

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ВДОЛЬ ПЛОСКОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ С ЭКРАНОМ

В. Н. Злуницына

Распространению электромагнитных волн вдоль периодических структур, состоящих из металлических лент, посвящен ряд работ [1—4]. В этих работах используются приближенные методы решения, которые связаны с самой постановкой задачи. Обычно вместо строгих граничных условий на металле и щели периодической структуры применяются те или иные усредненные условия, пригодные только при определенных значениях длины волны распространяющегося поля и периода системы. При такой постановке задачи можно анализировать распространение только основных волн в системе при условии выполнения длинноволнового приближения. Что же касается поведения волн высшего типа, то при таком анализе они выпадают из рассмотрения.

В настоящей работе использован метод [5], который позволяет получить строгое решение задачи о распространении электромагнитных волн в исследуемых структурах. На параметры структуры никаких ограничений при этом не накладывается.

Постановка задачи

Рассмотрим бесконечную периодическую структуру, состоящую из решетки, образованной бесконечно тонкими идеально проводящими ме-

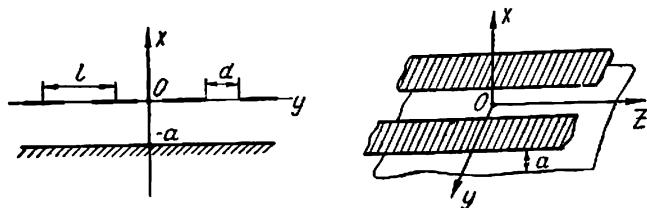


Рис. 1.

таллическими лентами, и идеально проводящего экрана, расположенного на расстоянии a от решетки (рис. 1).

В связи с тем, что вдоль оси Oz — структура однородна, а Oy —

периодична, электромагнитное поле волны, распространяющейся вдоль оси Oz , можно представить в виде

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{E}}(x, y, z) &= e^{i\gamma z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \bar{\mathbf{E}}_n(x) e^{i \frac{2\pi n}{l} y} \\ \bar{\mathbf{H}}(x, y, z) &= e^{i\gamma z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \bar{\mathbf{H}}_n(x) e^{i \frac{2\pi n}{l} y}. \end{aligned} \quad (1)$$

Рассматриваемая структура однородна в направлении распространения, поэтому электромагнитное поле волн, распространяющихся вдоль оси Oz , можно представить как сумму двух независимых типов волн:

1) поперечно-магнитных волн (E -волн)

$$\bar{\mathbf{E}}\{E_x; E_y; E_z\}; \bar{\mathbf{H}}\{H_x; H_y; 0\};$$

2) поперечно-электрических волн (H -волн)

$$\bar{\mathbf{E}}\{E_x; E_y; 0\}; \bar{\mathbf{H}}\{H_x; H_y; H_z\}.$$

Исследуем каждый из этих типов волн.

Поперечно-магнитные волны

Разобьем рассматриваемую систему на две области: I область $x > 0$ и II область $-a < x < 0$. Исходя из уравнений Максвелла, запишем составляющие электромагнитного поля в каждой из областей:

$x > 0$

$$\begin{aligned} E_{z_1} &= e^{i\gamma z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n e^{i\beta_n x} e^{i \frac{2\pi n}{l} y}; \\ E_{x_1} &= -\frac{\gamma}{k^2 - \gamma^2} e^{i\gamma z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \beta_n e^{i\beta_n x} e^{i \frac{2\pi n}{l} y}; \\ E_{y_1} &= -\frac{\gamma}{k^2 - \gamma^2} e^{i\gamma z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \left(\frac{2\pi n}{l}\right) e^{i\beta_n x} e^{i \frac{2\pi n}{l} y}; \\ H_{x_1} &= \frac{k}{k^2 - \gamma^2} e^{i\gamma z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \left(\frac{2\pi n}{l}\right) e^{i\beta_n x} e^{i \frac{2\pi n}{l} y}; \\ H_{y_1} &= -\frac{k}{k^2 - \gamma^2} e^{i\gamma z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \beta_n e^{i\beta_n x} e^{i \frac{2\pi n}{l} y}; \end{aligned}$$

