

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ВДОЛЬ ПЛОСКОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ С ЭКРАНОМ И ДИЭЛЕКТРИКОМ

В. Н. Злуницyna

Харьков

Вопрос о распространении электромагнитных волн вдоль лент металлической решетки с экраном вызывает интерес, поскольку данная структура может применяться как многопроводная передающая линия и как излучающая система [1—5]. Применение в данной работе метода, изложенного в статье [6], позволило получить дисперсионные уравнения для любых типов волн, способных распространяться в рассматриваемой структуре, с учетом всего спектра пространственных гармоник при любом соотношении между параметрами структуры и длиной волны. Рассмотрены резонансы на различных пространственных гармониках и вычислены амплитуды пространственных гармоник по отношению к амплитуде той гармоники, на которой происходит резонанс. Существенно также то, что в настоящей работе исследовано влияние диэлектрической среды на распространение различных типов волн.

Рассмотрим бесконечную периодическую структуру, состоящую из решетки, образованной бесконечно тонкими, идеально проводящими металлическими лентами, расположенными на расстоянии d друг от друга (период решетки l), и идеально проводящего экрана, находящегося на расстоянии a от решетки. Вся система находится в безграничном диэлектрике с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$.

Однородность системы вдоль направления распространения позволяет рассматривать отдельно два независимых типа волн: поперечно-магнитные волны (ТМ-волны) и поперечно-электрические волны (ТЕ-волны).

Дисперсионные уравнения для ТМ-и ТЕ-волн представляют собой бесконечные определители. Элементы этих определителей содержат множитель g_n , который при $n \rightarrow \infty$ стремится к нулю, как $\frac{1}{n^2}$. Это дает возможность ограничить определитель и пользоваться в расчетах конечным числом членов, которое зависит от требуемой точности.

Для ТМ-волн дисперсионное уравнение имеет следующий вид:

$$\begin{vmatrix} \gamma_0 W_0^0 + (1 - e^{i4\pi \frac{a}{l} \gamma_0}) & g_1 |W_0^1| & |W_0^{-1}| & \dots & g_N |W_0^N + W_0^{-N}| \\ \gamma_0 W_1^0 & g_1 |W_1^1| & |W_1^{-1}| - 1 & \dots & g_N |W_1^N + W_1^{-N}| \\ \gamma_0 W_2^0 & g_1 |W_2^1| & |W_2^{-1}| & \dots & g_N |W_2^N + W_2^{-N}| \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \gamma_0 W_N^0 & g_1 |W_N^1| & |W_N^{-1}| & \dots & g_N |W_N^N + W_N^{-N}| - 1 \end{vmatrix} = 0, \quad (1)$$

а для ТЕ-волн

$$\begin{vmatrix} i\nu_0 W_0^0 \left(1 - e^{i4\pi \frac{a}{l} \nu_0}\right) + 1 & g_{11} |W_0^1 + W_0^{-1}| & \dots & g_{N1} |W_0^N + W_0^{-N}| \\ i\nu_0 W_1^0 \left(1 - e^{i4\pi \frac{a}{l} \nu_0}\right) & g_{11} |W_1^1 + W_1^{-1}| - 1 & \dots & g_{N1} |W_1^N + W_1^{-N}| \\ i\nu_0 W_2^0 \left(1 - e^{i4\pi \frac{a}{l} \nu_0}\right) & g_{11} |W_2^1 + W_2^{-1}| & \dots & g_{N1} |W_2^N + W_2^{-N}| \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ i\nu_0 W_N^0 \left(1 - e^{i4\pi \frac{a}{l} \nu_0}\right) & g_{11} |W_N^1 + W_N^{-1}| & \dots & g_{N1} |W_N^N + W_N^{-N}| - 1 \end{vmatrix} = 0, \quad (2)$$

где

$$W_0^n = V_{|z|}^n - V_0^n 2R_{|z|}; \quad W_m^n = V_m^n - V_0^n P_m; \quad \nu_n = \frac{l}{2\pi} \beta_n; \quad \beta_n = \sqrt{k^2 \varepsilon - \gamma^2 - \left(\frac{2\pi n}{l}\right)^2};$$

$k = \frac{\omega}{c}$ (β_n —постоянная распространения n -той пространственной гармоники в направлении перпендикулярном к решетке (ось ox); γ —постоянная распространения в направлении распространения);

$$g_n = \begin{cases} 1 + i \frac{\nu_n}{n} \cdot \frac{1}{1 - e^{i4\pi \frac{a}{l} \nu_n}} & \text{(ТМ-волны)} \\ 1 + i \frac{\nu_n}{n} \cdot \left(1 - e^{i4\pi \frac{a}{l} \nu_n}\right) & \text{(ТЕ-волны)} \end{cases}$$

($V_{|z|}^n$; $R_{|z|}$; V_m^n —определяются через полиномы Лежандра аргумента $u = \cos \frac{\pi d}{l}$ для ТМ-волн и аргумента $u = -\cos \frac{\pi d}{l}$ для ТЕ-волн).

