

**МЕТОДИКА ВИЗНАЧЕННЯ ВЛАСНИХ ФУНКЦІЙ ТА
ВЛАСНИХ ЧИСЕЛ КВАДРАТНИХ ЧОТИРИГРЕБЕНЕВИХ
ХВИЛЕВОДІВ З УРАХУВАННЯМ ПОВЕДІНКИ ПОЛЯ НА РЕБРІ**

*Павлюк В. В., к.т.н., старший науковий співробітник
Житомирський військовий інститут Національного
авіаційного університету, м. Житомир, Україна*

Постановка проблеми у загальному вигляді.

Основною вимогою, що висувається до антенно-фідерного тракту сучасних радіотехнічних систем є розширення робочої смуги частот. У надвисокочастотному діапазоні це досягається шляхом застосування хвилевідних ліній зі складною формою поперечного перерізу [1-3]. Найбільший практичний інтерес на даний час становлять гребеневі хвилевідні лінії, що дає змогу створювати лінії пристрої, передачі та рупорні антени з коефіцієнтом перекриття за частотою до декількох октав [1]. Проектування широкосмугових пристроїв на основі гребеневих хвилеводів передбачає застосування необхідних методичних і математичних підходів, а також відповідних програмно-алгоритмічних засобів для здійснення інженерних розрахунків, у зв'язку чим розробка методів аналізу електромагнітних полів та розрахунку характеристик таких хвилеводів є *актуальним науковим завданням*.

Аналіз попередніх досліджень. Основою для проведення розрахунків більшості хвилевідних пристроїв є власні функції та власні числа, що описують поведінку електромагнітного поля у поперечному перерізі регулярного хвилеводу [2, 4] та є розв'язками відповідних хвильових рівнянь. Для аналізу хвилеводів зі складною формою поперечного перерізу на даний час застосовуються універсальні числові методи розв'язання двовимірних диференціальних рівнянь у частинних похідних [5, 6]. Подібні підходи забезпечують визначення власних хвильових чисел з достатньою точністю [6], та їх подальше застосування ускладнене. Для розрахунку хвилевідних пристроїв, нерегулярних ділянок хвилеводів та розкриттів рупорних антен більш зручним є застосування аналітичних розв'язків, що дає змогу ефективно розв'язувати як прямі, так і зворотні задачі розрахунків з урахуванням поведінки поля поблизу ребер.

Досить зручні аналітично-числові розв'язки знайдені на основі методу часткових областей (МЧО) з урахуванням поведінки поля на ребрі [7] для двогребеневих прямокутних хвилеводів [8], що забезпечило можливість здійснювати проектування достатньо широкосмугових двогребеневих рупорних антен [9-11]. Проте, в порівнянні з двогребеневими, більший прак-

тичний інтерес становлять чотиригребеневі хвилеводи, що мають змогу працювати з двома лінійними політизаціями у такому ж діапазоні частот [1, 6]. На даний час розв'язки задач для таких структур знайдено у лише числовому вигляді [5, 6].

Метою досліджень є знаходження аналітичних розв'язків внутрішньої задачі розрахунку власних функцій та власних чисел квадратних чотиригребеневих хвилеводів з урахуванням поведінки поля на ребрі. В даній роботі, яка є продовженням вказаних праць авторів, ці підходи розповсюджено до чотиригребеневих хвилеводів.

Методика розв'язання хвильового рівняння.

Електромагнітне поле хвилі магнітного типу, яка поширюється вздовж регулярної хвильовідної лінії описується через поздовжню складову $H(x, y)$ яка є розв'язком хвильового двовимірного рівняння у площині поперечного перерізу з певними граничними умовами:

$$\frac{\partial^2 H(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H(x, y)}{\partial y^2} + k_s^2 H(x, y) = 0, \quad (1)$$

де k_s – власне число хвильового рівняння для відповідної $H(x, y)$. У загальному випадку існує нескінченна кількість таких розв'язків, з яких найбільший інтерес становлять ті, що відповідають хвилі основного (найнижчого) типу.

