

УДК 621.372.8

В.П. Манойлов, д.т.н., проф.

Житомирський державний технологічний університет

В.В. Павлюк, зав. лаб.

Р.Л. Ставісюк, ад'юнкт

Житомирський військовий інститут ім. С.П. Корольова університету телекомунікацій

### ХАРАКТЕРИСТИКИ ЖОЛОБКОВОГО ХВИЛЕВОДУ З ПРЯМОКУТНИМ ПОПЕРЕЧНИМ ПЕРЕРІЗОМ

За допомогою методу поперечного резонансу розраховано основні характеристики жолобкового хвилеводу. Показано, що даний метод цілком придатний для використання в інженерній практиці.

**Ключові слова:** жолобковий хвилевід, інженерна практика, метод, хвилевід.

**Вступ.** При конструюванні різних НВЧ пристроїв широко використовується однододовий металевий хвилевод [1, 2]. Проте його параметри у міру просування вгору за частотою істотно погіршуються – збільшуються погонні втрати, зменшується смуга робочих частот, що стримує розробку широкосмужових пристроїв НВЧ.

Однією з перспективних ліній передачі в міліметровому діапазоні довжин хвиль є жолобковий хвилевід (ЖХ) [3, 4]. Його перевагою є: малі погонні втрати, велика широкосмужовість, можливість фільтрації хвиль вищих типів, технологічність виготовлення [5].

Практичне застосування ЖХ для створення різних елементів радіосистем стримується відсутністю методики розрахунку його параметрів.

**Метою** роботи є розробка чисельно-аналітичного методу характеристик ЖХ, що має прийнятну обчислювальну складність і забезпечує достатню для практичного застосування точності розрахунків.

**Постановка завдання.** Жолобковий хвилевід представлений як дві паралельні провідні пластини прямокутної форми, що мають на внутрішніх поверхнях, подовжні жолобки довільної форми, що розташовані один проти одного [6, 7] (рис. 1).

Структура полів в ЖХ близька до полів коливань в прямокутному хвилеводі. Амплітуда поля у напрямі осі  $x$  змінюється за законом стоячої хвилі, причому кількість напівхвиль у разі хвиль  $H$ -типу в ЖХ може бути тільки непарним [8]. Парні типи хвиль випромінюються через щілини. Основним типом хвиль ЖХ є  $H_{11}$ , для якої характерна одна варіація по осі  $x$  і одна варіація, яка визначається експоненціальним убаванням поля у напрямі осі  $y$ . Ця особливість поля дозволяє хвилі розповсюджуватися в ЖХ без випромінювання. Типами хвиль ЖХ, що розповсюджуються, є  $H_{2p-1,n}$  і  $E_{2p-1,n}$ ,  $n = 1, 2, \dots$ . Якщо поперечні розміри ЖХ обираються згідно з рекомендаціями, наведеними в [3, 4], то практично вся потужність переноситься хвилею  $H_{11}$ .

**Викладення основного матеріалу.**

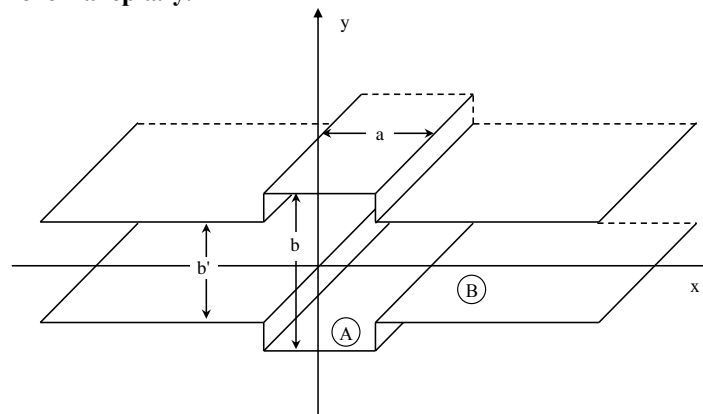


Рис. 1. Зовнішній вигляд жолобкового хвилеводу

На рисунку 1 показано зовнішній вигляд жолобкового хвилеводу та необхідні геометричні розміри. Виділено три області: область  $A$  – область жолоба, по якій розповсюджується основна частина енергії, та дві бічні області  $B$ , де поле, згідно з теоретичними дослідженнями, швидко спадає. Область  $B$  на краю навантажена поглинаючою пластиною, що забезпечує експоненціальне загасання електромагнітної хвилі

[4]. Области  $B$  відділені від  $A$  площинами, які містять краї жолоба. Оскільки дані площини симетричні відносно осі  $x$  достатньо розглянути лише одну частину хвилеводу. Зовнішній вигляд та необхідні позначення структури, що досліджується, зображено на рисунку 2.