При рассмотрении распространения различных типов волн в данной структуре представляет интерес исследование следующих характеристик:

а) затухания волны по мере распространения

$$\eta'' = \frac{l}{2\pi} \gamma'';$$

б) излучения волны в направлении, перпендикулярном решетке,

$$\nu_n'' = \frac{l}{2\pi} \beta_n''$$

в) величины отношения фазовой скорости волны в исследуемой структуре к скорости света в свободном пространстве

$$\frac{V_\Phi}{c} = \frac{\kappa}{\eta} \left(\kappa = \frac{kl}{2\pi} \right);$$

г) добротности колебаний

$$Q = \frac{1}{2} \frac{\eta'}{\nu_n''};$$

д) волновых сопротивлений

$$Z_{TM} = \frac{\eta}{\kappa \varepsilon}; \quad Z_{TE} = \frac{\kappa}{\eta};$$

е) уменьшения амплитуды волны при прохождении волной расстояния, равного периоду структуры

$$\frac{A_{z+l}}{A_z} = e^{-2\pi\eta^*},$$

и расстояния, равного длине волны в системе $\frac{A_{z+\lambda_g}}{A_z} = e^{-\frac{2\pi\eta^*}{\gamma'}}$

ж) отношения средних значений потоков энергии через поперечные сечения $-a < x < 0$; $-\frac{l}{2} < y < \frac{l}{2}$, расположенные на расстоянии l друг от друга

$$\frac{\Pi_{z+l}}{\Pi_z} = e^{-4\pi\eta^*}$$

и на расстоянии длины волны в системе $\frac{\Pi_{z+\lambda_g}}{\Pi_z} = e^{-\frac{4\pi\eta^*}{\gamma'}}$.

Помимо этого важно установить закон сохранения энергии для ТМ- и ТЕ-волн. Для ТМ-волн закон сохранения энергии при $z=1$ запишется в виде

$$\begin{aligned} & 2\eta' \gamma'' |v_0|^2 \left[\frac{1}{2v_0''} \left(1 - e^{-\frac{8\pi a}{l} v_0''} \right) + \frac{1}{v_0'} \cdot e^{-\frac{4\pi a}{l} v_0''} \sin \frac{4\pi a}{l} v_0' \right] + \\ & + \operatorname{Re} v_0^* \cdot v_0^2 \left[1 - 2ie^{-\frac{4\pi a}{l} v_0''} \sin \frac{4\pi a}{l} v_0' - e^{-\frac{8\pi a}{l} v_0''} \right] + \\ & + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{|b_n|^2}{|b_0|^2} \left\{ 2\eta' \gamma'' \left[\frac{1}{2v_n''} \left(1 - e^{-\frac{8\pi a}{l} v_n''} \right) (|v_n|^2 + n^2) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{v_n'} e^{-\frac{4\pi a}{l} v_n''} \cdot \sin \frac{4\pi a}{l} v_n' (|v_n|^2 - n^2) \right] + \operatorname{Re} v_n^* v_0^2 \left[\left(1 - e^{-\frac{8\pi a}{l} v_n''} \right) - \right. \right. \\ & \left. \left. - 2ie^{-\frac{4\pi a}{l} v_n''} \sin \frac{4\pi a}{l} v_n' \cdot v_n' \right] \right\} = 0, \end{aligned}$$

