

**В.П. Манойлов, д.т.н., проф.****В.В. Чухов, к.т.н., доц.***Державний університет «Житомирська політехніка»***Н.М. Карашук, ст. викл.***Житомирський військовий інститут імені С.П. Корольова*

### **Дослідження електродинамічних характеристик антени у вигляді відкритого кінця прямокутного хвилеводу із частковим діелектричним заповненням та штирем збудження**

*Досліджено електродинамічні характеристики антени у вигляді відкритого кінця прямокутного хвилеводу із частковим діелектричним заповненням (ЧДЗ) та штирем збудження.*

*У антен у вигляді відкритого кінця прямокутного хвилеводу із ЧДЗ та штирем збудження є недостатнє узгодження вхідного опору штиря із хвильовим опором коаксіальної лінії живлення. Пропонується можливість зменшення впливу вказаного недоліку шляхом врахування ефективної діелектричної проникності заповнення, розмірів штиря збудження та його зміщення відносно осі хвилеводу за допомогою отриманого удосконаленого виразу для розрахунку провідності коаксіально-хвилеводного переходу зі сторони прямокутного хвилеводу.*

*За наведеною методикою побудовано графіки залежності активного та реактивного опорів штиря збудження від його геометричних розмірів та розташування, нормовані діаграми спрямованості (ДС) антени в площинах  $E$  та  $H$ , які показують можливість зменшення розмірів поперечного перерізу хвилеводу за його незмінного електричного розміру, а також покращення узгодження антени у визначеній смузі частот.*

**Ключові слова:** часткове діелектричне заповнення; прямокутний хвилевід; коаксіально-хвилеводний перехід; штир збудження; узгодження.

**Вступ.** У техніці надвисоких частот (НВЧ) широке застосування знаходять антени у вигляді відкритого кінця прямокутного чи круглого хвилеводу. Випромінювачі цього типу знаходять самостійне застосування, зокрема, як слабкоспрямовані антени літальних апаратів [1], або як опромінювачі лінзових та дзеркальних антен, як елементи фазованих антенних решіток.

Антени у вигляді відкритого кінця прямокутного хвилеводу характеризуються слабкою спрямованістю, їх коефіцієнт підсилення знаходиться зазвичай у межах 5–7 дБ [2]. Перевагами таких антен є простота конструкції та відсутність нулів у діаграмі спрямованості (ДС) в одній із площин у широкій смузі частот.

Велике значення для НВЧ пристроїв має застосування хвилеводів із частковим діелектричним заповненням (ЧДЗ), що дозволяє зменшити їх розміри та суттєво розширити можливості покращення параметрів.

За практичного застосування хвилеводів важливе значення мають способи збудження хвиль необхідного типу. Збудження хвилі того чи іншого типу здійснюється за допомогою елементів зв'язку, у якості яких застосовують занурений у хвилевід металеві штир чи петлю, а також прорізані в його стінці щілини різного типу.

**Постановка проблеми і аналіз останніх досліджень.** Апертурні антени у вигляді відкритого кінця прямокутного чи круглого хвилеводу мають свої методи розрахунку, які полягають в інтегруванні рівнянь Максвелла за заданих граничних умов [3]. Якщо розв'язок буде знайдено, то із нього можна визначити всі основні характеристики антени. Поле випромінювання апертурних антен зокрема визначають через поверхневі струми [3]. Проте у цих антенах характер розподілу струмів зазвичай достатньо складний та має бути попередньо знайденим. Розподіл струму на провідній поверхні антени в більшості випадків визначають наближено, наприклад, з допомогою законів геометричної оптики. Потім провідну поверхню антени розбивають на елементарні площадки  $ds$  з густиною струму  $\vec{j}(s)$ . Поле випромінювання антени визначають як суперпозицію елементарних полів, які створюються цими елементарними площадками.

Розв'язання задачі випромінювання апертурної антени може здійснюватися через поле у її розкритті [4]. Кожен елемент площі розкриття можна розглядати як джерело Гюйгенса, яке створює деяку напруженість поля у точці спостереження. Результуючу напруженість поля визначають шляхом додавання окремих полів, що створені в точці спостереження всіма елементами поверхні розкриття.

Розглянуті методи розв'язання задачі випромінювання через струми на поверхні антени чи через поле у її розкритті є типовими для багатьох поверхневих антен [3, 4]. Неточність вказаних методів полягає

в тому, що струми на поверхні антени чи поле у її розкриві визначають наближено. Для спрощення задачі умови ідеалізують. У такому випадку поле в розкриві антени знаходять за припущення, що хвилевід нескінченно довгий з ідеально провідними стінками. За такого припущення вищі типи хвиль, які виникають на кінці хвилеводу, не враховують [5]. Поле на зовнішній поверхні хвилеводу не дорівнює нулю через затікання струмів на цю поверхню. Більш строгий аналіз та експериментальна перевірка показують, що ці припущення приводять до значних похибок, тому для інженерних розрахунків наближені методи цілком достатні. Крім того, похибки, які виникають за застосування наближених методів, виходять одного порядку з похибками, що виникають внаслідок неточного виготовлення антен [6].

Метою цієї роботи є дослідження електродинамічних характеристик прямокутного хвилеводу із ЧДЗ, що збуджується штирем та застосовується як антена.

