

## Моделювання плазмон-поляритонних структур з інтерференційним розподілом поля

В.В. Гоблик\*, І.В. Гадьо, О.М. Ліске, І.Ю. Тепляков†

Національний університет «Львівська політехніка», вул. Степана Бандери, 12, 79013 Львів, Україна

(Одержано 07.10.2018, у відредагованій формі – 28.11.2018, опубліковано online 18.12.2018)

У статті оцінена можливість побудови інтерферометра на основі плазмон-поляритонних структур. Використано результати строгого рішення електродинамічної задачі збудження метал-діелектричної структури стороннім джерелом поля в якості математичної моделі плазмон-поляритонної структури. Описаний принцип роботи та розраховані інтерференційні розподіли поля плазмової ребристо-стержневої структури довжиною  $4\lambda$  зі складним профілем поверхневого імпедансу. Наведений результат розрахунку інтерференційних розподілів поля, отриманих в ході чисельного моделювання та експериментального дослідження.

**Ключові слова:** Поверхневі плазмон-поляритони, Ребристо-стержнева структура, Плазма, Інтерференційний розподіл поля.

DOI: [10.21272/jnep.10\(6\).06022](https://doi.org/10.21272/jnep.10(6).06022)

PACS numbers: 02.60.Cb, 02.70.Dh, 07.05.Tr

### 1. ВСТУП

В теперішній час досить стрімко зростає кількість досліджень в області плазмоніки та наноплазмоніки [1-4]. Інтенсивний розвиток сучасних технологій супроводжується великою кількістю теоретичних та експериментальних досліджень поверхневих плазмон-поляритонів (ППП). Перші експериментальні дослідження ППП були проведені ще в кінці 1970-х років, але в останні роки здійснено ряд важливих відкриттів у цій сфері [3]. Привабливість даного напрямку досліджень, перш за все, полягає у тому, що завдяки плазмонам можна концентрувати електромагнітну енергію в малих (відносно довжини хвилі світла) об'ємах. Окрім цього, властивостями плазмонів можна керувати в дуже широких межах [2].

Поверхневі електромагнітні хвилі (ПЕХ) виникають та розповсюджуються на межі двох середовищ, одне з яких має від'ємне значення відносної діелектричної проникності [1]. Прикладом існування ПЕХ слугують метал-діелектричні структури, де поверхневі хвилі виникають на межі метала та діелектрика. В науковій літературі часто такі хвилі називають поверхневими плазмонами (ПП), а хвилі на межі середовищ з високою провідністю (метали, напівпровідники) і повітрям – ППП [2]. Таким чином ПП та ППП є окремими випадками ПЕХ, утворених на межі розділу двох різних середовищ. При цьому спостерігається швидке загасання інтенсивності ППП у напрямку, перпендикулярному до границі розділу метала та діелектрика [3, 4]. До недавнього часу ППП використовували в інфрачервоному та видимому діапазонах хвиль радіофізиками та спеціалістами у галузі спектроскопії при дослідженні якості поверхонь. З кінця ХХ століття виріс інтерес до ПЕХ у зв'язку з можливостями їхнього використання в приладах інтегральної оптики, а також з відкриттям явища аномального пропускання світла отворами субхвильових розмірів, механізм якого пов'язують з властивостями ПП. Нарешті, в останні роки ППП досліджуються у терагерцовому діапазоні частот [2-3].

Дослідженню особливостей формування просторового розподілу поля періодично-неоднорідними діелектричними структурами, в яких збуджуються ПП та ППП, присвячені роботи [5-7]. В згаданих роботах розроблені та дослідженні математичні моделі у вигляді гіллястих ланцюгових дробів, розраховані просторові розподіли поля структур, в яких поверхневий імпеданс модульований періодичними послідовностями імпульсних функцій різної форми. Незважаючи на простоту конструкції таких структур, малодослідженими залишаються питання, пов'язані з можливостями заміни металу плазмою, яка є середовищем з високою електропровідністю, а також недостатньо досліджені особливості таких електродинамічних систем для створення нових телекомунікаційних та радіофізичних засобів. Слід зазначити, що в останні роки з'явилася значна кількість робіт [8-10], присвячених теорії та практичному застосуванню плазмових антен з поперечним розподілом поля. Однак, до сих пір недостатньо досліджено можливість побудови інтерферометра на основі плазмової антени та роль ППП в роботі електродинамічних приладів на базі плазмового розряду. Отже, цей факт зумовлює мету дослідження: оцінити можливість створення інтерферометра на основі плазмової плазмон-поляритонної структури (ППС) зі складним профілем зміни поверхневого імпедансу.