а для ТЕ-волн

$$\begin{aligned} & 2\eta' \gamma'' |v_0|^2 \left[\frac{1}{2v_0''} \left(1 - e^{-\frac{8\pi a}{l} v_0''} \right) + \frac{1}{v_0'} \cdot e^{-\frac{4\pi a}{l} v_0''} \sin \frac{4\pi a}{l} v_0' \right] + \\ & + \operatorname{Re} (v_0^2)^* \cdot v_0 \cdot \left[1 - 2ie^{-\frac{4\pi a}{l} v_0''} \sin \frac{4\pi a}{l} v_0' - e^{-\frac{8\pi a}{l} v_0''} \right] + \\ & + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{|b_n|^2}{|b_0|^2} \cdot \left\{ 2\eta' \gamma'' \left[\frac{1}{2v_n''} \left(1 - e^{-\frac{8\pi a}{l} v_n''} \right) (|v_n|^2 + n^2) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{v_n'} \cdot e^{-\frac{4\pi a}{l} v_n''} \sin \frac{4\pi a}{l} v_n' (|v_n|^2 - n^2) \right] + \right. \\ & \left. + \operatorname{Re} (v_0^2)^* \cdot v_n \left[\left(1 - e^{-\frac{8\pi a}{l} v_n''} \right) - 2ie^{-\frac{4\pi a}{l} v_n''} \cdot \sin \frac{4\pi a}{l} v_n' \right] \right\} = 0. \end{aligned}$$

Как видно из выражений (1) и (2), дисперсионные уравнения для ТМ- и ТЕ-волн имеют вид трансцендентных уравнений с комплексными коэффициентами, что соответствует тому, что в данной структуре может существовать бесчисленное множество типов ТМ- и ТЕ-волн. Корни данных дисперсионных уравнений определяют критические частоты для каждого из этих типов волн. Выбор порядка определителя позволяет учесть любое число пространственных гармоник.

Дисперсионные уравнения исследовались численно на ЭВМ «Урал-2». Для нахождения корней применялся метод последовательных приближений Ньютона. Начальными приближениями для системы с малыми щелями служили корни дисперсионных уравнений для плоско-параллельного волновода $\nu_{нач} = \frac{ml}{2a}$, где $m = 0, 1, 2, 3 \dots$ для ТМ-волн и $m = 1, 2, 3 \dots$ для ТЕ-волн. При этом значение $\nu_{нач} = \frac{ml}{2a}$ может быть начальным приближе-

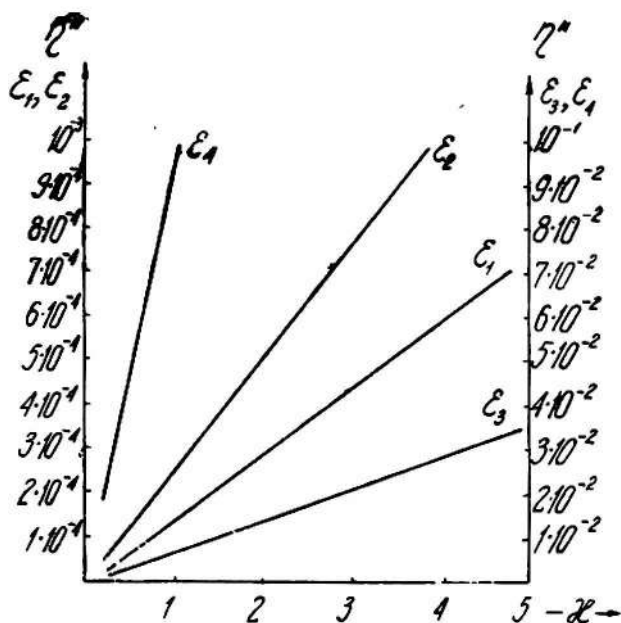


Рис. 1. Зависимость затухания ТЕМ-волны от частоты при различных значениях диэлектрической проницаемости среды.

нием как для 0-ой, так и для любой $n = p$ -той гармоник. т. е. в общем случае $\nu_{p \text{ нач}} = \frac{ml}{2a}$, $\nu_{\text{онач}} = \sqrt{\left(\frac{ml}{2a}\right)^2 + p^2}$. Физически задание начального приближения для p -той гармоник соответствует исследованию резонанса на данной гармонике.

Таким образом, в рассматриваемой системе может существовать бесчисленное множество типов поперечно-магнитных $\text{TM}_m^n (E_m^n)$ и поперечно-электрических $\text{TE}_m^n (H_m^n)$ -волн, где индекс m указывает на тип волны, а p — на какой пространственной гармонике происходит резонанс. Каждому из этих типов волн соответствует бесчисленное множество пространственных гармоник, причем все пространственные гармоники, соответствующие данному типу волны и данному резонансу, распространяются вдоль оси oz с одной и той же фазовой скоростью и одним и тем же затуханием.

