

МЕТОДИКА РОЗРАХУНКУ ЕЛЕКТРОДИНАМІЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЩІЛИНИ ДОВІЛЬНИХ РОЗМІРІВ ТА ПОЛОЖЕННЯ, ПРОРІЗАНОЇ В СТІНКАХ ПРЯМОКУТНОГО ХВИЛЕВОДУ

Хвилевідно-щілинні решітки широко застосовуються в антенній техніці. У задачах синтезу хвилевідно-щілинних антен знаходять застосовування точні та наближені методи. Для інженерних розрахунків частіше використовують наближені методи, до яких належать: енергетичний, рекурентних співвідношень, послідовних наближень. Зазначені методи мають недоліки, що полягають або в складності розрахунків, або в їх невідповідності необхідній точності. Тому для визначення електродинамічних характеристик щілини довільних розмірів та положення застосування відомих методів не завжди доцільне. У статті запропоновано методику розрахунку електродинамічних характеристик щілини довільних розмірів (ширини, довжини) та положення (центру щілини та кута її повороту), прорізаної в стінках прямокутного хвилеводу. Дана методика характеризується невисокою складністю розрахунків повної комплексної провідності щілини, коефіцієнта відбиття від неї, елементів матриці розсіювання хвилеводу із щілиною, напруги між кромками щілини в її центрі, амплітуд прямої та зворотньої хвиль основного типу, що збуджуються щілиною, резонансної довжини хвилі. Методика може застосовуватися для кількісного аналізу випромінювання та забезпечення можливості синтезу (проектування) хвилевідно-щілинних антен, а також для покращення їх окремих електродинамічних характеристик.

Ключові слова: щілина, прямокутний хвилевід, електродинамічні характеристики, коефіцієнт відбиття.

Постановка проблеми в загальному вигляді. Щілини в стінках хвилеводів знаходять широке застосування як елементи зв'язку та одиночні елементарні випромінювачі хвилевідно-щілинних решіток. В обох випадках доцільно, щоб потужність випромінювання щілини із хвилеводу була максимальною, а потужність випромінювання щілини у хвилевід – мінімальною в заданому діапазоні частот. Проектування (синтез) хвилевідно-щілинного випромінювача з мінімальними втратами потужності (мінімумом випромінювання щілини у хвилевід) має ґрунтуватися на відповідному математичному забезпеченні (методиках розрахунків). Існуючі методики зазвичай мають недоліки, які полягають або в значній складності, або в невідповідності необхідній точності розрахунків. Тому постає проблема в удосконаленні методики розрахунку електродинамічних характеристик щілин, прорізаних у стінках хвилеводів, з метою усунення вказаних вище недоліків.

Аналіз останніх досліджень і публікацій. Існують точні та наближені методи розрахунку хвилевідно-щілинних антен [1–5]. Точні вирізняються значною обчислювальною складністю, тому застосування їх для інженерних розрахунків та в задачах синтезу не завжди доцільне. При інженерних розрахунках зазвичай

застосовуються наближені методи, до яких належать: енергетичний [6], рекурентних співвідношень [7], послідовних наближень [8]. Проте енергетичний метод не враховує взаємного впливу щілин у внутрішньому та зовнішньому просторах. Це призводить до суттєвих відхилень: амплітудно-фазового розподілу від необхідного, а діаграми спрямованості, що реалізується, від заданої. Метод рекурентних співвідношень враховує взаємний вплив щілин за основним типом хвилі у хвилеводі живлення, але має недостатньо високу точність. Метод послідовних наближень забезпечує більш точне визначення параметрів хвилевідно-щілинних антен, проте має невиправдану складність. Відповідно, для розрахунків електродинамічних характеристик щілин довільних розмірів та положення відомі методи або мають значну обчислювальну складність, або не завжди забезпечують необхідну точність результатів.

Формулювання завдання дослідження. З урахуванням викладеного вище метою статті є удосконалення методики розрахунку електродинамічних характеристик щілини, прорізаної в стінках прямокутного хвилеводу, а також аналіз отриманих результатів.