Проведене дослідження присвячене аналізу впливу конструктивних параметрів ППС на форму просторового випромінювання в дальній зоні з метою отримання інтерференційного розподілу поля. В даній роботі використана модульована ребристо-стержнева структура (РСС), яка є прототипом ППС [6-7]. На загал, РСС виготовляють у вигляді системи металевих кілець та випромінюючих металевих радіальних неоднорідностей, прорізаних у металевому стержні [11]. Новизна даної роботи полягає у тому, що замість металевого стержня в РСС використана плазма, яка характеризується унікальними властивостями та високою електропровідністю [8].

\* [vhoblyk@gmail.com](mailto:vhoblyk@gmail.com)

† [teplyakov.iu@gmail.com](mailto:teplyakov.iu@gmail.com)

## 2. МОДЕЛЮВАННЯ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННОЇ СТРУКТУРИ

### 2.1 Аналітична модель плазмон-поляритонних структур

В роботах [5-7] отримані аналітичні моделі, які є результатом строгого рішення електродинамічної задачі збудження періодично-неоднорідних ППС стороннім джерелом поля у вигляді нитки магнітного струму. Такі аналітичні моделі адекватно описують розподіли поля плоских та циліндричних періодично-неоднорідних ППС. На основі отриманих результатів в згаданих роботах розроблені плоскі та циліндричні антени поверхневих хвиль, а також РСС, які здатні працювати в міліметровому, сантиметровому та дециметровому діапазонах радіохвиль

В роботі [6] наведено алгоритм побудови аналітичних моделей періодично-неоднорідних РСС у вигляді гіллястих ланцюгових дробів. В даному розділі поставлена задача виявити умови, при яких аналітична модель (1), запропонована в роботі [5], буде описувати ППС з інтерференційним розподілом поля.

$$\hat{E}(\theta) = \frac{\cos(\theta)}{\left[ \cos(\theta) - \hat{Z}_0 \left( 1 - \hat{Z}_1 \frac{\Delta}{2d_1} \sum_{n=-N}^N \frac{\sin c(n\pi\Delta / 2d_1)}{\sqrt{(\sin\theta - n\lambda/d_1)^2 - 1 - \hat{Z}_0}} \right) \right]} \quad (1)$$

Аналітична модель (1) являє собою розв'язок неоднорідного рівняння Фредгольма другого роду (2) відносно спектральної густини  $\varphi(\chi)$  відбитого поля [12]:

$$\varphi(\chi) = \psi(\chi) - i\omega\epsilon'_a \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\tilde{Z}_E(\chi - \eta)}{\sqrt{n^2 - k^2}} \varphi(\eta) d\eta. \quad (2)$$

Функція  $\psi(\chi)$  повністю визначена розподілом сторонніх джерел та грає роль вільного члена в інтегральному рівнянні, ядром якого є відношення  $\tilde{Z}_E(\chi - \eta) / \sqrt{n^2 - k^2}$ .

Основними параметрами аналітичної моделі (1) є:

$\lambda$  – довжина хвилі у вільному просторі;

$\Delta$  – ширина імпульсної функції;

$d_1$  – період неоднорідностей прямокутної форми;

$\hat{Z}_0$  та  $\hat{Z}_1$  – нормовані величини поверхневого імпедансу.

Поверхневий імпеданс визначається величиною діелектричної проникності ППС та її товщиною, що змінюється вздовж структури за періодичним законом [7].