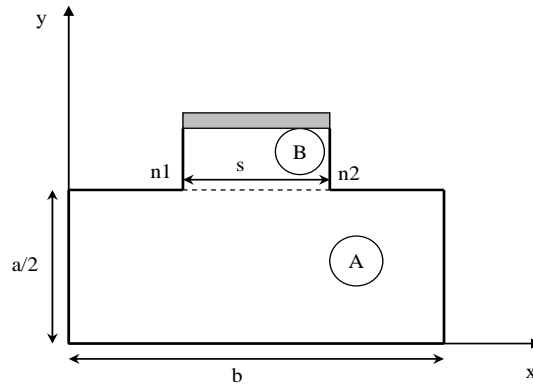


Рис. 2. Половинна область поперечного перерізу жолобкового хвилеводу

Для аналізу полів в жолобковому хвилеводі запишемо вирази для складових поля хвилі типу  $TE_{11}$ , що є основною для жолобкового хвилеводу [8]:  
в області жолоба

$$H_x = i \cdot \frac{h}{g_{mn1}^2} \cdot C1 \cdot \frac{\pi}{b} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{b} \cdot x\right) \cdot \cos(k_{ya} \cdot y) \cdot e^{-i \cdot h \cdot z}; \quad (1)$$

$$H_y = i \cdot \frac{h}{g_{mn1}^2} \cdot C1 \cdot k_{ya} \cdot \cos\left(\frac{\pi}{b} \cdot x\right) \cdot \sin(k_{ya} \cdot y) \cdot e^{-i \cdot h \cdot z}; \quad (2)$$

$$H_z = C1 \cdot \cos\left(\frac{\pi}{b} \cdot x\right) \cdot \cos(k_{ya} \cdot y) \cdot e^{-i \cdot h \cdot z}; \quad (3)$$

$$E_x = i \cdot \frac{\omega \cdot \mu_a}{g_{mn1}^2} \cdot C1 \cdot k_{ya} \cdot \cos\left(\frac{\pi}{b} \cdot x\right) \cdot \sin(k_{ya} \cdot y) \cdot e^{-i \cdot h \cdot z}; \quad (4)$$

$$E_y = -i \cdot \frac{\omega \cdot \mu_a}{g_{mn1}^2} \cdot C1 \cdot \frac{\pi}{b} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{b} \cdot x\right) \cdot \cos(k_{ya} \cdot y) \cdot e^{-i \cdot h \cdot z}; \quad (5)$$

$$E_z = 0,$$

де  $h$  – постійна розповсюдження,  $k_{ya}$ ,  $\frac{\pi}{b}$  – хвильові числа по осях  $y$  та  $x$  відповідно.

Рівняння для полів основної хвилі  $TE_{11}$  в області швидкого спадання будуть мати наступний вигляд:

$$H_x = i \cdot \frac{h}{g_{mn2}^2} \cdot C2 \cdot \frac{\pi}{s} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{s} \cdot \left(x - \frac{b-s}{2}\right)\right) \cdot e^{-k_{yb} \cdot y} \cdot e^{-i \cdot h \cdot z}; \quad (6)$$

$$H_y = i \cdot \frac{h}{g_{mn2}^2} \cdot C2 \cdot k_{yb} \cdot \cos\left(\frac{\pi}{s} \cdot \left(x - \frac{b-s}{2}\right)\right) \cdot e^{-k_{yb} \cdot y} \cdot e^{-i \cdot h \cdot z}; \quad (7)$$

$$H_z = C2 \cdot \cos\left(\frac{\pi}{s} \cdot \left(x - \frac{b-s}{2}\right)\right) \cdot e^{-k_{yb} \cdot y} \cdot e^{-i \cdot h \cdot z}; \quad (8)$$

$$E_x = i \cdot \frac{\omega \cdot \mu_a}{g_{mn2}^2} \cdot C2 \cdot k_{yb} \cdot \cos\left(\frac{\pi}{s} \cdot \left(x - \frac{b-s}{2}\right)\right) \cdot e^{-k_{yb} \cdot y} \cdot e^{-i \cdot h \cdot z}; \quad (9)$$

$$E_y = -i \cdot \frac{\omega \cdot \mu_a}{g_{mn2}^2} \cdot C2 \cdot \frac{\pi}{s} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{s} \cdot \left(x - \frac{b-s}{2}\right)\right) \cdot e^{-k_{yb} \cdot y} \cdot e^{-i \cdot h \cdot z}; \quad (10)$$

$$E_z = 0, \quad (11)$$

де  $\frac{\pi}{s}$ ,  $k_{yb}$  хвильові числа по осях  $x$  та  $y$ .

Характеристика поля по координаті  $y$  задана експоненціальним законом у зв'язку зі згасанням поля у області швидкого спадання, яка має ширину  $s$ .

Як відомо, для визначення загальної структури поля в хвилеводі, що розглядається, необхідно побудувати рішення, що задовольнятиме граничним умовам на внутрішніх стінках усієї складної структури та буде неперервним у всій складній області. Побудова такого рішення є складним математичним процесом, особливо при розрахунку структур, що мають різні геометричні розміри. В зв'язку з цим, розглянемо наближений підхід для задачі розрахунку поля в хвилеводі зі складним поперечним перерізом. Неперервність поля в області зшивання ( $n_1, n_2$ ) – це, по суті, вимога рівності тангенціальних складових векторів  $E$  та  $H$  по обидва боки від лінії зшивання. Безпосередньо зшивати поля на лінії розподілу областей не можна, тому що залежність поля по координаті  $x$  неоднакова. Тому на поверхні розподілу зшиваються напруженість:

$$\mathbf{E}_{XA} \Big|_{y=\frac{a}{2}}^{x=0} = \mathbf{E}_{XB} \Big|_{y'=0}^{x'=\frac{b-s}{2}} \cdot s, \quad (12)$$