У відповідності до підходів МЧО [7] загальний розв'язок рівняння (1) може бути знайдений як сукупність розв'язків для часткових областей простої (в нашому випадку прямокутної) форми, на які розбивається загальна область. Для опису структури хвилеводу використаємо систему позначень розмірів, наведену на рис. 1. Враховуючи симетрію структури поперечного перерізу хвилеводу, а також відповідні властивості поля, загальну область, наведену на рис. 1, розіб'ємо на чотири Z-подібні області, одну з яких будемо розглядати для аналізу. Далі розділимо Z-подібну область на часткові області прямокутної форми, граничні умови та прийнята система координат для яких наведені на рис. 2.

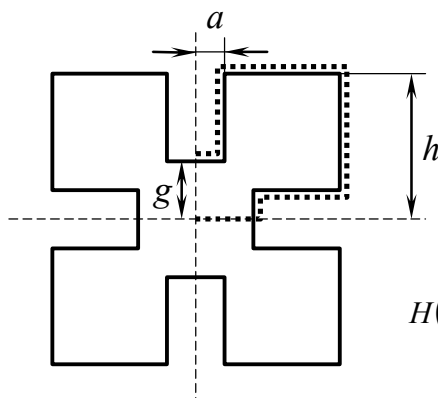


Рис. 1

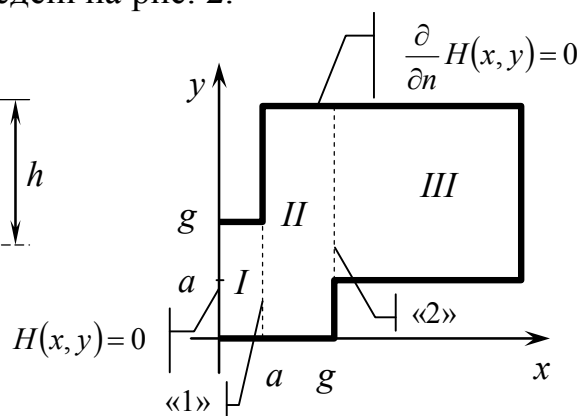


Рис. 2

У відповідності до такої структури маємо три суміжні часткові області (*I*, *II* та *III*). Існування розв'язків хвильового рівняння (1) для власних функцій досягається введенням граничних умов, які передбачають рівність власних функцій та їх перших похідних на лініях «зшивання» («1» та «2») та мають такий вигляд:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} H^I(x, y) &= \frac{\partial}{\partial x} H^{II}(x, y) = \psi_1(y) \\ H^I(x, y) &= H^{II}(x, y) \end{aligned} \right|_{\text{«1»}} \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} H^{II}(x, y) &= \frac{\partial}{\partial x} H^{III}(x, y) = \psi_2(y) \\ H^{II}(x, y) &= H^{III}(x, y) \end{aligned} \right|_{\text{«2»}} \quad (3)$$

Послідовність операцій отримання нетривіальних розв'язків хвильового рівняння (1) така:

а) записуємо загальні вирази для власних функцій часткових областей H^I , H^{II} , H^{III} ; знаходимо вирази їх перших часткових похідних на лініях «зшивання»;

б) прирівнюємо відповідні вирази згідно умов «зшивання» (2) та (3);

в) перегрупувавши отримані умови та здійснивши інтегрування для усунення часткових похідних отримуємо інтегральні рівняння за кількістю ліній «зшивання»;

г) розв'язуємо отриману систему інтегральних рівнянь відносно функцій $\psi_1(y)$ та $\psi_2(y)$, які є похідними власних функцій;

д) здійснюємо зворотні операції відповідно виразів (2) та (3) для отримання власних функцій $H(x, y)$.

Одразу відмітимо, що розв'язання подібної задачі для двогребневих хвилеводів (Γ -подібна область та одна лінія «зшивання») приводить до одного інтегрального рівняння, розв'язання якого здійснено за допомогою методу Гальоркіна в [7, 8]. Застосування цього досить зручного методу до системи інтегральних рівнянь має свої особливості, які далі будуть пояснені більш детально.

На основі граничних умов часткових областей відповідно до рис. 2, запишемо вирази для власних функцій часткових областей та знайдемо вирази їх перших часткових похідних на лініях «зшивання».