Форма розподілу поля ППС визначається багатьма параметрами: довжиною хвилі, товщиною метал-діелектричної структури, відносною діелектричною проникністю, амплітудою модуляції діелектричної проникності структури, шириною та періодом металевих неоднорідностей. В даній роботі поверхневий імпеданс ППС визначається наступним співвідношенням [5]:

$$\hat{Z}_{E(z)} = \hat{Z}_0 + \hat{Z}_1 \times \sum_{n_i=-\infty}^{n_i=\infty} \text{rect}\left(\frac{z - n_i \times d_1}{\Delta}\right), \quad (3)$$

де  $n_i$  – нескінченна послідовність цілих чисел,  $z$  – координата в напрямку осі аплікату,  $\text{rect}$  – функція прямокутних імпульсів. Як видно з рівняння (3), конструктивними параметрами ППС є величини  $\Delta$  та  $d_1$  відносно значення яких математично мають зміст коефіцієнтів  $k_1$  та  $k_2$  відповідно.

В даній роботі дослідження інтерференційного поля ППС проводиться при різних значеннях ширини та періоду металевих радіальних неоднорідностей. Інші параметри ППС залишаються сталими упродовж дослідження.

Нижче на рис. 1 та рис. 2 наведені інтерференційні розподіли поля, отримані шляхом чисельного моделювання в середовищі MATLAB. Алгоритм програми розрахунку просторового розподілу поля структур розроблено в роботі [5]. При різних значеннях коефіцієнтів  $k_1$  та  $k_2$  отримані різні інтерференційні розподіли поля у вигляді нормованих по амплітуді діаграм спрямованості.

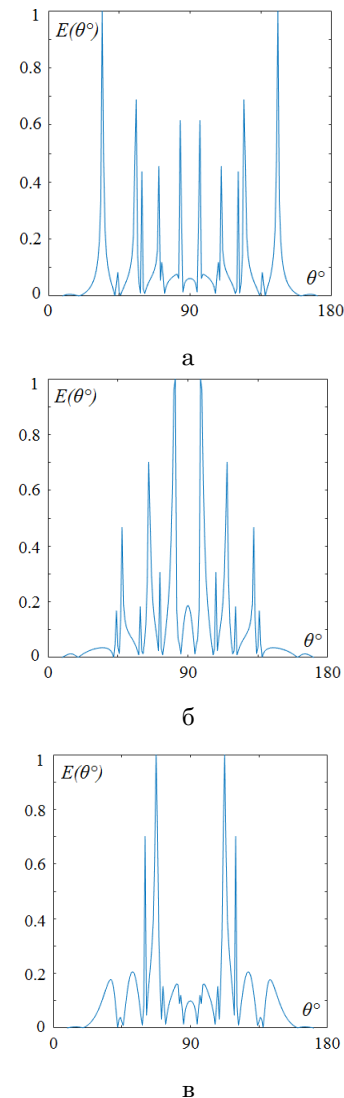


Рис. 1 – Розподіл інтерференційного поля плазмон-поляритонної структури: а –  $k_1 = 0.2$ ; б –  $k_1 = 0.3$ ; в –  $k_1 = 0.4$

На рис. 1 наведені розподіли інтерференційного поля при  $k_2 = 4.5$  при зміні  $k_1$ . З метою порівняння впливу значення коефіцієнта  $k_2$  на формування ін-

терференційних полів ППС, аналогічні дослідження проведені при значенні коефіцієнта  $k_2 = 5.5$  (рис. 2).

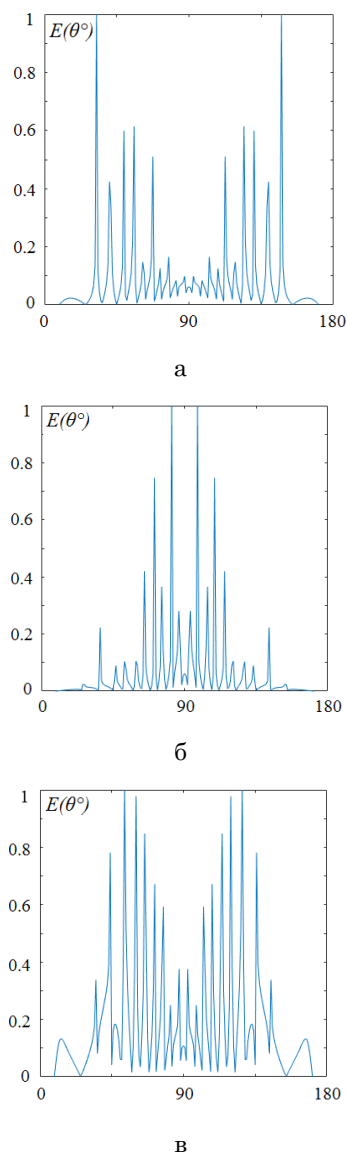


Рис. 2 – Розподіл інтерференційного поля плазмон-поляритонної структури: а –  $k_1 = 0.2$ ; б –  $k_1 = 0.3$ ; в –  $k_1 = 0.4$