ТЕМ-волна является частным случаем TM_m^n -волн ($m = 0$). Рассматривался резонанс на 0-ой гармонике ($\nu_{\text{онач}} = 0$) при следующих параметрах структуры: $\frac{l}{a} = 0,5; 1; 5; 10; 50; |u| < 0,999$. Исследования показали.

что решетка не влияет на распространение ТЕМ-волны. ТЕМ-волна при любых параметрах структуры и любой частоте распространяется вдоль оси oz без излучения с фазовой скоростью, равной скорости света в свободном пространстве. Отношение амплитуд пространственных гармоник ТЕМ-волны к амплитуде 0-ой гармоники при любых параметрах структуры по модулю меньше, чем 10^{-7} , т. е. ими можно пренебречь.

Из выражений для поля можно найти, что ТЕМ-волна является чисто поперечной волной и энергия этой волны полностью сосредотачивается в пространстве между решеткой и экраном.

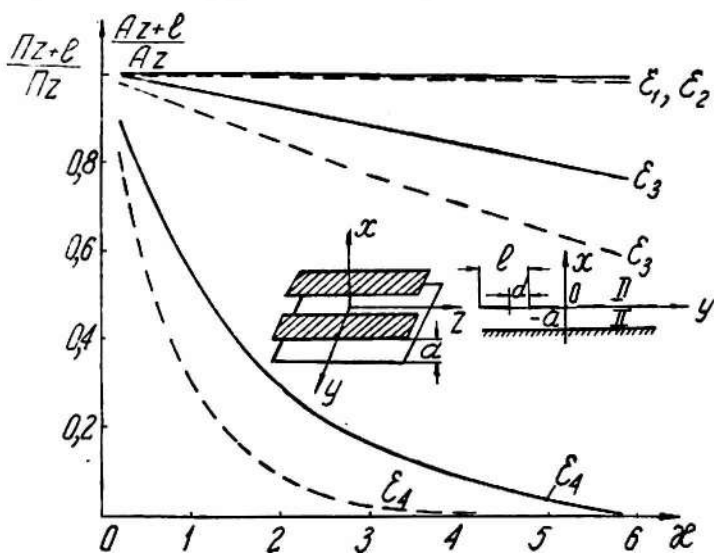


Рис. 2. Энергетические характеристики ТЕМ-волны в зависимости от частоты при различных значениях диэлектрической проницаемости среды.

Исследовалось влияние диэлектрика на распространение ТЕМ-волн в широком диапазоне частот $0,2 < \kappa \leq 20$. На рис. 1 показано, что затухание ТЕМ-волны в системе тем больше, чем больше частота и чем больше потери в диэлектрике. Из рис. 2 видно, что для диэлектриков с малыми потерями типа фторопласт (ϵ_1) и полистирол (ϵ_2) уменьшение амплитуды ТЕМ-волны и потока энергии через поперечное сечение системы при прохождении волной расстояния равного периоду системы незначительное даже при больших κ . С ростом потерь в диэлектрике (например, при $\epsilon = 4 + 0,4i$) уже при $\kappa = 4$ при прохождении волной расстояния равного периоду структуры, поток энергии через поперечное сечение системы незначительный, т. е. волна почти полностью затухает.

В табл. 1 приведены значения волнового сопротивления и добротности системы для различных диэлектрических заполнений среды, а также показано, как уменьшается амплитуда ТЕМ-волны и величина потока энергии через поперечное сечение системы при прохождении волной расстояния, равного длине волны в структуре.

Для TM_m^o и TE_m^o волн в общем случае $\gamma_{\text{онач}} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{2a}\right)^2 + p^2}$. Исследования показали, что TM_m^o - и TE_m^o -волны могут распространяться в дан-

Таблица 1

$\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$	Q	$Z'_{\text{ТЕМ}}, \text{ ом}$	$\frac{A_{z+\lambda_g}}{Az}$	$\frac{\Pi_{z+\lambda_g}}{\Pi_z}$
2+0,004	4965,1295	256	0,99937	0,99873
2,55+0,00084	3035,485	236	0,99897	0,99793
2+0,02	100,0024	267	0,96907	0,939103
4+0,4	10,024937	188	0,73097	0,534323

ной системе только в том случае, если рабочая частота превышает критическую частоту для данного типа волн при определенных параметрах