Часткова область I. Власна функція першої часткової області матиме вигляд:

$$H^I(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n^I \sin s_n^I x \cos r_n^I y, \quad (4)$$

$$r_n^I = \frac{\pi}{a} n, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad s_n^I = \sqrt{k_s^2 - r_n^{I2}}. \quad (4')$$

де r_n^I та s_n^I – вертикальна та горизонтальна складові власного числа. C_n^I – поки що невідомий амплітудний коефіцієнт розкладу (4). Тут і далі верхній індекс відповідає номеру частковій області, нижній – номеру часткового розв'язку хвильового рівняння. Відповідно першої частини (2) маємо:

$$\psi_1(y) = \frac{\partial}{\partial x} H^I(x, y) \Big|_{x=a} = \sum_{n=0}^{\infty} C_n^I s_n^I \cos s_n^I a \cos r_n^I y. \quad (5)$$

Помноживши праву і ліву частини (5) на $\cos r_m^I y$, $m = 0, 1, 2, \dots$ та проінтегрувавши по y в проміжку $(0 \dots a)$, враховуючи ортогональність власних функцій запишемо вирази для амплітудних коефіцієнтів розкладу (4) у такому вигляді:

$$C_m^I = \frac{2}{s_m^I a \cos s_m^I a} \int_0^a \psi_1(y) \cos r_m^I y \, dy \quad \text{для } m > 0, \quad (6)$$

$$C_0^I = \frac{1}{k_s a \cos k_s a} \int_0^a \psi_1(y) \, dy. \quad (7)$$

На лінії «зшивання» з другою областю вираз для власної функції першої області матиме такий вигляд:

$$H^I(a, y) = \int_0^a \psi_1(\eta) \left[\frac{\operatorname{tg} k_s a}{k_s a} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\operatorname{tg} s_n^I a}{s_n^I a} \cos r_n^I y \cos r_n^I \eta \right] d\eta. \quad (8)$$

Часткова область II має проміжне становище. Вертикальні стінки області мають часткові граничні умови, тому їх задовольняти може лише повна комбінація гармонічних функцій.

$$H^{II}(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} \{A_n \sin s_n^{II} x + B_n \cos s_n^{II} x\} \cos r_n^{II} y, \quad (9)$$

$$r_n^{II} = \frac{\pi}{h} n, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad s_n^{II} = \sqrt{k_s^2 - r_n^{II^2}}. \quad (9')$$

Здійснимо послідовність операцій відповідно методу часткових областей.

Для *першої* лінії зшивання маємо:

$$\psi_1(y) = \frac{\partial}{\partial x} H^{\text{II}}(x, y) \Big|_{x=a} = \sum_{n=0}^{\infty} \{A_n \cos s_n^{\text{II}} a - B_n \sin s_n^{\text{II}} a\} s_n^{\text{II}} \cos r_n^{\text{II}} y, \quad (10)$$

звідки

$$A_m \cos s_m^{\text{II}} a - B_m \sin s_m^{\text{II}} a = \frac{\int_0^a \psi_1(y) \cos r_m^{\text{II}} y dy}{s_m^{\text{II}} \int_0^a \cos^2 r_m^{\text{II}} y dy}. \quad (11)$$

Аналогічно для другої лінії «зшивання» маємо:

$$\psi_2(y) = \frac{\partial}{\partial x} H^{\text{II}}(x, y) \Big|_{x=g} = \sum_{n=0}^{\infty} \{A_n \cos s_n^{\text{II}} g - B_n \sin s_n^{\text{II}} g\} s_n^{\text{II}} \cos r_n^{\text{II}} y. \quad (12)$$

та

$$A_m \cos s_m^{\text{II}} g - B_m \sin s_m^{\text{II}} g = \frac{\int_g^h \psi_2(y) \cos r_m^{\text{II}} y dy}{s_m^{\text{II}} \int_g^h \cos^2 r_m^{\text{II}} y dy}. \quad (13)$$

Вирази (11) та (13) становлять систему із двох лінійних алгебраїчних рівнянь відносно A_m та B_m після розв'язання якої отримаємо вирази для даних амплітудних коефіцієнтів та вирази для власних функцій другої області на лініях «зшивання» у такому вигляді:

$$H^{\text{II}}(a, y) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\cos r_n^{\text{II}} y}{\Delta_n} \{p_n d_n - q_n\}, \quad (14)$$

$$H^{\text{II}}(g, y) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\cos r_n^{\text{II}} y}{\Delta_n} \{p_n - q_n d_n\}, \quad (15)$$

$$d_n = \cos s_n^{\text{II}} a \cos s_n^{\text{II}} g + \sin s_n^{\text{II}} a \sin s_n^{\text{II}} g.$$