$-a < x < 0$

$$\begin{aligned} E_{z_2} &= e^{i\gamma z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} [b_n e^{-i\beta_n x} + c_n e^{i\beta_n(x+a)}] e^{i \frac{2\pi n}{l} y}; \\ E_{x_2} &= -\frac{\gamma}{k^2 - \gamma^2} e^{i\gamma z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} [-b_n e^{-i\beta_n x} + c_n e^{i\beta_n(x+a)}] \beta_n e^{i \frac{2\pi n}{l} y}; \\ E_{y_2} &= -\frac{\gamma}{k^2 - \gamma^2} e^{i\gamma z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} [b_n e^{-i\beta_n x} + c_n e^{i\beta_n(x+a)}] \left(\frac{2\pi n}{l}\right) e^{i \frac{2\pi n}{l} y}; \\ H_{x_2} &= \frac{k}{k^2 - \gamma^2} e^{i\gamma z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} [b_n e^{-i\beta_n x} + c_n e^{i\beta_n(x+a)}] \left(\frac{2\pi n}{l}\right) e^{i \frac{2\pi n}{l} y}; \end{aligned}$$

$$H_{y2} = -\frac{k}{k^2 - \gamma^2} e^{i\gamma z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} [-b_n e^{-i\beta_n x} + c_n e^{i\beta_n(x+a)}] \beta_n e^{i \frac{2\pi n}{l} y},$$

где

$$\beta_n = \sqrt{k^2 - \gamma^2 - \left(\frac{2\pi n}{l}\right)^2}$$

причем будем считать, что $\operatorname{Re}\beta_n > 0$, а если $\operatorname{Re}\beta_n = 0$, то $\operatorname{Im}\beta_n > 0$.

Для отыскания неизвестных коэффициентов Фурье подчиним поля точным граничным условиям на поверхностях $x = 0$ и $x = -a$.

При $x = 0$

$$E_{z1} = E_{z2} = 0; E_{y1} = E_{y2} = 0 \text{ (металл)}, \quad (2)$$

$$E_{z1} = E_{z2}; E_{y1} = E_{y2}; H_{y1} = H_{y2} \text{ (щель);}$$

при $x = -a$

$$E_{z2} = E_{y2} = 0. \quad (3)$$

Подставляя выражения полей в граничные условия (2) и (3), получим следующие уравнения:

$$a_n = b_n + c_n e^{i\beta_n a}; \quad c_n = -b_n e^{i\beta_n a},$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n (1 - e^{2i\beta_n a}) e^{i \frac{2\pi n}{l} y} = 0, \quad \frac{d}{2} < |y| < \frac{l}{2} \quad (4)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n \beta_n e^{i \frac{2\pi n}{l} y} = 0, \quad |y| < \frac{d}{2}. \quad (5)$$

Введем обозначения $\kappa = \frac{l}{\lambda}$; $\varphi = \frac{2\pi y}{l}$; $\theta = \frac{\pi d}{l}$;

$$X_n = b_n n (1 - e^{2i\beta_n a}); \quad \varepsilon_n = 1 + i \sqrt{\frac{\kappa^2 - \left(\frac{\gamma l}{2\pi}\right)^2}{n^2}} - 1 \frac{1}{1 - e^{2i\beta_n a}}.$$

Продифференцируем (4) по y и перепишем систему уравнений в новых обозначениях.

$$\sum_{n \neq 0} X_n e^{in\varphi} = 0 \quad \theta < |\varphi| < \pi$$

$$\sum_{n \neq 0} X_n \frac{|n|}{n} e^{in\varphi} = i b_0 \beta_0 \frac{l}{2\pi} + \sum_{n \neq 0} \varepsilon_n X_n \frac{|n|}{n} e^{in\varphi}. \quad |\varphi| < \theta \quad (6)$$

$$\sum_{n \neq 0} X_n \frac{(-1)^n}{n} = -b_0 (1 - e^{2i\beta_0 a}).$$

Последнее уравнение получается из (4) при $y = \frac{l}{2}$. Решение системы (6) может быть сведено к решению задачи Римана — Гильберта с помощью метода, изложенного в работах [5, 6]. Опуская рассмотрение задачи Римана — Гильберта, приведем окончательное решение ее в виде однородной бесконечной системы линейных алгебраических уравнений:

$$\left[i\nu_0 W_0^0 + \left(1 - e^{i4\frac{\pi}{l}\nu_0}\right) \right] b_0 + \sum_{n=1}^{\infty} X_n \varepsilon_n [W_0^n + W_0^{-n}] = 0, \quad (7)$$

$$i\nu_0 W_m^0 b_0 + \sum_{n=1}^{\infty} X_n \{ \varepsilon_n [W_m^n + W_m^{-n}] - \delta_{mn} \} = 0,$$