**Викладення основного матеріалу.** Розглядається антена у вигляді прямокутного хвилеводу із ЧДЗ та розв'язання задачі її збудження, запропоноване у роботі [7, 8, 9]. Антенною є відрізок прямокутного хвилеводу 1, який збуджується круглим штирем 2 коаксiальної лiнii 3 (рис. 1). Для зменшення геометричних розмірів хвилеводу паралельно до його вузької стiнки встановлено прямокутні діелектричні пластини 4 та 5. На задній стiнці може знаходитись узгоджене навантаження. Також в антені може бути встановлений фланець із кільцевою канавкою, які призначені для того, щоб уникнути затікання струмів на зовнішню поверхню хвилеводу.

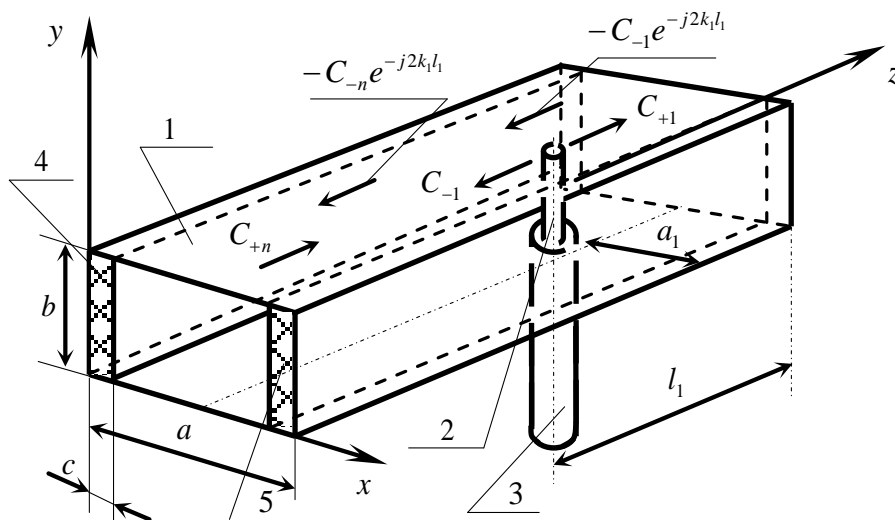


Рис. 1. Антена у вигляді відкритого кінця прямокутного хвилеводу із ЧДЗ та штирем збудження

Оскільки строгої електродинамічної моделі збудження прямокутного хвилеводу не існує, тому мають місце наближені методи. Для розрахунку збудження прямокутного хвилеводу застосовуватиметься метод, розглянутий у роботах [6].

У першому наближенні штир 3 можна розглядати як замкнену на кінці однопровідну лінію, яка збуджується коаксiальною лiнiєю. Розподіл струму вздовж штиря має характер стоячої хвилі (рис. 2).

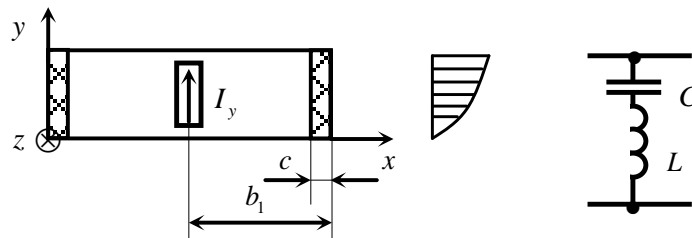


Рис. 2. Схеми збудження прямокутного хвилеводу електричним штирем

У загальному випадку вхідний опір штиря комплексний: активна частина опору характеризує потужність, яка передається хвилею типу  $H_{10}$  у хвилеводі, а реактивна – реактивну потужність полів поблизу штиря. Щоб вся енергія із коаксiальної лiнii, що живить штир, без відбиття передавалась у хвилевід, вхідний опір штиря має збігатися з хвильовим опором коаксiальної лiнii. Можна вважати, що штир з'єднаний зі стінками хвилеводу через зосереджені навантаження  $z_1$  та  $z_2$ .

Визначається вхідний опір штиря у прямокутному хвилеводі із частковим діелектричним заповненням. Для спрощення аналізу припускається, що розмір вузької стінки хвилеводу та довжина штиря збудження набагато менша за довжину хвилі. За такого припущення густина поверхневого струму вздовж штиря вважається рівномірною.

Вибирається декартова система координат, зв'язана з хвилеводом таким чином: вісь  $z$  вважається спрямованою вздовж осі хвилеводу, вісь  $x$  по внутрішній стороні широкої стінки, а вісь  $y$  – по внутрішній стороні вузької стінки (рис. 2).

Для струму, що протікає вздовж штиря, справедливі диференціальні рівняння [6]:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \xi} = -jk\rho I + E_{\xi}^{cm}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial I}{\partial \xi} = -jk/\rho\varphi, \quad (2)$$

де  $\varphi$  – скалярний динамічний потенціал;  $\xi$  – узагальнена лінійна координата вздовж штиря;  $k$  – хвильове число;  $\rho$  – хвильовий опір штиря;  $I$  – значення струму, який протікає вздовж штиря;  $E_{\xi}^{cm}$  – напруженість стороннього електричного поля на штирі збудження.