Виклад основного матеріалу. Розглянемо прямокутний хвилевід з перетином $a \times b$ з поздовжньою щілиною, прорізаною в широкій стінці (рис. 1). На рис. 1 позначено: Δ, ℓ – ширина та довжина щілини; ξ, η, ζ – локальна система координат на поверхні щілини; θ – кут між осями y і η ; y_1, z_1 – координати центра щілини; p – відстань від центра щілини до короткозамкненої (КЗ) перемички.

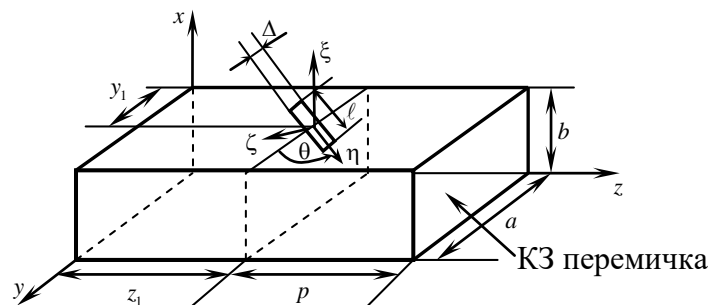


Рис. 1. Прямокутний хвилевід з похилою щілиною

Під впливом падаючої хвилі з амплітудою C_- на щілині виникають електромагнітні коливання за рахунок того, що щілина перекриває лінії поверхневих струмів і на її кромках з'являються різнойменні заряди. Між кромками щілини створюються електричне $\bar{E}_{щ}$ та магнітне поле $\bar{H}_{щ}$, щілина стає випромінювачем. Випромінювання проходить як назад у хвилевід, так і в зовнішній простір, яким може бути другий хвилевід, резонатор чи вільний простір. Відповідно до теорії збудження хвилеводів амплітуди прямої C_{-1} та зворотної C_{+1} хвиль основного типу, що збуджуються щілиною, визначаються за такими виразами [9]:

$$C_{\pm 1} = \frac{1}{N} \int_{S_{щ}} [\bar{E}_{щ}, \bar{H}_{\mp}] \overline{dS}, \quad (1)$$

$$N = 2 \int_{S_p} [\bar{E}_{\pm}, \bar{H}_{\mp}] \overline{dS}, \quad (2)$$

де \bar{H}_{\mp} – вектор напруженості магнітного поля прямої та зворотної нормованих хвиль основного типу, А/м;

\bar{E}_{\pm} – вектор напруженості електричного поля зворотної та прямої нормованих хвиль основного типу, В/м;

$S_{щ} = \Delta \cdot \ell$ – площа щілини, м²;

ℓ – довжина щілини, м;

Δ – ширина щілини $\Delta \ll \ell$, м;

dS – елемент поверхні щілини;

N – норма власної функції хвилеводу, Вт;

S_p – поперечний перетин хвилеводу, м;

$\overline{dS} = \pm \bar{e}_z dS$;

\bar{e}_z – одиничний орт поздовжньої координати хвилеводу z ;

$\bar{E}_{щ}$ – вектор напруженості власного електричного поля на щілині [9, 10]:

$$\bar{E}_{щ} = \bar{e}_z \cdot \frac{U_0}{\Delta} \cdot \varphi(\eta), \quad (3)$$

де U_0 – напруга між кромками щілини в її центрі, В;

e_z – орт, направлений перпендикулярно поверхні щілини в зовнішній простір;

$\varphi(\eta)$ – функція розподілу напруженості електричного поля вздовж щілини ($\varphi(0) = 1$, $\varphi(\pm \ell/2) = 0$).

Підстановка виразу (3) в (1) і застосування правила циклічної перестановки в змішаному добутку дозволяє формулу для амплітуд $C_{\pm 1}$ подати як

$$C_{\pm 1} = U_0 \alpha_{\mp}, \quad (4)$$

де α_{\mp} – коефіцієнт зв'язку щілини з хвилеводом на основному типі поля [9]:

$$\alpha_{\mp} = \frac{1}{N} \int_{-\ell/2}^{\ell/2} \bar{H}_{\pm \eta} \cdot \varphi(\eta) d\eta. \quad (5)$$

У виразі (5) $\bar{H}_{\pm \eta} = \bar{e}_{\eta} H_{\pm}$ – проекція вектора напруженості магнітного поля основного типу на поздовжню вісь щілини; \bar{e}_{η} – одиничний орт поздовжньої координати щілини η .