та густина бокового струму або

$$\mathbf{H}_{ZA} \Big|_{y=\frac{a}{2}}^{x=0} = \mathbf{H}_{ZB} \Big|_{y'=0}^{x'=\frac{b-s}{2}}. \quad (13)$$

Після підстановки відповідних виразів для  $E_{XA}$ ,  $E_{XB}$ ,  $H_{ZA}$ ,  $H_{ZB}$  з формул (4), (9), (3), (8) та значень координат  $x$  та  $y$  отримаємо:

$$i \cdot \frac{\omega \cdot \mu_a}{g_{mn1}^2} \cdot C1 \cdot k_{ya} \cdot \cos\left(\frac{\pi}{b} \cdot 0\right) \cdot \sin\left(k_{ya} \cdot \frac{a}{2}\right) \cdot e^{-i \cdot h \cdot z} \cdot b = \quad (14)$$

$$= i \cdot \frac{\omega \cdot \mu_a}{g_{mn2}^2} \cdot C2 \cdot (-k_{yb}) \cdot \cos\left(\frac{\pi}{s} \cdot \left(\frac{b-s}{2} - \frac{b-s}{2}\right)\right) \cdot e^{-k_{yb} \cdot 0} \cdot e^{-i \cdot h \cdot z} \cdot s;$$

$$\frac{1}{g_{mn1}^2} \cdot C1 \cdot k_{ya} \cdot \sin\left(k_{ya} \cdot \frac{a}{2}\right) \cdot b = \frac{1}{g_{mn2}^2} \cdot C2 \cdot (-k_{yb}) \cdot s; \quad (15)$$

$$C2 = \frac{b}{s} \cdot \frac{k_{ya}}{(-k_{yb})} \cdot \frac{g_{mn2}^2}{g_{mn1}^2} \cdot C1 \cdot \sin\left(k_{ya} \cdot \frac{a}{2}\right); \quad (16)$$

$$C1 \cdot \cos\left(\frac{\pi}{b} \cdot 0\right) \cdot \cos\left(k_{ya} \cdot \frac{a}{2}\right) \cdot e^{-i \cdot h \cdot z} = \quad (17)$$

$$= C2 \cdot \cos\left(\frac{\pi}{s} \cdot \left(\frac{b-s}{2} - \frac{b-s}{2}\right)\right) \cdot e^{-k_{yb} \cdot 0} \cdot e^{-i \cdot h \cdot z};$$

$$C2 = C1 \cdot \cos\left(k_{ya} \cdot \frac{a}{2}\right). \quad (18)$$

Рівняння (16) та (18) повинні задовольнятися одночасно. Поділивши (16) на (18), отримаємо умову поперечного резонансу, із якої можемо знайти реальні значення поперечних хвильових чисел для жолобкового хвилеводу.

Запишемо загальні вирази для хвильових чисел в жолобковому хвилеводі. В області  $A$  рівняння матиме вигляд:

$$\left(\frac{\pi}{b}\right)^2 + k_{ya}^2 + k_z^2 = k^2, \quad (19)$$

а в області  $B$

$$\left(\frac{\pi}{s}\right)^2 - |k_{yb}|^2 + k_z^2 = k^2, \quad (20)$$

де  $k = 2 \cdot \pi / \lambda$  – хвильове число в діелектрику, яким заповнений хвилевід, а  $\lambda$  – довжина хвилі в визначеному середовищі.

Після ділення виразів (19) на (20) отримаємо:

$$\left(\frac{\pi}{b}\right)^2 + k_{ya}^2 = \left(\frac{\pi}{s}\right)^2 - |k_{yb}|^2 = k_{kr}^2, \quad (21)$$

де  $k_{kr} = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{kp}}$  – критичне число в хвилеводі, яке отримуємо із (19) або (20), прийнявши, що  $k_z$  дорівнює нулю.

Умову поперечного резонансу можна отримати, прирівнявши праві частини виразів (16) та (18). Враховуючи (19)–(21) маємо:

$$\frac{b}{s} \cdot \frac{k_{ya}}{(-k_{yb})} \cdot C1 \cdot \sin(k_{ya} \cdot \frac{a}{2}) = C1 \cdot \cos(k_{ya} \cdot \frac{a}{2}). \quad (22)$$

Після спрощення виразу та групування невідомих змінних рівняння (22) матиме вигляд:

$$k_{ya} \cdot \operatorname{tg}(k_{ya} \cdot \frac{a}{2}) = |k_{yb}| \cdot \frac{s}{b}. \quad (23)$$

Для спрощення введемо заміну:

$$m = k_{ya} \cdot \frac{a}{2}, \quad (24)$$

$$n = |k_{yb}| \cdot \frac{a}{2}. \quad (25)$$

Використовуючи вирази (19)–(25) для обчислення постійної розповсюдження, запишемо наступну систему рівнянь:

$$m^2 + n^2 = \left[ \left( \frac{\pi}{s} \right)^2 - \left( \frac{\pi}{b} \right)^2 \right] \cdot \left( \frac{a}{2} \right)^2, \quad (26)$$

$$m \cdot \operatorname{tg} m = n. \quad (27)$$

Рішенням системи рівнянь є знаходження поперечного хвильових чисел  $k_{ya}$  та  $k_{yb}$  по осі  $y$  в області  $A$  та  $B$  відповідно, а також залежностей характеристик жолобкового хвилеводу від його геометричних розмірів.

