

О. Л. Сидорчук, Н. М. Карашук, Д. С. Морозов

## **РОЗРАХУНОК ЕЛЕКТРОДИНАМІЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ШТИР-ЩІЛИННОГО СПРЯМОВАНОГО ВІДГАЛУЖУВАЧА, ВИКОНАНОГО НА БАЗІ ПРЯМОКУТНИХ ХВИЛЕВОДІВ**

*У статті отримано основні аналітичні вирази для розрахунку електродинамічних характеристик штир-щілинного спрямованого відгалужувача, виконаного на базі прямокутних хвилеводів. Розв'язання електродинамічних рівнянь для струмів, що протікають по елементу живлення, розміщеному в площині щілини, і обчислення значень електромагнітних полів, зумовлених протіканням цих струмів, дозволили встановити співвідношення між місцем розміщення, формою елемента живлення та амплітудами відповідних хвиль. Отримані результати також можуть бути застосовані для багатьох типів хвилевідно-щілинних антен з різноманітними системами живлення.*

**Ключові слова:** прямокутний хвилевід; спрямований відгалужувач; елементи збудження коливальних.

**Постановка проблеми в загальному вигляді.** Успішне виконання бойових завдань загальновійськовими частинами та підрозділами в антитерористичній операції на сході України значною мірою залежить від ефективності засобів наземної та повітряної радіолокаційної розвідки. Переносна станція наземної розвідки (ПСНР-5 "Кредо") 1РЛ133 призначена для пошуку, виявлення, супроводження та вимірювання координат рухомих наземних цілей [1]. Крім того, її можна застосовувати і для розпізнавання малогабаритних повітряних цілей, наприклад, безпілотних літальних апаратів [2]. У зв'язку з розширенням кола військових завдань виникає необхідність у підвищенні ефективності застосування станції шляхом удосконалення її окремих елементів, зокрема антенної системи. Одним із можливих шляхів збільшення дальності виявлення цілей є розробка опромінювача спеціальної конструкції з низьким рівнем бокових пелюсток та малими втратами. Таким чином, вагоме прикладне значення мають задачі розрахунку електродинамічних характеристик нових конструкцій спрямованих відгалужувачів, які можуть бути застосовані як опромінювачі дзеркальних антен.

**Аналіз останніх досліджень і публікацій.** Питання проектування та розрахунку електродинамічних характеристик спрямованих відгалужувачів розглядається в багатьох працях, наприклад [3–6]. Можливість управління енергетичними характеристиками (коефіцієнтами випромінювання, відбиття, проходження) поперечної щілини в хвилеводі з діелектричним шаром, паралельним до його широких стінок, частково досліджено в [3, 4]. Відомо, що повздовжня щілина, прорізана в широкій стінці прямокутного хвилеводу, має кращі характеристики порівняно з поперечною щілиною [5, 6]. Зокрема, можливе управління її характеристиками випромінювання шляхом вибору розташування відносно вузької стінки хвилеводу [6].

© О. Л. Сидорчук, Н. М. Карашук, Д. С. Морозов, 2017

Для розрахунку електродинамічних характеристик спрямованого відгалужувача із штир-щілинним збуджувачем необхідно визначити струми та напругу елементів живлення і значення відповідних амплітуд електромагнітного поля, зумовленого ними. Розподіл струму по боковій поверхні штиря можна визначати шляхом розв'язання інтегрального рівняння з точним ядром [7], з наближеним ядром [8, 9] або методом узагальненого еквівалентного кола [10, 11]. Прийmemo, що існує тільки компонента струму, спрямована вздовж осі вібратора, а струми на торцях та торцеву ємність не враховуватимемо. Це несуттєво, якщо штир електрично тонкий ( $kr \ll 1$ , де  $k = 2\pi/\lambda$  – хвильове число,  $r$  – радіус штиря) [12]. Для коротких та товстих штирів застосуємо, наприклад, методику моделювання локальної структури розподілу струмів на торцевих поверхнях циліндричних штирів, що ґрунтується на використанні методу узагальненого еквівалентного кола [9–11]. Недоліком вказаних вище методів є висока складність обчислень.

Доцільним для інженерних розрахунків є застосування наближеної теорії тонкого провідника, розробленої для вібратора у вільному просторі [13]. У такому випадку розподіл струму та напруги вздовж штиря в хвилеводі визначатимемо наближено телеграфними рівняннями. Встановити розподіл напруги на щілині можна за допомогою точних та наближених методів розрахунку хвилевідно-щілинних антен [14]. Через значну обчислювальну складність використання точних методів не завжди доцільне. Для інженерних розрахунків зазвичай мають перевагу наближені методи, до яких належать: енергетичний, рекурентних співвідношень, послідовних наближень [14]. Проте вказані методи або мають значну обчислювальну складність, або не завжди забезпечують необхідну точність результатів.