Оскільки $\bar{H}_{+} = -\bar{H}_{-}^*$, то

$$\alpha_{+} = -\alpha_{-}^*. \quad (6)$$

Для визначення амплітуд $C_{\pm 1}$ у формулі (4) необхідно знайти напругу в центрі щілини U_0 . Це можна зробити за допомогою рівняння неперервності магнітного поля на щілині [9, 11]:

$$C_{-}H_{-} + H_{щ} = H'_{щ}, \quad (7)$$

де $H_{щ}$ – власне магнітне поле щілини зі сторони хвилеводу, А/м;

$H'_{щ}$ – магнітне поле щілини зі сторони зовнішнього простору, А/м.

Застосовуючи вираз (7), потужності через щілину можна розрахувати за такою формулою [9]:

$$\int_{S_{щ}} \left[E_{щ} (C_{-}H_{-} + H_{щ})^* \right] dS = \int_{S_{щ}} \left[E_{щ} (H'_{щ})^* \right] dS. \quad (8)$$

Рівняння (8) з урахуванням формул (1), (2), (4)–(6) доцільно записати в такому вигляді:

$$C_{-}^* U_0 \alpha_{-}^* N = \int_{S_{щ}} \left[E_{щ} (H'_{щ} - H_{щ})^* \right] dS = U_0 U_0^* Y^*, \quad (9)$$

де “*” – позначення комплексно-спряжених величин.

З рівняння (9) знаходимо U_0 :

$$U_0 = C_{-} \frac{\alpha_{-} N}{Y}. \quad (10)$$

У формулі (10) величину $C_{-} \alpha_{-} N$ доцільно розглядати як генератор струму, що підтримує на щілині вимушені коливання.

У формулах (9) і (10) через Y позначено:

$$Y = G_0 + G + jB = \frac{\int_{S_{щ}} \left[E_{щ} (H'_{щ} - H_{щ})^* \right] dS}{U_0 U_0^*}, \quad (11)$$

де Y – повна комплексна провідність щілини, См;

G_0 – провідність випромінювання щілини у хвилевід, яка визначається через дійсну частину потоку потужності, перенесеної полем щілини, См:

$$G_0 = \frac{\operatorname{Re} \left\{ \int_{S_{щ}} \left[E_{щ} H_{щ}^* \right] (-dS) \right\}}{|U_0|^2}. \quad (12)$$

Величину G_0 доцільно визначити як коефіцієнт, що має розмірність провідності та встановлює зв'язок між квадратом напруги в центрі щілини та активною потужністю, що випромінюється щілиною у хвилевід [7, 9].

Провідність випромінювання в зовнішній простір G_{Σ} встановлює зв'язок між квадратом напруги в центрі щілини та активною потужністю, що випромінюється щілиною в зовнішній простір [7, 9].

Реактивна провідність щілини jB визначається через уявну частину потоку потужності, що переноситься полем щілини [8, 9].

Потужність випромінювання щілини у хвилевід можна виразити як потужність, що переноситься прямою та зворотною хвилями основного типу, які створюються щілиною, оскільки саме вони переносять активну потужність від неї [9]:

$$G_0 = \frac{1}{|U_0|^2} \left[\int_{S_2} [C_{-1} E_- (C_{-1} H_-)^*] dS + \int_{S_1} [C_{+1} E_+ (C_{+1} H_+)^*] dS \right], \quad (13)$$

де S_1, S_2 – поперечні перетини хвилеводу.