где $m = 1, 2, 3, 4, 5 \dots$

$$\delta_{mn} = \begin{cases} 1 & m = n \\ 0 & m \neq n \end{cases}; \quad \nu_n = \frac{i}{2\pi} \beta_n; \quad \epsilon_n = 1 + i \frac{\nu_n}{|n|} \frac{1}{1 - e^{-i4\pi \frac{a}{l} \nu_n}};$$

$$W_0^n = V_{[0]}^n - V_0^n 2R_{[0]}; \quad W_m^n = V_m^n - V_0^n P_m,$$

где $V_{[0]}^n$; $R_{[0]}$; V_m^n определяются через полиномы Лежандра аргумента $u = \cos \frac{\pi d}{l}$ [5].

Равенство нулю определителя системы (7) является точным дисперсионным уравнением исследуемой периодической структуры. Можно показать, что определитель системы (7) — нормальный. Следовательно, для его решения применим метод редукции. Приближенная форма дисперсионного уравнения, когда удерживается N — первых членов, имеет следующий вид:

$$\begin{vmatrix} i\nu_0 W_0^0 + \left(1 - e^{-i4\pi \frac{a}{l} \nu_0}\right) & \epsilon_1 [W_0^1 + W_0^{-1}] \dots & \epsilon_N [W_0^N + W_0^{-N}] \\ i\nu_0 W_1^0 & \epsilon_1 [W_1^1 + W_1^{-1}] - 1 \dots & \epsilon_N [W_1^N + W_1^{-N}] \\ \dots & \dots & \dots \\ i\nu_0 W_N^0 & \epsilon_1 [W_N^1 + W_N^{-1}] & \epsilon_N [W_N^N + W_N^{-N}] - 1 \end{vmatrix} = 0. \quad (8)$$

Поперечно-электрические волны

Для ТЕ-волн составляющие электромагнитного поля в каждой из областей запишутся в следующем виде:
 $x > 0$

$$H_{z1} = e^{i\gamma z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n e^{i\beta_n x} e^{i \frac{2\pi n}{l} y};$$

$$H_{x1} = -\frac{\gamma}{k^2 - \gamma^2} e^{i\gamma z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \beta_n e^{i\beta_n x} e^{i \frac{2\pi n}{l} y};$$

$$H_{y1} = -\frac{\gamma}{k^2 - \gamma^2} e^{i\gamma z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \left(\frac{2\pi n}{l}\right) e^{i\beta_n x} e^{i \frac{2\pi n}{l} y};$$

$$E_{x1} = -\frac{k}{k^2 - \gamma^2} e^{i\gamma z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \left(\frac{2\pi n}{l}\right) e^{i\beta_n x} e^{i \frac{2\pi n}{l} y};$$

$$E_{y1} = \frac{k}{k^2 - \gamma^2} e^{i\gamma z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \beta_n e^{i\beta_n x} e^{i \frac{2\pi n}{l} y};$$

$-a < x < 0$

$$H_{z2} = e^{i\gamma z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} [B_n e^{-i\beta_n x} + C_n e^{i\beta_n(x+a)}] e^{i \frac{2\pi n}{l} y};$$

$$H_{x2} = -\frac{\gamma}{k^2 - \gamma^2} e^{i\gamma z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} [-B_n e^{-i\beta_n x} + C_n e^{i\beta_n(x+a)}] \beta_n e^{i \frac{2\pi n}{l} y};$$

$$H_{y2} = -\frac{\gamma}{k^2 - \gamma^2} e^{i\gamma z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} [-B_n e^{i\beta_n x} + C_n e^{i\beta_n(x+a)}] \left(\frac{2\pi n}{l}\right) e^{i \frac{2\pi n}{l} y};$$

$$E_{x_1} = -\frac{k}{k^2 - \gamma^2} e^{i\gamma z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} [B_n e^{-i\beta_n x} + C_n e^{i\beta_n(x+a)}] \left(\frac{2\pi n}{l}\right) e^{i\frac{2\pi n}{l} y};$$

$$E_{y_2} = \frac{k}{k^2 - \gamma^2} e^{i\gamma z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} [-B_n e^{-i\beta_n x} + C_n e^{i\beta_n(x+a)}] \beta_n e^{i\frac{2\pi n}{l} y},$$