**Формулювання завдання дослідження.** З урахуванням викладеного вище метою статті є розрахунок електродинамічних характеристик штир-щілинного спрямованого відгалужувача, виконаного на базі прямокутних хвилеводів, з використанням наближеної теорії тонкого провідника, розробленої для вібратора у вільному просторі для визначення розподілу струму та напруги вздовж штиря, а також методики, викладеної в [14], для знаходження електродинамічних характеристик щілини.

Виклад основного матеріалу. Конструкцію штир-щілинного спрямованого відгалужувача, виконаного на базі прямокутних хвилеводів, наведено на рис. 1 [15].

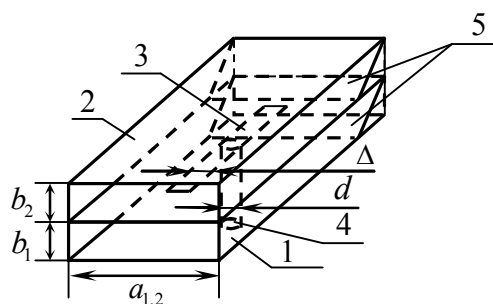


Рис. 1. Штир-щілинний спрямований відгалужувач, виконаний на базі прямокутних хвилеводів



$C_+^{\Pi}$  – амплітуда поля падаючої хвилі, В/м;

$\phi_p(z)$  – аргумент коефіцієнта відбиття, град.

Відношення відведеної потужності в другий хвилевід  $P_{\text{відв}2}$  до падаючої потужності в першому хвилеводі  $P_{\text{над}1}$  можна записати в такий спосіб:

$$\frac{P_{\text{відв}2}}{P_{\text{над}1}} = \frac{|C_{-um2} + C_{-um2}|^2 N_2}{|C_+^{\Pi}|^2 N_1}, \quad (2)$$

де  $C_{-um2}, C_{-um2}$  – амплітуди хвиль, збуджені щілиною і штирем у другому хвилеводі у від’ємному напрямку осі  $z$ , В/м;

$N_{1,2}$  – норма хвилі основного типу  $H_{10}$  для першого та другого хвилеводів відповідно, Вт.

Норма хвилі основного типу дорівнює [16]

$$N_{1,2} = \int_S \left\{ [\bar{E}_{+x1,2}, \bar{H}_{-y1,2}] - [\bar{E}_{-x1,2}, \bar{H}_{+y1,2}] \right\} \overline{dS}, \quad (3)$$

де  $S$  – площа поперечного перетину хвилеводу, м<sup>2</sup>;

$\bar{E}_{\pm x1,2}, \bar{H}_{\pm y1,2}$  – вектори напруженості електричної та магнітної складових власної хвилі основного типу першого та другого хвилеводів відповідно.

Отже, параметри спрямованого відгалужувача (коефіцієнт відбиття, перехідне послаблення, коефіцієнт стоячої хвилі за напругою (КСХН) можна розрахувати, знаючи амплітуди хвиль, збуджені штирем і щілиною в хвилеводі.

Визначення амплітуди хвиль, збуджених штирем у хвилеводах 1 та 2, можна здійснити, користуючись лемою Лоренца [16] для об’єму, обмеженого перетинами  $S_1$  і  $S_2$  та бічною поверхнею хвилеводу (рис. 2).

Для амплітуд хвиль, збуджених штирем, можна записати [16]

$$C_{\mp um1,2} = \frac{E_{\mp x1,2}}{N_{1,2}} \int_0^{l_{um}} I(x) dx, \quad (4)$$

де  $E_{\mp x1,2}$  – проекція власної хвилі основного типу хвилеводів 1 та 2 на вісь  $x$ ;

$l_{um}$  – довжина штиря, м;

$I(x)$  – струм вздовж штиря, А.

Струм штиря визначаємо, застосовуючи телеграфні рівняння [16]:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 I(x)}{\partial x^2} + k^2 I(x) = -\frac{jk}{Z_{um}} E_x^{cm}; \\ U(x) = \frac{jZ_{um}}{k} \frac{\partial I(x)}{\partial x}, \end{cases} \quad (5)$$

де  $\lambda$  – довжина хвилі, м;

$Z_{um} = N_{um} Z_0$  – хвильовий опір штиря, Ом;

$Z_0$  – хвильовий опір вільного простору, Ом;

$N_{um}$  – коефіцієнт, що враховує геометричні розміри штиря;

$E_x^{cm}$  – напруженість стороннього електричного поля на штирі;

$U(x)$  – напруга штиря, В.

За  $l_{um} \leq \lambda$  коефіцієнт, що враховує геометричні розміри штиря, дорівнює [16]

$$N_{um} = \frac{1}{2\pi} \left[ \ln \frac{2l_{um}}{r} - 1 \right]. \quad (6)$$

Розв'язок рівняння для струму (5) можна описати як

$$I(x) = I_1 \cos kx + I_2 \sin kx - j \frac{E_x^{cm}}{kZ_{um}}, \quad (7)$$

де  $I_1, I_2$  – сталі коефіцієнти, що визначають з граничних умов на штирі.