З урахуванням (2) і (4) формула (13) для провідності випромінювання щілини у хвилевід матиме такий вигляд:

$$G_0 = |\alpha_{\pm}|^2 N. \quad (14)$$

Хвилевід зі щілиною вважається чотирьохполюсником: зліва від щілини – плече 1, справа – плече 2. Співвідношення (4), (6), (10), (14) дозволяють отримати формули для елементів матриці розсіювання хвилеводу зі щілиною[8]:

$$S_{11} = \frac{C_{+1}}{C_{-1}} = \frac{\alpha_-^2 N}{|\alpha_{\pm}|^2 N + G + jB} = \frac{e^{j\psi_-}}{1 + g + jb}; \quad (15)$$

$$S_{22} = \frac{\alpha_+^2 N}{|\alpha_{\pm}|^2 N + G + jB} = \frac{e^{j\psi_+}}{1 + g + jb}; \quad (16)$$

$$S_{12} = \frac{C_- + C_{-1}}{C_-} = 1 - \frac{G_0}{G_0 + G + jB} = \frac{g + jb}{1 + g + jb} = S_{21}; \quad (17)$$

$$e^{j\psi_{\mp}} = \frac{\alpha_{\mp}^2}{|\alpha_{\pm}|^2}; \quad (18)$$

$$g + jb = \frac{G}{G_0} + j \frac{B}{G_0}. \quad (19)$$

У виразах ψ_{\mp} – фазовий кут коефіцієнта відбиття, що визначається тільки орієнтацією та місцезнаходженням щілини відносно стінок хвилеводу: для поперечної щілини у хвилеводі $\psi_{\pm} = 0$, для поздовжньої $-\psi_+ = \psi_- = \pm\pi$; g – нормована активна провідність випромінювання щілини у вільний простір; b – нормована реактивна провідність щілини.

Особливість формул (15)–(19) полягає в тому, що вони отримані без конкретизації форми перетину хвилеводу, орієнтації та місця розташування щілини в ньому, функції розподілу напруженості електричного поля вздовж щілини $\phi(\eta)$. Відсічені перетини

елементів матриці розсіювання (15)–(17) збігаються з поперечним перетином хвилеводу, що проходить через центр щілини.

Формули (15)–(17) дозволяють визначити частину потужності, що відводиться щілиною із хвилеводу [8]:

$$P_{\text{відв}} = 1 - |S_{22}|^2 - |S_{21}|^2 = \frac{2G_0}{(G_0 + G)^2 + B^2} = \frac{2g}{(1 + g)^2 + b^2}. \quad (20)$$

Із цього виразу випливає, що максимальне відведення потужності з хвилеводу буде відбуватися при резонансній щілині ($b = 0$) та при рівності провідності випромінювання щілини у хвилевід і зовнішній простір:

$$g = 1, G_0 = G. \quad (21)$$

Ця умова дозволяє визначити максимальну потужність, що відводиться, а також частину відбитої та тієї, що проходить:

$$P_{\text{відв}} = 0,5; \quad |S_{11}|^2 = 0,25; \quad |S_{21}|^2 = 0,25.$$

Розглянемо коефіцієнт відбиття від щілини за наявності КЗ перемички, що знаходиться на відстані p від площини відліку, яка проходить через центр щілини. Матрицю розсіювання хвиле водного чотириполюсника можна описати формулами (13)–(19). Амплітуди хвиль, що надходять до чотириполюсника, позначимо відповідно до номера плеча: a_1, a_2 – амплітуди хвиль, що сходяться до чотириполюсника, b_1, b_2 – амплітуди хвиль, що розходяться та пов'язані між собою такими співвідношеннями [8]:

$$b_1 = a_1 S_{11} + a_2 S_{12}, \quad (22)$$

$$b_2 = a_1 S_{21} + a_2 S_{22}. \quad (23)$$

Крім рівнянь (22) та (23) існує ще зв'язок між a_2 та b_2 через коефіцієнт відбиття від КЗ:

$$a_2 = b_2 \left(-e^{-j2k_z p} \right), \quad (24)$$

де k_z – поздовжнє хвильове число хвилеводу.