где

$$\beta_n = \sqrt{k^2 - \gamma^2 - \left(\frac{2\pi n}{l}\right)^2}.$$

Будем считать, что $\operatorname{Re}\beta_n > 0$, а если $\operatorname{Re}\beta_n = 0$, то $\operatorname{Im}\beta_n > 0$.

Подчиняя компоненты поля точным граничным условиям на периоде структуры получим следующую систему уравнений:

$$A_n = -B_n + C_n e^{i\beta_n a}, \quad C_n = B_n e^{i\beta_n a};$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n e^{i\frac{2\pi n}{l} y} = 0 \quad |y| < \frac{d}{2}$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n (1 - e^{2i\beta_n a}) \beta_n e^{i\frac{2\pi n}{l} y} = 0 \quad \frac{d}{2} < |y| < \frac{l}{2}.$$

Эта система сводится к однородной бесконечной системе линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных B_n

$$[i\nu_0 W_0^0 (1 - e^{i4\pi \frac{a}{l} \nu_0}) + 1] b_0 + \sum_{n=1}^{\infty} Y_n g_n [W_0^n + W_0^{-n}] = 0$$

$$i\nu_0 W_m^0 (1 - e^{i4\pi \frac{a}{l} \nu_0}) b_0 + \sum_{n=1}^{\infty} Y_n \{g_n [W_m^n + W_m^{-n}] - \delta_{mn}\} = 0,$$

$$\text{где } m = 1, 2, 3, 4, 5, \dots \quad \delta_{mn} = \begin{cases} 1 & m = n \\ 0 & m \neq n, \end{cases}$$

$$\nu_n = \frac{l}{2\pi} \beta_n; \quad g_n = 1 + i \frac{\nu_n}{n} (1 - e^{i4\pi \frac{a}{l} \nu_n}); \quad Y_n = (-1)^n \cdot B_n \cdot n;$$

$$W_0^n = V_{[\sigma]}^n - V_0^n 2 \cdot R_{[\sigma]}; \quad W_m^n = V_m^n - V_0^n P_m,$$

где $V_{[\sigma]}$; $R_{[\sigma]}$; V_m^n определяются через полиномы Лежандра аргумента $u = -\cos \frac{\pi d}{l}$ [5]

$$g_n \rightarrow 0 \text{ при } n \rightarrow \infty \text{ как } \frac{1}{n^2}.$$

Дисперсионное уравнение для ТЕ-волн имеет вид

$$\begin{vmatrix} i\nu_0 W_0^0 (1 - e^{i4\pi \frac{a}{l} \nu_0}) + 1 & g_1 [W_0^1 + W_0^{-1}] & \dots & g_N [W_0^N + W_0^{-N}] \\ i\nu_0 W_1^0 (1 - e^{i4\pi \frac{a}{l} \nu_0}) & g_1 [W_1^1 + W_1^{-1}] - 1 & \dots & g_N [W_1^N + W_1^{-N}] \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ i\nu_0 W_N^0 (1 - e^{i4\pi \frac{a}{l} \nu_0}) & g_1 [W_N^1 + W_N^{-1}] & \dots & g_N [W_N^N + W_N^{-N}] - 1 \end{vmatrix} = 0.$$

(11)