На основі отриманої системи рівнянь для знаходження поперечних хвильових чисел проведено розрахунки жолобкового хвилеводу при різних співвідношеннях широкої та вузької стінок (табл. 1). При виконанні обчислень прийнято, що розмір широкої стінки області  $A$  дорівнює 7,11 мм.

Критична довжина хвилі в жолобковому хвилеводі визначається із загального виразу для знаходження даної характеристики в прямокутному хвилеводі [9]:

$$\lambda_{kr} = \frac{2 \cdot \pi}{k_{kr}}. \quad (28)$$

Критичне хвильове число в жолобковому хвилеводі  $k_{kr}$ , враховуючи, що відомими значеннями є  $k_{ya}$  та  $k_{yb}$ , можна знайти, використовуючи формулу (21). Тому запишемо:

$$k_{kr}^2 = \left( \frac{\pi}{b} \right)^2 + k_{ya}^2 = \left( \frac{\pi}{s} \right)^2 - |k_{yb}|^2. \quad (29)$$

Замінивши значення поперечного хвильового числа в формулі (28) на його значення із формули (29) отримаємо вираз для розрахунку критичної довжини хвилі в жолобковому хвилеводі:

$$\lambda_{kr} = \frac{2 \cdot \pi}{\sqrt{\left( \frac{\pi}{b} \right)^2 + k_{ya}^2}}. \quad (30)$$

Числові значення критичної довжини хвилі для різних співвідношень широкої та вузької стінок наведені в таблиці 1.

Таблиця 1

$\frac{a}{b}$	$\frac{s}{b}$	$\lambda_{kp}$ , мм	$k_{ya}$	$k_{yb}$
3	0,25	13,915	0,093	1,709

	0,5	13,937	0,09	0,76
	0,75	13,986	0,081	0,381
2,5	0,25	13,787	0,112	1,708
	0,5	13,818	0,107	0,758
	0,75	13,889	0,097	0,377
2,0	0,25	13,561	0,139	1,706
	0,5	13,608	0,134	0,753
	0,75	13,719	0,12	0,371
1,5	0,25	13,108	0,186	1,701
	0,5	13,191	0,178	0,744
	0,75	13,387	0,158	0,356
1	0,25	12,036	0,278	1,689
	0,5	12,211	0,264	0,718
	0,75	12,647	0,227	0,317
0,5	0,25	8,917	0,549	1,621
	0,5	9,508	0,491	0,587
	0,75	11,131	0,351	0,169

Аналітично довжина хвилі в хвилеводі визначається співвідношенням [9]:

$$\lambda_{x\epsilon} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}. \quad (31)$$

Використовуючи вираз (19), де  $k = 2 \cdot \pi / \lambda$ , а  $k_z = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{x\epsilon}}$ , та провівши відповідні підстановки, обчислимо значення довжини хвилі в жолобковому хвилеводі. При цьому прийемо, що довжина хвилі у вільному просторі  $\lambda = 11$  мм та побудуємо графік залежності довжини хвилі у хвилеводі  $\lambda_{x\epsilon}$  від співвідношення основних сторін  $\frac{a}{b}$  різних значеннях ширини щілини  $s$ .

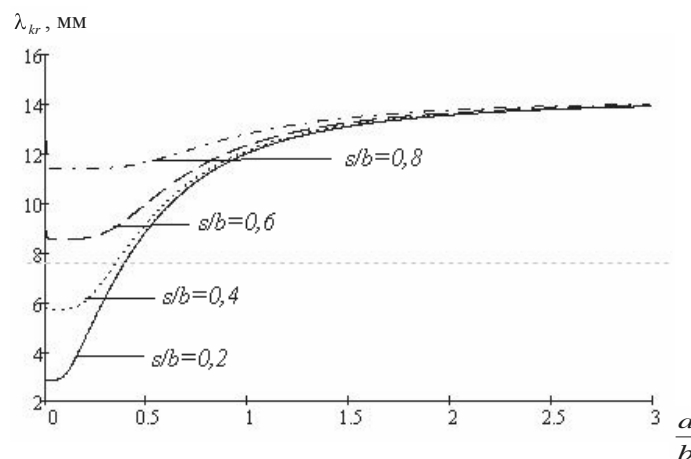


Рис. 3. Графік залежності критичної довжини хвилі від відношення сторін хвилеводу  $\frac{a}{b}$  при різних значеннях ширини щілини  $s$

На рисунку 4 графічно показані залежності критичної довжини хвилі та довжини хвилі у хвилеводі від співвідношення широкої та вузької стінок та при різних значеннях розміру щілини. З графіків видно, що спостерігається подібність до залежності відповідних характеристик у прямокутному хвилеводі. При цьому числові значення критичної довжини хвилі в жолобковому хвилеводі перевищують значення в прямокутному хвилеводі за тих же значень співвідношень сторін. Яскраво виражене перевищення значень критичної довжини хвилі спостерігається при відношенні сторін  $a/b$  в межах від 0 до 1. Тому

при проектуванні жолобкового хвилеводу необхідно обрати оптимальне значення відношень сторін для забезпечення більшої критичної довжини хвилі.