Визначаючи загальний коефіцієнт відбиття як $\Gamma_{\text{вх}} = b_1/a_1$ та застосовуючи рівняння (22)–(24), можна знайти

$$\Gamma_{\text{вх}} = S_{11} + \frac{S_{12}^2 \left(-e^{-j2k_z p} \right)}{1 - S_{22} \left(-e^{-j2k_z p} \right)}. \quad (25)$$

Підстановка виразів (15)–(17) у (25) дає такий результат:

$$\Gamma_{ax} = \frac{2 \cos^2 \left(k_z p + \frac{\Psi_-}{2} \right) - [g + jb - j \sin(2k_z p + \Psi_-)]}{2 \cos^2 \left(k_z p + \frac{\Psi_-}{2} \right) + [g + jb - j \sin(2k_z p + \Psi_-)]} \cdot e^{-j2k_z p}. \quad (26)$$

Функція розподілу напруги вздовж щілини, яка широко застосовується на практиці, розраховується за формулою [6]

$$\varphi(\eta) = \cos \left(\frac{\pi \eta}{\ell} \right). \quad (27)$$

Активна провідність випромінювання щілини в зовнішній простір визначається як коефіцієнт пропорційності, що має розмірність Ом⁻¹, встановлює зв'язок між квадратом напруги в центрі щілини $|U_0|^2$ та потужністю випромінювання щілини в один напівпростір P_Σ (в один бік від екрана – у напрямку вільного простору). Відповідно, провідність випромінювання G_Σ може бути визначена або через потік потужності за віддаленою від щілини напівсферою $0,5S_{сф}$, що переноситься полем, яке випромінюється щілиною E_Σ, H_Σ , або через активну частину потоку потужності на поверхні щілини $S_{щ}$:

$$G_\Sigma = \frac{P_\Sigma}{0,5|U_0|^2} = \frac{0,5 \int_{S_{сф}} [\bar{E}_\Sigma \bar{H}_\Sigma] \overline{dS}}{|U_0|^2} = \frac{Re \left\{ \int_{S_{сф}} [\bar{E}_{щ} (\bar{H}'_{щ})^*] dS \right\}}{|U_0|^2}. \quad (28)$$

Застосування принципу подвійності дозволяє виразити G_Σ через опір випромінювання R_Σ “еквівалентного” електричного вібратора [7]:

$$G_\Sigma = \frac{0,5R_\Sigma}{0,25\mu_0/\varepsilon_0} = \frac{0,5R_\Sigma}{(60\pi)^2}. \quad (29)$$

Коефіцієнт 0,5 у цій формулі враховує той факт, що G_Σ визначаємо для одного напівпростору. Аналогічно вводиться поняття опору випромінювання електричного вібратора через потужність випромінювання P_Σ та квадрат струму в центрі I_0 [7]:

$$R_\Sigma = \frac{P_\Sigma}{0,5|I_0|^2} = Re \left\{ \frac{0,5 \int_{-1/2\ell}^{1/2\ell} (-\bar{E}_{ср}) I_0^* \varphi(\eta) d\eta}{0,5|I_0|^2} \right\} = R_{11} \frac{\sin \frac{\pi\ell}{\lambda} - \frac{\pi\ell}{\lambda} \cos \frac{\pi\ell}{\lambda}}{1 - \cos \frac{\pi\ell}{\lambda}}, \quad (30)$$

де I_0 – комплексна амплітуда струму в центрі КЗ вібратора довжиною ℓ , А;

$\varphi(\eta)$ – функція розподілу струму вздовж вібратора, така ж функція розподілу напруги вздовж щілини;

E_{CT} – стороннє електричне поле, дотичне до поверхні вібратора, яке діє вздовж його осі, В/м;

R_{11} – опір випромінювання “еквівалентного” вібратора довжиною $\ell = 0,5\lambda$ та шириною $\Delta \leq \ell$, R_{11} залежить від значення радіуса провідника r_e “еквівалентного” вібратора ($r_e = 0,25\Delta$, Ом):

$$R_{11} = Re \left\{ \frac{(-\bar{E}_{CT}) \frac{\lambda}{\pi}}{I_0} \right\}. \quad (31)$$

У формулі (31) $E_{CT} \frac{\lambda}{\pi}$ має зміст електрорушійної сили, наведеної стороннім полем у центрі вібратора, а струм у вібраторі виникає під дією E_{CT} . Підстановка формули (30) у (31) дозволяє знайти

$$G_{\Sigma} = \frac{0,5R_{11} \sin \frac{\pi\ell}{\lambda} - \frac{\pi\ell}{\lambda} \cos \frac{\pi\ell}{\lambda}}{(60\pi)^2 \left(1 - \cos \frac{\pi\ell}{\lambda}\right)}. \quad (32)$$