Хвильове число  $k$  з урахуванням ЧДЗ прямокутного хвилеводу розраховується за такою формулою:

$$k = 2\pi/(\lambda_x/\sqrt{\varepsilon_{ef}}), \quad (3)$$

де  $\lambda_x$  – довжина хвилі в хвилеводі для хвилі типу  $H_{10}$ ;  $\varepsilon_{ef}$  – ефективна діелектрична проникність хвилеводу з ЧДЗ, що розраховується відповідно до формул [9]:

$$\varepsilon_{ef} = 1 + (\varepsilon_r - 1)\eta, \quad (4)$$

$$\eta = \left(1 - \frac{\sin \pi t_x}{\pi t_x}\right) t_x, \quad (5)$$

де  $\varepsilon_r$  – відносна діелектрична проникність діелектричних пластин;  $\eta$  – множник заповнення прямокутного хвилеводу;  $t_x = c/a$  – коефіцієнт заповнення прямокутного хвилеводу вздовж осі  $x$ ;  $c$  – товщина діелектричних пластин 4, 5 (рис. 1).

Значення розмірів поперечного перерізу прямокутного хвилеводу за рахунок впливу ЧДЗ зменшаться у  $\sqrt{\varepsilon_{ef}}$  разів –  $a_0 = a\sqrt{\varepsilon_{ef}}$ ,  $b_0 = b\sqrt{\varepsilon_{ef}}$ .

Хвильовий опір штиря збудження розраховується за формулою, яка має вигляд [6]:

$$\rho = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \left[ \ln \frac{2a \sin \frac{\pi b_1}{a}}{r} - 2 \right], \quad (6)$$

де  $\varepsilon_0, \mu_0$  – електрична та магнітна сталі;  $a$  – розмір широкої стінки хвилеводу;  $r$  – радіус штиря збудження;  $b_1$  – відстань від центра штиря збудження до вузької стінки хвилеводу.

Із розв'язку системи рівнянь (1), (2) отримано значення струму, що протікає вздовж штиря збудження, яке має вигляд:

$$I(\xi) = \frac{1}{j\rho} \left\{ \left( \frac{z_1}{j\rho} \sin k\xi - 1 \right) \int_0^l E_{\xi}^{cm} \left[ \frac{z_2}{j\rho} \sin k(l-\xi) - \cos k(l-\xi) \right] d\xi + \int_0^l E_{\xi}^{cm} \sin k(\xi - \xi') d\xi' \right\}. \quad (7)$$

де  $l$  – довжина штиря збудження;  $z_1, z_2$  – опори зосереджених навантажень, що визначаються із граничних умов на кінцях штиря збудження за значень  $\xi = 0$  та  $\xi = l$ ;  $E_{\xi}^{cm}$  – напруженість стороннього електричного поля на штирі збудження.

Таким чином, струм вздовж штиря збудження знаходиться за заданим значенням дотичної до штиря складової електричного поля та граничними умовами на його кінцях, вираженими у вигляді опорів зосереджених навантажень  $z_1$  та  $z_2$ , що з'єднують кінці штиря збудження із стінками прямокутного хвилеводу.

Знаходження дотичної складової напруженості стороннього електричного поля  $E_{\xi}^{cm}$ , що діє на штир збудження таке. Як показано у роботах [6, 10], поле основної хвилі хвилеводу можна розглядати як створене струмами, що протікають по стінках хвилеводу, в той час як поле навколо штиря збудження можна розглядати як поле, яке можна отримати шляхом додавання хвиль вищих типів хвилеводу.

Поле хвилі основного типу буде складатися із поля падаючої хвилі, що має амплітуду (коефіцієнт розкладання у векторний ряд Фур'є)  $C_{+n}$  і хвилі, яка збуджена струмом вздовж штиря, яку можна знайти з допомогою леми Лоренца [10]. За розташування штиря збудження у поперечній площині хвилеводу, сума полів хвиль, які випромінюються в обидві сторони хвилеводу, залишається в області, що зайнята штирем збудження (рис. 1).

Нехай значення амплітуди хвилі, що випромінюється штирем збудження в сторону короткозамкненої стінки  $C_{+1}$ , а амплітуди хвилі, яка відбивається від короткозамкненої стінки та повертається в місце розташування штиря –  $-C_{-1}e^{-j2k_1l_1}$ , де  $l_1$  – відстань від штиря збудження до короткозамкненої стінки (рис. 1),  $k_1$  – уявне хвильове число хвилі основного типу ( $k_1 = \sqrt{(\pi/a)^2 - k^2}$ ) і хвилі, яка збуджена штирем в сторону короткозамкненої стінки та відбита в область розташування штиря збудження –  $-C_{-1}e^{-j2k_1l_1}$ . Знак мінус перед амплітудами відбитих хвиль з'являється за рахунок зміни фази на  $180^\circ$  через відбиття.

Нехай штир збудження розташований у нескінченному хвилеводі, або у хвилеводі навантаженому на узгоджене навантаження. Знайдемо значення шунтуючої провідності, яка вноситься штирем збудження у хвилевід [6].

Визначення амплітуди хвилі, яка випромінена в сторону генератора, можна здійснити, користуючись лемою Лоренца [6, 10]:

$$C_{+1} = \frac{1}{P_1} \int_0^l E_{-1\xi} I(\xi) d\xi = \frac{E_{-1\xi}}{P_1} \int_0^l I(\xi) d\xi, \quad (8)$$

де  $P_1$  – норма власної функції хвилеводу;  $E_{-1\xi}$  – напруженість електричного поля власної хвилі хвилеводу.