Часткова область III. Зробивши аналогічні першій області операції для визначення амплітудних коефіцієнтів маємо:

$$C_m^{\text{III}} = -\frac{2}{s_m^{\text{III}}(h-g) \sin s_m^{\text{III}}(g-h)} \int_g^h \psi_2(y) \cos r_m^{\text{III}}(y-h) dy. \quad (16)$$

$$C_0^{\text{I}} = -\frac{1}{k_s(h-g) \sin k_s(g-h)} \int_g^h \psi_2(y) dy. \quad (17)$$

На лінії «зшивання» з другою областю власна функція третьої області матиме такий вигляд:

$$H^{III}(g, y) = \int_g^h \psi_2(\eta) \left[\frac{\operatorname{ctg} k_s (g-h)}{k_s (g-h)} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\operatorname{ctg} s_n^{III} (g-h)}{s_n^{III} (g-h)} \cos r_n^{III} (y-h) \cos r_n^{III} (\eta-h) \right] d\eta. \quad (18)$$

Здійсимо «зшивання» полів часткових областей на обох лініях. Прирівняємо вирази для власних функцій першої (8) та другої (14) часткових областей на лінії зшивання $x=a$, а також вирази (15) та (18) на лінії зшивання $x=g$, в результаті чого отримаємо таку систему інтегральних рівнянь:

$$\begin{cases} \int_0^h [\psi_1(\eta) P_1(k_s, y, \eta) + \psi_2(\eta) N_1(k_s, y, \eta)] d\eta = 0, \\ \int_0^h [\psi_2(\eta) P_2(k_s, y, \eta) + \psi_2(\eta) N_2(k_s, y, \eta)] d\eta = 0, \end{cases} \quad (19)$$

де

$$P_1(k_s, y, \eta) = \frac{\operatorname{tg} k_s a}{k_s a} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\operatorname{tg} s_n^I a}{s_n^I a} \cos r_n^I y \cos r_n^I \eta - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{d_n}{\Delta_n s_n^{II} I_{1n}} \cos r_n^{II} y \cos r_n^{II} \eta, \quad (20)$$

$$N_1(k_s, y, \eta) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\Delta_n s_n^{II} I_{2n}} \cos r_n^{II} y \cos r_n^{II} \eta, \quad (21)$$

$$P_2(k_s, y, \eta) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\Delta_n s_n^{II} I_{1n}} \cos r_n^{II} y \cos r_n^{II} \eta, \quad (22)$$

$$N_2(k_s, y, \eta) = \frac{\operatorname{ctg} k_s (g-h)}{k_s (h-g)} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\operatorname{ctg} s_n^{III} (g-h)}{s_n^{III} (h-g)} \cos r_n^{III} (y-h) \cos r_n^{III} (\eta-h) - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{d_n}{\Delta_n s_n^{II} I_{2n}} \cos r_n^{II} y \cos r_n^{II} \eta. \quad (23)$$

Межі інтегрування у виразі (19) для зручності зроблено однаковими. Це не змінить кінцевого результату, оскільки функції $\psi_1(\eta)$ та $\psi_2(\eta)$ відмінні від нуля лише у своїх межах: $(0..a)$ та $(g..h)$ відповідно.

Для розв'язання системи (19) також застосуємо метод Гальоркіна. Обмежившись першим наближенням, отримаємо умову існування нетривіального розв'язку системи у вигляді рівності нулю визначника:

$$\begin{vmatrix} \mathbf{P}_1 & \mathbf{N}_1 \\ \mathbf{P}_2 & \mathbf{N}_2 \end{vmatrix} = 0, \quad (24)$$

де

$$P_1 = \frac{atg k_s a}{k_s} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{d_n}{\Delta_n s_n^{II} I_{1n}} \left(\frac{\sin r_n^{II} ga}{r_n^{II}} \right)^2, \quad (25)$$

$$N_1 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\Delta_n s_n^{II} I_{2n}} \left(\frac{\sin r_n^{II} g}{r_n^{II}} \right)^2, \quad (26)$$

$$P_2 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\Delta_n s_n^{II} I_{1n}} \left(\frac{\sin r_n^{II} a}{r_n^{II}} \right)^2, \quad (27)$$

$$N_2 = \frac{(h-g)ctg k_s (g-h)}{k_s} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{d_n}{\Delta_n s_n^{II} I_{2n}} \left(\frac{\sin r_n^{II} g}{r_n^{II}} \right)^2. \quad (28)$$

Вираз (24) з урахуванням отриманих аналітичних виразів (25)-(28) описує функціональний зв'язок між власним числом k_s та геометричними розмірами складної області відповідно до рис. 2 і є характеристичним рівнянням для визначення k_s Z-подібної області.