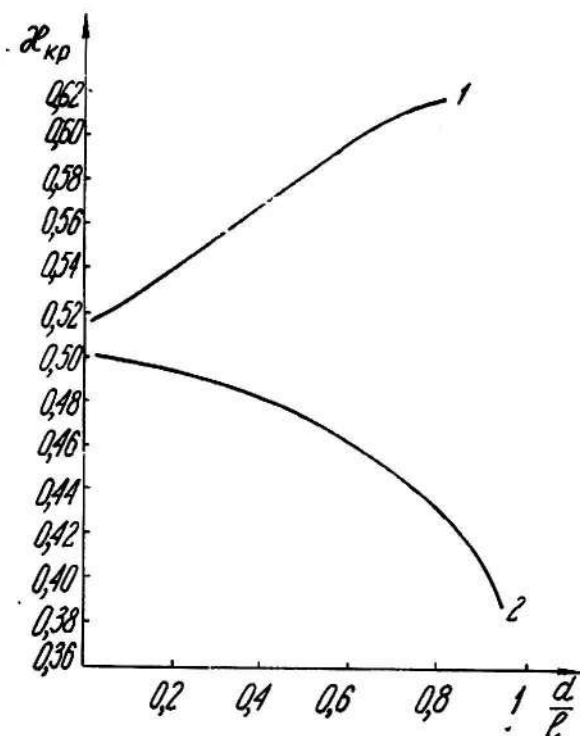


Рис. 3. Зависимость критических частот ТМ_1^0 - и ТЭ_1^0 -волн от ширины щелей при $\frac{l}{a} = 1$.
1 — ТЭ_1^0 — волна; 2 — ТМ_1^0 — волна.

структуры. При данном $\frac{l}{a}$ критическая частота тем больше, чем больше m и p ; при фиксированном m — чем больше p . При $x^2 z' < 1$ при любом $\frac{l}{a}$ может возникнуть резонанс только на 0-ой гармонике, причем, чем меньше $\frac{l}{a}$ (l фиксировано), тем больше типов ТМ_m^p -волн может распространяться в исследуемой структуре при данном x .

Далее, установлено, что при наличии даже очень узких щелей уничтожается вырождение для TE_m -и TM_m -волн, наблюдаемое в плоско-параллельном волноводе. При фиксированном a и l с ростом ширины щели критическая частота для TE_m^p -волн растет, а для TM_m^p -волн уменьшается. На рис. 3 показана зависимость критической частоты TM_1^0 -и TE_1^0 -волны от ширины щели при $\frac{l}{a} = 1$, т. е. при фиксированных параметрах структуры наименьшую критическую частоту имеет TM_1^0 -волна, затем TE_1^0 -волна.

Исследования показали, что диапазон частот, в котором может распространяться только TM_1^0 -и TE_1^0 -волна при фиксированном a и $\frac{d}{l}$ с ростом $\frac{l}{a}$ уменьшается при $\frac{l}{a} > 1$ и остается постоянным при $\frac{l}{a} \leq 1$.

В табл. 2 показано изменение диапазона частот от $\frac{l}{a}$ для TM_1^0 -волны при $u = 0,9$. При больших $\frac{d}{l}$ диапазон частот сдвигается в сторону меньших частот.

Таблица 2

$\frac{l}{a}$	≤ 1	2	3	5	10
$\frac{af_{TM_1^0}}{c}$	0,5±1	0,5±0,705	0,5±0,604	0,5±0,536	0,5±0,51

Для TE_1^0 -волны диапазон частот, в котором может распространяться только TE_1^0 -волна, сдвигается в сторону больших частот, т. е., с точки зрения широкополосности, удобнее работать при $\frac{l}{a} \leq 1$.

Распространение TM_m^p -и TE_m^p -волн исследовалось при следующих параметрах структуры: $\frac{l}{a} = 0,1; 0,5; 1; 5; 10; -0,999 < u < +0,999$ в диапазоне рабочих частот $0,2 < x < 20$. Исследования показали, что TM_m^p -и TE_m^p -волны распространяются вдоль оси oz с фазовой скоростью, большей скорости света в свободном пространстве с данным диэлектрическим заполнением и с затуханием в направлении распространения. Поведение пространственных гармоник в направлении оси ox зависит от типа волны, от того, на какой гармонике происходит резонанс и от параметра $\frac{l}{a}$. Часть гармоник излучает энергию по мере распространения, остальные гармоник являются неизлучающими волнами (амплитуда убывает с ростом x при $x > 0$).