Розглянемо перший хвилевід, який збуджує падаюча хвиля від генератора з амплітудою  $C_+^{II}$ . Стороннє поле на штирі в першому хвилеводі  $E_{x1}^{cm}$  складається з падаючої хвилі з амплітудою  $C_+^{II}$  і хвилі, випроміненої в один бік:

$$E_{x1}^{cm} = C_+^{II} + C_{\mp um1} E_{\mp x1}. \quad (8)$$

З урахуванням виразів (5)–(8) отримуємо:

$$\begin{cases} I_1(x) = I_{1,1} \cos kx + I_{2,1} \sin kx - \frac{j}{kZ_{um}} (C_+^{II} E_{+x1} + C_{-um1} E_{-x1}); \\ U_1(x) = jZ_{um} (-I_{1,1} \sin kx + I_{2,1} \cos kx), \end{cases} \quad (9)$$

де  $I_{1,1}, I_{2,1}$  – сталі коефіцієнти, визначені з граничних умов на штирі в першому хвилеводі.

При підстановці першого рівняння системи (9) у (4) маємо

$$C_{\mp um1} = \frac{E_{\pm x1}}{N_1} \int_{-l_{um1}}^0 \left[ I_{1,1} \cos kx + I_{2,1} \sin kx - \frac{j}{kZ_{um}} (C_+^{II} E_{+x1} + C_{\mp um1} E_{\mp x1}) \right] dx, \quad (10)$$

де  $-l_{um1}$  – половина довжини штиря, занурена в перший хвилевід, м.

З формули (10) після взяття інтегралу отримуємо

$$C_{\mp um1} = \frac{E_{\pm x1}}{kN_1 + \frac{j l_{um1}}{Z_{um}} E_{-x1} E_{+x1}} \left\{ I_{1,1} \sin k l_{um1} - I_{2,1} (1 - \cos k l_{um1}) - \frac{j l_{um1}}{Z_{um}} C_+^{II} E_{\mp x1} \right\}. \quad (11)$$

Після підстановки виразу (11) у перше рівняння системи (9) маємо

$$I_1(x) = f_{1,1}(x)I_{1,1} + f_{2,1}(x)I_{2,1} + f_{3,1}, \quad (12)$$

де

$$\left\{ \begin{array}{l} f_{1,1}(x) = \cos kx - jA \frac{\sin kl_{um1}}{k}; \\ A = \frac{E_{+x1}E_{-x1}}{kZ_{um}N_1 + jl_{um1}E_{+x1}E_{-x1}}; \\ f_{2,1}(x) = \sin kx + jA \frac{1 - \cos kl_{um1}}{k}; \\ f_{3,1} = -C_+^{II} E_{+x1} \frac{j}{kZ_{um}} (1 + jAl_{um1}). \end{array} \right. \quad (13)$$

Стороннє поле в другому хвилеводі дорівнює

$$E_{x2}^{cm} = C_{-um2} E_{-x2}. \quad (14)$$

Вирази для струму та напруги штиря мають вигляд, аналогічний виразам (9):

$$\left\{ \begin{array}{l} I_2(x) = I_{1,2} \cos kx + I_{2,2} \sin kx - \frac{j}{kZ_{um}} C_{-um2} E_{-x2}; \\ U_2(x) = jZ_{um} (-I_{1,2} \sin kx + I_{2,2} \cos kx), \end{array} \right. \quad (15)$$

де  $I_{1,2}$ ,  $I_{2,2}$  – сталі коефіцієнти, що визначаються з граничних умов на штирі в другому хвилеводі.

Амплітуди хвиль, збуджених штирем у другому хвилеводі, дорівнюють

$$C_{\mp um2} = \frac{E_{\pm x2}}{N_2} \int_0^{l_{um2}} \left[ I_{1,2} \cos kx + I_{2,2} \sin kx - \frac{j}{kZ_{um}} C_{\mp um2} E_{\mp x2} \right] dx, \quad (16)$$

де  $l_{um2}$  – половина довжини штиря, занурена в другий хвилевід, м (рис. 3).

Проінтегрувавши (16) за довжиною штиря  $l_{um2}$ , маємо

$$C_{\mp um2} = \frac{E_{\pm x2} \left[ I_{1,2} \sin kl_{um2} - I_{2,2} (1 - \cos kl_{um2}) \right]}{kN_2 + \frac{j l_{um2}}{Z_{um}} E_{-x2} E_{+x2}}. \quad (17)$$

Підставивши формулу (17) у перше рівняння системи (15), отримаємо

$$I_2(x) = f_{1,2}(x)I_{1,2} + f_{2,2}(x)I_{2,2} + f_{3,2}, \quad (18)$$

де

$$\left\{ \begin{array}{l} f_{1,2}(x) = \cos kx - jB \frac{\sin kl_{um2}}{k}; \\ B = \frac{E_{+x2} E_{-x2}}{kZ_{um} N_2 + jl_{um2} E_{+x2} E_{-x2}}; \\ f_{2,2}(x) = \sin kx + jB \frac{1 - \cos kl_{um2}}{k}. \end{array} \right. \quad (19)$$

Для визначення коефіцієнтів  $I_{1,1}$ ,  $I_{2,1}$ ,  $I_{1,2}$ ,  $I_{2,2}$  у виразах (12), (13) та (18), (19) застосовуємо граничні умови на кінцях штиря за  $x = -l_{um1}$  і  $x = l_{um2}$  та умови безперервності струму і напруги на штирі за  $x = 0$ .

