

ПАРАМЕТРЫ КРУГЛЫХ ДИАФРАГМИРОВАННЫХ ВОЛНОВОДОВ

М. П. Кухтин, С. В. Дегтярь

Х а р ь к о в

Исследованию параметров круглых диафрагмированных волноводов посвящено значительное количество работ [1, 2, 3], однако их авторы рассматривают либо симметричную E_{01} -волну, либо волну квази- EH_{11} . В работе [5] был проведен расчет критических частот и затухания квази- HE_{11} волны для различной геометрии диафрагм, однако данная задача решалась в нулевом приближении: полученные результаты дают лишь качественную картину.

В данной работе рассчитываются критические частоты и затухание волны HE_{11} с учетом высших пространственных гармоник и высших типов колебаний в промежутках между диафрагмами.

Расчет параметров данной системы производится методом Фурье [4]. При этом внутренняя полость волновода разбивается на две соосные цилиндрические области с общей границей на поверхности $r = a$ (рис. 1). Электромагнитное поле в этом случае полностью определяется однокомпонентными (параллельными оси z) электрическим и магнитным векторами Герца.

Как и всякую периодическую структуру, бесконечную в положительном и отрицательном направлении оси z гофрированный волновод можно исследовать, применяя теорему Флоке [6]. Согласно этой теореме, любая компонента электромагнитного поля разлагается в ряд Фурье по пространственным гармоникам. Из-за периодичности по азимуту φ собственные волны распадаются на независимые гармоники, отличающиеся различной азимутальной симметрией.

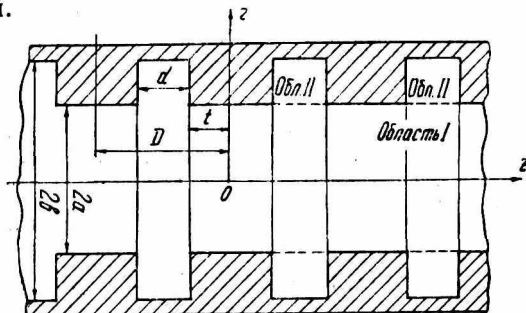


Рис. 1.

Рассмотрим общий случай с n азимутальными вариациями. Поле в приосевой области I ($0 < r < a$, $0 < z < D$) представим в виде бесконечной суммы пространственных гармоник. Выражения для векторов Герца запишутся следующим образом:

$$\begin{aligned} \Pi_z^e &= \sum_{m=-M}^M \sum_{n=0}^N A_{mn} I_n(\chi_m r) \sin n\varphi e^{i\beta_m z}; \\ \Pi_z^m &= \sum_{m=-M}^M \sum_{n=0}^N B_{mn} I_n(\chi_m r) \cos n\varphi e^{i\beta_m z}, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\chi_m^2 = k^2 - \beta_m^2;$$

$$\beta_m = \beta_0 + \frac{2\pi m}{D}$$

— искомая постоянная распространения; A_{mn} , B_{mn} — постоянные коэффициенты.

Поле в области II ($a < r < b$, $t < z < t + d$) естественно искать в виде разложения по стоячим волнам, удовлетворяющим граничным условиям

$$E_r = E_\varphi = 0 \text{ при } z = t, \quad z = t + d.$$

В этом случае выражения для векторов Герца примут вид

$$\begin{aligned} \Pi_z^e &= \sum_{s=0}^S \sum_{n=0}^N C_{sn} F_n(\rho_s r) \sin n\varphi \cos \frac{s\pi}{d} (z - t); \\ \Pi_z^m &= \sum_{s=0}^S \sum_{n=0}^N D_{sn} P_n(\rho_s r) \cos n\varphi \sin \frac{s\pi}{d} (z - t), \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$F_n(\rho_s r) = I_n(\rho_s r) - \frac{I_n(\rho_s b)}{N_n(\rho_s b)} N_n(\rho_s r);$$

$$P_n(\rho_s r) = I_n(\rho_s r) - \frac{I'_n(\rho_s b)}{N'_n(\rho_s b)} N_n(\rho_s r);$$

$$\rho_s^2 = k^2 - \left(\frac{s\pi}{d}\right)^2 \quad k = \frac{\omega}{c}.$$

Сшивая тангенциальные составляющие полей на границе областей, приходим к бесконечной системе алгебраических уравнений:

$$\sum_{m=-M}^M \sum_{s=0}^S \alpha_{msl} A_m + \beta_{msl} B_m = 0;$$

$$\sum_{m=-M}^M \sum_{s=0}^S \bar{\alpha}_{msl} A_m + \bar{\beta}_{msl} B_m = 0, \quad (3)$$