Дослідження показали, що ППС проявляє інтерференційні властивості при значеннях коефіцієнта  $k_2$  більших за одиницю, тобто коли довжина хвилі є меншою, ніж період прямокутних імпульсів. Отже, отримані результати дослідження підтвердили припущення про те, що ППС може слугувати прототипом інтерферометра. Отримані розподіли інтерференційного поля залежать від значень коефіцієнтів  $k_1$  та  $k_2$ . Спостерігається багатопелюстковий періодичний характер розрахованих інтерференційних карти. При заданих значеннях коефіцієнтів  $k_1$  та  $k_2$  отримані інтерференційні розподіли з високою роздільною здатністю, що є важливим параметром вимірювальних приладів, до яких відносять інтерферометри.

Оскільки аналітична модель (1) описує розподіли поля безмежно довгих ППС, в яких не виникають відбиті від країв структури біжучі ППП, постає пи-

тання перевірки адекватності аналітичної моделі (1) для структур скінчених розмірів. Для виконання поставленого завдання виконано дослідження просторових характеристик РСС шляхом чисельного моделювання, а також виконано експериментальні дослідження фізичної моделі РСС скінчених розмірів, у якій замість металевого стержня використана плазма.

## 2.2 Чисельне моделювання ребристо-стержневої структури

В даному підрозділі наведений результат чисельного моделювання плазмової РСС, яке було проведено методом скінчених елементів. З метою отримання інтерференційного режиму випромінювання плазмової РСС, необхідно визначити параметри плазми, а саме: діелектричну проникність та провідність плазми.

За допомогою HFSS створюємо тривимірну модель плазмової РСС, структура якої наведена на рис. 3. Згаданий програмний засіб призначений для проектування та аналізу тривимірних НВЧ структур, використовуючи метод скінчених елементів.

В системі координат XYZ розроблено модель плазмової РСС за принципом побудови ребристо-стержневих антен [6, 11], яка складається з наступних елементів: 1 – скляна трубка заповнена парами ртуті, яка замінює металевий стержень; 2 – металеві кільця; 3 – випромінюючі металеві радіальні неоднорідності.

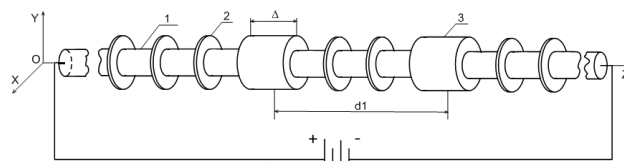


Рис. 3 – Модель плазмової ребристо-стержневої структури

Структура моделі плазмової РСА налічує 4 металеві радіальні неоднорідності, відносні довжини яких наведені в табл. 1. Вони були отримані в результаті оптимізації форми інтерференційного розподілу поля та математично мають зміст ширини імпульсної функції і визначаються співвідношенням (3). Такі довжини забезпечують однакову кількість енергії, що випромінюється кожною металевію радіальною неоднорідністю.

Таблиця 1 – Розміри металевих радіальних неоднорідностей

№	1	2	3	4
$\Delta i/\lambda$	0.216	0.3	0.372	0.25

Для чисельного моделювання плазмової РСС необхідно визначити параметри плазми, а саме: її діелектричну проникність та провідність. Розрахунок цих параметрів наведено далі.