Граничні умови можна записати у вигляді [11]:

$$\left\{ \begin{array}{l} I_{1,1} [f_{1,1}(-l_{um1})Z_{l_{um1}} - jZ_{um} \sin kl_{um1}] + I_{2,1} [f_{2,1}(-l_{um1})Z_{l_{um1}} - jZ_{um} \cos kl_{um1}] = -f_{3,1}Z_{l_{um1}}; \\ I_{1,2} [f_{1,2}(l_{um2})Z_{l_{um2}} + jZ_{um} \sin kl_{um2}] + I_{2,2} [f_{2,2}(l_{um2})Z_{l_{um2}} - jZ_{um} \cos kl_{um2}] = 0; \\ I_{2,1} = I_{2,2}; \\ f_{1,1}(0)I_{1,1} + f_{2,1}(0)I_{2,1} - f_{1,2}(0)I_{1,2} - f_{2,2}(0)I_{2,2} = -f_{3,1}. \end{array} \right. \quad (20)$$

Для системи рівнянь (20) необхідно отримати вирази для коефіцієнтів  $I_{1,1}$ ,  $I_{2,1}$ ,  $I_{1,2}$ ,  $I_{2,2}$  за довільних навантажень на кінцях штиря в першому і другому хвилеводах, що дозволить провести розрахунок амплітуд хвиль, збуджених штирем.

Розглянемо розв'язання рівнянь (20) для випадку, коли кінці штиря розімкнуті, тобто  $Z_{l_{um1}} = \infty$  та  $Z_{l_{um2}} = \infty$ , тоді

$$\left\{ \begin{array}{l} f_{1,1}(l_{um1})I_{1,1} + f_{2,1}(l_{um1})I_{2,1} = -f_{3,1}; \\ f_{1,2}(l_{um2})I_{1,2} + f_{2,2}(l_{um2})I_{2,2} = 0; \\ I_{2,1} = I_{2,2}; \\ f_{1,1}(0)I_{1,1} + f_{2,1}(0)I_{2,1} - f_{1,2}(0)I_{1,2} - f_{2,2}(0)I_{2,2} = -f_{3,1}. \end{array} \right. \quad (21)$$

З рівняння (21) отримаємо

$$I_{1,1}(x) = \frac{\Delta I_{1,1}}{\Delta}; \quad I_{2,1} = I_{2,2} = \frac{\Delta I_{2,1}}{\Delta}; \quad I_{1,2}(x) = \frac{\Delta I_{1,2}}{\Delta}. \quad (22)$$

Коефіцієнти  $f_{1,1}$ ,  $f_{2,1}$ ,  $f_{3,1}$  визначимо з (13), а коефіцієнти  $f_{1,2}$ ,  $f_{2,2}$  – з (19). Електрична складова власної хвилі основного типу першого та другого хвилеводів має вигляд [4]:

$$\bar{E}_{\pm x1,2} = \mp \bar{l}_x \frac{\pi}{a_{1,2}} \sin \left[ \frac{\pi}{a_{1,2}} \left( y + \frac{a_{1,2}}{2} \right) \right] e^{\pm jk_{z1,2}z}, \quad (23)$$

де  $k_{z1,2} = 2\pi/\lambda_{z1,2}$  – поперечне хвильове число в першому та другому хвилеводах, 1/м;

$$\lambda_{z1,2} = \lambda / \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a_{1,2}}\right)^2} \text{ – довжина хвилі в першому та другому хвилеводах, м.}$$

Магнітна складова власної хвилі основного типу першого та другого хвилеводів дорівнює [4]

$$\bar{H}_{\pm y1,2} = \mp \bar{l}_y \frac{\pi}{a_{1,2} Z_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a_{1,2}}\right)^2} \left[ \sin\left(\frac{\pi}{a_{1,2}}\right) \left(y + \frac{a_{1,2}}{2}\right) \right] e^{\pm jk_{z1,2}z}. \quad (24)$$

Норма хвилі основного типу відповідно до (3) з урахуванням (23), (24) дорівнює

$$N_{1,2} = -\frac{\pi^2 b_{1,2}}{a_{1,2} Z_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a_{1,2}}\right)^2}. \quad (25)$$

