

МЕТОДИКА ВИЗНАЧЕННЯ ВЛАСНИХ ФУНКЦІЙ ТА РОЗРАХУНКУ ВЛАСНИХ ЧИСЕЛ ЧОТИРИГРЕБЕНЕВИХ ХВИЛЕВОДІВ

Запропоновано способи розв'язання задач аналізу квадратних чотиригребневих хвилеводів, а саме: визначення власних хвиль та розрахунок власних хвильових чисел. За допомогою методу часткових областей отримано аналітичні розв'язки хвильового рівняння, що зручні для подальшого застосування при розв'язанні прямих і зворотних електродинамічних задач розрахунку чотиригребневих хвилевідних пристроїв та рупорних антен. Показано вплив на кінцеві результати врахування особливостей поведінки електромагнітного поля поблизу ребра.

Постановка проблеми. Розширення робочої смуги частот є основною вимогою, що ставиться до сучасних радіотехнічних систем та визначає нові принципи їх побудови. У першу чергу, вимога широкосмуговості стосується антенної системи та фідерного тракту. Для надвисокочастотного діапазону це обумовлює застосування хвилевідних ліній та рупорних антен зі складною формою поперечного перерізу: дво- та чотиригребневих [1–3].

Актуальність досліджень. Проектування широкосмугових хвилевідних пристроїв передбачає застосування необхідних методичних і математичних підходів, а також відповідних програмно-алгоритмічних засобів для здійснення інженерних розрахунків. Як показано в ряді праць [4–6], достатньо зручним для цього є використання підходів теорії власних хвиль та методу поперечних перерізів (МПП) для визначення їх амплітуд [6]. Безпосереднє застосування МПП до гребневих структур ускладнене, що викликано необхідністю використання аналітичних виразів для власних хвиль (власних функцій) та власних хвильових чисел гребневих хвилеводів, які на даний час знайдені лише для деяких найпростіших випадків [7]. Найбільший інтерес становлять квадратні чотиригребневі хвилевідні лінії, у зв'язку чим розробка методики визначення власних хвиль та розрахунку власних хвильових чисел таких хвилеводів є актуальним науковим завданням у рамках розвитку теорії електродинамічного аналізу і синтезу широкосмугових хвилевідних пристроїв.

Огляд останніх досліджень і публікацій. Для аналізу чотиригребневих хвилеводів на даний час застосовуються універсальні числові методи розв'язання двовимірних диференціальних рівнянь у частинних похідних [8, 9]. Подібні підходи забезпечують визначення власних хвильових чисел з достатньою точністю [9], проте мають досить високу обчислювальну складність, а їх застосування для аналізу нерегулярних ділянок ускладнене навіть на сучасному етапі розвитку електронно-обчислювальної техніки. Крім того, власні функції знаходяться у числовому вигляді в дискретних точках, що не дозволяє реалізовувати всі переваги методів, оснований на теорії власних хвиль.

Формулювання завдання дослідження. Досить зручні аналітично-числові розв'язки знайдені на основі методу часткових областей (МЧО) [10] для двогребневих хвилеводів
© В. П. Манойлов, В. В. Павлюк, 2008

[11], що забезпечило можливість здійснювати проектування достатньо ширококутових двогребневих рупорних антен [6]. У даній роботі, яка є продовженням вказаних праць авторів, ці підходи розповсюджено до чотиригребневих хвилеводів.

Виклад основного матеріалу

Методика розв'язання хвильового рівняння. Обмежимося надалі розглядом квадратних чотиригребневих хвилеводів та хвиль магнітного типу. Для опису структури хвилеводу використаємо систему позначень розмірів, наведену на рис. 1. Враховуючи підходи до розбиття складної області поперечного перерізу, зобразимо чотиригребневий хвилевід за допомогою Z-подібної складної області (рис. 2).

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

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

Відповідно до підходів МЧО розіб'ємо Z-подібну область на часткові області, граничні умови та прийнята система координат для яких наведені на рис. 2.

