

Рассеяние электромагнитных волн на резонансной диафрагме с произвольно ориентированной щелью в прямоугольном волноводе

М. В. Нестеренко

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,

Украина, 61077, г. Харьков, пл. Свободы, 4

E-mail: Mikhail.V.Nesterenko@univer.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 15 марта 2004 г.

Решена задача рассеяния электромагнитных волн на резонансной диафрагме конечной толщины с произвольно ориентированной щелью в плоскости поперечного сечения прямоугольного волновода. Найдены приближенные аналитические выражения для коэффициентов матрицы рассеяния диафрагмы и ее резонансных длин волн, расчеты по которым удовлетворительно совпадают с результатами, полученными численными методами, и с экспериментальными данными. Исследовано влияние геометрических параметров диафрагмы на ее электродинамические характеристики в диапазоне основной волны прямоугольного волновода.

Розв'язана задача розсіяння електромагнітних хвиль на резонансній діафрагмі кінцевої товщини з довільно орієнтованою щілиною в площині поперечного перетину прямокутного хвилеводу. Отримані наближені аналітичні вирази для коефіцієнтів матриці розсіяння діафрагми та її резонансних довжин хвиль, розрахунки за якими задовільно співпадають з результатами, отриманими чисельними методами, та з експериментальними даними. Досліджено вплив геометричних параметрів діафрагми на її електродинамічні характеристики в діапазоні основного типу хвиль прямокутного хвилеводу.

Введение

С началом развития техники СВЧ резонансные диафрагмы, у которых длина и ширина щели меньше размеров поперечного сечения волновода, являются неотъемлемой частью элементной базы различных волноводных устройств, например, полосно-пропускающих и режекторных фильтров [1-5], трансформаторов и диафрагмированных резонансных стыков прямоугольных волноводов [6, 7] и т. д. Начиная с классической монографии Л. Левина [8], исследованию электродинамических характеристик непосредственно резонансной диафрагмы как элементарной ячейки сложных волно-

водных узлов посвящено значительное количество публикаций (см., например, [9-11]). В перечисленных работах различными методами (как аналитическими, так и численными) исследуются диафрагмы бесконечно малой и конечной толщины, оси щелей которых параллельны широким стенкам прямоугольного волновода (координатные диафрагмы). Свойства прямоугольной щели, произвольно расположенной в плоскости поперечного сечения волновода, впервые, по-видимому, изучались в работе [12] численным методом моментов. Однако приведенные в [12] расчетные и экспериментальные данные соответствуют нерезонансным апертурам (исключение составляет коор-

динатная диафрагма) и не дают ответа на вопрос, как влияет, например, угол поворота щели в плоскости поперечного сечения волновода на электродинамические характеристики резонансной диафрагмы. Такие исследования проведены в работе [13], где строгим численным методом обобщенных матриц рассеяния (матричных операторов) решена задача о наклонной диафрагме конечной толщины в прямоугольном волноводе и приведены некоторые расчетные результаты для коэффициента отражения и добротности полых и заполненных диэлектриком диафрагм в прямоугольном и квадратном волноводах.

В настоящей работе в строгой самосогласованной постановке решена задача о рассеянии электромагнитных волн на резонансной диафрагме конечной толщины с произвольно ориентированной щелью в плоскости поперечного сечения прямоугольного волновода. На основе полученного приближенного аналитического решения задачи всесторонне проанализировано влияние геометрических параметров такой структуры на ее электродинамические характеристики.

Постановка задачи

Пусть в области $0 \leq z \leq h$ бесконечного прямоугольного волновода сечением $a \times b$ расположена резонансная диафрагма, щель которой произвольно ориентирована в плоскости поперечного сечения волновода (рис. 1). В объемах 1 и 2, представляющих собой полубесконечные прямоугольные волноводы, находятся сторонние источники гармонических электромагнитных полей, которые заданы напряженностями магнитного поля $\vec{H}_0^1(\vec{r})e^{i\omega t}$ и $\vec{H}_0^2(\vec{r})e^{i\omega t}$, где \vec{r} – радиус-вектор в декартовой системе координат (x, y, z) , t – время, ω – круговая частота (в дальнейшем множитель $e^{i\omega t}$ опускаем). Объем 3 (полость щели) ограничен поверхностями S_1 и S_2 и свободен от сторонних источников.

Для решения задачи рассеяния электромагнитных волн на рассматриваемой диафрагме сформулируем граничные условия непрерывности тангенциальных

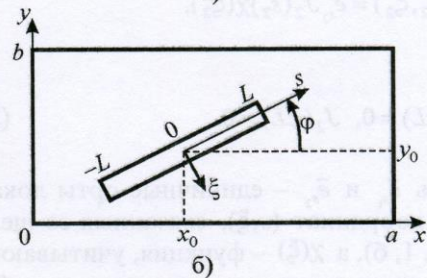
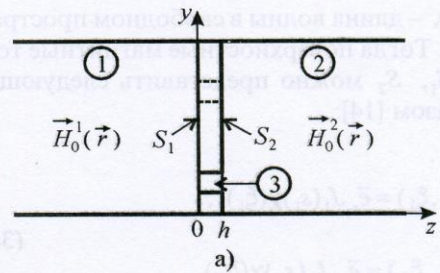


Рис. 1. Геометрия задачи

составляющих полных магнитных полей на S_1 и S_2 :

$$\begin{cases} \vec{H}_{0\tau}^1(\vec{r}) + \vec{H}_\tau^1[\vec{r}, \vec{J}_1(\vec{r})] = \vec{H}_\tau^3[\vec{r}, \vec{J}_1(\vec{r})] + \\ + \vec{H}_\tau^3[\vec{r}, \vec{J}_2(\vec{r})] \Big|_{S_1}, \\ \vec{H}_\tau^3[\vec{r}, \vec{J}_1(\vec{r})] + \vec{H}_\tau^3[\vec{r}, \vec{J}_2(\vec{r})] = \vec{H}_{0\tau}^2(\vec{r}) + \\ + \vec{H}_\tau^2[\vec{r}, \vec{J}_2(\vec{r})] \Big|_{S_2}, \end{cases} \quad (1)$$

где $\vec{J}_1(\vec{r})$ и $\vec{J}_2(\vec{r})$ – неизвестные эквивалентные поверхностные магнитные токи на апертурах S_1 и S_2 при условии их металлизации; \vec{H}_τ^1 , \vec{H}_τ^2 , \vec{H}_τ^3 – тангенциальные (по отношению к плоскости диафрагмы) составляющие рассеянных магнитных полей в объемах 1, 2 и 3 соответственно.

