Adv. Mater., 24, OP98 (2012)

84. Zhang L., Mei S., Huang K., Qiu C.-W. Advances in full control of electromagnetic waves with metasurfaces. Advanced Optical Materials. 2016. Vol. 4, No. 6. P. 818–833.

85. Joy V., Dileep A., Abhilash P.V., Nair R.U., Singh H. Metasurfaces for stealth applications: A comprehensive review. Journal of Electronic Materials. 2021. Vol. 50, No. 4. P. 3129–3148.

86. Goto T., Miyashita H., Hayashi M., et al. Vacuum laser annealing of magneto-optical cerium-substituted yttrium iron garnet films. Optical Materials. 2023. Vol. 138. P. 112853.

87. Delehaye, M., Millo, J., Bourgeois, P., Groult, L., Boudot, R., Rubiola, E., Bigler, E., Kersalé, Y., & Lacroûte, C. (2017). Residual Phase Noise Measurement of Optical Second Harmonic Generation in PPLN Waveguides. IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 29, P 1639-1642.

88. Li J., Zhang L., Xu Q., et al. Arbitrary polarization generation and manipulation using dielectric metasurfaces. Laser & Photonics Reviews. 2020. Vol. 14, No. 7. P. 2000116.

89. Tamim A.M., Hasan M.M., Faruque M.R.I. Highly efficient metasurface polarization converter at far-infrared range. Frontiers in Physics. 2022. Vol. 10. P. 890356.

90. Zhang L., Mei S., Huang K., Qiu C.-W. Broadband tunable terahertz polarization converter based on a graphene metamaterial. Optical Materials Express. 2018. Vol. 8, No. 5. P. 1164–1171.

91. Yang X., Gao J., Prasad V., Jaluria Y. Broadband and chiral infrared plasmonic metasurface absorbers. Annual Review of Heat Transfer. 2020. Vol. 23. P. 199–229.

92. Girich A., Ivzhenko L., Hrinchenko A., Tarapov S., Yermakov O. Manipulation over surface waves in bilayer hyperbolic metasurfaces: topological

transition and multidirectional canalization. IEEE Microwave and Wireless Technology Letters. 2023. Vol. 32, No. 3. P. 367–370.

93. Zhang L., Mei S., Huang K., Qiu C.-W. Advances in full control of electromagnetic waves with metasurfaces. Advanced Optical Materials. 2016. Vol. 4, No. 6. P. 818–833.

94. Monti A., Alù A., Toscano A., Bilotti F. Metasurface-based antireflection coatings at optical frequencies. Journal of Optics. 2018. Vol. 20, No. 5. P. 55.

95. М.М. Білецький. І.Д. Попович Вплив одновісної плазмонної метаповерхні на властивості діелектричного шару. Радіофізика і радіоастрономія. 2022. Т. 27. № 1. С. 75–80. DOI: 10.15407/грга22.01.075.

96. M. Beletskii, I. Popovych Changes in electromagnetic wave polarization resulting from its reflection at a uniaxial plasmonic metasurface on top of a dielectric layer. Радіофізика і радіоастрономія 2022. Vol. 27. № 2. Р. 153–160. DOI: 10.15407/rpra27.02.153.

97. M. Beletskii, I. Popovych Non-reflective incidence of p-polarized electromagnetic waves on the solid-state structure "uniaxial plasmonic metasurface – dielectric layer – metal". Радіофізика і радіоастрономія. 2023. Vol. 28. № 2. Р. 166–173. DOI: 10.15407/rpra28.02.166.M.

98. M. Beletskii, I. Popovych Reflectionless incidence of the p-polarized electromagnetic wave through solid-state structure "coating-uniaxial plasmonic metasurface-dielectric-metal". East European Journal of Physics. 2024. №. 2. P. 90–98. DOI: 10.26565/2312-4334-2024-2

99. M. Beletskii, I. Popovych , Metasurface affect on electromagnetic waves polarization. The 18th International conference on electronics and applied physics Aphys. – Kyiv, Ukraine. – 18–22 Oct, 2022. – P. 58–59.

100. M. Beletskii, I. Popovych . Electromagnetic wave incidence on the metasurface-dielectric-metal structure. XXIII International Young Scientists Conference On Applied Physics. – Kyiv, Ukraine. – 16–20 May, 2023. – P. 57–58.

101. M. Beletskii, I. Popovych. Electromagnetic wave propagation through metasurface-dielectric-metal structure. International Research And Practice Conference "Nanotechnology And Nanomaterials". – Bukovel, Ukraine. – 16–19 Aug, 2023. – P. 515.

102. M. Beletskii, I. Popovych. The impact of the dielectric coating on the reflective properties of the structure "uniaxial plasmonic metasurface-dielectric-metal". XXIII International Young Scientists Conference On Applied Physics. – Kyiv, Ukraine. – 21–24 May, 2024. – P. 71–72.

ДОДАТОК А СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації у періодичних наукових виданнях, що входять до міжнародних наукометричних баз Scopus або Web of Science:

1. М. М. Білецький. **І. Д. Попович**. Вплив одновісної плазмонної метаповерхні на властивості діелектричного шару. Радіофізика і радіоастрономія. 2022. Т. 27. № 1. С. 75–80. DOI: 10.15407/грга22.01.075.

2. M. Beletskii, **I. Popovych**. Changes in electromagnetic wave polarization resulting from its reflection at a uniaxial plasmonic metasurface on top of a dielectric layer. Радіофізика і радіоастрономія 2022. Vol. 27. № 2. Р. 153–160. DOI: 10.15407/грга27.02.153.

3. M. Beletskii, **I. Popovych**. Non-reflective incidence of p-polarized electromagnetic waves on the solid-state structure "uniaxial plasmonic metasurface – dielectric layer – metal". Радіофізика і радіоастрономія. 2023. Vol. 28. № 2. P. 166–173. DOI: 10.15407/rpra28.02.166.M.

4. M. Beletskii, **I. Popovych**. Reflectionless incidence of the p-polarized electromagnetic wave through solid-state structure "coating-uniaxial plasmonic metasurface-dielectric-metal". East European Journal of Physics. 2024. №. 2. P. 90–98. DOI: 10.26565/2312-4334-2024-2

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

1. M. Beletskii, **I. Popovych**. Metasurface affect on electromagnetic waves polarization. The 18th International conference on electronics and applied physics Aphys. – Kyiv, Ukraine. – 18–22 Oct, 2022. – P. 58–59.

2. M. Beletskii, **I. Popovych**. Electromagnetic wave incidence on the metasurface-dielectric-metal structure. XXIII International Young Scientists Conference On Applied Physics. – Kyiv, Ukraine. – 16–20 May, 2023. – P. 57–58.

3. M. Beletskii, I. Popovych. Electromagnetic wave propagation through metasurface-dielectric-metal structure. International Research And Practice Conference "Nanotechnology And Nanomaterials". – Bukovel, Ukraine. – 16–19 Aug, 2023. – P. 515.

4. M. Beletskii, **I. Popovych**. The impact of the dielectric coating on the reflective properties of the structure "uniaxial plasmonic metasurface-dielectric-metal". XXIII International Young Scientists Conference On Applied Physics. – Kyiv, Ukraine. – 21–24 May, 2024. – P. 71–72.