Для штиря, розміщеного посередині широких стінок хвилеводів, отримаємо

$$\left\{ \begin{array}{l} f_{1,1}(0) = 1 - jA \frac{\sin kl_{um1}}{k}; \\ A = \frac{1}{k N_{um} a_1 b_1 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a_1}\right)^2} + j l_{um1}}; \\ f_{1,1}(l_{um1}) = \cos kl_{um1} - jA \frac{\sin kl_{um1}}{k}; \\ f_{2,1}(0) = jA \frac{1 - \cos kl_{um1}}{k}; \\ f_{2,1}(l_{um1}) = \sin kl_{um1} + jA \frac{1 - \cos kl_{um1}}{k}; \\ f_{3,1}(0) = -C_+^{\Pi} \frac{\pi}{a_1 Z_{um}} (1 + jA l_{um1}) e^{jk_{z1}z}; \\ f_{1,2}(0) = 1 - jB \frac{\sin kl_{um2}}{k}; \\ f_{1,2}(l_{um2}) = \cos kl_{um2} - jB \frac{\sin kl_{um2}}{k}; \\ f_{2,2}(0) = -jB \frac{\sin kl_{um2}}{k}; \\ f_{2,2}(l_{um2}) = \sin kl_{um2} - jB \frac{(1 - \cos kl_{um2})}{k}; \\ B = \frac{1}{k N_{um} a_2 b_2 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a_2}\right)^2} + j l_{um2}}. \end{array} \right. \quad (26)$$



У разі, коли розміри хвилеводів однакові та довжини відрізків штиря в кожному хвилеводі рівні, отримаємо

$$\left\{ \begin{array}{l} I_{1,1} = \frac{f_{3,1} [f_{1,1}(l_{um1}) + f_{1,1}(0)]}{2f_{1,1}(l_{um1})f_{1,1}(0)}; \\ I_{2,1} = I_{2,2} = f_{3,1} [f_{1,1}(l_{um1}) + f_{1,1}(0)]; \\ I_{1,2} = \frac{f_{3,1} [f_{1,2}(l_{um2}) - f_{2,2}(0)]}{2f_{2,2}(l_{um2})f_{2,2}(0)}. \end{array} \right. \quad (27)$$

Таким чином, амплітуди хвиль, збуджені штирем у першому та другому хвилеводах, можна знайти за формулами (11) та (17) з урахуванням (12), (18), (23), (26), (27).

Для визначення амплітуд хвиль, збуджених щілиною в хвилеводах 1 і 2, застосуємо лему Лоренца для об'єму, обмеженого перетинами  $S_1$  і  $S_2$  та боковою поверхнею [16]:

$$C_{\mp um1,2} = \frac{1}{N_{1,2} S_{щл}} \int [\bar{E}_{щл}, \bar{H}_{\mp 1,2}] d\bar{S}, \quad (28)$$

де  $S_{щл} = l_{щл} \Delta$  – площа щілини, м<sup>2</sup>;

$l_{щл}$  – довжина щілини, м;

$\bar{E}_{щл} = \bar{l}_z U(y) / \Delta$  – вектор напруженості електричного поля щілини;

$U(y)$  – розподіл напруги вздовж щілини.

Розподіл напруги вздовж щілини визначаємо з телеграфного рівняння, яке має такий вигляд [17]:

$$\frac{d^2 U}{dy^2} + k^2 U = \frac{jk}{g_{щл}} \frac{H_{1y} - H_{2y}}{2}, \quad (29)$$

де  $H_{1y} = C_+^H H_{+y1} + C_{-um1}^H H_{-y1}$ ,  $H_{2y} = C_{-um2}^H H_{-y2}$  – проекції магнітної складової поля на щілину;

$g_{щл} = 2N_{щл} \sqrt{\epsilon_0 / \mu_0}$  – хвильова провідність щілини, См;

$N_{щл}$  – коефіцієнт, що враховує геометричні розміри щілини,  $N_{щл} = \frac{1}{2\pi \left[ \ln \left( \frac{16l_{щл}}{\Delta} - 1 \right) \right]}$ .

Розподіл напруги на щілині запишемо у вигляді ряду Фур'є[5]:

$$U(y) = \sum_{n=1}^{\infty} U_{0n} \cos \left( \frac{n\pi y}{2l_{щл}} \right), \quad (30)$$

де  $n$  – номер гармоніки напруги на щілині;

$U_{0n}$  – амплітуди напруги гармонік щілини, В.

Підставивши розв’язок (30) у рівняння (29), отримуємо

$$\sum_{n=1}^{\infty} \left[ k^2 - \left( \frac{n\pi}{2l_{щл}} \right)^2 \right] U_{0n} \cos \left( \frac{n\pi y}{2l_{щл}} \right) = \frac{jk}{g_{щл}} \frac{H_{1y} - H_{2y}}{2}, \quad (31)$$

$$\text{де } U_{0n} = \frac{jk}{g_{щл} l_{щл}} \int_{-l_{щл}}^{l_{щл}} \frac{H_{1y} - H_{2y}}{k^2 - \left( \frac{n\pi}{2l_{щл}} \right)^2} \cos \left( \frac{n\pi y}{2l_{щл}} \right) dy.$$

Члени ряду (31) швидко зменшуються з ростом  $n$ . Якщо щілина близька до резонансу, то основна гармоніка набагато перевищує інші. Тому в подальшому можна обмежитися першою гармонікою, при цьому електричне поле щілини набуде такого вигляду:

$$\bar{E}_{щл} = \bar{l}_z \frac{U_{0щл}}{\Delta} \cos \left( \frac{\pi y}{2l_{щл}} \right). \quad (32)$$