Предположим далее, что щель диафрагмы узкая, т. е. ее длина $2L$ и ширина d подчиняются неравенствам

$$\frac{d}{2L} \ll 1, \quad \frac{d}{\lambda} \ll 1, \quad (2)$$

где λ – длина волны в свободном пространстве. Тогда поверхностные магнитные токи на S_1, S_2 можно представить следующим образом [14]:

$$\bar{J}_1(s_1, \xi_1) = \bar{e}_{s_1} J_1(s_1) \chi(\xi_1), \quad (3a)$$

$$\bar{J}_2(s_2, \xi_2) = \bar{e}_{s_2} J_2(s_2) \chi(\xi_2),$$

$$J_1(\pm L) = 0, \quad J_2(\pm L) = 0. \quad (3b)$$

Здесь \bar{e}_{s_1} и \bar{e}_{s_2} – единичные орты локальных координат (s, ξ) , связанных со щелью (рис. 1, б), а $\chi(\xi)$ – функция, учитывающая поведение электрического поля на ребрах щелевой полости [15] и удовлетворяющая условию нормировки:

$$\int_{-d/2}^{d/2} \chi(\xi) d\xi = 1. \quad (4)$$

В частности, при $h=0$ (бесконечно тонкая диафрагма)

$$\chi(\xi) = \frac{1/\pi}{\sqrt{(d/2)^2 - \xi^2}}, \quad (5)$$

а в случае, когда $h \neq 0$ (диафрагма конечной толщины, у которой каждое из ребер щелевой полости представляет собой идеально проводящий прямоугольный клин),

$$\chi(\xi) = \frac{\Gamma(7/6)/\Gamma(2/3)}{\sqrt{\pi} (d/2) \sqrt[3]{1 - (2\xi/d)^2}}, \quad (6)$$

где $\Gamma(x)$ – гамма-функция.

В работе [16] показано, что если $H_{0s_1}^1(s_1) + H_{0s_2}^2(s_2) \neq 0$ (где $H_{0s_1}^1(s_1)$ и $H_{0s_2}^2(s_2)$ – проекции магнитных полей сторонних источников на продольную ось щели) и $(h/\lambda) \ll 1$, то при условии, что объем 3

представляет собой прямоугольный резонатор (объемы 1 и 2 произвольны), можно с точностью до величин порядка $\{(hd)/\lambda^2\}$ положить $J_1(s_1) \approx J_2(s_2) = J(s)$. Тогда, после подстановки (3а) в систему уравнений (1) с учетом (4)-(6), задача о щели шириной d в стенке конечной толщины h сводится к задаче о щели с “эквивалентной” шириной d_e в бесконечно тонкой стенке:

$$H_{0s}^1(s) + H_s^1[s, J(s)] = H_{0s}^2(s) + H_s^2[s, J(s)] \Big|_{z=0}. \quad (7)$$

При этом d_e связана с d следующим образом [16, 17]:

$$d_e = d \frac{K}{E(K)}, \quad (8)$$

где $E(K)$ – полный эллиптический интеграл второго рода, K – модуль интеграла.

Удобные расчетные соотношения получаются из (8) в предельных случаях [16]:

$$\frac{h}{d} \ll 1, \quad d_e = d \left(1 - \frac{h}{\pi d} \ln \frac{d}{h} \right); \quad (9a)$$

$$\frac{h}{d} \geq 1, \quad d_e = d \left(\frac{8}{\pi} e^{-\left(\frac{\pi h}{2d} + 1\right)} \right). \quad (9b)$$

Формулы (9а) и (9б) с достаточной степенью точности можно объединить в одно выражение, справедливое и в области $0 \leq (h/d) < 1$ [17]:

$$d_e = d e^{-\frac{\pi h}{2d}}. \quad (10)$$

С учетом вышесказанного и полагая, что стороннее поле в объеме 2 равно нулю (индекс “1” опускаем), в соответствии с выражением для магнитного поля, возбуждаемого отверстием в идеально проводящей

плоскости [18], получаем из (7) интегро-дифференциальное уравнение относительно магнитного тока в щели $J(s)$:

$$\left(\frac{d^2}{ds^2} + k^2\right) \int_{-L}^L J(s') \left[G_s^1(d_e; s, s') + G_s^2(d_e; s, s') \right] ds' = -i\omega H_{0s}(s). \quad (11)$$

Здесь $k = 2\pi/\lambda$, $G_s^{1,2}(d_e; s, s')$ – s -компоненты квазиодномерных ($|\xi - \xi'| \approx d_e/4$ [19, 20]) тензорных магнитных функций Грина $\hat{G}^m(\vec{r}, \vec{r}')$ для векторных потенциалов Герца первого и второго объемов соответственно:

$$\begin{aligned} \hat{G}^m(\vec{r}, \vec{r}') = & \frac{2\pi}{ab} \sum_{m,n} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{k_z} \{ (\vec{e}_x \otimes \vec{e}_x) \sin k_x x \times \\ & \times \sin k_x x' \cos k_y y \cos k_y y' [e^{-k_z |z-z'|} + e^{-k_z(z+z')}] + \\ & + (\vec{e}_y \otimes \vec{e}_y) \cos k_x x \cos k_x x' \sin k_y y \sin k_y y' \times \\ & \times [e^{-k_z |z-z'|} + e^{-k_z(z+z')}] + (\vec{e}_z \otimes \vec{e}_z) \cos k_x x \times \\ & \times \cos k_x x' \cos k_y y \cos k_y y' [e^{-k_z |z-z'|} - e^{-k_z(z+z')}] \}. \end{aligned} \quad (12)$$

В (12) приняты обозначения: $\varepsilon_{m,n} = 1$ при $m, n = 0$; $\varepsilon_{m,n} = 2$ при $m, n \neq 0$; $k_x = m\pi/a$, $k_y = n\pi/b$, $k_z = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2}$ (m, n – целые числа); \otimes – знак тензорного умножения; $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$ – орты декартовой системы координат, связанной с волноводом (рис. 1).

