

## ПРЯМОУГОЛЬНЫЙ ВОЛНОВОД С ПОПЕРЕЧНЫМИ ЩЕЛЯМИ. ИЗЛУЧАЮЩИЙ В ПЛОСКО-ПАРАЛЛЕЛЬНУЮ ОБЛАСТЬ

Л. И. Белоусова, В. Н. Злуницyna

Харьков

В антенной технике значительное внимание уделяется различным устройствам с бегущей волной (щелевая антенна бегущей волны и др.). Эти устройства состоят из обычного цилиндрического или прямоугольного волновода, в котором внутреннее поле связано с некоторой внешней областью или свободным пространством посредством непрерывной аксиальной щели или системы периодических поперечных отверстий [1—2].

В данной работе исследованы свойства электромагнитных волн в прямоугольном волноводе, связанном с полубесконечным плоско-параллельным волноводом. В качестве механизма связи служат периодические поперечные щели в стенке прямоугольного волновода. Для анализа данной структуры использован метод работы [3].

Исследуем собственные волны структуры, изображенной на рис. 1, а, в предположении, что стенки волноводов обладают идеальной проводимостью и смежная стенка в плоскости  $x = 0$  является бесконечно тонкой. В силу периодичности структуры в направлении распространения волны поле может быть представлено в виде

$$\begin{aligned}\vec{E}(x, y, z) &= e^{i h_0 z} \vec{E}(x, y, z); \\ \vec{H}(x, y, z) &= e^{i h_0 z} \vec{H}(x, y, z),\end{aligned}\quad (1)$$

где  $\vec{E}(x, y, z)$  и  $\vec{H}(x, y, z)$  периодичны относительно  $z$  с периодом  $l$  и могут быть разложены в ряд Фурье. Временной множитель  $e^{i \omega t}$  здесь и далее опущен.

Рассмотрим случай  $E$ - и  $H$ -поляризации, когда в направлении  $y$  имеется только  $E$ - или только  $H$ -составляющая поля соответственно. Подчиняя поля точным граничным условиям на стенках волноводов, получаем систему функциональных уравнений относительно коэффициентов разложения поля в ряд Фурье. Путем определенных преобразований эта система сводится к задаче Римана — Гильберта, окончательное решение которой представляется бесконечной системой однородных линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов Фурье

$$\sum_n X_n \left\{ \frac{1+n}{n} \varepsilon_n W_{nn} - \delta_{mn} \right\} = 0,$$

$(m = 0; \pm 1; \pm 2 \dots)$ , (2)

где

$$\varepsilon_n = 1 - \frac{|n|}{n} \frac{r_n^2 l}{2\pi(n+s)} \begin{cases} \frac{1}{1 - e^{2i\gamma_n a}} & \text{для } E\text{-волн,} \\ \frac{1}{1 - e^{2i\gamma_n b}} & \text{для } H\text{-волн,} \end{cases}$$

$$\gamma_n = \sqrt{k^2 - h_n^2 - \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2}; \quad h_n = \frac{2\pi}{l}(n+s); \quad W_m^n = V_m^n - \bar{V}_{|s|} \frac{R_m}{\bar{R}_{|s|}}.$$

$V_m^n$ ;  $R_m$ ;  $\bar{V}_{|s|}$ ;  $\bar{R}_{|s|}$  выражаются через функции и полиномы Лежандра от аргумента  $u = \cos \theta$  и вычислены в [3, 4],  $\theta = \frac{\pi d}{l}$

для  $E$ -волн и  $\theta = \frac{\pi(l-d)}{l}$

для  $H$ -волн.

Равенство нулю определителя системы (2) является точным дисперсионным уравнением для  $E$ - и  $H$ -собственных волн структуры

$$\det \left\{ \frac{|n|}{n} \varepsilon_n W_m^n - \delta_{mn} \right\} = 0 \quad (3)$$

Из решения (3) определяем постоянные распространения собственных волн, а из (2) находим соответствующие наборы амплитуд Фурье.