Значення напруженості електричного поля власної хвилі хвилеводу  $E_{-1\xi}$  винесене за знак інтегралу, оскільки поле прямокутного хвилеводу не залежить від  $\xi$ . Також не залежить від  $\xi$  і напруженість стороннього електричного поля  $E_{\xi}^{cm}$  у виразі (14) для струму, що протікає вздовж штиря збудження. Інтегруючи вираз для струму (14) та застосовуючи (15), виводиться формула для розрахунку амплітуди хвилі, яка випромінена в сторону короткозамкненої стінки, що має вигляд:

$$C_{+1} = l \frac{E_{-1\xi} E_{\xi}^{cm}}{P_1 j k \rho} \left\{ 1 - \frac{1 - \cos kl}{kl} + \frac{[z_1 z_2 / \rho^2 (1 - \cos kl) + \frac{z_1 - z_2}{j \rho} \sin kl + \cos kl - 1] \frac{\sin kl}{kl}}{\left( \frac{z_1 z_2}{\rho^2} + 1 \right) \sin kl + \frac{z_1 - z_2}{j \rho} \cos kl} \right\}. \quad (9)$$

Вираз (9) записується таким чином:

$$C_{+1} = E_{\xi}^{cm} I_{+1}, \quad (10)$$

де  $I_{+1}$  – струм вздовж штиря збудження, який збуджує амплітуду хвилі  $C_{+1}$ .

Рівняння (10) дає значення амплітуди хвилі, що збуджена струмом вздовж штиря, яка разом з амплітудою падаючої хвилі визначає стороннє поле на штирі:

$$E_{\xi}^{cm} = (C_{+n} + C_{+1}) E_{+1\xi}. \quad (11)$$

У формулі (11) враховано, що для хвилеводу  $E_{+1} = E_{-1}$ . Із виразів (10) та (11) знаходиться коефіцієнт відбиття:

$$\Gamma = \frac{C_{+1}}{C_{+n}}, \quad (12)$$

та, відповідно, значення шунтуючої провідності [6]:

$$Y_u = -\frac{2\Gamma}{1+\Gamma} = -\frac{C_{+1}}{C_{+1}+C_{+n}}. \quad (13)$$

З іншого боку, із (10) та (11) випливає співвідношення:

$$C_{+1} = (C_{+1} + C_{+n}) E_{+1\xi} I_{+1}. \quad (14)$$

Значення шунтуючої провідності визначається із (21):

$$Y_u = -2E_{+1\xi} I_{+1}. \quad (15)$$

Підстановка формули (9) у (15) дозволяє виразити значення шунтуючої провідності, що вноситься штирем збудження навантаженим на опори  $z_1$  та  $z_2$ , таким чином:

$$Y_u = -2 \frac{l}{jk\rho} \frac{E_{-1\xi} E_{+1\xi}}{P_1} \left\{ 1 - \frac{\cos kl}{kl} + \frac{\left[ \frac{z_1 z_2}{\rho^2} (1 - \cos kl) + \frac{z_1 - z_2}{j\rho} \sin kl + \cos kl - 1 \right] \frac{\sin kl}{kl}}{\left( \frac{z_1 z_2}{\rho^2} + 1 \right) \sin kl + \frac{z_1 - z_2}{j\rho} \cos kl} \right\}. \quad (16)$$

У виразі (16) можна виділити провідність штиря збудження помножену на взаємний опір хвилеводу і штиря збудження, який можна визначити за формулою:

$$Z_{xs} = -\frac{E_{-1\xi} E_{+1\xi}}{kP_1} l = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{l}{b} \frac{\sin^2 \frac{\pi b_1}{a}}{ka \sqrt{1 - \left( \frac{\pi}{ka} \right)^2}}, \quad (17)$$

де  $b_1$  – положення штиря збудження від вузької стінки прямокутного хвилеводу;  $a, b$  – розміри широкої та вузької стінок прямокутного хвилеводу.

Частина виразу (16), що залишилась, є провідністю штиря збудження.

Отримана формула (16) охоплює багато частинних випадків, що мають практичне значення у хвилеводній техніці.

Розглянемо найпростіший випадок – індуктивний штир, що застосовується для узгодження хвилеводу з навантаженням.

У цьому випадку провідність, яка шунтує хвилевід, може бути розрахована за формулами (16) та (17), якщо вважати, що  $z_1$  та  $z_2$  дорівнюють нулю, тобто штир припаяний до широких стінок хвилеводу та  $l = b$ . Тоді для хвилі типу  $H_{10}$  прямокутного хвилеводу шунтуюча провідність штиря буде знаходитись за виразом:

$$Y_u = -j \frac{2}{\rho} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{\sin^2 \frac{\pi b_1}{a}}{ka \sqrt{1 - \left( \frac{\pi}{ka} \right)^2}}. \quad (18)$$

Резонансний штир являє собою провідник припаяний тільки до однієї широкої стінки хвилеводу з довжиною меншою за розмір вузької стінки хвилеводу  $b$ .