Решение уравнения для тока

В работе [21] методом усреднения получено асимптотическое решение интегро-дифференциального уравнения (11) для магнитного тока в щели, связывающей два произвольных электродинамических объема:

$$\begin{aligned} J(s) = & \bar{A}(-L) \cos ks + \bar{B}(-L) \sin ks + \\ & + \alpha \int_{-L}^s \left\{ \frac{i\omega}{k} H_{0s}(s') + \bar{F}_N[s', \bar{A}, \bar{B}] \right\} \sin k(s-s') ds'. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь $\alpha = \frac{1}{8 \ln(d_e/(8L))}$ – естественный малый параметр задачи (см. условие (2));

$$\begin{aligned} \bar{F}_N[s, \bar{A}, \bar{B}] = & \\ = & \left[\bar{A}(+L) \sin kL - \bar{B}(+L) \cos kL \right] G_s^\Sigma(s, L) + \\ & + \left[\bar{A}(-L) \sin kL + \bar{B}(-L) \cos kL \right] G_s^\Sigma(s, -L) - \end{aligned} \quad (14)$$

усредненное по длине собственное поле щели, которое учитывает нелокальные эффекты, связанные с рассеянием (излучением) электромагнитных волн;

$G_s^\Sigma(s, s') = G_s^1(d_e; s, s') + G_s^2(d_e; s, s')$; $\bar{A}(\pm L)$ и $\bar{B}(\pm L)$ – произвольные постоянные.

Для определения четырех констант $\bar{A}(\pm L)$ и $\bar{B}(\pm L)$ необходимо использовать краевые условия для тока (3б) и условия симметрии [21], которые связаны как со способом возбуждения щели, так и с ее положением относительно стенок рассматриваемых объемов. Полагая, что в первом волноводе из области $z = -\infty$ распространяется волна основного типа H_{10} с амплитудой H_0 , имеем:

$$\begin{aligned} H_{0s}(s) = & 2H_0 \cos \varphi \times \\ \times & \left[\sin \frac{\pi x_0}{a} \cos \frac{\pi(s \cos \varphi)}{a} + \cos \frac{\pi x_0}{a} \sin \frac{\pi(s \cos \varphi)}{a} \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

Тогда ток в щели с учетом своих симметричной и антисимметричной составляющих (относительно центра щели $s=0$) приобретает вид:

$$\begin{aligned} J(s) = & J_0 f(s) = -\alpha 2H_0 \cos \varphi \times \\ & \times \frac{2i\omega/k^2}{\left[1 - (\tilde{k}/k)^2 \right] \left[\sin 2kL + \alpha 2W_0(kd_e, 2kL) \right]} \times \\ & \times \left\{ \sin \frac{\pi x_0}{a} \sin kL (\cos ks \cos \tilde{k}L - \cos kL \cos \tilde{k}s) + \right. \\ & \left. + \cos \frac{\pi x_0}{a} \cos kL (\sin ks \sin \tilde{k}L - \sin kL \sin \tilde{k}s) \right\}, \end{aligned} \quad (16)$$

где J_0 – амплитуда; $f(s)$ – функция распределения тока; $\tilde{k} = \frac{\pi}{a} \cos \varphi$; $W_0(kd_e, 2kL)$ – функция собственного поля щели, определяемая соответствующими компонентами тензорной магнитной функции Грина полубесконечного прямоугольного волновода (12) согласно формуле (14) и учитывающая все типы колебаний в окрестности щели:

$$\begin{aligned}
 W_0(kd_e, 2kL) = & \frac{4\pi}{ab} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{k_z} \times \\
 & \times \left\{ \cos^2 \varphi \left[\sin kL \left[\Phi_s(k_x x_0) \Phi_c(k_y y_0) \times \right. \right. \right. \\
 & \times (\cos k_1 L + \cos k_2 L) I_1^+(k_{1,2} L) + \\
 & + \Phi_c(k_x x_0) \Phi_s(k_y y_0) (\cos k_1 L - \cos k_2 L) I_1^-(k_{1,2} L) \left. \right] + \\
 & + \frac{1}{2} \cos kL \sin 2k_x x_0 \times \\
 & \times \left[\Phi_s(k_y y_0) (\cos k_1 L - \cos k_2 L) I_2^-(k_{1,2} L) - \right. \\
 & - \Phi_c(k_y y_0) (\cos k_1 L + \cos k_2 L) I_2^+(k_{1,2} L) \left. \right] + \\
 & + \frac{1}{2} \cos kL \sin 2k_y y_0 \times \\
 & \times \left[\Phi_s(k_x x_0) (\cos k_1 L + \cos k_2 L) I_2^-(k_{1,2} L) - \right. \\
 & - \Phi_c(k_x x_0) (\cos k_1 L - \cos k_2 L) I_2^+(k_{1,2} L) \left. \right] \left. \right\} + \\
 & + \sin^2 \varphi \left\{ \sin kL \left[\Phi_s(k_x x_0) \Phi_c(k_y y_0) \times \right. \right. \\
 & \times (\cos k_1 L - \cos k_2 L) I_1^-(k_{1,2} L) + \\
 & + \Phi_c(k_x x_0) \Phi_s(k_y y_0) (\cos k_1 L + \cos k_2 L) I_1^+(k_{1,2} L) \left. \right] + \\
 & + \frac{1}{2} \cos kL \sin 2k_x x_0 \times \\
 & \times \left[\Phi_s(k_y y_0) (\cos k_1 L + \cos k_2 L) I_2^+(k_{1,2} L) - \right. \\
 & - \Phi_c(k_y y_0) (\cos k_1 L - \cos k_2 L) I_2^-(k_{1,2} L) \left. \right] + \\
 & + \frac{1}{2} \cos kL \sin 2k_y y_0 \times \\
 & \times \left[\Phi_s(k_x x_0) (\cos k_1 L - \cos k_2 L) I_2^+(k_{1,2} L) - \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & - \Phi_c(k_x x_0) (\cos k_1 L + \cos k_2 L) I_2^-(k_{1,2} L) \left. \right\} + \\
 & + \frac{1}{2} \sin kL \sin 2k_x x_0 \sin 2k_y y_0 \times \\
 & \times \left[\cos k_1 L I_1(k_1 L) - \cos k_2 L I_1(k_2 L) \right] \quad (17)
 \end{aligned}$$

В выражении (17) приняты следующие обозначения:

$$I_1(k_{1,2} L) = \frac{k \sin kL \cos k_{1,2} L - k_{1,2} \cos kL \sin k_{1,2} L}{k^2 - k_{1,2}^2},$$

$$I_2(k_{1,2} L) = \frac{k_{1,2} \sin kL \cos k_{1,2} L - k \cos kL \sin k_{1,2} L}{k^2 - k_{1,2}^2},$$

$$\Phi_s(k_x x_0) = \sin(k_x x_0^{\circ}) \sin(k_x x_0),$$

$$\Phi_c(k_x x_0) = \cos(k_x x_0^{\circ}) \cos(k_x x_0),$$

$$\Phi_s(k_y y_0) = \sin(k_y y_0^{\circ}) \sin(k_y y_0),$$

$$\Phi_c(k_y y_0) = \cos(k_y y_0^{\circ}) \cos(k_y y_0),$$

$$k_{1,2} = k_x \cos \varphi \pm k_y \sin \varphi, \quad x_0^{\circ} = x_0 - \frac{d_e}{4} \sin \varphi,$$

$$y_0^{\circ} = y_0 + \frac{d_e}{4} \cos \varphi,$$

$$I_{1,2}^{\pm}(k_{1,2} L) = I_{1,2}(k_1 L) \pm I_{1,2}(k_2 L),$$

x_0 и y_0 – координаты центра щели.