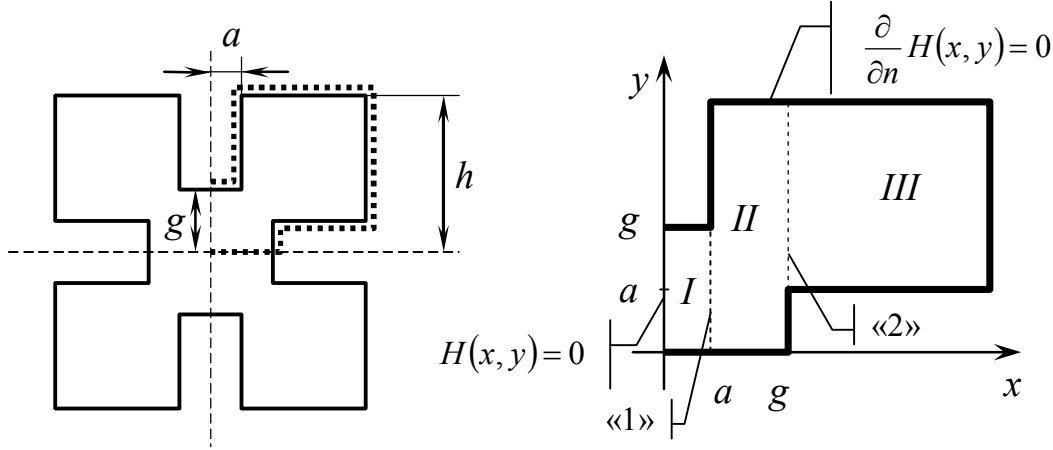


Рис. 1

Рис. 2

Відповідно до такої структури маємо три часткові області (I, II та III), що межують. 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:

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

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

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 з умовами «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 до виразів (2) та (3) для отримання власних функцій $H(x, y)$.

Одразу зазначимо, 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 [10, 11]. 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:

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

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

де k_s – власне число хвильового рівняння;

r_n^I та s_n^I – його вертикальна та горизонтальна;

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

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

Домноживши праву і ліву частини (5) на $\cos r_m^I y$, $m = 0, 1, 2, \dots$ та проінтегрувавши за y в проміжку $(0 \dots a)$, враховуючи ортогональність власних функцій і те, що

$$\int_0^a \cos^2 r_m^I y dy = \begin{cases} a, & m = 0; \\ \frac{a}{2}, & m \neq 0, \end{cases}$$

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:

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

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

Здійснимо послідовність операцій відповідно до методу часткових областей. Для першої лінії «зшивання» маємо:

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

звідки

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

Аналогічно для другої лінії «зшивання» маємо:

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

та

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

Вирази (11) та (12) становлять систему із двох лінійних алгебраїчних рівнянь відносно A_m та B_m . Після її розв'язання отримаємо вирази для даних амплітудних коефіцієнтів у такому вигляді:

$$\begin{cases} A_m = \frac{1}{\Delta_m} (p_m \sin s_m'' g - q_m \cos s_m'' g), \\ B_m = \frac{1}{\Delta_m} (p_m \cos s_m'' a - q_m \sin s_m'' a), \end{cases} \quad (14)$$

де Δ_m – визначник даної системи:

$$\Delta_m = \cos s_m'' a \sin s_m'' g - \cos s_m'' g \sin s_m'' a, \quad (15)$$

$$p_m = \frac{\int_0^a \psi_1(y) \cos r_m'' y dy}{s_m'' I_{1n}}, \quad q_m = \frac{\int_g^h \psi_2(y) \cos r_m'' y dy}{s_m'' I_{2n}},$$

$$I_{1n} = \int_0^a \cos^2 r_n'' y dy = \begin{cases} a, & n = 0, \\ \frac{1}{2r_n''} (\cos r_n'' a \sin r_n'' a - r_n'' a), & \end{cases}$$

$$I_{2n} = \int_g^h \cos^2 r_n'' y dy = \begin{cases} h - g, n = 0, \\ \frac{1}{2r_n''} (\cos r_n'' (h - g) \sin r_n'' (h - g) - r_n'' (h - g)). \end{cases}$$

Запишемо вирази для власних функцій другої області на лініях «зшивання» у такому вигляді:

$$H''(a, y) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\cos r_n'' y}{\Delta_n} \{p_n d_n - q_n\}, \quad (16)$$

$$H''(g, y) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\cos r_n'' y}{\Delta_n} \{p_n - q_n d_n\}, \quad (17)$$

$$d_n = \cos s_n'' a \cos s_n'' g + \sin s_n'' a \sin s_n'' g.$$

Часткова область III. Аналогічно для третьої часткової області маємо такі вирази для власних функцій:

$$H'''(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n''' \cos s_n''' (x - h) \cos r_n''' (y - h), \quad (18)$$

$$r_n''' = \frac{\pi}{h - g} n, n = 0, 1, 2, \dots \quad s_n''' = \sqrt{k_s^2 - r_n'''^2}. \quad (18')$$