Підставивши (32) у формулу (28), визначимо, що амплітуди хвиль, збуджені щілиною в хвилеводах 1 і 2, дорівнюють

$$C_{\mp щл1,2} = \alpha_{\mp 1,2} U_{0щл}, \quad (33)$$

де  $\alpha_{\pm 1,2}$  – коефіцієнт зв’язку щілини з хвилеводом, який дорівнює

$$\alpha_{\pm 1,2} = \frac{1}{N_{1,2} S_{щл}} \int [\bar{E}_{щл}, \bar{H}_{\mp 1,2}] \bar{dS}. \quad (34)$$

З умови безперервності магнітного поля на щілині

$$\bar{H}_{1y}^{cm} + \bar{H}_{yщл1} = \bar{H}_{yщл2} \quad (35)$$

можна отримати баланс потужностей на поверхні щілини, помноживши обидві частини (35) на  $\bar{E}_{щл}$  та інтегруючи по її поверхні з урахуванням (34) [14]:

$$\int_{S_{щл}} \left\{ [\bar{E}_{щл} (\bar{H}_{щл2} - \bar{H}_{щл1})^*] \bar{dS} \right\} = \int_{S_{щл}} \left\{ [\bar{E}_{щл}, \bar{H}_1^{cm*}] \bar{dS} \right\} = C_+^H N_1 U_{0щл} \alpha_{+1}^*, \quad (36)$$

де “\*” – позначення комплексно-спряжених величин.

Зв’язок потужності з напругою на щілині та власну провідність щілини можна записати в такому вигляді:

$$\int_{S_{щл}} \left\{ [\bar{E}_{щл} (\bar{H}_{щл2} - \bar{H}_{щл1})^*] \bar{dS} \right\} = U_{0щл} U_{0щл}^* (g_{1щл} + g_{2щл} + jB_{щл}), \quad (37)$$

де  $g_{1щл}$  та  $g_{2щл}$  – активні провідності випромінювання щілини в першій і другий хвилевід відповідно;

$jB_{щл}$  – реактивна провідність щілини, См. Її значення визначаємо за таким виразом [14]:

$$B_{щл} = 4N_{щл} \sqrt{\epsilon_0/\mu_0} \frac{l_{щл} \lambda}{\pi} \left[ \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 - \left( \frac{\pi}{2l_{щл}} \right)^2 \right]. \quad (38)$$

З виразів (36) та (37) випливає  $C_+^{II} N_1 U_{0щл}^* \alpha_{+1}^* = U_{0щл} U_{0щл}^* (g_{1щл} + g_{2щл} + jB_{щл})^*$ , відповідно

$$U_{0щл} = \frac{C_+^{II} N_1 \alpha_{+1}}{g_{1щл} + g_{2щл} + jB_{щл}}. \quad (39)$$

Для визначення активних провідностей  $g_{1щл}$  та  $g_{2щл}$  розглянемо випромінювання щілини в першій і другий хвилеводи одночасно.

Потужність випромінювання щілини в першій хвилевід запишемо у вигляді

$$\int_{S_1} \{ [C_{-1} \bar{E}_{-1}, C_{-1}^* \bar{H}_{-1}^*] d\bar{S} \} + \int_{S_2} \{ [C_{+1} \bar{E}_{+1}, C_{+1}^* \bar{H}_{+1}^*] d\bar{S} \} = g_{1щл} U_{0щл} U_{0щл}^*. \quad (40)$$

Оскільки потужності, що проходять через перерізи  $S_1$  та  $S_2$ , однакові, то (40) можна подати в такому вигляді:

$$C_{-1} C_{-1}^* N_1 = g_{1щл} U_{0щл} U_{0щл}^*. \quad (41)$$

Підставивши у формулу (41) значення для амплітуди  $C_{-1}$  із (33), отримуємо:

$$N_1 \alpha_{-1} \alpha_{-1}^* U_{0щл} U_{0щл}^* = g_{1щл} U_{0щл} U_{0щл}^*. \quad (42)$$

З формули (42) маємо

$$g_{1щл} = |\alpha_{-1}|^2 N_1, \quad (43)$$

аналогічно для другого хвилеводу

$$g_{2щл} = |\alpha_{-2}|^2 N_2. \quad (44)$$

Таким чином, амплітуди хвиль, що збуджуються щілиною в першому і другому хвилеводах, мають такий вигляд:

$$C_{\pm щл, 1, 2} = \frac{\alpha_{\mp 1, 2} \alpha_{+1} C_+^{II} N_1}{|\alpha_{+1}|^2 N_1 + |\alpha_{+2}|^2 N_2 + jB_{щл}}, \quad (45)$$

де

$$\alpha_{\mp 1,2} = 4 \frac{\sin\left(\frac{k_{z1,2}\Delta}{2}\right) a_{1,2}^2 l_{\text{цпл}} \cos\left(\frac{\pi l_{\text{цпл}}}{a_{1,2}}\right)}{\left(\frac{k_{z1,2}\Delta}{2}\right) \pi^2 b_{1,2} (a_{1,2}^2 - 4l_{\text{цпл}}^2)}. \quad (46)$$

Отже, у результаті проведених досліджень отримано аналітичні вирази для розрахунку основних характеристик спрямованого відгалужувача (рис. 1, 2).