где

$$\alpha_{msl} = U_s(\rho_s a) \frac{2x_m}{d(\delta_{s0} \mp 1)} \beta_m \beta_l \rho_s I'_n(x_m a) (-1)^{m-l} - \delta_{ml} x_l^2 I_n(x_l a) D;$$

$$\beta_{msl} = \frac{2\beta_l}{d(\delta_{s0} \mp 1)} \frac{n}{a} U_s \left[\left(\frac{s\pi}{d}\right)^2 \left(\frac{x_m}{\rho_s}\right)^2 - \beta_m^2 \right] I_n(x_m a) (-1)^{m-l};$$

$$\bar{\alpha}_{msl} = \frac{2}{d} \frac{n}{a} \left(\frac{s\pi}{d}\right)^2 \frac{x_m \beta_m}{\rho_s} U_s I'_n(x_m a) (-1)^{m-l} - \delta_{ml} \frac{\beta_l n}{a} I_n(x_l a) D;$$

$$\bar{\beta}_{msl} = \frac{2}{d} \left(\frac{s\pi}{d}\right)^2 \left\{ \left(\frac{n}{a}\right)^2 \frac{1}{\omega \varepsilon \rho_s} \left[\left(\frac{s\pi}{d}\right)^2 \left(\frac{x_m}{\rho_s}\right)^2 - \beta_m^2 \right] U_s - \right.$$

$$\left. - x_m^2 \frac{\omega \mu}{\rho_s} P_s \right\} I_n(x_m a) (-1)^{m-l} + \delta_{ml} I'_n(x_l a) \omega \mu x_l D;$$

$$\gamma_s^{m(l)} = 2 \frac{\sin \frac{\beta_{m(l)} D \mp s\pi}{2}}{\beta_{m(l)}^2 - \left(\frac{s\pi}{d}\right)^2};$$

$$U_s = \frac{F_n(\rho_s a)}{F'_n(\rho_s a)} \gamma_s^m \gamma_s^l;$$

$$P_s = \frac{P'_n(\rho_s a)}{P_n(\rho_s a)} \gamma_s^m \gamma_s^l;$$

$$\delta_{ml} = \begin{cases} 0 & m \neq l; \\ 1 & m = l. \end{cases}$$

Условием существования нетривиального решения этой системы является обращение в нуль детерминанта бесконечной матрицы коэффициентов. Как видно из формулы (3), каждый элемент

матрицы представлен в виде бесконечной суммы по типам колебаний в области II (рис. 1).

Дисперсионное уравнение (3) решалось с помощью ЭЦВМ типа М-20. Критические частоты волны HE_{11} в зависимости от числа членов в элементах матрицы для волноводов с размерами, указанными в табл. 1, представлены в табл. 3. Из нее видно, что учет высших пространственных гармоник ($m = 1, 2, 3$) не влияет существенно на величину критической частоты. Основными при расчете критических частот являются нулевой и первый типы колебаний в области II.

Таблица 1

№ волновода	a	b	d	t	D
I	25,1	28,5	5,355	2,5725	10,5
II	25,1	27,5	6,3	2,1	10,5
III	25,1	27,5	5,355	2,5725	10,5
IV	25,1	27,5	3,15	3,675	10,5
V	25,1	27,5	7,35	1,575	10,5
VI	25,1	28,1	5,355	2,5725	10,5
VII	26,1	28,5	5,355	2,5725	10,5
VIII	12,5	14,2	2,6553	1,32235	5,3
IX	13,0	14,2	2,6553	1,32235	5,3
X	12,5	13,7	2,6553	1,32235	5,3
XI	25,5	28,5	5,355	2,5725	10,5

Таблица 2

№ волновода	I	III	IV	V	VI
$f_{кр}, Гц$	3406,7	3414,3	3468,8	3360,9	3408,8
№ волновода	VII	VIII	IX	X	XI
$f_{кр}, Гц$	3286,8	6844,5	6602,0	6859,4	3356,8

Зависимость критической частоты от геометрии системы для случая $m = 0, s = 0,1$ представлена в табл. 2. Из нее видно, что критическая частота диафрагмированного волновода близка к критической частоте гладкого волновода радиуса $r = a$, а изменение внешнего радиуса $r = b$ (при неизменном внутреннем радиусе $r = a$) мало влияет на данный параметр.