Подчеркнем, что в (17) мы положили $d_e/4 = 0$ всюду, где это не нарушает сходимости рядов [8].

Из анализа выражения для тока (16) следует, что в случае резонансной щели ($kL \approx \pi/2$) его антисимметричная составляющая всегда мала по сравнению с симметричной, так как в диапазоне частот волны типа H_{10} стандартного прямоугольного волновода

$$\left| \cos \frac{\pi x_0}{a} \cos kL \right| \ll \left| \sin \frac{\pi x_0}{a} \sin kL \right|.$$

Поэтому для исследования влияния угла поворота φ на характеристики диафрагмы положим в формулах (16), (17) $x_0 = a/2$,

$y_0 = b/2$. Тогда, учитывая, что при этом выполняется соотношение

$$W_0(kd_e, 2kL) = 2 \sin kL W_\varphi(kd_e, kL), \quad (18)$$

выражения для тока и функции собственного поля щели значительно упрощаются:

$$J(s) = -\alpha H_0 \cos \varphi \left(\frac{2i\omega}{k^2} \right) \times \frac{\cos ks \cos \frac{\pi}{a}(L \cos \varphi) - \cos kL \cos \frac{\pi}{a}(s \cos \varphi)}{\left[1 - \left(\frac{\pi}{ka} \cos \varphi \right)^2 \right] \left[\cos kL + \alpha 2W_\varphi(kd_e, kL) \right]}, \quad (19)$$

$$W_\varphi(kd_e, kL) = \frac{2\pi}{ab} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{k_z} \{ \Phi_s(k_x x_0) \Phi_c(k_y y_0) \times [(\cos k_1 L + \cos 2\varphi \cos k_2 L) I_1(k_1 L) + (\cos k_2 L + \cos 2\varphi \cos k_1 L) I_1(k_2 L)] - \Phi_c(k_x x_0) \Phi_s(k_y y_0) \times [(\cos k_1 L - \cos 2\varphi \cos k_2 L) I_1(k_1 L) + (\cos k_2 L - \cos 2\varphi \cos k_1 L) I_1(k_2 L)] \} \quad (20)$$

Отметим тот факт, что если $x_0 = a/2$, а $y_0 \neq b/2$ и $\varphi \neq 0$, то в функции собственного поля щели $W_0(kd_e, 2kL)$ будут присутствовать слагаемые, пропорциональные $\cos kL$, т. е. соотношение (18) не будет выполняться. При этом на ближнее поле диафрагмы будут оказывать влияние как "симметричные", так и "антисимметричные" компоненты, определяемые не возбуждением щели (в $H_{0s}(s)$ присутствует только симметричная составляющая), а ее местоположением относительно стенок волновода.

Формулы (19) и (20) полностью определяют коэффициенты отражения S_{11} и прохождения S_{12} (матрицу рассеяния)

основной волны в рассматриваемой щелевой диафрагме:

$$S_{11} = (1 + S_{12}) e^{2i\gamma z}, \quad S_{12} = -\alpha \times \frac{16\pi\gamma \cos^2 \varphi f(\tilde{k}L)}{iabk^3 \left[1 - \left(\tilde{k}/k \right)^2 \right] \left[\cos kL + \alpha 2W_\varphi(kd_e, kL) \right]}, \quad (21)$$

$$f(\tilde{k}L) = 2 \cos \tilde{k}L \times \frac{\sin kL \cos \tilde{k}L - (\tilde{k}/k) \cos kL \sin \tilde{k}L}{1 - (\tilde{k}/k)^2} - \cos kL \frac{\sin 2\tilde{k}L + 2\tilde{k}L}{2(\tilde{k}/k)},$$

где $\gamma = \sqrt{k^2 - (\pi/a)^2}$ – постоянная распространения.

Из условия равенства нулю мнимой части коэффициента отражения для диафрагмы, $\text{Im} S_{11} = 0$, следует дисперсионное уравнение, содержащее резонансные частоты, на которых имеет место равенство средних за период значений электрической и магнитной энергии ближних полей [22]:

$$\cos(kL)_{res} + \alpha 2 \text{Re} W_\varphi(kd_e, (kL)_{res}) = 0, \quad (22)$$

при этом распределение тока (19) имеет максимальную амплитуду и нулевую фазу.

Найдем приближенное решение уравнения (22), разлагая неизвестную величину $(kL)_{res}$ в ряд по степеням малого параметра α :

$$(kL)_{res} = (kL)_0 + \alpha(kL)_1 + \alpha^2(kL)_2 + \dots \quad (23)$$

Подставляя (23) в (22) и приравнивая слагаемые при одинаковых степенях α , с точностью до членов порядка α^2 получаем:

$$(kL)_{res} \approx \frac{\pi}{2} + \alpha 2 \text{Re} W_\varphi \left(\frac{\pi d_e}{2L}, \frac{\pi}{2} \right). \quad (24)$$

Если $x_0 = a/2$, $\varphi = 0$, а y_0 – произвольно (координатная симметричная диафрагма), то выражения для тока и коэффициента отражения приобретают вид:

$$J(s) = -\alpha H_0 \left(\frac{2i\omega}{\gamma^2} \right) \times \frac{\left(\cos ks \cos \frac{\pi L}{a} - \cos kL \cos \frac{\pi s}{a} \right)}{\cos kL + \alpha 2W(kd_e, kL)}, \quad (25)$$

$$S_{11} = \left\{ 1 - \alpha \frac{16\pi f \left(\frac{\pi L}{a} \right)}{iabk\gamma[\cos kL + \alpha 2W(kd_e, kL)]} \right\} e^{2i\gamma z}. \quad (26)$$

Функция собственного поля щели в этом случае равна

$$W(kd_e, kL) = \frac{16\pi}{ab} \sum_{m=1,3,\dots} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\epsilon_n}{k_z} \cos k_y y_0 \cos k_y \left(y_0 + \frac{d_e}{4} \right) \times \cos k_x L \frac{k \sin kL \cos k_x L - k_x \cos kL \sin k_x L}{k^2 - k_x^2} \quad (27)$$