Так, при $\frac{l}{a} = 1$ и $m < 3$ при резонансе на 0-ой гармонике излучает только 0-ая гармоника, при $m = 3$ излучают 0-ая и 1-ая гармоники и т. д. С ростом m число излучающих гармоник увеличивается. Все остальные гармоник являются неизлучающими. При резонансе на p -той гармонике излучают все гармоник от 0-ой до p -той включительно (и выше при $m > 3$).

С ростом $\frac{l}{a} \left(\frac{l}{a} > 1 \right)$ число излучающих гармоник при данных m и p увеличивается. Так, при $\frac{l}{a} > 2$ у TM_1^0 -волны будут излучать 0-ая и 1-ая гармоники, при $\frac{l}{a} > 4$ 0-ая, 1-ая, 2-ая и т. д. Если для данного типа волны излучают несколько гармоник, то они излучают под разными углами, но с одинаковой частотой.

Необходимо отметить, что в данной работе решается задача о собственном режиме. Поэтому выявляется лишь возможность излучения, а само излучение получится только при наличии притока энергии извне.

Исследовалась зависимость величины затухания и излучения TM_1^0 -и TE_1^0 -волны от параметров структуры и частоты. Установлено, что затухание и излучение TM_1^0 -и TE_1^0 -волн тем больше, чем больше $\frac{l}{a}$

$\left(l \text{ и } \frac{d}{l} \text{ фиксировано} \right)$ и чем больше ширина щели при фиксированном $\frac{l}{a}$. Величина излучения (ν_0^n) определяется лишь геометрическими параметрами структуры и не зависит от диэлектрического заполнения среды и частоты. Величина затухания при фиксированных геометрических параметрах структуры тем больше, чем больше отношение $\frac{\nu_0^{2n} + 2 \cdot \nu_0^n}{\nu_0^{2n} - (\nu_0^n)^2 + (\nu_0^n)^2}$. На рис. 4 показано, как меняется затухание TM_1^0 -и TE_1^0 -волн с ростом ширины щели при различных значениях диэлектрической проницаемости среды при $\frac{l}{a} = 1$, $\kappa = 0,8$. Из графиков видно, что при данной ширине щели и данном диэлектрическом заполнении среды затухание TE_1^0 -волны значительно больше, чем TM_1^0 -волны.

В табл. 3 и 4 приведены значения относительных амплитуд пространственных гармоник TM_1^0 -и TE_1^0 -волн $\left(\frac{l}{a} = 1 \right)$ для различных значений ширины щели. Как видно из таблиц, амплитуды пространственных гармоник по отношению к амплитуде нулевой гармоники увеличиваются с ростом ширины щели, причем при одной и той же ширине щели амплитуды пространственных гармоник — TE_1^0 волны значительно выше, чем TM_1^0 -волны.

Исследования показали также, что с ростом ширины щели $\left(\frac{l}{a} = \text{const} \right)$ угол излучения (по отношению к оси oz) и фазовая скорость TE_1^0 -волны увеличиваются, а TM_1^0 -волны уменьшаются, добротность уменьшается как для TM_1^0 -волны, так и для TE_1^0 -волны, а волновое сопротивление увеличивается.

Результаты исследований показали, что рассматриваемая структура может найти применение как многопроводная передающая линия, а также как излучающая система. Так, при соответствующей рабочей частоте можно выбрать параметры системы таким образом, что в ней смогут распространяться только ТЕМ-волны в широком диапазоне частот (диапазон частот тем больше, чем выше $\frac{l}{a}$). Как было показано, эти волны при любых параметрах системы распространяются с фазовой скоростью, равной скорости света в свободном пространстве, без излучения