Плазму, як середовище, можна описати по теорії Друде [1], згідно якої діелектрична проникність плазми обчислюється за формулою:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i \times \nu_e)}, \quad (4)$$

де  $\omega_p$  – це частота власних поздовжніх коливань просторового заряду в однорідній плазмі при відсутності магнітного поля [1],  $f = \omega/2\pi$  – робоча частота плазмової РСС, рівна робочій частоті традиційної металевої РСС. Плазмова частота дорівнює:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e \times e^2}{\epsilon_0 \times m_e}}, \quad (5)$$

де:  $i$  – уявна одиниця;  $n_e$  – концентрація плазми;  $\nu_e$  – частота зіткнень електронів у плазмі;  $m_e$  – маса електрона;  $e$  – заряд електрона;  $\epsilon_0$  – діелектрична проникність вакууму.

Провідність плазми  $\sigma$  обчислена за наступною формулою [1]:

$$\sigma = \frac{n_e \times e^2}{\epsilon_0 \times m_e}. \quad (6)$$

В роботах [7, 16] наведені параметри плазми (частота зіткнень електронів у плазмі та концентрація плазми), які були використані для визначення плазми, як нового матеріалу, що є складовою частиною розробленої тривимірної чисельної моделі плазмової РСС.

Збудження ППП в плазмовій РСС досягається за допомогою кінцевого рупора, на вхід якого від прямокутного хвилеводу подається електромагнітна хвиля. При збудженні РСС стороннім джерелом електромагнітного поля, по її поверхні поширюються ППП, які індукують струми в металевих неоднорідностях, призводячи до формування просторового розподілу поля в дальній зоні [5-7]. На рис. 4 наведені результати чисельного розрахунку коефіцієнту стоячої хвилі КСХ.

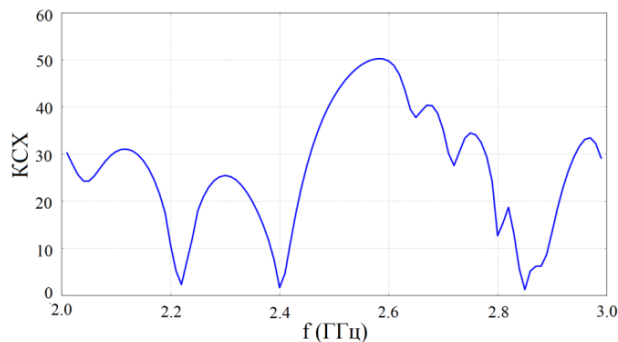


Рис. 4 – Коефіцієнт стоячої хвилі плазмової ребристо-стержневої структури

На рис. 4 видно, що плазмова РСС має три резонансні частоти в частотному діапазоні від 2 ГГц до 3 ГГц. На резонансних частотах значення КСХ < 2. В табл. 2 наведені резонансні частоти та відповідні зворотні втрати і значення КСХ.

На основі аналітичної моделі (1) розраховано інтерференційні розподіли поля. Виявлено, що форма інтерференційних полів залежить від періоду та ширини імпульсної функції. З метою проведення електродинамічних досліджень виконано чисельне моделювання плазмової РСС довжиною  $4\lambda$  з параметрами плазми, отриманими за (4) та (6).

Таблиця 2 – Резонансні частоти з відповідними зворотними втратами та значеннями КСХ

№	Резонансна частота (ГГц)	Зворотні втрати (dB)	КСХ
1	2.22	- 16.5	1.93
2	2.40	- 19.0	1.59
3	2.87	- 20.5	1.17

В наступному розділі наведено результати розрахунку та порівняння інтерференційних розподілів поля в дальній зоні, отриманих на основі аналітичної моделі (1), шляхом чисельного дослідження тривимірної моделі плазмової РСС та в результаті експериментального дослідження макета плазмової РСС.

### 3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ІНТЕРФЕРЕНЦІЙНОГО РОЗПОДІЛУ ПОЛЯ ПЛАЗМОВОЇ РЕБРИСТО-СТЕРЖНЕВОЇ СТРУКТУРИ

Чисельне моделювання плазмової РСС дає можливість передбачати форму просторового розподілу поля в дальній зоні при зміні конструктивних параметрів, а саме  $\Delta\lambda$  та  $d_1/\lambda$ . Натомість постає питання адекватності аналітичної та чисельної моделей запропонованих у попередньому розділі. Для виконання поставленого завдання розроблений макет плазмової РСС довжиною  $4\lambda$ , аналогічній структурі, яка використана в ході чисельного моделювання в пакеті HFSS, описаного у попередньому розділі. Живлення плазмової РСС здійснювалося за допомогою кінцевого рупора, на вхід якого від прямокутного хвилеводу поступає електромагнітна хвиля типу  $H_{10}$ , збуджуючи при цьому ППП.