При выводе дисперсионного уравнения предполагалось, что стенки диафрагмированного волновода являются идеально проводящими. В гладких волноводах затухание основного типа волны, вызванное омическими потерями, невелико. Однако в диафрагмированных волноводах полное затухание при некоторых соотношениях размеров может стать весьма ощутимым.

Таблица 3

$s \backslash m$	0	1	2
0	3502,3903	3502,3875	3502,382
1	3406,7381	3439,632	3445,874
2	3406,7285	3439,638	3445,881

При условии, что потери невелики, коэффициент затухания α запишем в таком виде:

$$\alpha = \frac{\Delta P}{2P_0 D}. \quad (4)$$

Потери мощности ΔP на длине ячейки D складываются из потерь $\Delta_1 P$ на внутренней поверхности волновода ($r = a$; $0 < z < t$; $t + d < z < D$), потерь $\Delta_2 P$ на боковых стенках канавки ($a < r < b$; $z = t$; $z = t + d$) и потерь $\Delta_3 P$ на дне канавки ($r = b$; $t < z < t + d$).

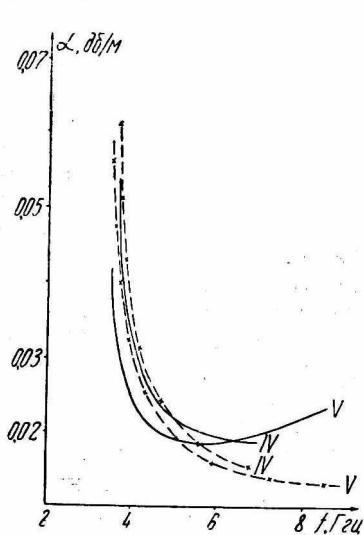


Рис. 2.

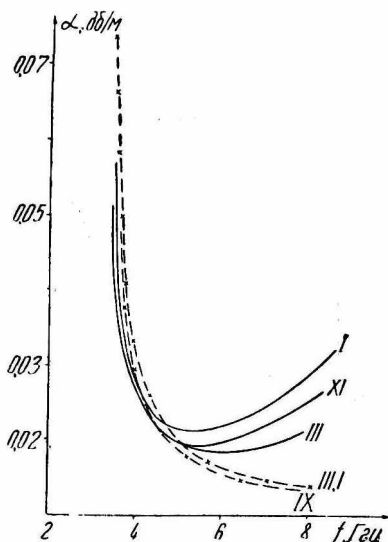


Рис. 3.

Зависимость коэффициента затухания волны HE_{11} от частоты в медном волноводе для различной геометрии диафрагм показана на рис. 2—5. Сплошными линиями показано затухание в диафрагмированном, штриховыми — в гладком волноводе. Римские цифры соответствуют номерам волноводов, указанным в табл. 1. При расчете учитывалась нулевая пространственная гармоника, нулевой и первый тип колебаний в области между диафрагмами.

Используя рис. 2—5, можно сравнить затухание волны HE_{11} в диафрагмированном волноводе с затуханием волны H_{11} в круглом волноводе, имеющем такую же критическую частоту.

Как видно из графиков, вблизи $f_{кр}$ затухание диафрагмированного волновода меньше затухания гладкого волновода. С ростом частоты затухание диафрагмированного волновода растет быстрее, чем затухание гладкого, и на $f = 2f_{кр}$ оно превышает затухание гладкого волновода примерно на 25—30%.

На рис. 2 показано изменение коэффициента затухания при варьировании ширины канавки для волноводов с геометрическими размерами, указанными в табл. 1. Увеличение ширины канавки в пределах от $0,3D$ до $0,7D$ приводит к незначительному уменьшению величины затухания. Так, на частоте $f = 4$ Гц для волновода IV коэффициент затухания $\alpha = 0,0318$ дБ/м и для волновода V $\alpha = 0,0255$ дБ/м. На частоте $f = 5,7$ Гц коэффициент затухания для этих же волноводов равен соответственно 0,0199 и 0,0180 дБ/м. В рабочем диапазоне частот ($f_{кр} - 2f_{кр}$) для волноводов II, V наблюдается ослабление частотной зависимости коэффициента затухания по сравнению с волноводами III, IV.