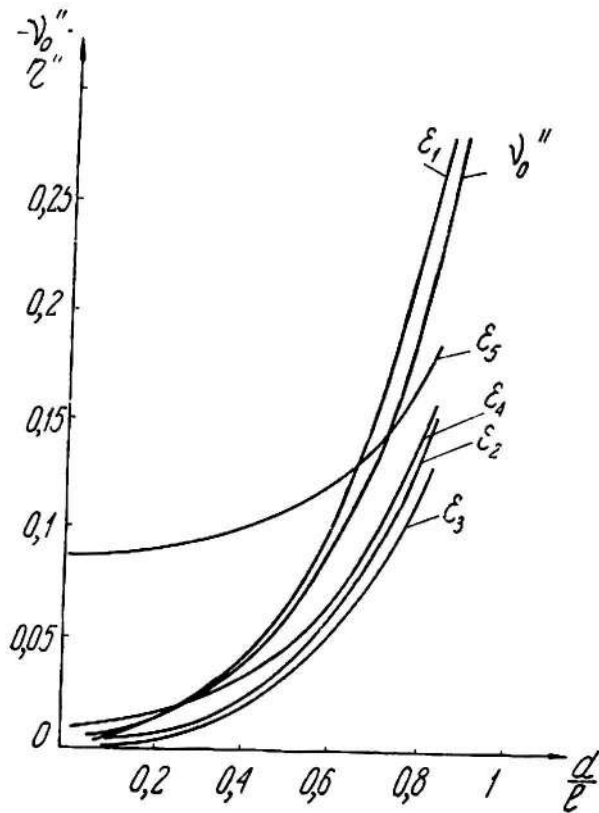
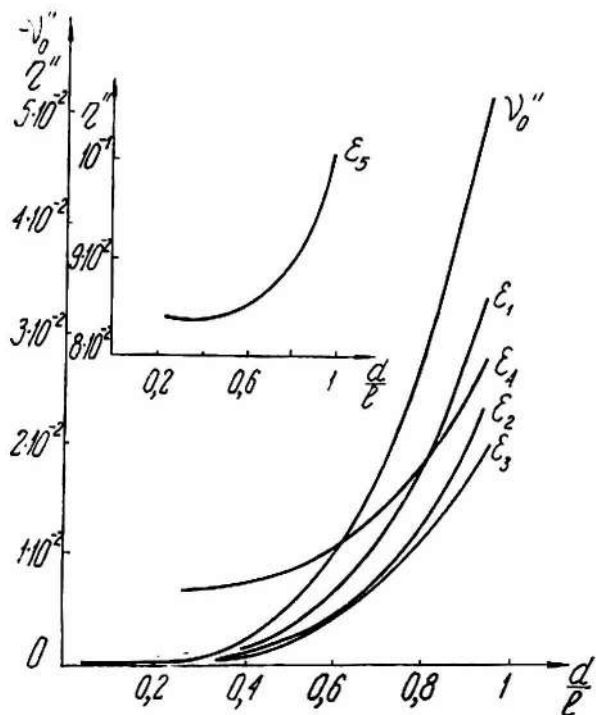


Рис. 4. Зависимость затухания TM_1^0 - и TE_1^0 -волн от ширины щелей при $z = 0,8$ и $\frac{l}{a} = 1$ и различных значениях диэлектрической проницаемости среды.
 а) TM_1^0 -волна. б) TE_1^0 -волна.

Таблица 3

 ΓM_1^0 -волна $\left(\frac{l}{a} = 1\right)$

	$\frac{d}{l} = 0,014$	$\frac{d}{l} = 0,23$	$\frac{d}{l} = 0,334$	$\frac{d}{l} = 0,42$	$\frac{d}{l} = 0,5$	$\frac{d}{l} = 0,58$	$\frac{d}{l} = 0,67$	$\frac{d}{l} = 0,775$	$\frac{d}{l} = 0,985$
$\left \frac{b_1}{b_0} \right $	0,00025	0,0646	0,1348	0,1966	0,2605	0,321	0,376	0,402	0,422
$\varphi_1 - \varphi_0$	+89,99°	+89,88°	-189,88°	+89,68°	+89,33°	+88,75°	+87,8°	+86,08°	+74,99°
$\left \frac{b_2}{b_0} \right $	0,00024	0,0525	0,0821	0,0863	0,067	0,0205	0,0375	0,1208	0,199
$\varphi_2 - \varphi_0$	+89,99°	+89,88°	+89,88°	+89,68°	+89,29°	+88,35	+88,54°	+86,74°	+76,7°
$\left \frac{b_3}{b_0} \right $	0,00024	0,0357	0,0277	0,0048	0,041	0,061	0,046	0,018	0,131
$\varphi_3 - \varphi_0$	+89,99°	+89,97°	+89,87°	+89,9°	+89,39°	+88,83°	+87,89°	+87,41°	+76,98°
$\left \frac{b_4}{b_0} \right $	0,00024	0,01820	0,0092	0,0030	0,024	0,0101	0,042	0,025	0,098°
$\varphi_4 - \varphi_0$	+89,99°	+89,97°	+89,92°	+89,72°	+89,34°	+89,64°	+88,35°	+86,31°	+77,08°