Результаты численного анализа дисперсионных уравнений

Как видно из выражений (8) и (11), дисперсионные уравнения для ТМ- и ТЕ-волн зависят от величины ν_0 и параметров структуры u и $\frac{a}{l}$. Определяя ν_0 для данных u и $\frac{a}{l}$, мы находим параметры ТМ- и ТЕ-волн для любой частоты. Если ленты металла решетки образуют сплошной экран, т. е. имеем две идеальные плоскости, то значения ν_0 представляют собой дискретный набор действительных чисел. А так как $\eta = \sqrt{x^2 - \nu_0^2}$, то в зависимости от величины x значения η представляют набор чисто действительных или чисто мнимых чисел. Для открытых структур типа рассматриваемой (решетка и экран) ν_0 и η — комплексные величины. Поэтому необходимо определять значение $\eta = \eta' + i\eta''$ на комплексной плоскости в зависимости от значения $\nu_0 = \nu_0' + i\nu_0''$. Из физических соображений в зависимости от знака ν_0' и ν_0'' для нахождения η' и η'' выбирается следующий алгоритм: η'' всегда должно быть больше нуля, так как мы рассматриваем случай, когда волна распространяется в положительном направлении оси Oz ; если $\nu_0' > 0$ и $\nu_0'' < 0$, то $\eta' > 0$ и $\eta'' > 0$, т. е. волна затухает в направлении распространения и излучается в направлении оси Ox (прямая волна с излучением); если $\nu_0' > 0$ и $\nu_0'' > 0$, то $\eta' < 0$ и $\eta'' > 0$ — обратная волна.

Дисперсионные уравнения численно исследовались на ЭВМ «Урал-2». Для нахождения корней дисперсионных уравнений применялся метод последовательных приближений Ньютона. Как видно из рис. 1 при $d = 0$ ($u = +1$ для ТМ-волн и $u = -1$ для ТЕ-волн) данная периодическая структура превращается в две идеальные плоскости, между которыми могут распространяться ТЕМ-, ТМ- и ТЕ-волны. Очевидно, при $d \neq 0$ ввиду того, что система остается однородной вдоль направления распространения, так же будут распространяться соответственно ТЕМ-, ТМ- и ТЕ-волны только с некоторыми изменениями, вносимыми периодически расположенными щелями. Таким образом, корни дисперсионных уравнений для двух безграничных плоскостей, находящихся на некотором расстоянии друг от друга, могут послужить начальными приближениями для системы с малыми щелями. Корни дисперсионных уравнений для полученной системы могут служить начальными приближениями для системы с большими щелями и т. д.:

а) ТЕМ-волны

$\nu_{нач} = \frac{ml}{2a}$ ($m = 0$) — это корень дисперсионного уравнения для ТЕМ-

волны, распространяющейся между двумя идеальными плоскостями. Взяв за начальное приближение данный корень, т. е. $\nu_{нач} = 0$, $\eta_{нач} = x$ при $u = +1$, решалось дисперсионное уравнение (8) для $0,999 \geq u \geq -0,999$ при следующих значениях $\frac{l}{a}$ ($\frac{l}{a} = 0,05; 0,1; 0,5; 1; 5; 10$) и $0,2 \leq x \leq 20$. Как показали вычисления, появление периодически расположенных щелей на одной из плоскостей вдоль направления распространения не влияет на ТЕМ-волну. ТЕМ-волна независимо от ширины щелей распространяется вдоль оси Oz без затухания и без излучения при любых параметрах структуры и любой частоте. Причем для исследования ТЕМ-волны достаточно положить в дисперсионном уравнении (8) $\epsilon_N = 0$ для всех $N \neq 0$, т. е. рассматривать определитель первого порядка;

б) ТМ-волны

$$\nu_{\text{нач}} = \frac{ml}{2a} \quad m = 1, 2, 3, 4, 5 \dots \text{ при } u = +1 (d = 0).$$

Исследования проводились в такой последовательности: при $m = 1$ (ТМ₁-волна) определялась зависимость величин корней дисперсионного уравнения (8) от выбранного порядка определителя при $u = +0,999$, $\frac{l}{a} = 0,5; 1; 5; 10$. Сравнивались значения корня при одних и тех же значениях параметра $\frac{l}{a}$ при $N = 2; 5; 10; 15$. Было установлено, что значения ν_0 при $N = 2$ и $N = 15$ отличаются не более, чем на 0,001%, значения ν_0 при $N = 2$ и $N = 15$ более, чем на 1%, а значения ν_0 при $N = 5$ и $N = 15$ не более, чем на 0,05%.

Значит, для исследования ТМ-волны достаточно в дисперсионном уравнении (8) положить $\epsilon_N = 0$ для всех $N > 5$ (определитель 6-го порядка).