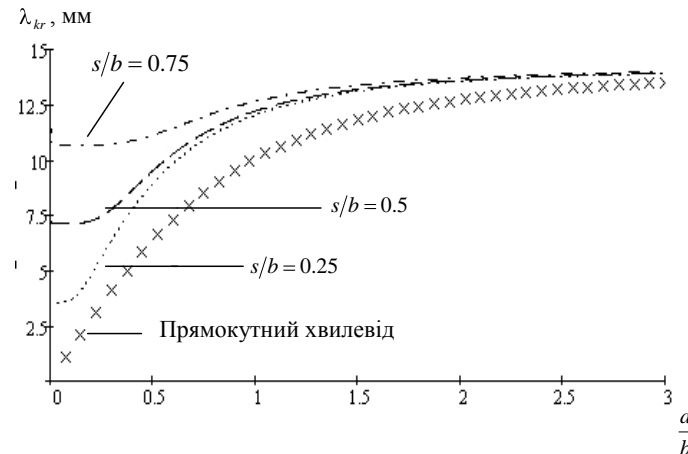


Рис. 4. Графік залежності критичної довжини хвилі від відношення сторін прямокутного хвилеводу та жолобкового хвилеводу при різних значеннях ширини щілини

З проведеного аналізу можна зробити висновок, що значення критичної довжини хвилі залежить також від ширини щілини. При сталих значеннях довжин основних сторін, змінюючи ширину щілини, можна досягти оптимальних значень критичної довжини хвилі  $\lambda_{кр}$ .

На основі отриманих графіків та обчислень можна сказати, що результати для жолобкового хвилеводу відповідають дійсності та при відношенні сторін жолобкового хвилеводу  $a/b = 3,0; 2,5; 2,0; 1,5; 1,0$  збігаються з теоретичними. З рисунку 5 бачимо, що при відношенні сторін  $a/b$ , що є меншим 1, спостерігається швидке зростання критичної довжини хвилі, порівняно із сталим розміром щілини. В подальшому, де розмір щілини набагато менший за  $\lambda_{кр}$ , значення даного відношення переходить у постійну величину.

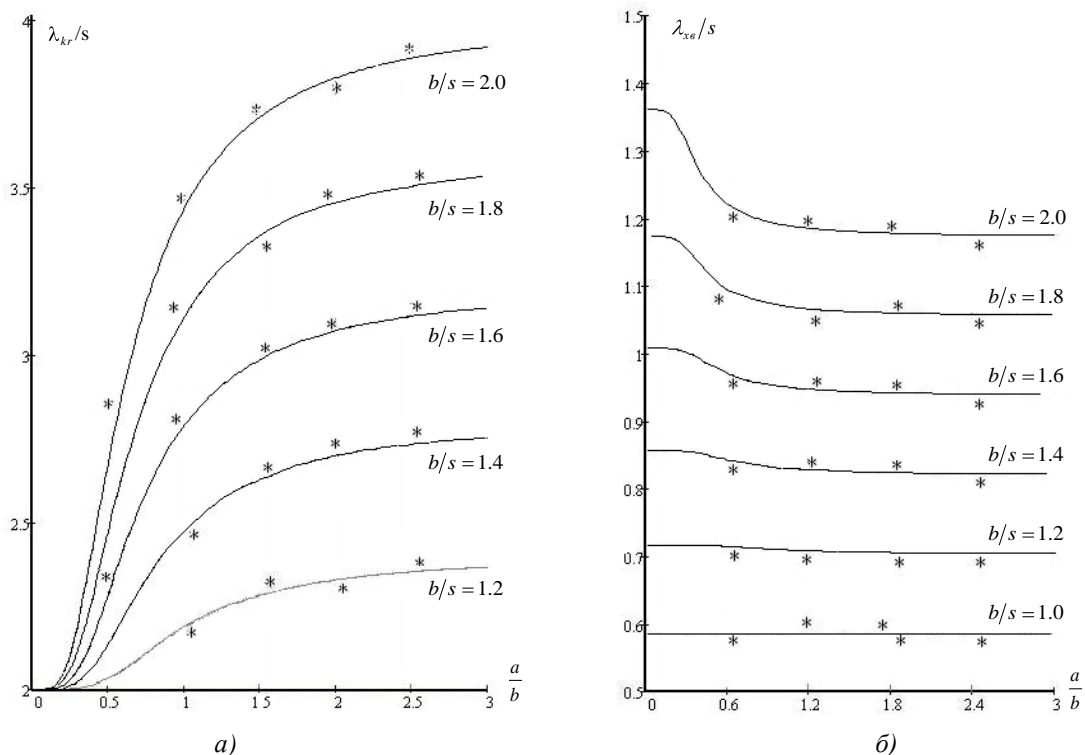


Рис. 5. Графік залежності відношення критичної довжини хвилі (а) та довжини хвилі в хвилеводі (б) до ширини щілини від співвідношення сторін хвилеводу

На рисунку 5 показані залежності  $\lambda_{xp}/s$ ,  $\lambda_{xe}/s$  від відношення (\*)  $a/b$ , узяті з роботи [10], що збігаються з розрахованими (-).

Згасання в жолобковому хвилеводі. Як правило, реальні хвилеводи виготовляються із металу. Це говорить про те, що вони мають визначену електричну провідність. Тому амплітуда електромагнітних хвиль зменшується при розповсюдженні поля вздовж осі хвилеводу.