и для $kL = \pi/2$ может быть сведена к выражениям, не содержащим двойных рядов (см. Приложение). Тогда из (24) получаем формулу для резонансной длины волны λ_{res} симметричной ($x_0 = a/2$) диафрагмы со щелью длиной $2L$, шириной d и толщиной h при ее произвольном положении относительно линии $y_0 = b/2$ в волноводе сечением $a \times b$:

$$\frac{\lambda_{res}}{\lambda_{kp}} = \frac{2L/a}{1 + \alpha \left(\frac{2}{\pi} \right) \operatorname{Re} W \left(\frac{\pi d_e}{2L}, \frac{\pi}{2} \right)}, \quad (28)$$

где λ_{kp} – критическая длина H_{10} -волны,

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} W \left(\frac{\pi d_e}{2L}, \frac{\pi}{2} \right) &\cong \\ &\cong 2\pi \left\{ \frac{4 \cos^2 \frac{\pi L}{a}}{\gamma_{10}^2 a L} \left[\frac{2\pi \cos^2 \frac{\pi y_0}{b}}{k_{11} b} - 2 \cos^2 \frac{\pi y_0}{b} + \right. \right. \\ &+ \left. \left. \left(\frac{\gamma_{10} b}{9} \right)^2 \cos^2 \frac{2\pi y_0}{b} - \ln \left(\frac{\pi d_e}{2b} \sin \frac{\pi y_0}{b} \right) \right] - \right. \\ &- \frac{4 \cos^2 \frac{3\pi L}{a}}{k_{30}^2 a L} \left[K_0 \left(k_{30} \frac{d_e}{4} \right) + K_0(2k_{30} y_0) \right] + \\ &+ \left(\ln \frac{16L}{d_e} - 1 \right) - \ln \frac{1-L/a}{1+L/a} + \ln \frac{1-2L/a}{1+2L/a} + \\ &+ \ln \frac{1-2L/(3a)}{1+2L/(3a)} - \frac{a}{2L} \left[\ln \left(1 - \left(\frac{2L}{a} \right)^2 \right) - \right. \\ &- 2 \ln \left(1 - \left(\frac{L}{a} \right)^2 \right) + 3 \ln \left(1 - \left(\frac{2L}{3a} \right)^2 \right) - \left. \left(\frac{L}{a} \right)^2 \right] - \\ &- \frac{4a}{\pi^2 L} \left[K_0 \left(\frac{\pi d_e}{4a} \right) \sin^2 \frac{\pi L}{a} + \frac{1}{9} K_0 \left(\frac{3\pi d_e}{4a} \right) \sin^2 \frac{3\pi L}{a} + \right. \\ &+ \left. \sum_{m=5,7,\dots}^{\infty} K_0 \left(\frac{m\pi d_e}{4a} \right) \frac{1}{m^2} \right] \}. \quad (29) \end{aligned}$$

В (29) приняты обозначения:

$$\gamma_{10} = \sqrt{(\pi/(2L))^2 - (\pi/a)^2},$$

$$k_{11} = \sqrt{(\pi/a)^2 + (\pi/b)^2 - (\pi/(2L))^2},$$

$$k_{30} = \sqrt{(3\pi/a)^2 - (\pi/(2L))^2},$$

$d_e = d \exp(-\pi h/(2d))$, $K_0(x)$ – функция Макдональда. Поскольку $K_0(x)$ быстро убывает с возрастанием x , при суммировании оставшегося ряда в (29) достаточно взять несколько первых членов.

Отметим, что в случае, когда $\{d_e/(2L)\} \rightarrow 0$, выражение (28) переходит в классическую

формулу Слэттера для симметричного резонансного “окна” в прямоугольном волноводе, приведенную, например, в работе [2]. Там же получено более точное выражение для λ_{res} щелевой диафрагмы, однако оно справедливо лишь при выполнении условий $y_0 = b/2$ и $h = 0$.

Численные результаты

На рис. 2 представлены зависимости модуля коэффициента отражения по мощности $|S_{11}|^2$ волны типа H_{10} от λ ($2L = 16$ мм, $d = 1.5$ мм, $h = 2$ мм, $x_0 = a/2$, $y_0 = b/2$), рассчитанные по формуле (21) (сплошные кривые) для диафрагмы, у которой угол между осью щели s и координатной осью волновода x ($a \times b = 23 \times 10$ мм) составляет 30° (рис. 2, а), и координатной диафрагмы (рис. 2, б, $\varphi = 0^\circ$). Здесь также нанесены экспериментальные значения (кружки) и численные результаты (пунктирные кривые), полученные с использованием программы “CST Microwave Studio” (на базе метода конечных разностей во временной области (FDTD)). Сравнение кривых показывает, что расчеты по приближенным формулам (21) дают удовлетворительные результаты вблизи резонансной длины волны λ_{res} диафрагмы (область минимальных значений $|S_{11}|^2$) и качественно описывают изменение характеристик (увеличение добротности структуры при повороте щели) в других частях рабочего диапазона. Это объясняется тем, что асимптотическое решение (13) интегродифференциального уравнения (11) получено в работе [21] методом усреднения в первом приближении по малому параметру α , т. е. с точностью до членов порядка α^2 . На наш взгляд, нахождение следующих приближений для тока данным методом нецелесообразно ввиду громоздкости аналитических выражений в случае некоординатных диафрагм или системы нескольких щелей. Однако полученные в работе выражения для функций распределения $f(s)$ магнитного тока, входящие в формулы (16), (19) и (25), могут быть использованы в качестве базисных (пробных) при решении

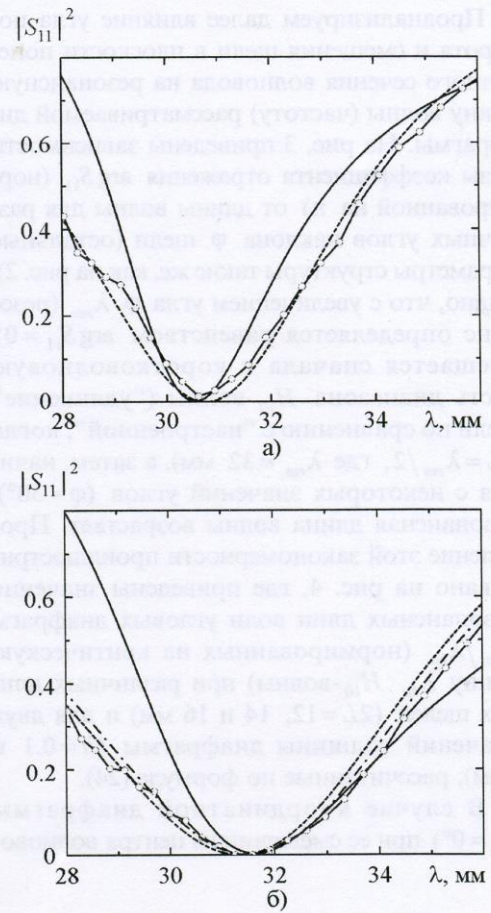


Рис. 2. Коэффициенты отражения по мощности волны H_{10} для диафрагм с различным наклоном щели: а) $\varphi = 30^\circ$; б) $\varphi = 0^\circ$. Сплошные кривые – расчет по формуле (21); пунктир – расчет методом FDTD; штрих-пунктир – расчет методом наведенных МДС; кружки – эксперимент