Собственные волны исследуемой структуры являются волнами типа  $E_{p,n}$  и  $H_{m,n}$ , где индексы  $p$  и  $m$  характеризуют периодичность поля в направлениях  $x$  и  $y$ . Эти волны являются возмущением соответствующих типов волн закрытого волновода. При  $d \rightarrow 0$  дисперсионное уравнение (3) дает набор действитель-

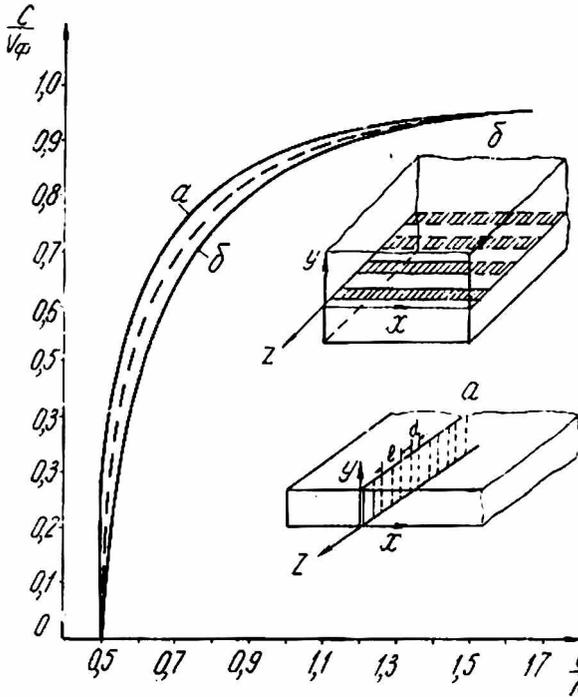


Рис. 1. Дисперсионные зависимости для низшего типа волны в изображенных структурах.

$$a - \frac{l}{a} = 0.3; \quad \frac{d}{a} = 0.24;$$

$$b - \frac{l}{a} = 0.3; \quad \frac{d}{a} = 0.075$$

ных значений постоянных распространения собственных волн регулярного волновода

$$\gamma_x = \frac{p\pi}{a}; \quad \gamma_y = \frac{m\pi}{b}.$$

Наличие щелей вызывает затухание волны за счет потерь на излучение. Постоянные распространения  $h_0$  и  $\gamma_x$  становятся комплексными величинами, реальные части которых близки к соответствующим значениям для закрытого волновода, а мнимые части определяются шириной щели и длиной волны.

Полученные уравнения (2) и (3) позволяют исследовать как структуру со щелями в узкой стенке волновода (рис. 1,а), так и структуру со щелями в широкой стенке (рис. 1,б). Для обоих случаев подробно