Оцінка характеристик хвилеводу не можлива без визначення згасання поля. Нерівномірності внутрішніх стінок, що допускаються при виготовленні хвилеводу, призводять до зменшення амплітуди поля, втрати потужності, що передається, та спотворення картини поля.

В загальному випадку, згасання в хвилеводі, заповненого повітрям, визначається зі співвідношення [4]:

$$\alpha = \frac{R_s}{\eta \cdot b} \cdot \frac{A + B \cdot \left(\frac{\lambda}{\lambda_{kr}}\right)^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{kr}}\right)^2}}, \quad (32)$$

де  $R_s$  – поверхневий опір внутрішніх металевих стінок хвилеводу;  $\eta$  – хвильовий опір діелектричного середовища (повітря) в хвилеводі (припущення  $\epsilon$ , що середовище характеризується малими втратами).

Величини  $A$  та  $B$ , враховуючи формули (24) та (25), визначаються як:

$$A = \frac{2 \cdot m^2 \cdot \left\{ 1 + \left[ \frac{b}{s} - 1 \right] \cdot \frac{\sin \epsilon \cdot m}{2 \cdot m} \right\}}{\left( k_{kr} \cdot \frac{a}{2} \right)^2}, \quad (33)$$

$$1 + \left[ \frac{m^2}{n^2} - 2 \cdot \frac{m^2}{\left( k_{kr} \cdot \frac{a}{2} \right)^2} \right] \cdot \frac{\sin \epsilon \cdot m}{2 \cdot m}$$

$$B = \frac{2 \cdot \left\{ \left[ 1 - \frac{m^2}{\left( k_{kr} \cdot \frac{a}{2} \right)^2} \right] + \left[ 1 + \frac{m^2}{\left( k_{kr} \cdot \frac{a}{2} \right)^2} + \frac{b}{s} \cdot \left( \frac{m^2}{n^2} - \frac{m^2}{\left( k_{kr} \cdot \frac{a}{2} \right)^2} \right) \right] \cdot \frac{\sin \epsilon \cdot m}{2 \cdot m} \right\}}{1 + \left[ \frac{m^2}{n^2} - 2 \cdot \frac{m^2}{\left( k_{kr} \cdot \frac{a}{2} \right)^2} \right] \cdot \frac{\sin \epsilon \cdot m}{2 \cdot m}}. \quad (34)$$

Прийнявши, що стінки хвилеводу виконані із міді, значення активної складової поверхневого опору буде рівне  $R_s = \frac{4,45}{\sqrt{\lambda}} \hat{n} \cdot 10^{-3}$  [9]. На рисунку 6 наведено графік залежності затухання в жолобковому хвилеводі зі співвідношенням стінок  $b/a = 3$  від частоти.

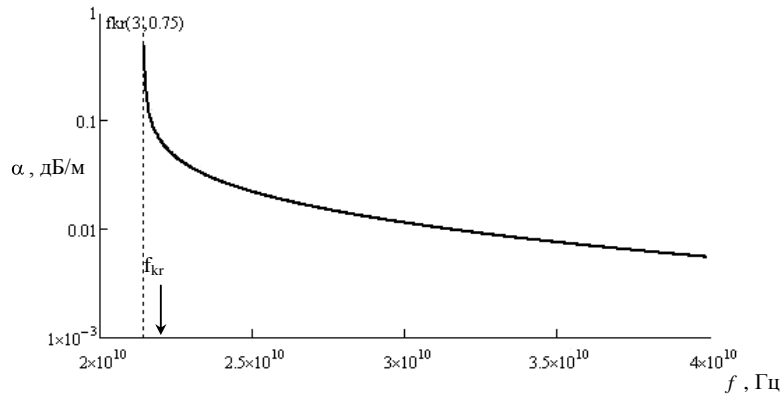


Рис. 6. Згасання в жолобковому хвилеводі

Із отриманого графіка можна зробити висновок, що велике згасання спостерігається при наближенні до критичного значення частоти. У діапазоні частот, які є набагато більшими за критичну згасання не значне.

Розподіл потужності. Зі співвідношень для розрахунку потужності отримано дані щодо розподілу потужності в жолобі та відкритих областях.

Розподіл потужності в області жолоба [3, 4]:

$$P_{AEy} = P_0 \cdot \left[ \frac{\left( \frac{\pi \cdot b}{2 \cdot a} \right)^2}{m^2} \cdot \left( 1 + \frac{\sin(2 \cdot m)}{2 \cdot m} \right) \right] \quad (35)$$

$$P_{AEx} = P_0 \cdot \left[ 1 - \frac{\sin(2 \cdot m)}{2 \cdot m} \right] \quad (36)$$

в бокових областях

$$P_{BEy} = P_0 \cdot \left[ \frac{\left( \frac{\pi \cdot b}{2 \cdot s} \right)^2}{n^2} \cdot \left( 1 + \frac{\sin(2 \cdot m)}{2 \cdot m} \right) \right], \quad (37)$$

$$P_{BEx} = P_0 \cdot \left[ 1 - \frac{\sin(2 \cdot m)}{2 \cdot m} \right], \quad (38)$$

$$\text{де } P_0 = \frac{E_{0A}^2}{\eta} \cdot \sqrt{1 - \left( \frac{\lambda}{\lambda_{kr}} \right)^2} \cdot \frac{a \cdot b}{4}.$$

На основі наведених формул розраховано числові значення потужності, що передаються по осям  $x$  та  $y$  для співвідношень сторін жолобкового хвилеводу  $a/b = 3,0; 2,0; 1,0$ . Залежність потужності, що передається відображено на графіках, що представлені на рисунках 7–10.