Зробивши аналогічні першій області операції для визначення амплітудних коефіцієнтів, маємо:

$$C_m''' = -\frac{2}{s_m''' (h - g) \sin s_m''' (g - h)} \int_g^h \psi_2(y) \cos r_m''' (y - h) dy. \quad (19)$$

$$C_0' = -\frac{1}{k_s (h - g) \sin k_s (g - h)} \int_g^h \psi_2(y) dy. \quad (20)$$

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

$$H'''(g, y) = \int_g^h \psi_2(\eta) \left[\frac{\operatorname{ctg} k_s (g - h)}{k_s (g - h)} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\operatorname{ctg} s_n''' (g - h)}{s_n''' (g - h)} \cos r_n''' (y - h) \cos r_n''' (\eta - h) \right] d\eta. \quad (21)$$

Здійснимо «зшивання» полів часткових областей на обох лініях. Прирівняємо вирази для власних функцій першої (8) та другої (16) часткових областей на лінії зшивання $x = a$, а також вирази (17) та (21) на лінії зшивання $x = g$, у результаті чого отримаємо таку систему інтегральних рівнянь:

$$\begin{cases} \int_0^h [\psi_1(\eta) P_1(k_s, y, \eta) + \psi_2(\eta) N_1(k_s, y, \eta)] d\eta = 0, \\ \int_0^h [\psi_2(\eta) P_2(k_s, y, \eta) + \psi_2(\eta) N_2(k_s, y, \eta)] d\eta = 0, \end{cases} \quad (22)$$

де

$$P_1(k_s, y, \eta) = \frac{\text{tg } k_s a}{k_s a} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\text{tg } s_n^I a}{s_n^I a} \cos r_n^I y \cos r_n^I \eta - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{d_n}{\Delta_n s_n^{II} I_{1n}} \cos r_n^{II} y \cos r_n^{II} \eta, \quad (23)$$

$$N_1(k_s, y, \eta) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\Delta_n s_n^{II} I_{2n}} \cos r_n^{II} y \cos r_n^{II} \eta, \quad (24)$$

$$P_2(k_s, y, \eta) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\Delta_n s_n^{II} I_{1n}} \cos r_n^{II} y \cos r_n^{II} \eta, \quad (25)$$

$$N_2(k_s, y, \eta) = \frac{\text{ctg } k_s (g-h)}{k_s (h-g)} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\text{ctg } s_n^{III} (g-h)}{s_n^{III} (h-g)} \cos r_n^{III} (y-h) \cos r_n^{III} (\eta-h) - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{d_n}{\Delta_n s_n^{II} I_{2n}} \cos r_n^{II} y \cos r_n^{II} \eta. \quad (26)$$

Межі інтегрування у виразі (22) 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 (22) також застосуємо метод Гальоркіна. Обмежившись першим наближенням, отримаємо умову існування нетривіального розв'язку системи у вигляді рівності нулю визначника:

$$\begin{vmatrix} \mathbf{P}_1 & \mathbf{N}_1 \\ \mathbf{P}_2 & \mathbf{N}_2 \end{vmatrix} = 0, \quad (27)$$

де

$$\mathbf{P}_1 = \int_0^a \int_0^a P_1(k_s, y, \eta) dy d\eta, \quad (28)$$

$$\mathbf{N}_1 = \int_g^h \int_g^h N_1(k_s, y, \eta) dy d\eta \quad (29)$$

$$\mathbf{P}_2 = \int_0^a \int_0^a P_2(k_s, y, \eta) dy d\eta \quad (30)$$

$$\mathbf{N}_2 = \int_g^h \int_g^h N_2(k_s, y, \eta) dy d\eta \quad (31)$$

Відповідно до виразів (23)-(26) подвійні інтеграли (28)-(31) обчислюються аналітично та матимуть такий вигляд:

$$\mathbf{P}_1 = \frac{\text{atg } k_s a}{k_s} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{d_n}{\Delta_n s_n^{II} I_{1n}} \left(\frac{\sin r_n^{II} g a}{r_n^{II}} \right)^2, \quad (32)$$