При малих відхиленнях довжини хвилі від резонансної $\lambda = 2\ell + \delta\lambda$, $\delta\lambda \leq 2\ell$, формула (32) набуває такого вигляду:

$$G_{\Sigma} = \frac{0,5R_{11}}{(60\pi)^2} \left[1 - \pi/2 \left(\frac{\pi}{2} - 1 \right) \frac{\delta\lambda}{2\ell} \right]. \quad (33)$$

Реактивна провідність щілини у хвилеводі B визначається через реактивний опір “еквівалентного” електричного вібратора X_e [8]:

$$B = \frac{X_e}{(60\pi)^2} + B_t, \quad (34)$$

де B_t – додаток до реактивної провідності щілини, що враховує кінцеву товщину стінки t , у якій прорізана щілина:

$$B_t \approx \frac{1}{240} \frac{\ell}{\Delta} \left(\frac{2\ell}{\lambda} - \frac{\lambda}{2\ell} \right), \quad (35)$$

$$X_e = X_{11} + X_{\text{вн}} - z_{\text{н}} \text{ctg} \frac{\pi\ell}{\lambda}, \quad (36)$$

$$z_n = 120 \left[\left(\ln(4\ell/\Delta) \right) - 1 \right], \quad (37)$$

де z_n – хвильовий опір “еквівалентного” вібратора, Ом;

X_{11} – власний реактивний опір напівхвильового вібратора, Ом;

X_{en} – внесений опір, зумовлений реакцією стінок хвилеводу на поле, що створюється щілиною, Ом.

Внесений опір розраховується методом наведених електрорушійних сил, як для двох напівхвильових паралельних вібраторів, таким чином[1]:

$$X_{en} \approx 120 \frac{\cos(kr)}{kr} \cdot \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin^2 \theta}, \quad (38)$$

де $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – хвильове число;

$r = r_e = 0,25\Delta$ – еквівалентний радіус.

Застосовуючи формули (46)–(49), можна визначити резонансну довжину хвилі, вважаючи, що $B = 0$:

$$\lambda_{рез} = 2\ell \left\{ 1 + \frac{X_{11} + X_{en} + B_l (60\pi)^2}{z_n \frac{\pi}{2}} \right\}. \quad (39)$$

Отже, узагальнення наведеного вище математичного забезпечення дозволяє отримати методику розрахунку електродинамічних характеристик щілини довільних розмірів та положення, яка включає:

1. Розрахунок норми власної функції хвилеводу $N(2)$ через вектори напруженостей магнітного та електричного полів прямої та зворотної нормованих хвиль основного типу $\bar{H}_{\mp}, \bar{E}_{\pm}$.

2. Розрахунок коефіцієнта зв'язку щілини з хвилеводом на основному типі поля α_{\mp} (5) через проекцію вектора напруженості магнітного поля основного типу на поздовжню вісь щілини $\bar{H}_{\pm\eta}$ та нормовану функцію розподілу напруженості електричного поля вздовж щілини $\varphi(\eta)$ (27).

3. Визначення активної провідності випромінювання щілини у хвилевід G_0 через норму власної функції хвилеводу та коефіцієнт зв'язку щілини з ним на основному типі поля (14).

4. Застосування принципу подвійності, що дозволяє виразити активну провідність випромінювання щілини в зовнішній простір G_{Σ} через опір випромінювання “еквівалентного” електричного вібратора R_{Σ} (32), при цьому значення R_{11} лежить у межах від 73,1 до 86,5 Ом.

5. Розрахунок хвильового опору “еквівалентного” вібратора z_n (37). Визначення за формулою (38) отриманого методом наведених електрорушійних сил, внесеного опору, зумовленого реакцією стінок хвилеводу на поле, що створюється щілиною $X_{вн}$. Знаходження власного реактивного опору напівхвильового вібратора X_{11} за графіком залежності $X_{11} \left(\frac{\Delta}{2\lambda} \right)$ [1]. Розрахунок реактивного опору “еквівалентного” електричного вібратора X_e (36). Визначення реактивної провідності щілини у хвилеводі B (34) з урахуванням додаткової складової B_t , що бере до уваги товщину стінки хвилеводу (35).