уравнения (11) другими методами, например, методом наведенных магнитодвижущих сил (МДС) [5] (первая базисная (весовая) функция в методе Галеркина [10-12]) или вариационным методом [2, 8]. В качестве примера на рис. 2, б представлены расчетные значения $|S_{11}|^2$, полученные методом наведенных МДС с использованием аппроксимирующих функций для тока в координатной щели вида (25) (штрих-пунктирная кривая).

Проанализируем далее влияние угла поворота и смещения щели в плоскости поперечного сечения волновода на резонансную длину волны (частоту) рассматриваемой дифракты. На рис. 3 приведены зависимости фазы коэффициента отражения $\arg S_{11}$ (нормированной на π) от длины волны для различных углов наклона φ щели (остальные параметры структуры такие же, как на рис. 2). Видно, что с увеличением угла φ λ_{res} (резонанс определяется равенством $\arg S_{11} = 0$) смещается сначала в коротковолновую часть диапазона H_{10} -волны (“удлинение” щели по сравнению с “настроенной”, когда $2L = \lambda_{res}/2$, где $\lambda_{res} = 32$ мм), а затем, начиная с некоторых значений углов ($\varphi \approx 30^\circ$), резонансная длина волны возрастает. Проявление этой закономерности проиллюстрировано на рис. 4, где приведены значения резонансных длин волн угловых дифрактов $\lambda_{res}/\lambda_{kp}$ (нормированных на критическую длину λ_{kp} H_{10} -волны) при различных длинах щелей ($2L = 12, 14$ и 16 мм) и для двух значений толщины дифракты ($h = 0.1$ и 1 мм), рассчитанные по формуле (24).

В случае координатной дифракты ($\varphi = 0^\circ$) при ее смещении из центра волново-

да ($y_0/b = 0.5$) резонансная длина волны увеличивается (рис. 5, расчеты проведены по формуле (28)). Можно видеть что “удлинение” щели переходит в “укорочение”, достигая значения $2L = \lambda_{res}/2$ при различных величинах y_0/b для разных длин щелей. Отметим также, что влияние толщины дифракты h на λ_{res} оказывается более существенным в случае наклона щели, чем при ее смещении к широкой стенке волновода.

Различное поведение резонансных кривых на рис. 4 и 5 объясняется следующим образом. Условия равенства средних за период значений электрической и магнитной энергии (резонанс) ближних полей дифракты (определяемых функциями собственного поля щели (17), (20) и (27)) можно достигнуть двумя способами: изменением геометрических размеров щели по отношению к длине волны или изменением положения щели относительно стенок волновода при фиксированных электрических размерах. Так, при повороте щели в ближнем поле (учитываемом функцией (17) собственного поля щели $W_0(kd_e, 2kL)$) возникают дополнительные колебания E -типа ($E_{m,2n-1}$), тогда как при смещении к широ-

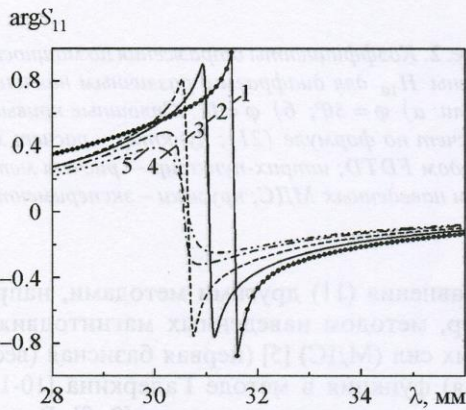


Рис. 3. Зависимости фазы (нормированной на π) коэффициентов отражения от длины волны для различных значений угла поворота щели: 1 – $\varphi = 0^\circ$; 2 – $\varphi = 10^\circ$; 3 – $\varphi = 20^\circ$; 4 – $\varphi = 30^\circ$; 5 – $\varphi = 35^\circ$

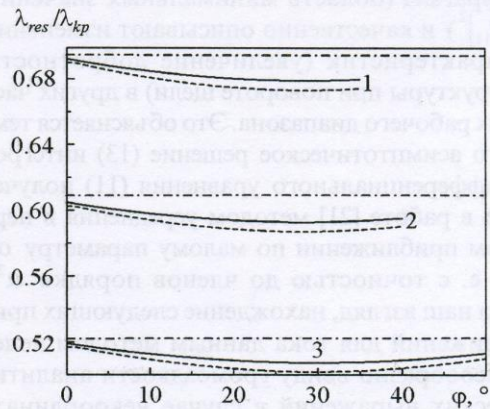


Рис. 4. Зависимости относительной резонансной длины волны дифракты от угла поворота щели: 1 – $2L = 16$ мм; 2 – $2L = 14$ мм; 3 – $2L = 12$ мм; сплошные кривые – $h = 1.0$ мм; пунктирные – $h = 0.1$ мм; штрих-пунктирные – $2L = \lambda_{res}/2$

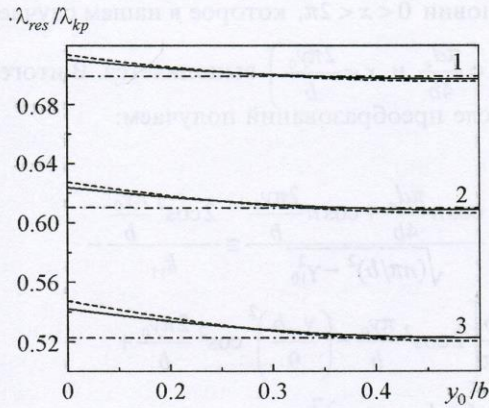


Рис. 5. Зависимости относительной резонансной длины волны диафрагмы от смещения щели: 1 – $2L = 16$ мм; 2 – $2L = 14$ мм; 3 – $2L = 12$ мм; сплошные кривые – $h = 1.0$ мм; пунктирные – $h = 0.1$ мм; штрих-пунктирные – $2L = \lambda_{res}/2$

кой стенке волновода – колебания H -типа ($H_{m,2n-1}$), что обуславливает различие в перераспределении реактивной энергии, а следовательно, и в характере резонансных кривых.