$$\mathbf{N}_1 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\Delta_n s_n^{II} I_{2n}} \left(\frac{\sin r_n^{II} g}{r_n^{II}} \right)^2, \quad (33)$$

$$\mathbf{P}_2 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\Delta_n s_n^{II} I_{1n}} \left(\frac{\sin r_n^{II} a}{r_n^{II}} \right)^2, \quad (34)$$

$$N_2 = \frac{(h-g) \operatorname{ctg} k_s (g-h)}{k_s} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{d_n}{\Delta_n s_n'' I_{2n}} \left(\frac{\sin r_n'' g}{r_n''} \right)^2. \quad (35)$$

Вираз (27) з урахуванням (32)-(35) 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 (27) 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 заданого значення власного числа), що є основною перевагою отриманих розв'язків.

Кількість членів у рядах (32)-(35) обирається залежно 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 описі 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 [8]. 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 [10]. З цієї умови витікає, що поблизу прямокутного ребра ні одна зі складових ЕМП 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:

$$H(x, y) \sim \sqrt[3]{(x-a)^2 + (y-g)^2} \quad \text{для ребра з координатами } (a, g) \text{ та} \quad (36)$$

$$H(x, y) \sim \sqrt[3]{(x-g)^2 + (y-a)^2} \quad \text{для ребра з координатами } (g, a). \quad (37)$$

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

$$\psi_1(y) \sim (g-y)^{2/3}, \quad y \rightarrow g \quad (38)$$

$$\psi_2(y) \sim (y-a)^{2/3}, \quad y \rightarrow a \quad (39)$$

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 відповідно до запропонованої методики та отриманих виразів для модельних задач свідчать про їх працездатність. При цьому, як показано на рисунках, вищі наближення при розв'язанні системи інтегральних рівнянь та врахуванні особливостей поведінки поля на ребрі забезпечують деяке покращення точності, проте значно обмежують коло розв'язуваних задач.