6. Розрахунок елементів матриці розсіювання хвилеводу зі щілиною $S_{11}, S_{22}, S_{12}, S_{21}$, який вважається чотиріполюсником (15)–(19).

7. Визначення частини потужності, що відводиться щілиною із хвилеводу (20). Розрахунок частини відбитої та прохідної потужностей (21).

8. Розрахунок коефіцієнта відбиття від щілини $\Gamma_{вх}$ за наявності КЗ перемички (26).

9. Розрахунок повної комплексної провідності щілини Y (11).

10. Визначення напруги між кромками щілини в її центрі U_0 за допомогою рівняння неперервності магнітного поля (10). Обчислення амплітуд прямої C_{-1} та зворотної C_{+1} хвиль основного типу, що збуджуються щілиною(4).

11. Розрахунок резонансної довжини хвилі $\lambda_{рез}$ (39).

Отже, електродинамічні характеристики щілин, прорізаних у стінках прямокутного хвилеводу, що розраховуються за запропонованою методикою, дозволяють визначати частину потужності, яка випромінюється щілиною в зовнішній простір. Зазначене є математичним підґрунтям проектування (синтезу) хвилевідно-щілинних випромінювачів з мінімальними втратами потужності сигналу.

Висновки. Таким чином, у результаті проведених досліджень удосконалено методику розрахунку електродинамічних характеристик щілин довільних розмірів (для яких виконується умова $\Delta \ll \ell$) та положення, прорізаних у стінках прямокутного хвилеводу. Запропонована методика має невисоку складність. Показано, що розглянуті основні електродинамічні характеристики щілини залежать від її геометричних розмірів, положення та робочої довжини хвилі. Наукова новизна отриманих результатів полягає: в удосконаленні методики розрахунку електродинамічних характеристик щілини в стінках прямокутних хвилеводів, яка відрізняється визначенням активної провідності випромінювання щілини у хвилевід через норму його власної функції та коефіцієнт зв'язку щілини з хвилеводом на основному типі поля; а також у розрахунку амплітуд прямої та зворотної хвиль основного типу, що збуджуються щілиною, через напругу між кромками щілини в її центрі й коефіцієнт її зв'язку з хвилеводом на основному типі поля. Практичним значенням отриманих результатів є забезпечення можливостей синтезу (проектування) хвилевідно-щілинних антен з довільними розмірами та положенням щілин, а також покращення їх окремих електродинамічних характеристик.

Перспективи подальших досліджень у даному напрямку полягають у вивченні впливу розмірів та положення щілини на електродинамічні характеристики хвилевідно-щілинних випромінювачів у заданому діапазоні частот.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Фельд Я. Н. Основы теории антенн / Я. Н. Фельд, Л. С. Бененсон. – М. : Дрофа, 2007. – 491 с.
2. Устройства СВЧ и антенны. Проектирование фазированных антенных решеток / Под ред. В. И. Воскресенского. – М. : Радиотехника, 2003. – 624 с.
3. Кашин А. В. Методы проектирования и исследования волноводно-щелевых антенных решеток / А. В. Кашин // Антенны. – 2006. – Вып. 3. – С. 52–58.
4. Double-Beam Parallel-Plate Slot Antenna / Sierra-Castaner M., Vera-Isassa M., Sierra-Perez M., Fernandez-Jambrina J. L. // IEEE Trans. Antennas Propag. – 2005. – Vol. 53, N. 3. – P. 977–984.
5. Шифрин Я. С. Антенны / Я. С. Шифрин. – Х. : ВИРТА им. Говорова Л. А., 1976. – 408 с.
6. Бахрах Л. Д. Антенны с электрическим сканированием / Л. Д. Бахрах, О. Г. Вендик, М. Д. Парнес. – М. : Сайнс-Пресс, 2001. – 252 с.
7. Устройства СВЧ и антенны / Д. И. Воскресенский, В. Л. Гостюхин, В. М. Максимов, Л. И. Пономарев. – М. : Радиотехника, 2006. – 376 с.
8. Ротхаммель К. Антенны. Т.1 / К. Ротхаммель, А. Кришке ; пер. с нем. – М. : ЛАЙТ лтд, 2000. – 416 с.
9. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны / Л. А. Вайнштейн. – [2-е изд., перераб. и доп.]. – М. : Радио и связь, 1988. – 440 с.
10. Гольдштейн Л. Д. Электромагнитные поля и волны / Л. Д. Гольдштейн, Н. В. Зернов. – М. : Сов. радио, 1971. – 664с.
11. Електродинаміка та поширення радіохвиль. Ч.2. Випромінювання та поширення електромагнітних хвиль : підруч. для студентів ВНЗ / В. М. Шокало, В. І Правда, В. А. Усінта ін. – Х. : Колегіум, 2010. – 435 с.