На рис. 5 показано інтерференційні розподіли поля плазмової РСС в площині YOZ у вигляді нормованої по амплітуді діаграми спрямованості в прямокутній системі координат для значень  $\theta = 0^\circ..180^\circ$ . Результати отримані трьома шляхами: в ході експерименту та за допомогою аналітичної (1) і чисельної моделей. Адекватність моделей перевірена методом порівняльного аналізу з експериментальним результатом. Дослідження проводилися при  $d_1/\lambda = 0.81$ .

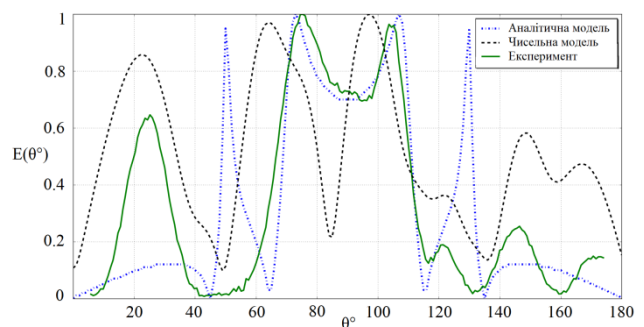


Рис. 5 – Інтерференційний розподіл поля

Як видно на рис. 5 інтерференційний розподіл поля являє собою роздвоєний головний пелюсток, присутнє бокове випромінювання. Порівняльний аналіз наведених результатів виявив, що інтерференційні поля, отримані шляхом моделювання та експерименту, добре узгоджені.

периментального дослідження, якісно подібні.

Інтерференційний розподіл, отриманий за допомогою математичної моделі (1) характеризується випромінюванням від  $70^\circ$  до  $110^\circ$  по рівню 0.7. Йому характерне роздвоєння у вигляді двох вузько напрямлених максимумів під кутами  $73^\circ$  та  $107^\circ$ . Бокове випромінювання характеризується двома пелюстками, направлене під кутами  $50^\circ$  та  $130^\circ$ .

Схожість інтерференційних розподілів поля, отриманих при чисельному моделюванні та експериментальному дослідженні, обумовлена не тільки роздвоєнням головного пелюстка, але і формою бокового випромінювання, яке направлено під однаковими кутами. На відміну від аналітичної моделі (1), яка описує залежність просторового розподілу поля в дальній зоні модульованої періодично-неоднорідної ППС нескінченних розмірів, чисельна модель розрахована для РСС скінчених розмірів, в якій поширюються та перевипромінюються металевими радіальними неоднорідностями відбиті від країв структури ППП. Форма інтерференційного розподілу поля чисельної моделі добре узгоджується з експериментом. Досягти високу роздільну здатність інтерференційного розподілу поля плазмової РСС можна шляхом збільшення відносних розмірів структури РСС.

## ВИСНОВКИ

1. Новизною роботи стали результати чисельного та експериментального дослідження електро-

динамічних характеристик вперше розробленої плазмової ребристо-стержневої структури довжиною  $4\lambda$ , а саме: досліджено особливості формування просторового розподілу поля в дальній зоні та отримано резонансні частоти в частотному діапазоні від 2 ГГц до 3 ГГц. Запропоновано математичний апарат, який коректно описує просторовий розподіл поля плазмон-поляритонних структур до яких відноситься досліджувана плазмова ребристо-стержнева структура.

2. В роботі продемонстровані умови, які призводять до формування інтерференційних розподілів поля плазмон-поляритонної структури, прототипом якої є плазмова ребристо-стержнева структура. Дослідження показали, що плазмон-поляритонна структура проявляє багатопелюстковий інтерференційний розподіл з високою роздільною здатністю у випадку, коли довжина хвилі є меншою, ніж період прямокутної функції.