Характеристичне рівняння (24) передбачає розв'язання як прямих задач (знаходження власного числа k_s при відомих геометричних розмірах складної області) так і зворотних (знаходження одного з розмірів області при відомих інших розмірах та заданому значення власного числа), що є основною перевагою отриманих розв'язків. Кількість членів у рядах (25)-(28) обирається в залежності від необхідної точності та складності вирішуваних завдань. Для більшості практичних цілей достатньо обмежитись двома-трьома членами.

Врахування особливостей поведінки поля на ребрі.

Як і аналогічні задачі, присвячені розв'язанням рівнянь математичної фізики, виникають певні труднощі при опису реальних фізичних полів поблизу меж їх існування. Так, поблизу металевих ребер (у точках (a, g) та (g, a) на рис. 2) електромагнітне поле не може бути подано через скінченно-диференційовані функції [5]. Це є особливістю його поведінки в подібних областях, яка може бути врахована введенням умови скінченності енергії, запасеної в будь-якому скінченному об'ємі поблизу ребра [7]. З цієї умови витікає, що поблизу прямокутного ребра ні одна зі складових поля не може змінюватись швидше, ніж $r^{-1/3}$, де r – відстань до ребра, тобто $H \sim r^{2/3}$. Перепишемо цю умову для ребер Z-подібної області:

$$H(x, y) \sim \sqrt[3]{(x-a)^2 + (y-g)^2} \quad \text{для ребра } (a, g) \text{ та} \quad (29)$$

$$H(x, y) \sim \sqrt[3]{(x-g)^2 + (y-a)^2} \quad \text{для ребра } (g, a). \quad (30)$$

Оскільки власну функцію шукаємо як первісну $\psi_1(y)$ (або $\psi_2(y)$) особливості її поведінки матиме такий вигляд:

$$\psi_1(y) \sim (g - y)^{2/3}, \quad y \rightarrow g \quad (31)$$

$$\psi_2(y) \sim (y - a)^{2/3}, \quad y \rightarrow a \quad (32)$$

Для першого наближення, яке розглянуто в даній роботі, введення особливостей (38)-(39) не приводить до змін у виразах (23-26) системи (22). На жаль для наступних наближень отримати аналітичні вирази для інтегралів, подібних до (28)-(29) з урахуванням (38)-(39) не вдається. Застосування числових розв'язків, натомість, робить неможливим ефективно застосування методів теорії власних хвиль.

Результати розрахунків власних хвильових чисел та власних функцій у відповідності до запропонованої методики та отриманих виразів для мо-