Можна отримати провідність резонансного штиря із (16), вважаючи, що  $z_1 = 0$ ,  $z_2 = \infty$ . За цього добуток (17) на множник, що залежить від параметрів штиря, буде мати вигляд:

$$Y_u = Z_{xs} \frac{2}{j\rho} \left[ 1 - \frac{\cos kl}{kl} + \frac{\sin^2 kl}{kl \cos kl} \right]. \quad (19)$$

За значення  $kl \approx \pi/2$  настає резонанс. Поблизу від резонансу здійснюється шунтування хвилеводу накоротко. У цьому випадку необхідно врахувати втрати у штирі шляхом введення у рівняння штиря його опору за рахунок скін-ефекту. Також у диференційні рівняння для штиря необхідно додати опір провідника, в результаті чого можна отримати комплексне значення хвильового числа  $k$ , яке від нього залежить.

Коаксіально-хвилеводний перехід є конструкцією, у якій коаксіальний кабель з'єднується з хвилеводом (рис. 1). Зазвичай штир має довжину близьку до резонансної, тобто чвертьхвильову. Відрізок хвилеводу закорочується на відстані від штиря, що приблизно рівна чверті довжини хвилі в хвилеводі. За правильного виконання коаксіально-хвилеводного переходу вся енергія переходить у хвилевід без відбиття та навпаки. Розрахунок узгодження хвилеводу із коаксіальною лінією живлення можна

виконати за допомогою виразів (16), (17) та (6). У цьому випадку доцільно вважати у (16)  $z_1 = \rho_0$ ,  $\rho_0$  – хвильовий опір коаксіальної лінії,  $z_2 = \infty$ . Крім того, паралельно шунтуючій провідності (16) потрібно включити шунтуючу провідність короткозамкнутого відрізка, що зведеться до додавання значення цієї провідності до виразу (16). У результаті вийде провідність переходу зі сторони прямокутного хвильоводу, яка знаходиться за виразом:

$$Y = Z_{xs} \frac{2}{j\rho} \left[ 1 - \frac{\cos kl}{kl} + \frac{\rho_0(1 - \cos kl) + j \sin kl}{(\rho_0/\rho) \sin kl + j \cos kl} \left( \frac{\sin kl}{kl} \right) \right] - j \operatorname{ctg} \left[ \sqrt{k^2 - \left( \frac{\pi}{a} \right)^2} b_1 \right]. \quad (20)$$

Задача узгодження хвильоводу з коаксіальною лінією полягає в такому виборі розмірів, щоб отримати в необхідній смузі частот  $Y \approx 1$ .

Для перевірки адекватності методу електродинамічного розрахунку відкритого кінця прямокутного хвильоводу із ЧДЗ, який збуджується штирем, були проведені чисельні та експериментальні дослідження характеристик збуджувача прямокутного хвильоводу з діелектриком та випромінювача. Електродинамічні характеристики розглядалися за умови поширення у хвильоводі основної хвилі типу  $H_{10}$ .

На рисунку 3 а), б) представлені розраховані за формулою (20) та експериментально виміряні залежності активного  $R$  та реактивного  $X$  опорів штиря збудження в прямокутному хвильоводі із ЧДЗ від його положення на частоті 10 ГГц за різних значень  $\epsilon_r$ .

При цьому діелектричні прямокутні пластини розташовувалися щільно біля вузьких стінок прямокутного хвильоводу. Їх товщина складала 5 мм. Криві показують майже повний збіг розрахункових та експериментальних даних.

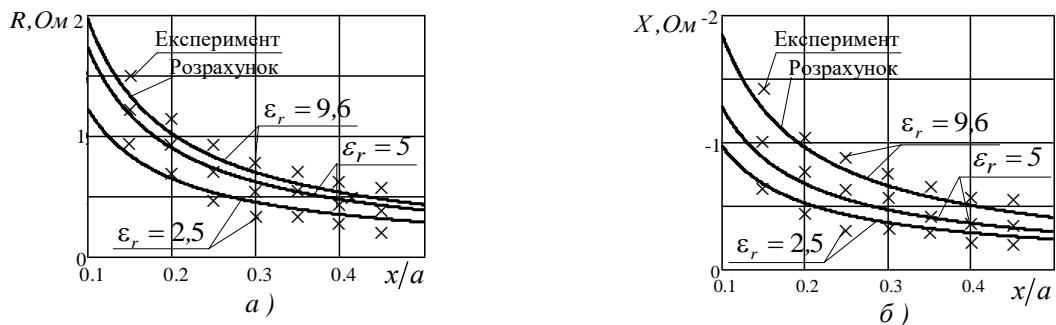


Рис. 3. Залежності  $R$  а),  $X$  б) від положення штиря збудження в прямокутному хвильоводі із ЧДЗ за різних значень  $\epsilon_r$ .

Розрахункові та експериментальні графіки  $R(x/a)$  та  $X(x/a)$  змінюються за наближення штиря до вузької стінки хвильоводу. Значення  $R$  зменшуються, а  $X$  стають більш додатними.

На рисунку 4 а), б) представлені результати розрахунку за формулою (20) та експериментальних вимірювань залежностей зміни активного  $R$  та реактивного  $X$  опорів від довжини штиря збудження діаметром 1,5 мм на частоті 10 ГГц, який був розташований по центру хвильоводу за різних значень  $\epsilon_r$ .