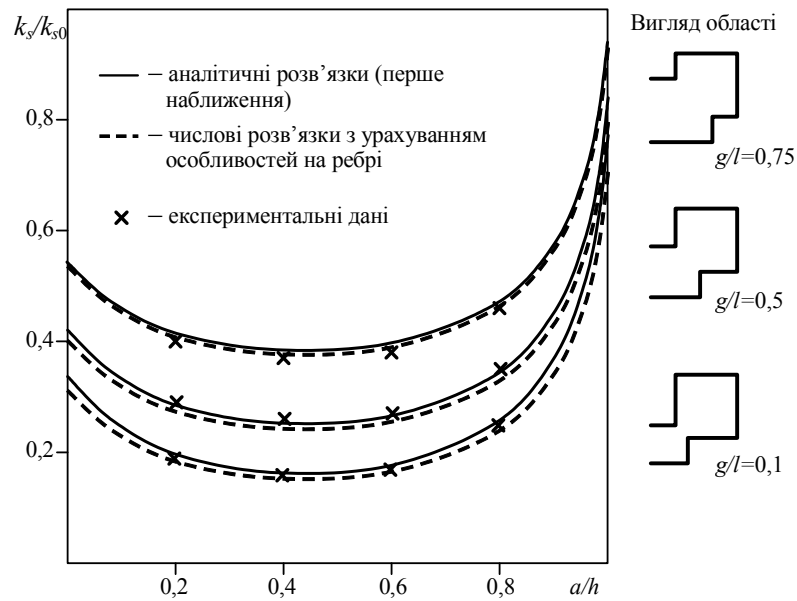


Рис. 3

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

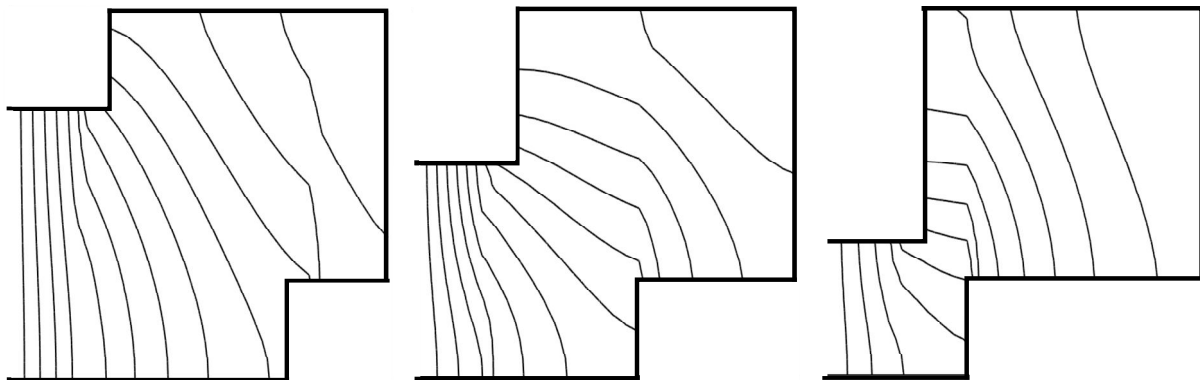


Рис. 4

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

Висновки. На основі підходів методу часткових областей отримані аналітичні розв'язки, які є зручними для аналізу чотиригребневих хвилеводів, а також проектування нерегулярних гребневих хвилевідних пристроїв та широкосмугових рупорних антен. Показано, що способи підвищення точності розрахунків, серед яких врахування особливостей поведінки поля на ребрі або збільшення порядку наближення, є недостатньо дієвими, оскільки призводять до неможливості отримання аналітичних розв'язків.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

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 / V. Rodriguez // R. F. Design. – 2004. – Vol. 27. – № 5. – P. 44–47.
3. Дубровка Ф. Ф. Сверхширокополосные антенны со значительным различием ширины диаграмм направленности в Е- и Н плоскостях / Ф. Ф. Дубровка, В. М. Глущенко, Г. Н. Ена // Радиотехника. – 2007. – № 1. – С. 73–80.
4. Каценеленбаум Б. З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами / Б. З. Каценеленбаум. – М. : АН СССР. – 1961. – 216 с.
5. Манойлов В. П. Методика розрахунку ширококутового переходу між хвилеводами різних розмірів / В. П. Манойлов, В. В. Павлюк // Вісник ЖДТУ. Технічні науки. – Житомир. – № 4 (39). – 2006. – С. 141–147.
6. 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.
7. Marcuvitz N. Waveguide handbook / N. Marcuvitz // Peter Peregrinus Ltd. – 424 p.
8. 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.
9. Василенко Ю. Н. Крестообразные и четырехребенчатые волноводно-рупорные излучатели. Внешние и внутренние характеристики / Ю. Н. Василенко, А. С. Ильинский, Ю. Я. Харланов // Радиотехника и Электроника. – 2006. – № 1. – С. 6–23.
10. Заргано Г. Ф. Волноводы сложных сечений / Г. Ф. Заргано, В. П. Ляпин, В. С. Михалевский. – М. : Радио и связь, 1986. – 124 с.
11. Манойлов В. П. Сталі розповсюдження Н- та П-подібного хвилеводу / В. П. Манойлов, В. В. Павлюк // Вісник ЖДТУ. Технічні науки. – Житомир, 2007. – № 3 (42). – С. 79–89.

Подано 17.07.08

В. Ф. Манойлов, В. В. Павлюк

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОБСТВЕННЫХ ФУНКЦИЙ И РАСЧЕТА СОБСТВЕННЫХ ЧИСЕЛ ЧЕТЫРЁХРЕБЕНЕВЫХ ВОЛНОВОДОВ

Предложены способы решения задач анализа квадратных четырёхребеневых волноводов, а именно: определение собственных волн и расчет собственных волновых чисел. С помощью метода частичных областей получены аналитические решения волнового уравнения, которые удобны для последующего применения при решении прямых и обратных электродинамических задач расчета четырёхребеневых волноводных устройств и рупорных антенн. Показано влияние на конечные результаты учета особенностей поведения электромагнитного поля вблизи ребра.

V. F. Manoilo, V. V. Pavluk

THE METHODS OF QUAD-RIDGED WAVEGUIDES EIGENFUNCTIONS DEFINING AND EIGENVALUES CALCULATION

The methods of quad-ridged waveguides analysis task solving are offered, namely the eigenfunctions defining and eigenvalues calculation. With the help of the partial regions method application an analytical solutions are received which are convenient for solving the direct and reverse electrodynamic tasks as well as for the development of a quad-ridged waveguide devices such as the horn antennas. It is also shown the influence on a final results as for taking to consideration the peculiarities of electromagnetic field in the vicinity of a rib.