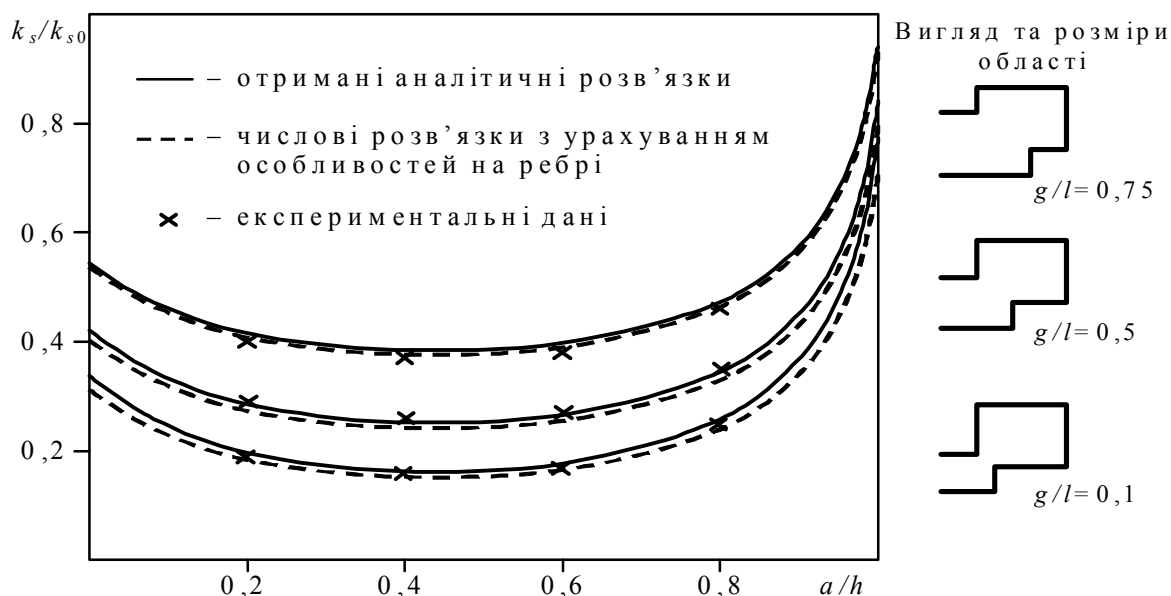


Рис. 3

дельних задач свідчать про їх працездатність. При цьому, вищі наближення при розв'язанні системи інтегральних рівнянь та врахування особливостей поведінки поля на ребрі забезпечують деяке покращення точності, проте значно обмежують коло вирішуваних задач через відсутність аналітичних розв'язків

Результати розрахунку власних функцій показані у вигляді структури силових ліній електричного поля на рис. 4.

Результати розрахунків згідно із запропонованою методикою збігаються з результатами, отриманими за допомогою складних числових методів із заздалегідь відомою високою точністю та експериментальними даними.

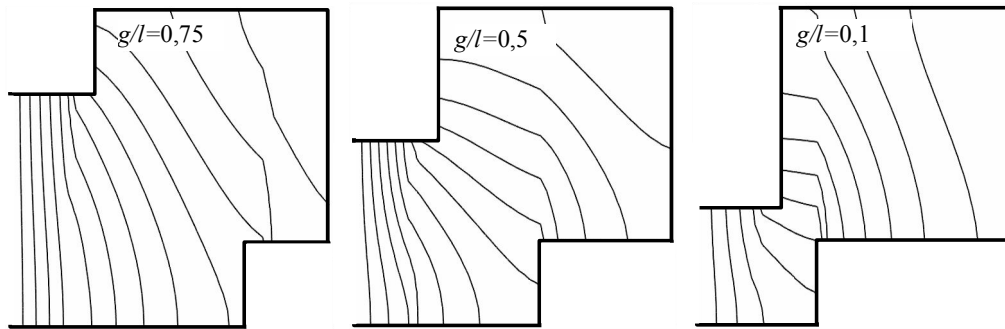


Рис. 4

Висновки

На основі підходів методу часткових областей отримано аналітичні розв'язки хвильового рівняння для Z-подібної області поперечного перерізу та розроблено методу визначення власних функцій та власних чисел квадратних чотиригребневих хвилеводів. Показано, що врахування особливостей поведінки поля на ребрі дозволяє підвищити точність розрахунків, проте не дає неможливості отримати аналітичні розв'язки. Областю застосування отриманих результатів є розв'язання прямих та зворотних задач розрахунку нерегулярних гребневих хвилевідних пристроїв та широкосмугових рупорних антен.