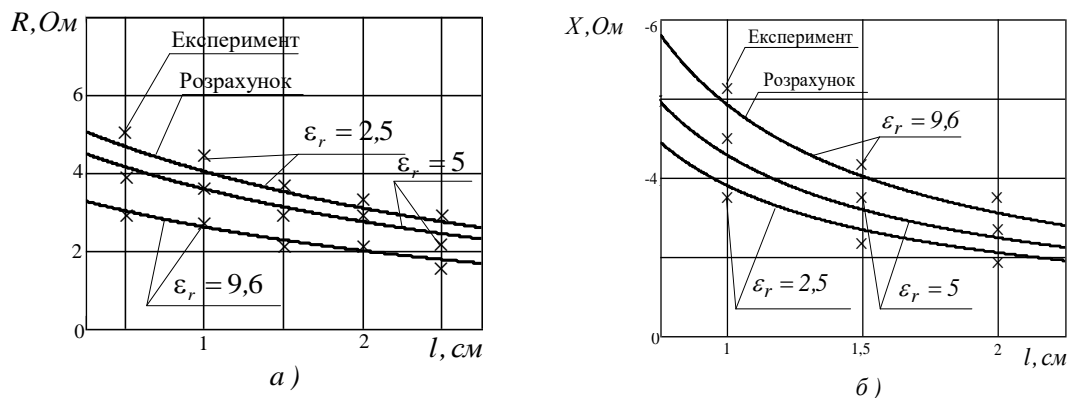


Рис. 4. Залежності  $R$  а),  $X$  б) від довжини штиря збудження розташованого по центру хвильоводу за різних значень  $\epsilon_r$ .

Наведені криві показують гарну збіжність розрахункових та дослідних величин. Активна складова опору  $R$  характеризує середні витрати енергії, що надходить із коаксіальної лінії у прямокутний хвилевід. Реактивна складова характеризує пульсації енергії, які не пов'язані із перенесенням активної потужності.

Формула (20) дозволяє проаналізувати питання узгодження штиря збудження із коаксіальною лінією. Узгодження полягає в тому, що активний вхідний опір штиря  $R$  змінюється до значення рівного значенню хвильового опору коаксіальної лінії, а реактивний – до значення рівного нулю. Складова  $R$ , обумовлена основним типом хвилі, значною мірою залежить як від положення штиря у поперечному перерізі хвилеводу, так і від розташування між штирем та короткозамкнутою стінкою (навантаженням). Вимірювання характеристик штиря проводилися за відомою методикою за допомогою вимірювальної лінії [6].

Точного розв'язання задачі випромінювання із розкриття прямокутного хвилеводу на даний час не існує [11–13]. Результати розв'язання простіших задач дозволяють стверджувати, що достатню точність можна отримати за допомогою методу Гюйгенса-Кірхгофа. В роботах [1, 3, 4] було отримано вирази для нормованих діаграм спрямованості в Н і Е площинах, які мають такий вигляд:

$$F_H(\theta) = \left[ \cos \theta + \sqrt{\varepsilon_{ef} - (\lambda_0/2a)^2} \right] \frac{\cos\left(\frac{ka_0 \sin \theta}{2}\right)}{1 - \left(\frac{2a \sin \theta}{\lambda_0}\right)^2}, \quad (21)$$

$$F_E(\theta) = \left[ 1 + \sqrt{\varepsilon_{ef} - (\lambda_0/2a)^2} \cos \theta \right] \frac{\sin\left(\frac{kb_0 \sin \theta}{2}\right)}{\frac{kb_0}{2} \sin \theta}. \quad (22)$$

де  $\lambda_0$  – робоча довжина хвилі.

Нормовані діаграми спрямованості за потужністю  $|F_{E,H}(\theta)|^2$ , розраховані за формулами (21) та (22) для прямокутного хвилеводу з розмірами  $(a \times b) = (7,2 \times 3,4)$  мм і зняті експериментально наведено на рисунку 5.

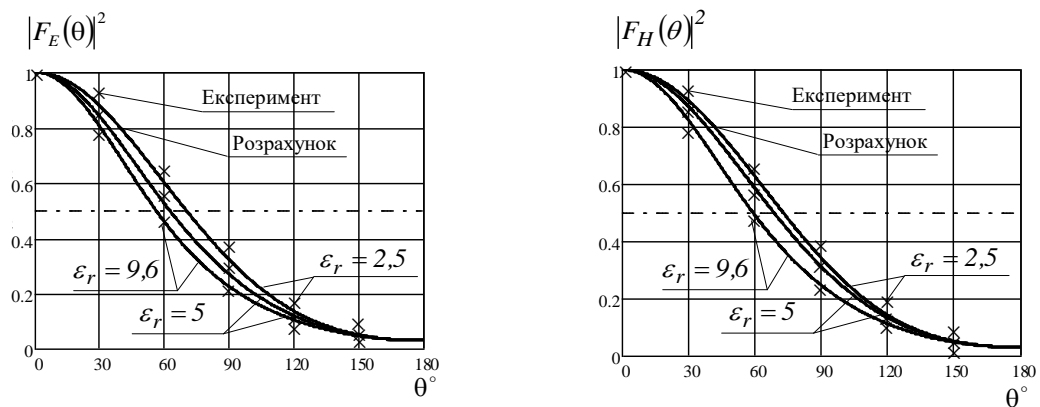


Рис. 5. Нормовані ДС у площинах Е та Н відкритого кінця прямокутного хвилеводу із ЧДЗ, який збуджується штирем, за різних значень  $\varepsilon_r$

Ширина ДС у площині Н вужча ніж у площині Е залежно від амплітудно-фазового розподілу та розміру апертури. У площині Е рівномірний амплітудний розподіл, але розмір вузької стінки малий, порівняно із розміром широкої стінки, тому ширина ДС більша. У площині Н амплітудний розподіл можна вважати косинусним, оскільки мала товщина та відносна діелектрична проникність пластин. Зміну фазового розподілу можна усунути шляхом розрахунку довжини прямокутного хвилеводу.