Для перевірки достовірності отриманих виразів було здійснено часткове порівняння результатів відповідних розрахунків з експериментальними даними. Залежності  $KСХН$  на вході хвилеводу 1 за різної ширини щілини  $\Delta$  у відповідному діапазоні частот наведено на рис. 3.

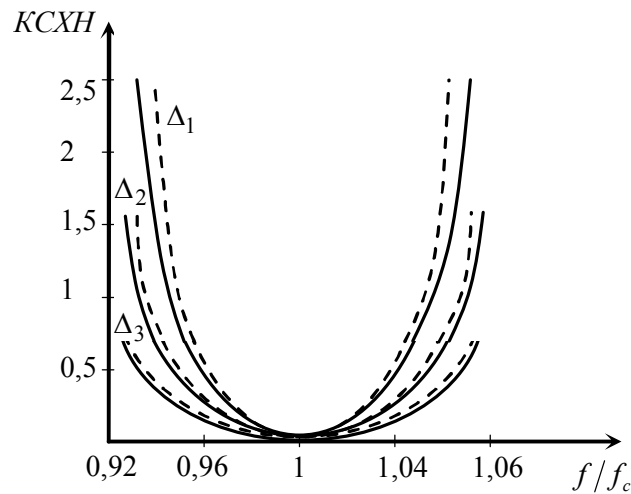


Рис. 3. Залежності  $KСХН$  від відносної частоти за різної ширини щілини

Розрахунок  $KСХН$  проведемо з урахуванням виразів (1), (11), (44) за формулою з [4]:

$$KСХН = 1 + |\Gamma|/|1 - \Gamma|. \quad (47)$$

Розрахунки й експерименти приведено для таких значень  $\Delta$ :  $\Delta_1 = 10^{-3}\lambda$ ,  $\Delta_2 = 2 \cdot 10^{-3}\lambda$ ,  $\Delta_3 = 10^{-2}\lambda$ . Суцільними кривими зображено графіки, побудовані за результатами теоретичних розрахунків, штриховими лініями – результати експерименту. Параметр штиря  $d$  дорівнював  $0,2\lambda$ .

Результати розрахунку й експерименту в цілому збігаються та показують, що зі збільшенням ширини щілини смуга пропускання також збільшується, а за ширини  $\Delta = 10^{-2}\lambda$  досягає 22% за рівнем  $KСХН = 2$ . Відповідні розраховані графіки залежностей мають розбіжності з експериментальними даними не більше 10%, що підтверджує достовірність отриманих результатів.

**Висновки.** Таким чином, у результаті проведених досліджень запропоновано розрахунок електродинамічних характеристик штир-щілинного спрямованого

відгалужувача, виконаного на базі прямокутних хвилеводів. Розв'язання електродинамічних рівнянь для струмів, що протікають по елементу живлення, розміщеному в площині щілини антени, і обчислення значень електромагнітних полів, викликаних протіканням цих струмів, дають співвідношення між місцем розміщення, формою елемента живлення та електродинамічними характеристиками.

Застосування комбінованого зв'язку між двома прямокутними хвилеводами забезпечує повний відвід енергії з одного хвилеводу в інший. Циліндричний штир збільшує випромінювання із повздовжньої щілини та покращує її узгодження з хвилеводами. Це дозволяє зменшити втрати потужності сигналу та збільшити дальність виявлення цілей у разі застосування спрямованого відгалужувача як опромінювача дзеркальної антени станції ПСНР –5 “Кредо” (1РЛ133).

Практичним значенням отриманих результатів є забезпечення можливостей синтезу (проектування) спрямованих відгалужувачів та хвилевідно-щілинних антен. Достовірність отриманих результатів підтверджено збіжністю відповідних результатів з експериментальними даними.

Перспективи подальших досліджень у даному напрямку полягають у вирішенні завдання оптимізації параметрів запропонованої конструкції спрямованого відгалужувача за визначеними критеріями.