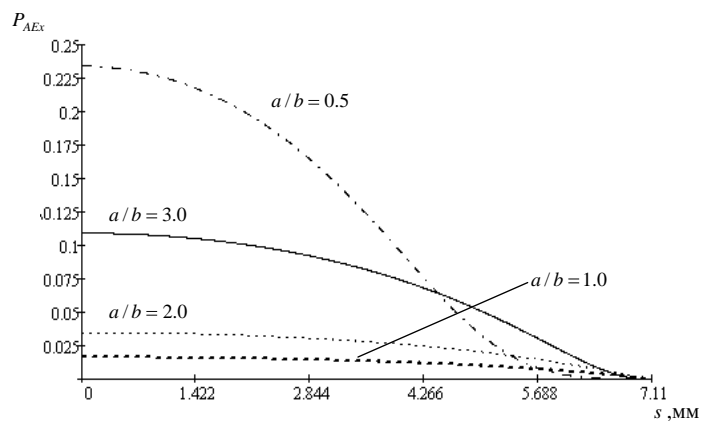


Рис. 7. Графік залежності потужності, яка передається по осі  $x$  основної області, від ширини щілини

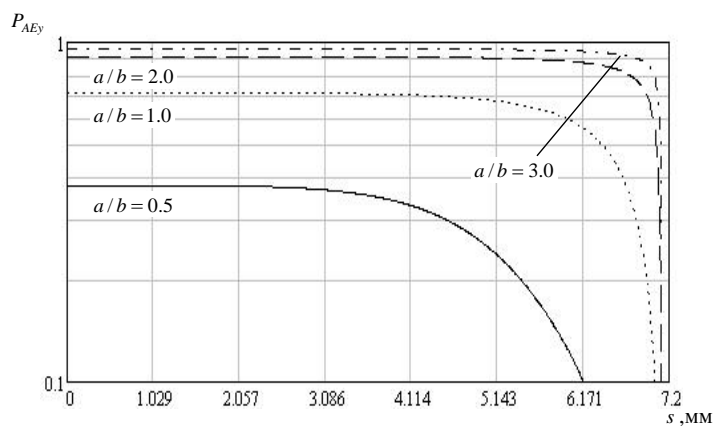


Рис. 8. Графік залежності потужності, яка передається по осі  $y$  основної області, від ширини щілини

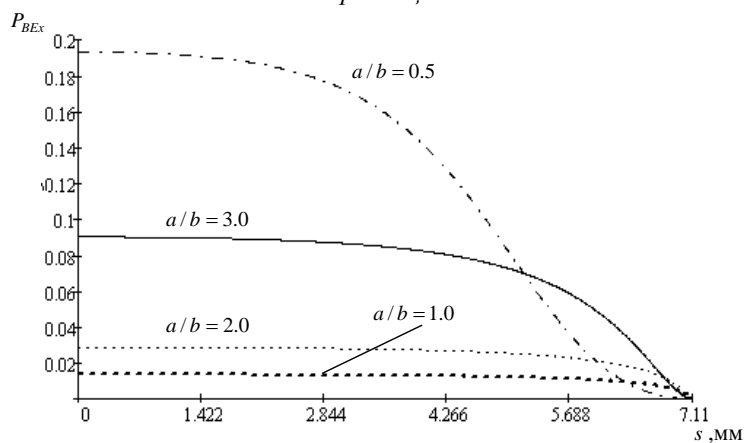


Рис. 9. Графік залежності потужності, яка передається по осі  $x$  області швидкого згасання, від ширини щілини

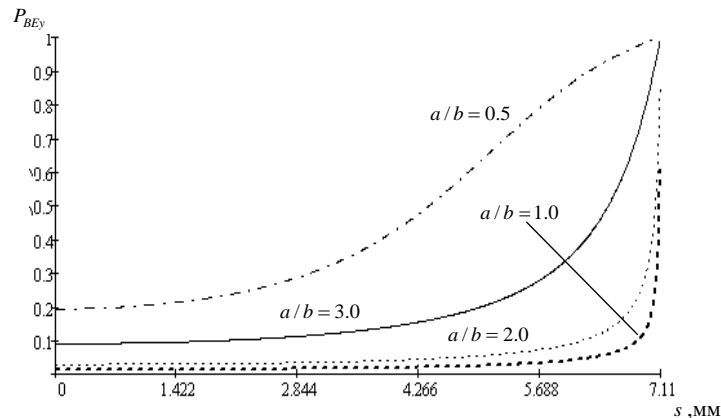


Рис. 10. Графік залежності потужності, яка передається по осі у області швидкого згасання, від ширини щілини

Проведений аналіз показує, що у випадку співвідношення сторін  $a/b=3$  ( $b = 7,11$  мм,  $a = 21,33$  мм,  $s = 6,85$  мм) розподіл потужності такий: область жолоба

$$P_{AEy} = 0,86 P_E, \quad P_{AEx} = 0,015 P_E;$$

бокові області

$$P_{BEy} = 0,111 P_E, \quad P_{BEx} = 0,014 P_E,$$

де  $P_E$  – повна потужність, що передається по лінії.