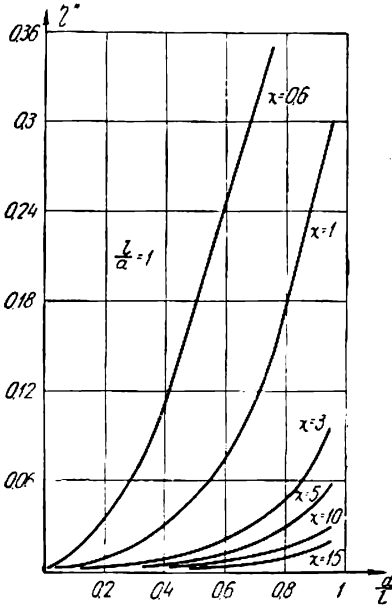


Рис. 2.

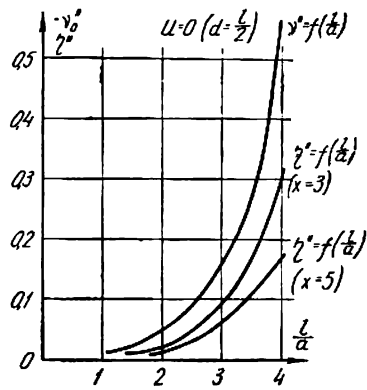


Рис. 3.

Далее рассматривалась зависимость параметров ТМ₁-волны от изменения ширины щели при следующих $\frac{l}{a} = 0,5; 1; 5; 10$. Оказалось, что с ростом ширины щели растет как затухание, так и излучение. Причем излучение (ν_0) растет от значения $\approx 10^{-7}$ при $d \rightarrow 0$ до $\nu_0 \approx 10^{-1}$ при $d \rightarrow l$. На рис. 2 приведены зависимости величины затухания (η'') от ширины щели ($\frac{d}{l}$) при $\frac{l}{a} = 1$ и различных χ ($0,6 \leq \chi \leq 15$). Из графиков видно, что затухание растет как с увеличением щели, так и с уменьшением частоты (при $d \rightarrow 0$ $\eta'' \approx 10^{-5}$). Исследование ТМ₁-волн при $\chi < 0,6$ показало, что для данного $\frac{l}{a} = 1$ ТМ₁-волны с $\chi < 0,6$ являются нераспространяющимися и для них $\eta' \approx 10^{-5}$, а $\eta'' \approx 10^{-1}$.

На рис. 3 приведены зависимости затухания и излучения от $\frac{l}{a}$ при $u = 0$, т. е. $\frac{d}{l} = \frac{1}{2}$. Как видно из графиков, с ростом $\frac{l}{a}$ растет затухание и излучение.

Причем, чем меньше частота, тем ТМ-волна затухает больше при данном $\frac{l}{a}$;

в) ТЕ-волны

$$v_{\text{нач}} = \frac{ml}{2a}; \quad m = 1, 2, 3, 4, 5 \dots \text{ при } u = -1 \quad (d = 0).$$

При $m = 1$ (ТЕ₁-волна) определялась точность вычисления корней дисперсионного уравнения (11) в зависимости от выбранного порядка определителя.

Как и для ТМ-волны, было установлено, что для исследования ТЕ-волн достаточно в дисперсионном уравнении (11) положить $g_N = 0$ для всех $N > 5$ (т. е. рассматривать определитель 6-го порядка).

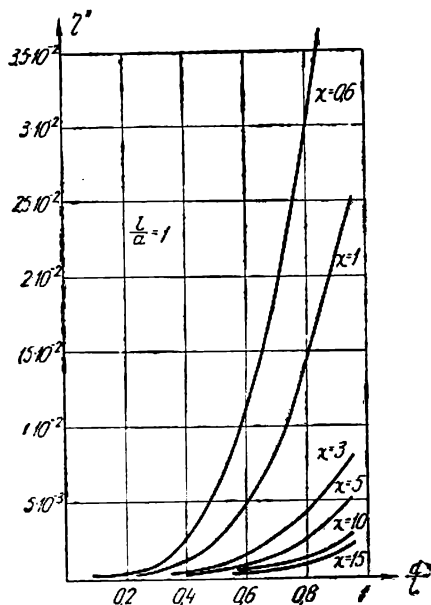


Рис. 4.