## **СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ**

1. Изделие 1РЛ133 : Техническое описание. БД 1.400.009 ТО. – 1974. – 232 с.
2. Сидорчук О. Л. Математичний апарат дослідження амплітуд поля, збудженого антенною системою радіолокаційної станції 1РЛ133 “Кредо”/ О. Л. Сидорчук // Проблеми створення, випробування, застосування та експлуатації складних інформаційних систем : зб. наук. праць. – Житомир : ЖВІ, 2016. – Вип. 13. – С. 62–72.
3. Марков Т. Г. Антенны / Т. Г. Марков, Д. М. Сазонов. – М. : Энергия, 1975. – 528 с.
4. Неганов В. А. Устройства СВЧ и антенны / В. А. Неганов, Д. С. Ключев, Д. П. Табаков. – М. : URSS, 2016. – 728 с.
5. Бердник С. П. Анализ системы электрически длинных щелей в широкой стенке прямоугольного волновода / С. П. Бердник, В. А. Катрич, М. В. Нестеренко // Труды Международ. науч. конф. «СВЧ техника и ТК технологии» (Крымико-2004). – Севастополь : Вебер, 2004. – С. 381–382.
6. Устройства СВЧ и КВЧ-диапазонов / Ю. А. Илларионов, А. С. Раевский, С. Б. Раевский, А. Ю. Седаков. – М. : Радиотехника, 2013. – 752 с.
7. Радциг Ю. Ю. Исследование методом моментов интегральных уравнений с точными и приближенными ядрами / Ю. Ю. Радциг, А. В. Сочилин, С. И. Эминов // Радиотехника. – 1995. – № 3. – С. 55–57.
8. Казанский Л. С. Способ расчета прямых антенн с помощью обобщенной эквивалентной цепи: провод переменного радиуса / Л. С. Казанский // Радиотехника и электроника. – 1998. – Т. 43, № 2. – С. 175–179.
9. Стрижков В. А. Особенности численной реализации метода моментов при решении интегральных уравнений проволочных систем / В. А. Стрижков // Радиотехника и электроника. – 1989. – Т. 34, № 5. – С. 961–964.

10. Электродинамические методы анализа проволочных антенн / А. П. Бузов, Ю. М. Сподобаев, Д. В. Филиппов, В. В. Юдин. – М. : Радио и связь, 2000. – 153 с.
11. Кочин В. Н. Моделирование несимметричного вертикального вибратора конечной толщины при осесимметричном возбуждении / В. Н. Кочин // Радиофизика и астрономия. – 2002. – Т. 7, № 1. – С. 17–28.
12. Конев А. В. Методика электродинамического анализа вибраторных антенн с большими поперечными размерами на основе метода обобщенной эквивалентной цепи / А. В. Конев // Радиотехника. – 2001. – № 11. – С. 69–71.
13. Юров Ю. Я. Экспериментальная проверка применения приближенной теории тонкого провода в волноводе / Ю. Я. Юров, К. Ф. Лавренко // Радиоэлектроника. – 1970. – Т. 13, № 9. – С. 1047–1054.
14. Карашук Н. М. Методика розрахунку електродинамічних характеристик щілини довільних розмірів та положення, прорізаної в стінках прямокутного хвилеводу / Н. М. Карашук // Проблеми створення, випробування, застосування та експлуатації складних інформаційних систем : зб. наук. праць. – Житомир : ЖВІ, 2016. – Вип. 13. – С. 73–84.
15. Астахов В. Н. Электродинамический расчёт штырь-щелевого НОВ / В. Н. Астахов // Научные труды. – Л. : Изв. ЛЭТИ, 1982. – Вып. 317. – С. 83–86.
16. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны / Л. А. Вайнштейн. – М. : Сов. радио, 1996. – 581 с.
17. Алексеев В. С. Связь электромагнитных волн в волноводе с длинной узкой щелью / В. С. Алексеев, К. Ф. Лавренко // Научные труды. – Л. : Изв. ЛЭТИ, 1979. – Вып. 245. – С. 7–12.

Подано 29.05.2017

**О. Л. Сидорчук, Д. С. Морозов, Н. Н. Карашук**

### **РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ШТЫРЬ-ЩЕЛЕВОГО НАПРАВЛЕННОГО ОТВЕТВИТЕЛЯ, ВЫПОЛНЕННОГО НА БАЗЕ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ**

*В статье получены основные аналитические выражения для расчета электродинамических характеристик штырь-щелевого направленного ответвителя, выполненного на базе прямоугольных волноводов. Решение электродинамических уравнений для токов, которые протекают по элементу питания, расположенному в плоскости щели, и вычисление значений электромагнитных полей, вызванных протеканием этих токов, позволили получить соотношения между местом размещения, формой элемента питания и амплитудами соответствующих волн. Полученные результаты могут также использоваться и для многих типов волноводно-щелевых антенн с различными системами питания.*

**Ключевые слова:** *прямоугольный волновод; направленный ответвитель; элементы возбуждения колебаний.*

**O. L. Sydorchuk, D. S. Morozov, N. M. Karashchuk**

**CALCULATION OF ELECTRO DYNAMIC CHARACTERISTICS OF A PIN-SLOT DIRECTIONAL COUPLER MADE ON THE BASIS OF RECTANGULAR WAVEGUIDES**

*Basic analytical expressions for calculation of electro dynamic characteristics of a pin-slot directional coupler made on the basis of rectangular waveguides are given in the article. The solution of the electro dynamic equations for the currents flowing along the power element located in the plane of the slot and the electromagnetic fields values caused by the flowing of these currents made possible to obtain the relationships between the placement location, the element shape and the corresponding waves amplitudes. The obtained results can also be used for many types of waveguide-slot antennas with different feed systems.*

**Keywords:** *rectangular waveguide; directional coupler; oscillation excitation elements.*