Подано 28.11.2016

Н. Н. Карашук

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЩЕЛИ ПРОИЗВОЛЬНЫХ РАЗМЕРОВ И ПОЛОЖЕНИЯ, ПРОРЕЗАННОЙ В СТЕНКАХ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА

Щель, прорезанная в стенках прямоугольного волновода, может выполнять роль элемента связи или одиночного излучателя волноводно-щелевых решеток, которые широко используются в антенной технике. В задачах синтеза волноводно-щелевых антенн находят применение точные и приближенные методы. Для инженерных расчетов чаще используют приближенные методы, к которым относятся: энергетический, рекуррентных соотношений, последовательных приближений. Указанные методы имеют недостатки, которые заключаются или в сложности вычислений, или в несоответствии необходимой точности расчетов, поэтому для определения электродинамических характеристик щелей произвольных размеров и положения известные методы не всегда целесообразны. В статье предложена методика расчета электродинамических характеристик щели произвольных размеров (ширины, длины) и положения (центра щели и угла ее поворота), прорезанной в стенках прямоугольного волновода. Для данной методики характерна невысокая сложность расчетов полной комплексной

проводимости щели, коэффициента отражения от щели, элементов матрицы рассеивания волновода со щелью, напряжения между кромками щели в ее центре, амплитуд прямой и обратной волн основного типа, что возбуждаются щелью, резонансной длины волны. Методика может использоваться для количественного анализа излучения и обеспечения возможности синтеза (проектирования) волноводно-щелевых антенн, а также для улучшения их отдельных электродинамических характеристик.

Ключевые слова: щель, прямоугольный волновод, электродинамические характеристики, коэффициент отражения.

N. N. Karashchuk

DESIGN PROCEDURE OF ELECTRODYNAMIC CHARACTERISTICS OF ARBITRARY SIZES AND POSITION SLOT SLITTING IN RECTANGULAR WAVEGUIDE WALLS

Slot slitting in rectangular waveguide walls can carry out a role of a communication element or a single radiator of slotted-waveguide array which are widely used in the antenna technics. The exact and approximate methods find application in procedures of slotted waveguide antennas synthesis. For engineering calculations the approximate methods are more often used. These are such methods as: energetic method, method of recurrent relations, method of successive approximations. Mentioned methods have limitations related to either calculations complexity or low accuracy. Therefore for calculation of electrodynamic characteristics of arbitrary sizes and position slots known methods are not always expedient. The design procedure of electrodynamic characteristics of slots with arbitrary sizes (width, length) and positions (the center of the slot and its turn angle) slitting in rectangular waveguide walls is offered in the article. The offered procedure has low calculations complexity of full complex conductance of slot, reflection coefficient from slot, array cells of scattering matrix of waveguide with slot, voltage between slots edges in its center, amplitude of direct and backward dominant waves excited by resonant wavelength slot. The procedure can to be used for the quantitative analysis of radiation and given of the possibility of synthesis (designing) slotted waveguide antennas, and also for improvement of its several electrodynamic characteristics for reduction of power losses.

Keywords: a crack, a rectangular wave guide, electrodynamic characteristics, reflexion factor.