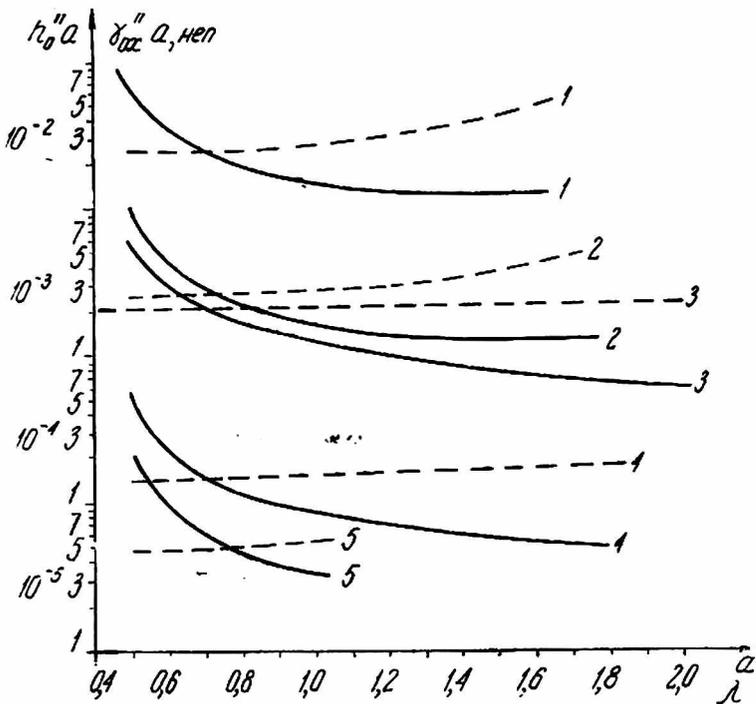


Рис. 2. Зависимость величины затухания (сплошные линии) и излучения (пунктирные линии) основной волны от частоты для структуры, изображенной на рис. 1, а.

- (1)  $\frac{l}{a} = 0,3; \frac{d}{a} = 0,24;$
- (2)  $\frac{l}{a} = 0,3; \frac{d}{a} = 0,15;$
- (3)  $\frac{l}{a} = 0,1; \frac{d}{a} = 0,075;$
- (4)  $\frac{l}{a} = 0,3; \frac{d}{a} = 0,075;$
- (5)  $\frac{l}{a} = 0,5; \frac{d}{a} = 0,075$

исследовались характеристики волны, являющейся возмущением обычной  $H_{10}$ -волны регулярного волновода (в принятых здесь обозначениях такой волной в случае структуры рис. 1,а является  $E_{10}$ -волна, а в случае структуры рис. 1,б  $H_{10}$ -волна).

Для основной волны регулярного прямоугольного волновода распределение токов таково, что в узкой стенке имеются только поперечные токи а в широкой продольная и поперечная составляющие тока. В структуре рис. 1,а щели проходят параллельно направлению токов, поэтому наличие узких щелей почти не изменяет структуры поля и эквивалентно расширению волновода. По мере увеличения ширины щелей критическая частота основной волны, определяемая как

$$k_{кр} = \sqrt{\frac{\gamma_x'^2 - \gamma_x''^2}{1 - \gamma_x''^2}}$$

уменьшается, а излучение в плоскопараллельную область и затухание волны вдоль направления распространения возрастают.

Щели в структуре рис. 1, б пересекают токи в верхней стенке волновода, поэтому возбуждаются  $E_z$ - и  $H_y$ -составляющие поля, что существенно изменяет структуру поля. Даже при очень узких щелях критическая частота основной волны резко увеличивается и появляется значительное излучение волны во внешнюю область.

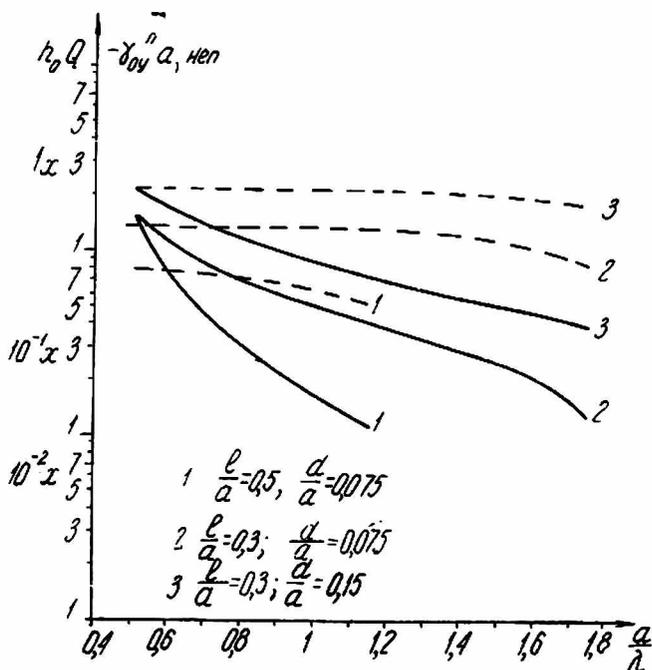


Рис. 3. Зависимость величины затухания (сплошные линии) и излучения (пунктирные линии) основной волны от частоты для структуры, изображенной на рис. 1, б.