На рисунку 6 наведено залежності коефіцієнта підсилення хвилеводного випромінювача із ЧДЗ в Е та Н площинах, розраховані за виразом (23), якщо  $\varepsilon_r = 5,2$  та виміряні експериментально методом порівняння з еталоном [2]:

$$G = \left( \left[ 1 + \sqrt{\varepsilon_{ef} - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2} \right]^2 / \sqrt{\varepsilon_{ef} - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2} \right) \cdot 0,81 \frac{\pi(ab)^2}{\lambda_0^2}. \quad (23)$$

У такому випадку простежується хороша збіжність експериментальних та розрахункових даних.

Отже, проведений аналіз показав можливість змінювати електродинамічні характеристики прямокутного хвильоводу із ЧДЗ, який збуджується штирем та застосовується як антена, шляхом відповідного вибору розмірів та положення штиря збудження і параметрів ЧДЗ. Таким чином, можна досягти покращення узгодження штиря збудження з коаксіальною лінією живлення.

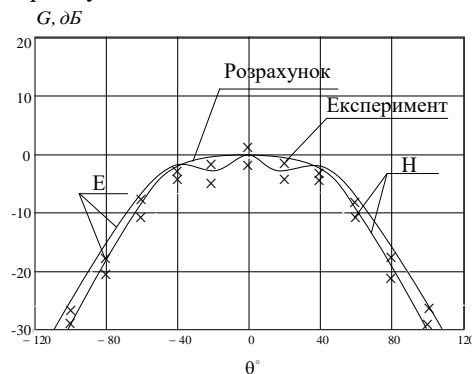


Рис. 6. Коефіцієнт підсилення хвильоводного випромінювача із ЧДЗ в E та H площинах

**Висновки.** У результаті проведених досліджень показана можливість змінювати електродинамічні характеристики прямокутного хвильоводу із частковим діелектричним заповненням, який застосовується як антена, шляхом підбору положення  $(a_1, b_1, l_1)$ , розмірів  $(l, r)$  штиря збудження та параметрів ЧДЗ  $(c, \epsilon_r)$  відповідно до виразу (20) для отримання покращення узгодження штиря збудження із коаксіальною лінією живлення ( $Y \approx 1$ ).

Достовірність отриманих виразів підтверджена збіжністю за одиницями вимірювання, а також шляхом порівняння з результатами експериментальних досліджень.

Практичним значенням результатів досліджень є можливість синтезу (проектування) антен з покращеним узгодженням та зменшеним поперечним перерізом хвильоводу за незмінних його електричних розмірів.

Перспективи подальших досліджень у цьому напрямі полягають у розв'язанні задачі оптимізації розмірів і положення штиря збудження та параметрів ЧДЗ з метою мінімізації коефіцієнта стоячої хвилі за напругою у заданому діапазоні робочих частот.

#### Список використаної літератури:

1. Фриз П.В. Удосконалений математичний апарат для визначення спостережуваної площі заданого району землі у завданнях космічного моніторингу / П.В. Фриз // Вісник ЖДТУ. Технічні науки. – 2017. – Т. 1, № 2 (80). – С. 126–134.
2. Устройства СВЧ и НВЧ диапазонов / Ю.А. Иларионов, А.С. Раевский, С.Б. Раевский, А.Ю. Седаков. – М.: Радиотехника, 2013. – 730 с.
3. Виноградов А.Ю. Устройства СВЧ и малогабаритные антенны / А.Ю. Виноградов, Р.В. Кабетов, А.М. Сомов. – М.: Горячая линия – Телеком, 2012. – 440 с.
4. Сомов А.М. Проектирование антенно-фидерных устройств / А.М. Сомов, Р.В. Кабетов. – М.: Горячая линия – Телеком, 2015. – 500 с.
5. Миллер Г. Антенны. Практическое руководство / Г.Миллер. – Санкт-Петербург: Наука и техника, 2012. – 478 с.
6. Неганов В.Я. Устройства СВЧ и антенны / В.Я. Неганов, Д.С. Клюев, Д.П. Табаков. – М.: Ленанд, 2016. – 728 с.
7. Карацук Н.М. Розрахунок електродинамічних характеристик штир-щілинного спрямованого відгалужувача, виконаного на базі прямокутних хвильоводів / Н.М. Карацук, О.Л. Сидорчук, Д.С. Морозов // Інформаційні системи: зб. наук. праць. – Житомир: ЖВІ, 2016. – № 14. – С. 16–30.
8. Манойлов В.П. Аналіз залежності характеристик випромінювання прямокутного хвильоводу від зміни його розмірів / В.П. Манойлов, Н.М. Карацук, С.С. Сабадаш // Вісник ЖДТУ. Технічні науки. – 2016. – № 1 (76). – С. 33–46.
9. Дослідження впливу часткового діелектричного заповнення на розміри прямокутного хвильоводу / Н.М. Карацук, В.П. Манойлов, С.П. Фриз, В.В. Чухов // Проблеми створення, випробування, застосування та експлуатації складних інформаційних систем. – Житомир: ЖВІ, 2018. – № 15. – С. 103–117.
10. Вайнштейн В.А. Электромагнитные волны / В.А. Вайнштейн. – М.: Радио и связь, 1988. – 436 с.
11. Novel Single-Layer Waveguides for High Efficiency MillimeterWave Arrays / M.Ando, J.Hirokawa, T.Yamamoto, A.Akiyama and other // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 1998. – Vol. 46, № 6. – P. 792–799.
12. Electrodynamic optimization of flat twoinput antennas / B.V. Sestroretsky, B.A. Prigoda, S.A. Ivanov, M.A. Drize // Proc. of the 28 Moscow Int. Conf. on Antenna Theory and Technology. – Moscow. – 1998. – P. 284–290.
13. Wang W. A Broadband Slotted Ridge Waveguide Antenna Array / W.Wang, Y.-M. Zhong, X.-L. Liang // IEEE Trans. Antennas Propag. – 2006. – Vol. 54 (8). – P. 2416–2420.