Влияние глубины канавки на величину коэффициента затухания показано на рис. 3, 4 и 5 для волноводов 10—4-х сантиметрового диапазона соответственно. Из

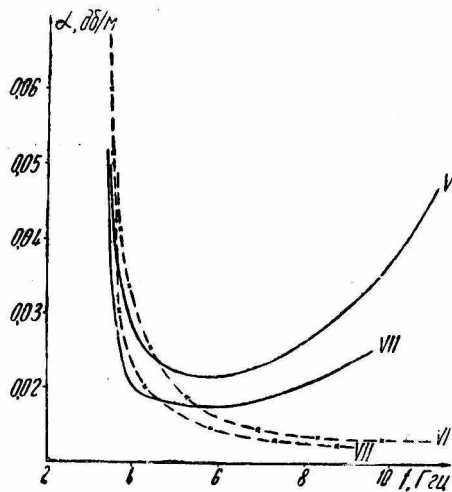


Рис. 4.

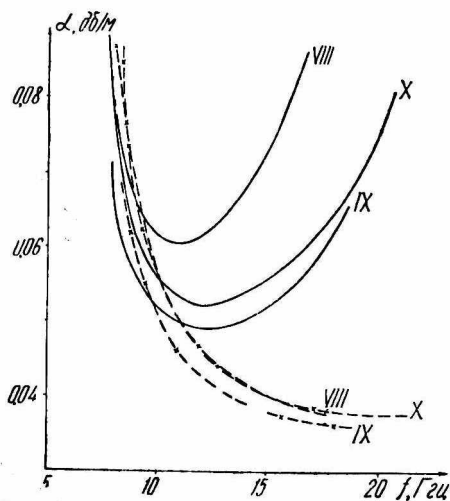


Рис. 5.

графиков видно, что уменьшение глубины канавки на 30% вызывает уменьшение затухания для четырехсантиметрового диапазона на 12% и для волноводов десятисантиметрового диапазо-

на — на 18%. Например, волновод *VIII*, у которого глубина канавки $\delta = 1,7$ мм, на частоте $f = 12$ ГГц имеет затухание $\alpha = 0,0614$ дБ/м, а для волновода *IX* с глубиной канавки $\delta = 1,2$ мм коэффициент затухания на той же частоте равен 0,0495 дБ/м.

Глубину канавки δ можно варьировать путем изменения размера a при неизменном b или же путем изменения размера b при неизменном a . На рис. 3, 4 можно проследить влияние изменения каждого из размеров a и b на величину затухания. Волновод *I* имеет глубину канавки $\delta = 3,4$ мм. Уменьшая δ на 1 мм путем увеличения размера a , приходим к волноводу *VII*, а проделывая то же самое за счет уменьшения размера b , можно получить волновод *III* с такой же глубиной гофра, что и волновод *VII*. Из графиков видно, что на частоте $f = 3,6$ ГГц коэффициент затухания волноводов *III* и *VII* равен соответственно 0,0462 и 0,0348 дБ/м, а на частоте $f = 5,7$ ГГц затухание убывает до 0,0186 дБ/м для волновода *III* и до 0,0174 дБ/м — для волновода *VII*. Таким образом, в рабочем диапазоне частот волновод *VII* имеет меньшее затухание по сравнению с волноводом *III*. Это говорит о том, что величина затухания более критична к изменению размера a .

Анализируя приведенные графики, можно сделать вывод, что уменьшение коэффициента затухания в диафрагмированном волноводе происходит при увеличении ширины диафрагмы и уменьшении глубины канавки, последнее приводит к более значительному изменению величины затухания.

При учете только нулевого типа колебаний в области между диафрагмами результаты расчета могут отличаться от случая, когда учитывается и первый тип колебаний, почти на 20%. Таким образом, учет только нулевого типа колебаний дает качественную картину, отличающуюся от истинной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Нанн. Rev Scient. Instrum, 1963, 34, № 10.
2. Г. В. Воскресенский, В. И. Кироза и др. Сб. «Ускорители», вып. 77. Атомиздат, 1967.
3. Б. В. Зверев, Н. П. Собенин и др. Сб. «Ускорители», вып. 21. Атомиздат, 1964.
4. Е. С. Коваленко. «Изв. вузов, Радиотехника», № 4, т. VIII, 1965.
5. P. J. Clarricoats, P. K. Saha. Electron. Zett, 1970, 6, № 12.
6. Г. В. Кисунько. Электродинамика полых систем. Изд. ВКАС, 1949.