З наведених обчислень видно, що основне значення потужності, що передається, сконцентровано в області жолоба, і лише певна її частина розсіюється в області швидкого спадання.

**Висновки.** На основі методики розрахунку, що запропонована, проведено аналіз жолобкового хвилеводу з різними значеннями відношень розмірів сторін. Отримано аналітичні та графічні залежності між співвідношенням широкої до вузької стінок та потужністю, критичною довжиною хвилі, згасанням в жолобковому хвилеводі. На основі отриманих результатів можна зробити висновок, що методика розрахунку забезпечує високу точність в обчисленнях. Такий висновок обґрунтований отриманими результатами при розрахунку жолобкового хвилеводу, в якому ширина щілини прямує до 0 або 1. В такому випадку, значення характеристик наближаються до значень, що отримані у прямокутному хвилеводі.

Отримані результати при різних співвідношеннях основних сторін та різних значеннях ширини щілини показують, що електродинамічні характеристики жолобкового хвилеводу, порівняно із прямокутним є більш кращими.

#### Список використаної літератури:

1. Федоров Н.Н. Основы электродинамики / Н.Н. Федоров. – М. : Высш. школа, 1980. – 400 с.
2. Петров Б.М. Электродинамика и распространение радиоволн / Б.М. Петров. – М. : Горячая линия–Телеком, 2003. – 558 с.
3. Беляков С.В. Обзоры по электронной технике. Желобковый волновод : в 2 ч. / С.В. Беляков, В.И. Казанцев, А.И. Харитонов. – М. : ЦНИИ Электроника, 1989. – 112 с.
4. Квазиоптика. Избранные доклады на международном симпозиуме : пер. с англ. под ред. Б.З. Кацененбаума. – М. : Мир, 1966. – 370 с.
5. Зарано Г.Ф. Электродинамический анализ одно и двухжелобковых волноводов / Г.Ф. Зарано, Т.П. Синявский, В.П. Ткаченко // Научное приборостроение в мм и субмм диапазонах. – Харьков : ИРЭ АН СССР, 1988. – С. 15–28.
6. Снурникова Г.К. Распространение электромагнитных волн в желобковом волноводе с учетом поправки на открытый конец боковой области волновода / Г.К. Снурникова // Радиотехника и электроника. – 1971. – № 2. – С. 418–421.
7. Экспериментальное исследование и расчет излучения открытого конца желобкового волновода / А.Г. Кохно, Н.Г. Мендрул, Л.С. Назаренко, А.П. Скларов // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1990. – № 5. – С. 64–65.
8. Широкополосный возбудитель желобкового волновода / А.Г. Кохно, Н.Г. Мендрул, В.И. Правда, А.П. Скларов // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1990. – № 10. – С. 92–93.

9. Григорьев А.Д. Электродинамика и техника СВЧ / А.Д. Григорьев. – М. : Высш. школа, 1990. – 335 с.
10. Силин Р.А. Характеристики желобковых волноводов. Электронная техника. Электроника СВЧ / Р.А. Силин, И.П. Чепурных. – Вып. 1 (349). – 1983. – С. 65–66.

МАНОЙЛОВ В'ячеслав Пилипович – доктор технічних наук, професор, завідувач кафедри радіотехніки, радіоелектронних апаратів та телекомунікацій Житомирського державного технологічного університету.

Наукові інтереси:

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

Тел.: (0412) 41–39–63.

ПАВЛЮК Володимир Володимирович – кандидат технічних наук, зав. лабораторій Житомирського військового інституту ім. С.П. Корольова університету телекомунікацій.

Наукові інтереси:

- вдосконалення складних функціональних блоків та алгоритмів функціонування радіотехнічних систем;
- розробка методів аналізу електромагнітного поля, проектування ширококутових антен та антенних систем;
- прилади НВЧ та антени.

СТАВІСЮК Роман Леонідович – ад'юнкт Житомирського військового інституту ім. С.П. Корольова університету телекомунікацій.

Наукові інтереси:

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

Стаття надійшла до редакції 12.09.2013

**Манойлов В.П., Павлюк В.В., Ставісюк В.Л.** Характеристики жолобкового хвилеводу з прямокутним поперечним перерізом

**Манойлов В.Ф., Павлюк В.В., Ставісюк Р.Л.** Характеристики жолобкового волновода с прямоугольным поперечным разрезом.

**Manoylov V.P., Pavluk V.V., Stavisuk R.L.** Characteristics of rectangle flute waveguide.

УДК 621.372.8

**Характеристики жолобкового волновода с прямоугольным поперечным разрезом / В.Ф. Манойлов, В.В. Павлюк, Р.Л. Ставісюк**

С помощью метода поперечного резонанса рассчитаны основные характеристики жолобкового волновода. Показано, что данный метод вполне пригоден для использования в инженерной практике.

Ключевые слова: жолобковый волновод, инженерная практика, метод, волновод.

УДК 621.372.8

**Characteristics of rectangle flute waveguide / V.P. Manoylov, V.V. Pavluk, R.L. Stavisuk**

Characteristics of flute waveguide was calculated by the perpendicular resonance method. It's high accuracy can be used in Engineering practice.

Ключевые слова: жолобковый волновод, инженерная практика, метод, волновод.