3. Адекватність запропонованих моделей інтерферометра на основі плазмон-поляритонних структур перевірена експериментально при  $d_1/\lambda = 0.81$ .

4. Отримані результати мають важливе практичне значення для створення нових інфокомунікаційних та радіотехнічних пристроїв на основі плазмового розряду, таких як інтерферометри з високою роздільною здатністю.

## Modeling of Plasmon-Polariton Structures with Interference Field Distribution

V.V. Hoblyk, I.V. Gado, O.M. Liske, I.Yu. Teplyakov

Lviv Polytechnic National University, 12, Stepan Bandera Str., 79013 Lviv, Ukraine

The authors consider possibility of interferometer construction based on plasmon-polariton structures. The strict solution results of electrodynamic excitation problem of a metal-dielectric structure have been used by outside field source as a mathematical model of the plasmon-polariton structure. This paper describes work principle of plasma corrugated-rod structure of length  $4\lambda$  with a complex surface impedance profile and as a result interference field distribution has been calculated. Resulting interference field distribution has been obtained by numerical modelling and during the experiment.

**Keywords:** Surface plasmon-polaritons, Corrugated-rod structure, Plasma, Interference field distribution.

## СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. С.А. Майер, *Плазмоника. Теория и приложения* (Москва-Ижевск: НИЦ: 2011) (S.A. Maayer, *Plazmonika. Teoriya i prilozheniya* (Moskva-Izhevsk: NITs: 2011)) [In Russian].
2. І.М. Болеста, *Електроніка та інформаційні технології* 2, 3 (2012) (I.M. Bolesta, *Elektronika ta informatsiyni tekhnolohiyi* 2, 3 (2012)) [In Ukrainian].
3. J.M. Pitarke, V.M. Silkin, E.V. Chulkov, P.M. Echenique, *Report. Prog. Phys.* 70, 1 (2007).
4. Н.Б. Брандт, В.А. Кульбачинский, *Квазичастицы в физике конденсированного состояния* (Москва: ФИЗМАТЛИТ: 2005) (N.B. Brandt, V.A. Kul'bachinskiy, *Kvazichastitsy v fizike kondensirovannogo sostoyaniya* (Moskva: FIZMATLIT: 2005)).
5. V.V. Hoblyk, V.A. Pavlysh, N.M. Hoblyk, Ye.I. Yakovenko, O.M. Liske, I.V. Nychai, D.V. Nevinskyi, D.A. Nikolayev, I.Yu. Teplyakov, *XI International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT-2017)* (Kyiv: KPI: 2017).
6. V. Hoblyk, *XIIIth International Conference – Plasma Electronics and New Acceleration Methods (PENAM-2015)* (Kharkiv: NNTs KhFTI: 2015).
7. В.В. Гоблик, В.А. Павлиш, *Вісник, Національного університету «Львівська політехніка»: Радіоелектроніка та телекомунікації* 645, 197 (2009) (V.V. Hoblyk, V.A. Pavlysh, *Visnyk, Natsional'noho universytetu «Lviv's'ka politekhnika»: Radioelektronika ta telekomunikatsiyi* 645, 197 (2009)) [In Russian].
8. D.C. Jenn, *Plasma Antennas: Survey of Techniques and the Current State of the Art Monterey* (California: Naval Postgraduate School: 2003).
9. R. Kumar, P. Jain, *The 6th IEEE International Symposium on Microwave, Antenna, Propagation, and EMC Technologies (MAPE 2015)* (China: Shanghai: 2015).

10. В.В. Овсяников, *Днепропетровский национальный университет им. О. Гончара: Радиофизика и электроника* **7**, 58 (2016) (V.V. Ovsyanikov, *Dnepropetrovskiy natsional'nyu universitet im. O. Gonchara: Radiofizika i elektronika* **7**, 58 (2016)) [In Russian].
11. T.A. Milligan, *Modern Antenna Design* (Milligan: Wiley-IEEE Press: 2005).
12. Г.Т. Марков, *Возбуждение электромагнитных волн* (Москва-Ленинград: Энергия: 1967) (G.T. Markov, *Vozbuzhdeniye elektromagnitnykh voln* (Moskva-Leningrad: Energiya: 1967)) [In Russian].