Література

1. Манойлов В. П. Рупорні антени на основі хвилеводів зі складною формою поперечного перерізу / метод. посіб. Ч. 1 / В. П. Манойлов, В. В. Павлюк, В. В. Чухов. – Житомир: ЖДТУ, 2008. – 100 с.
2. Rodriguez V. New broadband EMC double-ridged guide horn antenna / Rodriguez V. // R. F. Design. – 2004. – Vol. 27, – №5. – P. 44–47.
3. Дубровка Ф. Ф. Сверхширокополосные антенны со значительным различием ширин диаграмм направленности в E- и H плоскостях / Дубровка Ф. Ф., Глущенко В. М., Ена Г. Н. // Радиотехника. – 2007. – №1. – С. 73–80.
4. Манойлов В. Ф. Анализ рупорных излучателей со сложной формой поперечного сечения и апертуры / В. Ф. Манойлов, В. В. Павлюк // Известия ВУЗов. Радиоэлектроника. – 2011. – № 1. – С.
5. Григорьев А. Д. Численные методы расчета электромагнитных полей свободных волн и колебаний в регулярных волноводах и полых резонаторах / А. Д. Григорьев, В. В. Янкевич // Зарубежная радиоэлектроника. – 1977. – №5. – С. 43–67.
6. Василенко Ю. Н. Крестообразные и четырехгребенчатые волноводно-рупорные излучатели. Внешние и внутренние характеристики / Ю. Н. Василенко, А. С. Ильинский, Ю. Я. Харланов // Радиотехника и Электроника. – 2006. – №1. – С. 6–23.
7. Заргано Г. Ф. Волноводы сложных сечений / Заргано Г.Ф., Ляпин В.П., Михайлевский В.С. – М.: Радио и связь, 1986. – 124 с.
8. Манойлов В. П. Сталі розповсюдження H- та П-подібного хвилеводу / В. П. Манойлов, В. В. Павлюк // Вісник ЖДТУ. – Технічні науки. – Житомир, 2007. №3 (42). – С. 79–89.
9. Манойлов В. П. Методика розрахунку широкосмугового переходу між хвилеводами різних розмірів / В. П. Манойлов, В. В. Павлюк // Вісник ЖДТУ / Технічні науки. – Житомир. – №4 (39). – 2006. – С. 141–147.

10. Манойлов В. Ф. Расчет широкополосной рупорной антенны/ В. П. Манойлов, В. В. Павлюк // 17-я Международная Крымская конференция «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо-2007) 10-14 сентября 2007: материалы докладов. – Севастополь: Вебер, 2007. – С. 406.

11. Павлюк В. В. Методика розрахунку ширококутних гребневих рупорних антен. Вісник ЖДТУ. – Технічні науки. – Житомир: ЖДТУ, – 2010. – №2 (53). – С. 132-141.

Павлюк В. В. Методика визначення власних функцій та власних чисел квадратних чотиригребневих хвилеводів з урахуванням поведінки поля на ребрі. Запропоновано спосіб та розроблено методику визначення власних хвиль та розрахунку власних хвильових чисел регулярних квадратних чотиригребневих хвилеводів. За допомогою методу часткових областей отримано аналітичні розв'язки хвильового рівняння для Z-подібної області поперечного перерізу квадратних чотиригребневих хвилеводів та показано вплив на кінцеві результати врахування особливостей поведінки електромагнітного поля поблизу ребра. Отримані розв'язки є зручними для подальшого застосування при розв'язанні прямих і зворотних електродинамічних задач розрахунку чотиригребневих хвилевідних пристроїв та рупорних антен.

Ключові слова: гребневий хвилевід, власні функції, власні числа, метод часткових областей

Павлюк В. В. Методика расчета собственных функций и собственных чисел квадратных четырехгребневых волноводов с учетом поведения поля на ребре. Предложен способ и разработана методика определения собственных волн и расчета собственных волновых чисел регулярных квадратных четырехгребневых волноводов. С помощью метода частичных областей получены аналитические решения волнового уравнения для Z-образной области поперечного сечения квадратных четырехгребневых волноводов и показано влияние на конечные результаты учета особенностей поведения электромагнитного поля вблизи ребра. Полученные решения удобны для последующего применения при решении прямых и обратных электродинамических задач расчета четырехгребневых волноводных устройств и рупорных антенн.

Ключевые слова: гребневый волновод, собственные функции, собственные числа, метод частичных областей

Pavlyuk V. V. The methods of the square quad-ridged waveguides eigen functions and eigen values computation with the field behavior near-by a rib accounting. A methods of the regular square quad-ridged waveguides eigen functions eigen values computation is developed. By means of the partial areas method the analytical solutions of the wave equalization are received for a Z-shape area transversal the cut of square quad-ridged waveguides. The influence of electromagnetic field behavior near-by a rib on final results are accounted. The received solutions are to be convenient for consequent application at the decision of direct and reverse electrodynamic tasks of quad-ridged waveguides and horn antennas calculation.

Keywords: Ridged waveguide, eigen functions, eigen values, method of partial areas.