Таблица 4

TE₁⁰-волна ($\frac{l}{a} = 1$)

	$\frac{d}{l} = 0,014$	$\frac{d}{l} = 0,23$	$\frac{d}{l} = 0,334$	$\frac{d}{l} = 0,42$	$\frac{d}{l} = 0,5$	$\frac{d}{l} = 0,58$	$\frac{d}{l} = 0,67$	$\frac{d}{l} = 0,775$	$\frac{d}{l} = 0,985$
$\left \frac{h_1}{b_0} \right $	0,146	0,437	0,553	0,645	0,726	0,808	0,87	0,9	0,97
$\varphi_1 - \varphi_0$	-0,059°	-0,14°	-0,135°	-0,115°	-0,09°	-0,0179°	-0,0340°	-0,012°	-0,003°
$\left \frac{b_2}{b_0} \right $	0,065	0,116	0,05	0,066	0,193	0,357	0,55	0,76	0,88
$\varphi_2 - \varphi_0$	+0,012°	+0,54°	+2,26°	-2,66°	-0,82°	-0,39°	-0,17°	-0,05°	-0,013°
$\left \frac{b_3}{b_0} \right $	0,042	0,016	0,067	0,12	0,11	0,016	0,188	0,52	0,74
$\varphi_3 - \varphi_0$	+0,022°	↗1,30°	0,117°	+0,55°	+1,170°	+10,6°	-0,78°	-0,14°	-0,032°
$\left \frac{b_4}{b_0} \right $	0,031	0,025	0,061	0,018	0,067	0,126	0,058	0,27	0,572
$\varphi_4 - \varphi_0$	↗0,025°	+0,1°	+0,58°	+2,15°	+0,13°	0,72°	+2,5°	-0,39°	-0,06°

и с затуханием, определяемым лишь потерями в диэлектрике. Энергия этой волны полностью сосредотачивается в пространстве между решеткой и экраном. Т. е. исследуемая система может служить многопроводной передающей линией для ТЕМ-волны.

В данной структуре могут распространяться также TM_m^0 -и TE_m^0 -волны, но лишь при частоте, большей критической частоты для данного типа волн (критическая частота определяется геометрическими параметрами системы и диэлектрическим заполнением среды).

Так как TM_m^0 -волны имеют составляющую тока вдоль оси oz , то наличие решетки значительно меньше влияет на распространение TM_m^0 -волн, чем на TE_m^0 -волны. TM_1^0 -волна имеет наименьшую критическую частоту. Если применять данную систему в качестве передающей линии для TM_1^0 -волны, то лучше выбирать $\frac{l}{a}$ и $\frac{d}{l}$ малыми, так как, чем меньше $\frac{l}{a}$ и $\frac{d}{l}$, тем меньше затухание и излучение.

Если применять данную систему как излучающую для TM_1^0 -и TE_1^0 -волн, то нужно выбирать $\frac{l}{a}$ большее, однако так, чтобы $\frac{l}{a} < 2$ для уменьшения бокового излучения. Выбором соответствующей ширины щели $\left(\frac{d}{l}\right)$ можно регулировать величину и направление излучения при данном $\frac{l}{a}$, а также определить минимальную длину антенны, на которой TM_1^0 -или TE_1^0 -волна полностью излучится.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Сухов. Радиотехника и электроника, 9, 2, 360, 1964.
2. L. O. Goldstone, A. A. Oliner. Leaky Waves Antennas I: Rectangular Waveguides, IRE Trans, v AP-7 № 4 October 1959.
3. R. C. Honey. Horizontally Polarized Long — Slot Array, Stanford Res. Inst. Menlo Park Calif Techn Rept № 47 August 1954.
4. R. C. Honey. A Flush Mounted Horizontally Polarized Directional Antenna, Stanford Res. Inst. Menlo Park Calif Techn Rept № 54 January 1956.
5. В. Н. Злуницына. Сб. «Радиотехника», вып. 4. Изд-во ХГУ, Харьков, 1967.
6. З. С. Агранович, В. А. Марченко, В. П. Шестопапов. ЖТФ, 326, 4, 1962.