С целью оценки точности полученных аналитических формул для $(kL)_{res}$ было проведено сравнение с численными и экспериментальными значениями резонансных частот f_{res} симметричных координатных диафрагм ($x_0 = a/2, y_0 = b/2, \varphi = 0^\circ$) различной длины и ширины, приведенными в работе [12] и представленными в табл. ($a \times b = 22.86 \times 10.16$ мм, $h = 0.1$ мм).

Таблица. Резонансные частоты в ГГц симметричных координатных диафрагм

$2L \times d$, мм ²	Расчет [12]	Эксперимент [12]	Расчет, формула (28)
16.9×0.9	8.87	8.84	8.84
14.8×0.5	10.22	10.20	10.13
12.9×0.9	11.62	11.65	11.66

Выводы

1. Полученные в работе приближенные аналитические выражения для поля, рассеянного резонансной диафрагмой с произвольно ориентированной щелью, дают результаты, удовлетворительно совпадающие в области резонансных значений длины волны (частоты) как с экспериментальными, так и с теоретическими данными, полученными другими методами.

2. Настройка в резонанс щелевой диафрагмы в прямоугольном волноводе может производиться изменением как геометрических размеров щели, так и ее положения относительно координатных осей волновода. При этом поворот щели или ее смещение в плоскости поперечного сечения волновода ведут к увеличению добротности диафрагмы.

3. Приведенные аналитические формулы для резонансной длины волны (частоты) могут быть полезны при расчетах и конструировании антенно-волноводных устройств, составной частью которых являются координатные и некоординатные диафрагмы.

4. Найденные выражения для функций распределения тока в сочетании с другими методами расчета (например, с методом наведенных магнитодвижущих сил) могут быть использованы при анализе полосовых и режекторных фильтров, а также других устройств СВЧ на базе многощелевых некоординатных диафрагм.

Приложение

Действительная часть функции собственного поля щели $W(kd_e, kL)$ после подстановки в (27) значения $kL = \pi/2$ приобретает вид:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} W\left(\frac{\pi d_e}{2L}, \frac{\pi}{2}\right) = \frac{4\pi^2}{abL} \left\{ \sum_{m=3,5,\dots}^{\infty} \frac{1 + \cos 2k_x L}{k_z^{m0} (k^2 - k_x^2)} + \right. \\ \left. + \frac{2 \cos^2(\pi L/a)}{\gamma_{10}^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos(k_y d_e/4) + \cos 2k_y y_0}{\sqrt{k_y^2 - \gamma_{10}^2}} + \right. \\ \left. + \sum_{m=3,5,\dots}^{\infty} \frac{1 + \cos 2k_x L}{k^2 - k_x^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos(k_y d_e/4) + \cos 2k_y y_0}{k_z^{mn}} \right\}. \end{aligned} \quad (\text{П1})$$

В (П1) приняты обозначения:

$$k_z^{m0} = \sqrt{k_x^2 - (\pi/(2L))^2}; k_z^{mn} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - (\pi/(2L))^2};$$

$$\gamma_{10}^2 = (\pi/(2L))^2 - (\pi/a)^2; k_x = m\pi/a; k_y = n\pi/b.$$

Второй ряд по n в (П1) можно просуммировать с помощью соотношения, приведенного в [8]:

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos(k_y d_e/4) + \cos 2k_y y_0}{k_z^{mn}} \cong$$

$$\cong -\frac{1}{k_z^{m0}} + \frac{b}{\pi} \left[K_0 \left(k_z^{m0} \frac{d_e}{4} \right) + K_0 \left(2k_z^{m0} y_0 \right) \right], \quad (\text{П2})$$

где $K_0(x)$ – функция Макдональда. Тогда (П1) переходит в выражение, не содержащее двойных рядов:

$$\text{Re}W \left(\frac{\pi d_e}{2L}, \frac{\pi}{2} \right) \cong$$

$$\cong \frac{4\pi^2}{abL} \left\{ \frac{2 \cos^2(\pi L/a)}{\gamma_{10}^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos \frac{n\pi d_e}{4b} + \cos \frac{2n\pi y_0}{b}}{\sqrt{(n\pi/b)^2 - \gamma_{10}^2}} - \right.$$

$$\left. - \frac{b}{\pi} \left[\frac{2 \cos^2 \frac{3\pi L}{a}}{k_{30}^2} \left[K_0 \left(k_{30} \frac{d_e}{4} \right) + K_0 \left(2k_{30} y_0 \right) \right] + \right.$$

$$\left. + \left(\frac{a}{\pi} \right)^2 \sum_{m=5}^{\infty} [1 - (-1)^m] \frac{1 + \cos \frac{2m\pi L}{a}}{m^2} K_0 \left(\frac{m\pi d_e}{4a} \right) \right\}. \quad (\text{П3})$$

В (П3) член ряда при $m=3$ выделен в явном виде $\left(k_{30} = \sqrt{(3\pi/a)^2 - (\pi/(2L))^2} \right)$, а в оставшейся сумме по m учтено, что с ростом x функция $K_0(x)$ быстро убывает.

Первый ряд в (П3) просуммируем, разлагая квадратный корень в ряд,

$$\left(\sqrt{(n\pi/b)^2 - \gamma_{10}^2} \right)^{-1} \approx \frac{b}{\pi} \left[\frac{1}{n} + \left(\frac{\gamma_{10} b}{\sqrt{2\pi}} \right)^2 \frac{1}{n^3} \right],$$

и используя формулу 1.441.2 из [23],

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos nx}{n} = -\ln \left(2 \sin \frac{x}{2} \right),$$

справедливую при

условии $0 < x < 2\pi$, которое в нашем случае

$\left(x = \frac{\pi d_e}{4b} \text{ и } x = \frac{2\pi y_0}{b} \right)$ выполняется. В итоге после преобразований получаем:

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos n \frac{\pi d_e}{4b} + \cos n \frac{2\pi y_0}{b}}{\sqrt{(n\pi/b)^2 - \gamma_{10}^2}} \cong \frac{2 \cos^2 \frac{\pi y_0}{b}}{k_{11}} -$$

$$- \frac{b}{\pi} \left[2 \cos^2 \frac{\pi y_0}{b} - \left(\frac{\gamma_{10} b}{9} \right)^2 \cos^2 \frac{2\pi y_0}{b} + \right.$$

$$\left. + \ln \left(\frac{\pi d_e}{2b} \sin \frac{\pi y_0}{b} \right) \right], \quad (\text{П4})$$

где $k_{11} = \sqrt{(\pi/a)^2 + (\pi/b)^2 - (\pi/(2L))^2}$.