- |     |                      |                        |
|-----|----------------------|------------------------|
| (1) | $\frac{l}{a} = 0,5;$ | $\frac{d}{a} = 0,075;$ |
| (2) | $\frac{l}{a} = 0,3;$ | $\frac{d}{a} = 0,075;$ |
| (3) | $\frac{l}{a} = 0,3;$ | $\frac{d}{a} = 0,15.$  |

Уравнения (2) и (3) исследовались на ЭВМ. Некоторые численные результаты приведены на рис. 1, 2, 3 и в табл. 1, 2.

На рис. 1 изображены дисперсионные зависимости низшего типа волны в структурах рис. 1, а и рис. 1, б соответственно. Для сравнения пунктиром проведена дисперсионная кривая закрытого волновода. Фазовая скорость основной волны для обеих структур определяется шириной щели и практически не зависит от параметра  $\frac{l}{a}$ . С ростом ширины щели фазовая скорость уменьшается за счет увеличения излучения волны во внешнюю область.

Таблица 1

а)

	$a = 0,6 \lambda$			$a = \lambda$		
	$\frac{l}{a} = 0,3;$	$\frac{l}{a} = 0,3;$	$\frac{l}{a} = 0,5;$	$\frac{l}{a} = 0,3;$	$\frac{l}{a} = 0,3;$	$\frac{l}{a} = 0,5;$
	$\frac{d}{a} = 0,075$	$\frac{d}{a} = 0,15$	$\frac{d}{a} = 0,075$	$\frac{d}{a} = 0,075$	$\frac{d}{a} = 0,15$	$\frac{d}{a} = 0,075$
$\left  \frac{b_1}{b_0} \right $	0,0221	0,0722	0,0139	0,0222	0,0732	0,0142
$\varphi_1 - \varphi_0$	90,0°	89,99°	89,99°	86,7	89,9°	-89,9
$\left  \frac{b_{-1}}{b_0} \right $	0,0225	0,0787	0,0140	0,0232	0,0855	0,0146
$\varphi_{-1} - \varphi_0$	-90,0°	89,99°	89,99°	-85,2°	89,9	-89,9
$\left  \frac{b_2}{b_0} \right $	0,169	0,0159	0,0127	0,0170	0,0167	0,0128
$\varphi_2 - \varphi_0$	90,0°	89,9°	89,9°	84,5°	89,9°	89,9°
$\left  \frac{b_{-2}}{b_0} \right $	0,0177	0,0222	0,0129	0,0190	0,0230	0,0135
$\varphi_{-2} - \varphi_0$	-90,0°	89,9°	89,9°	-77,3°	89,9°	-89,9
$\left  \frac{b_3}{b_0} \right $	0,0102	0,0130	0,0108	0,0103	0,0138	0,011
$\varphi_3 - \varphi_0$	90,0°	89,9°	90,0°	82,7°	89,9	89,9°
$\left  \frac{b_{-3}}{b_0} \right $	0,0112	0,0125	0,0119	0,0116	0,0130	0,0120
$\varphi_{-3} - \varphi_0$	-90,0°	89,9°	89,9°	-61,3	89,9	-89,9

б)