**References:**

1. Friz, P.V. (2017), «Udoskonalenij matematichnij aparat dlja viznachennja sposterezhuvanoї ploshhi zadanogo rajonu zemli u zavdannjah kosmichnogo monitoringu», *Visnik ZhDTU, Tehnichni nauki*, Part 1, Vol. 2 (80), pp. 126–134.
2. Ylaryonov, Yu.A., Raevskiy, A.S., Raevskiy, S.B. and Sedakov, A.Yu. (2013), *Ustroystva SVCh i KVCh diapazonov*, Radiotekhnika, Moskva, 730 p.
3. Vynohradov, A.Yu., Kabetov, R.V. and Somov, A.M. (2012), *Ustroystva SVCh i malogabaritnye anteny*, Gorjachaja liniya – Telekom, M., 440 p.
4. Somov, A.M. and Kabetov, R.V. (2015), *Proektirovanie antenno-fidernyh ustrojstv*, Gorjachaja liniya – Telekom, M., 500 p.
5. Miller, G. (2012), *Anteny. Prakticheskoe rukovodstvo*, Nauka i tehnika, Sankt-Peterburg, 478 p.
6. Neganov, V.Ja., Kljuev, D.S. and Tabakov, D.P. (2016), *Ustroystva SVCh i anteny*, Lenand, M., 728 p.
7. Karashchuk, N.M., Sydoruk, O.L. and Morozov, D.S. (2016), «Rozrahunok elektrodinamichnih harakteristik shtir-shhilinnogo sprjamovanogo vidgaluzhuvacha, vikonanogo na bazi prjamokutnih hvilevodiv», *Informacijni sistemi*, zb. nauk. prac', Vol. 14, ZhVI, Zhitomir, pp. 16–30.
8. Manojlov, V.P., Karashchuk, N.M. and Sabadash, S.S. (2016), «Analiz zalezhnosti harakteristik viprominjuvannja prjamokutnogo hvilevodu vid zmini jogo rozmiriv», *Visnik ZhDTU, Tehnichni nauki*, Vol. 1 (76), pp. 33–46.
9. Karashchuk, N.M., Manojlov, V.P., Friz, S.P. and Chuhov, V.V. (2018), «Doslidzhennja vplivu chastkovogo dielektrichnogo zapovnennja na rozmiri prjamokutnogo hvilevodu», *Problemi stvorennja, viprobuvannja, zastosuvannja ta ekspluatacij skladnih informacijnih system*, Vol. 15, ZhVI, Zhitomir, pp. 103–117.
10. Vajnshtejn, V.A. (1988), *Jelektromagnitnye volny*, Radio i svjaz', M., 436 p.
11. Ando M., Hirokawa, J., Yamamoto, T., Akiyama, A. and other (1998), «Novel Single-Layer Waveguides for High Efficiency MillimeterWave Arrays», *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*, Vol. 46 (6), pp. 792–799.
12. Sestorovskiy, B.V., Prigoda, B.A., Ivanov, S.A. and Drize, M.A. (1998), «Electrodynamic optimization of flat twoinput antennas», *Proc. of the 28 Moscow Int. Conf. on Antenna Theory and Technology*, Moscow, pp. 284–290.
13. Wang, W., Zhong, Y.-M. and Liang, X.-L. (2006), «A Broadband Slotted Ridge Waveguide Antenna Array», *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 54 (8), pp. 2416–2420.

**Манойлов В'ячеслав Пилипович** – доктор технічних наук, професор кафедри біомедичної інженерії і телекомунікації Державного університету «Житомирська політехніка».

Наукові інтереси:

- електродинаміка;
- прилади НВЧ та антени;
- біомедичні прилади та системи.

Тел.: (0412) 41–39–63.

E-mail: kaf.rrat@ukr.net.

**Чухов Владислав Вікторович** – кандидат технічних наук, доцент, доцент кафедри біомедичної інженерії та телекомунікацій Державного університету «Житомирська політехніка».

Наукові інтереси:

- радіовимірювання;
- пристрої НВЧ та антени.

Тел.: (0412) 22-14-10

E-mail: mps\_cvv@ukr.net

**Карашук Наталія Миколаївна** – старший викладач кафедри Житомирського військового інституту ім. С.П. Корольова.

Наукові інтереси:

- антени та техніка НВЧ.

Тел.: (096) 908–65–47.

E-mail: knm7@ukr.net.

Стаття надійшла до редакції 04.04.2019.