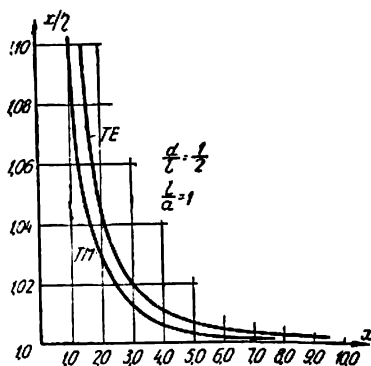


Рис. 5.

Далее исследовалась зависимость величины излучения и затухания от ширины щелей при $\frac{l}{a} = 0,1; 0,5; 1; 5; 10$ для $0,2 \leq \chi \leq 20$ и от параметра $\frac{l}{a}$ при одной и той же ширине щели. Было установлено, что излучение и затухание растет с ростом ширины щели при данном $\frac{l}{a}$ и с ростом $\frac{l}{a}$ при данной ширине щели.

На рис. 4 приведены зависимости величины затухания для ТЕ₁-волны от ширины щели при $\frac{l}{a} = 1$ и $0,6 \leq \chi \leq 15$. Из графиков видно, что затухание тем больше, чем больше ширина щели и чем меньше частота распространяющейся волны (при $d \rightarrow 0 \quad \eta'' \approx 10^{-3}$). Для $\chi < 0,6 \quad \tau' \approx 10^{-3}; \quad \eta'' \approx 10^{-1}$; т. е. при $\frac{l}{a} = 1$ ТЕ₁-волны с $\chi < 0,6$ являются нераспространяющимися. Сравнивая рис. 2 и рис. 4, можно заметить, что при одной и той же частоте и одних и тех же значениях параметров $\frac{l}{a}$ и $\frac{d}{l}$ ТЕ-волна затухает значительно больше, чем ТМ-волна.

На рис. 5 приведены дисперсионные зависимости для ТЕ- и ТМ-волн при $\frac{l}{a} = 1; \quad \frac{d}{l} = \frac{1}{2}$. Из графиков видно, что с ростом χ фазовая ско-

рость уменьшается, но остается больше скорости света. Причем ТЕ-волны при одной и той же частоте распространяются с большей фазовой скоростью, чем ТМ-волны.

ВЫВОДЫ

Периодическая структура в виде экрана и решетки, состоящей из металлических полос, расположенных вдоль направления распространения, способна направлять ТЕМ-, ТМ- и ТЕ-волны. ТЕМ-волны распространяются в данной системе независимо от ширины щели и параметров структуры без затухания и без излучения с фазовой скоростью, равной скорости света. ТЕ- и ТМ-волны (при $\chi > \chi_{кр}$) распространяются вдоль оси Oz с фазовой скоростью большей, чем скорость света, при этом они затухают в направлении распространения и излучаются во внешнее пространство, причем, с ростом щели и с ростом $\frac{l}{a}$ при $d = \text{const}$ растет и излучение и затухание. Необходимо отметить, что ТЕ-волна затухает в направлении распространения значительно больше, чем ТМ-волна.

Отмеченные свойства данной системы подтверждают возможность использования ее как многопроводной передающей линии и несимметричной однопроводной полосковой линии ($\frac{l}{l-d} \gg 1$; $l-d$ — фиксировано), которые находят все большее применение в технике сантиметровых и миллиметровых волн. Правильный выбор параметров структуры ($\frac{l}{a}$; $l-d$) обеспечивает возможность распространения вдоль данной структуры только одного типа волн (ТЕМ-волн).

ЛИТЕРАТУРА

1. И. П. Котик, В. В. Мериакри, М. В. Персиков, А. Н. Сивов. «Радиотехника и электроника», 1965, 10, 7, стр. 1226.
2. В. А. Сухов. «Радиотехника и электроника», 1964, 9, 2, стр. 360.
3. Chia-Min Chu. Propagation of Waves in Helical Wave Guides. J. Appl. Phys., 1958, 29, 1, 88.
4. P. W. Batchelor. The Coupling Impedance of Tape Structure. Proc. IEE ptB, 1957, 104, 14, 177.
5. З. С. Агранович, В. П. Марченко, В. П. Шестопапов, Ж. Т. Ф., стр. 326, 4, 1962.
6. О. А. Третьяков, Д. В. Хорошун, В. П. Шестопапов. «Известия вузов, Радиофизика», 1963, 6, 2, стр. 364.