	$a = 0,6 \lambda$			$a = \lambda$		
	$\frac{l}{a} = 0,3;$	$\frac{l}{a} = 0,3;$	$\frac{l}{a} = 0,5;$	$\frac{l}{a} = 0,3;$	$\frac{l}{a} = 0,3;$	$\frac{l}{a} = 0,5;$
	$\frac{d}{a} = 0,075$	$\frac{d}{a} = 0,15$	$\frac{d}{a} = 0,075$	$\frac{d}{a} = 0,075$	$\frac{d}{a} = 0,15$	$\frac{d}{a} = 0,075$
$\left  \frac{b_1}{b_0} \right $	0,390	0,676	0,261	0,358	0,653	0,237
$\varphi_1 - \varphi_0$	-1,35°	-1,02°	1,62°	-0,97°	-0,738°	-1,34°
$\left  \frac{b_{-1}}{b_0} \right $	0,510	0,770	0,417	0,558	0,797	0,466
$\varphi_{-1} - \varphi_0$	1,28°	0,97°	1,62°	0,9°	0,684°	1,35°
$\left  \frac{b_2}{b_0} \right $	0,130	0,138	0,126	0,130	0,119	0,119
$\varphi_2 - \varphi_0$	0,351°	-4,5°	0,666°	0,83°	-3,51°	-0,684°
$\left  \frac{b_{-2}}{b_0} \right $	0,108	0,231	0,131	0,09	0,260	0,122
$\varphi_{-2} - \varphi_0$	-1,71°	3,38°	0,503°	-1,8°	2,28°	-0,88°
$\left  \frac{b_3}{b_0} \right $	0,0178	0,127	0,0859	0,024	0,128	0,065
$\varphi_3 - \varphi_0$	6,3°	0,648°	0,072°	2,88°	0,306°	0,129°
$\left  \frac{b_{-3}}{b_0} \right $	0,01	0,108	0,0524	0,021	0,098	0,045
$\varphi_{-3} - \varphi_0$	15,5°	-1,98°	1,78°	5,4°	-1,8°	-2,18°

На рис. 2 и 3 приведены зависимости величины затухания основной волны в направлении распространения (сплошные линии) и излучения ее в плоско-параллельную область (пунктирные линии) от частоты для структур, изображенных на рис. 1,а и 1,б соответственно. Для обеих структур излучение в большом диапазоне частот почти не зависит от частоты, а затухание с ростом частоты убывает.

В таблицах 1,а и б приведены амплитудные спектры основной волны для случаев рис. 1,а и 1,б при различных параметрах структуры.

В таблице 2 приведены характеристики излучения и затухания высших типов волн в структуре, изображенной на рис. 1,а.

Таблица 2

$$\frac{l-d}{a} = 0,208$$

$\frac{l}{a}$	$E_{10}$ -волна ( $a = 0,6l$ )			$E_{20}$ -волна ( $a = 1,2l$ )			$H_{01}$ -волна ( $a = 1,2l$ )		
	$\gamma_1'' a$	$-\gamma_0'' a$	$\frac{\zeta_{\Phi}}{c}$	$\gamma_1'' a$	$-\gamma_0'' a$	$\frac{\zeta_{\Phi}}{c}$	$\gamma_1'' a$	$-\gamma_0'' a$	$\frac{\zeta_{\Phi}}{c}$
0,25	$3,3 \cdot 10^{-5}$	$3,39 \cdot 10^{-5}$	1,8	$1,39 \cdot 10^{-1}$	$9,55 \cdot 10^{-5}$	1,8	0,487	0,244	2,22
0,333	$1,39 \cdot 10^{-3}$	$9,55 \cdot 10^{-4}$	1,77	$6,1 \cdot 10^{-4}$	$4,18 \cdot 10^{-3}$	1,77	0,885	0,419	2,31
0,417	$5,74 \cdot 10^{-3}$	$5,14 \cdot 10^{-3}$	1,72	$3,56 \cdot 10^{-2}$	$2,56 \cdot 10^{-2}$	1,71	1,13	0,53	2,32
0,5	$1,97 \cdot 10^{-2}$	$1,47 \cdot 10^{-2}$	1,67	$1,39 \cdot 10^{-1}$	$1,07 \cdot 10^{-1}$	1,64	1,3	0,61	2,35

## ЛИТЕРАТУРА

1. L. O. Goldstone, A. A. Oliner. IRE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-7, № 4, October 1959.
2. Richard F. Huneaman. IRE Transactions on Antennas and Propagation, Vol AP-7, № 4, October, 1959.
3. З. С. Агранович, В. А. Марченко, В. П. Шестопапов. ЖТФ, XXXII, вып. 4, 381, 1962.
4. А. Н. Адоина, В. П. Шестопапов ЖТФ, XXXIII, вып. 6, 641, 1963.