Оставшийся ряд по m в (П3) можно просуммировать с помощью сложения выражений 8.526.1,2 из [23], которые правомерны при $x > 0$, $x/\pi \ll 1$, $xt/\pi < 1$ (здесь и далее x и t – безразмерные параметры, m – целые числа):

$$\sum_{m=1}^{\infty} [1 - (-1)^m] K_0(mx) \cos mxt \cong \frac{\pi}{2x\sqrt{1+t^2}} +$$

$$+ \frac{1}{2} \left[\frac{1}{1 - (xt/(2\pi))^2} - \frac{2}{1 - (xt/\pi)^2} - \frac{2/3}{1 - (xt/(3\pi))^2} + \frac{1}{2} \right]. \quad (\text{П5})$$

Производя в (П5) двукратное интегрирование по t , имеем:

$$\sum_{m=1}^{\infty} [1 - (-1)^m] K_0(mx) \frac{1 + \cos mxt}{m^2} \cong$$

$$\cong -\frac{\pi x}{2} \left\{ t \ln \left(t + \sqrt{1+t^2} \right) - \sqrt{1+t^2} + 1 + t \ln \frac{\pi - xt}{\pi + xt} - \right.$$

$$\left. - \frac{\pi}{x} \ln \left[1 - \left(\frac{xt}{\pi} \right)^2 \right] - t \ln \frac{2\pi - xt}{2\pi + xt} + \frac{2\pi}{x} \ln \left[1 - \left(\frac{xt}{2\pi} \right)^2 \right] + \right.$$

$$\left. + t \ln \frac{3\pi - xt}{3\pi + xt} - \frac{3\pi}{x} \ln \left[1 - \left(\frac{xt}{3\pi} \right)^2 \right] + \frac{xt^2}{4\pi} \right\} +$$

$$+ 2 \sum_{m=1}^{\infty} [1 - (-1)^m] \frac{K_0(mx)}{m^2}. \quad (\text{П6})$$

Далее, подставляя в (П6) значения $x = \frac{\pi d_e}{4a}$ ($d_e/(4a) \ll 1$), $t = \frac{8L}{d}$, $xt = \frac{2\pi L}{a}$ ($2L/a < 1$), получаем:

$$\begin{aligned} & \sum_{m=5}^{\infty} \left[1 - (-1)^m \right] \frac{1 + \cos m \frac{2\pi L}{a}}{m^2} K_0 \left(m \frac{\pi d_e}{4a} \right) \cong \\ & \cong \frac{\pi^2 L}{a} \left(1 - \ln \frac{16L}{d_e} + \ln \frac{1-L/a}{1+L/a} - \ln \frac{1-2L/a}{1+2L/a} - \right. \\ & \left. - \ln \frac{1-2L/(3a)}{1+2L/(3a)} \right) + \frac{\pi^2}{2} \left\{ \ln \left[1 - \left(\frac{2L}{a} \right)^2 \right] - \right. \\ & \left. - 2 \ln \left[1 - \left(\frac{L}{a} \right)^2 \right] + 3 \ln \left[1 - \left(\frac{2L}{3a} \right)^2 \right] - \left(\frac{L}{a} \right)^2 \right\} + \\ & + 4 \left[K_0 \left(\frac{\pi d_e}{4a} \right) \sin^2 \frac{\pi L}{a} + \frac{1}{9} K_0 \left(\frac{3\pi d_e}{4a} \right) \sin^2 \frac{3\pi L}{a} + \right. \\ & \left. + \sum_{m=5,7,\dots}^{\infty} K_0 \left(m \frac{\pi d_e}{4a} \right) \frac{1}{m^2} \right]. \quad (\text{П7}) \end{aligned}$$

Выражения (П4) и (П7) после подстановки в (П3) дают окончательную формулу (29).

Литература

1. К. Дж. Саусворт. Принципы и применения волноводной передачи. Москва, Сов. радио, 1955, 700 с.
2. T. S. Chen. Int. J. Electronics. 1966, **21**, No. 5, pp. 401-424.
3. J. Bornemann, R. Vahldieck. IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1990, **МТТ-38**, No. 12, pp. 1816-1822.
4. А. А. Кириленко, Л. А. Рудь, С. Л. Сенкевич, В. И. Ткаченко. Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1997, **40**, №11, с. 54-62.
5. М. В. Нестеренко. Радиотехника. ХТУРЭ (Харьков). 2003, вып. 135, с. 19-23.
6. H. Patzelt, F. Arndt. IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1982, **МТТ-30**, No. 5, pp. 771-776.
7. Г. Ф. Заргано, А. М. Лерер, В. П. Ляпин, Г. П. Сивянский. Линии передачи сложных сечений. Ростов, Изд-во Ростовского ун-та, 1983, 320 с.
8. Л. Левин. Современная теория волноводов. Москва, ИЛ, 1954, 215 с.
9. А. А. Кураев, Г. Я. Слепян, А. Я. Слепян. Изв. вузов. Радиофизика. 1980, **23**, №9, с. 1085-1091.

10. R. Yang, A. S. Omar. IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1993, **МТТ-41**, No. 2, pp. 349-352.
11. Ю. М. Пенкин, А. В. Жиронкина, С. А. Мартыненко, Л. П. Яцук. Радиофизика и Радиоастрономия. 1999, **4**, №2, с. 117-120.
12. R. Yang, A. S. Omar. IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1993, **МТТ-41**, No. 8, pp. 1461-1463.
13. Л. А. Рудь. Радиофизика и электроника. 2000, **5**, №3, с. 7-13.
14. М. Н. Левин. ЖТФ. 1951, **21**, вып. 7, с. 787-794.
15. Р. Миттра, С. Ли. Аналитические методы теории волноводов. Москва, Мир, 1974, 327 с.
16. Х. Л. Гарб, И. Б. Левинсон, П. Ш. Фридберг. Радиотехника и электроника. 1968, **13**, №12, с. 2152-2161.
17. L. K. Warne. J. Electromagnetic Waves and Applications. 1995, **9**, No. 11-12, pp. 1441-1458.
18. Н. А. Хижняк. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. Киев, Наукова думка, 1986, 280 с.
19. М. Леонтович. ЖЭТФ. 1946, **16**, вып. 6, с. 474-479.
20. С. М. Butler. IEEE Trans. Antennas Propag. 1982, **AP-30**, No. 6, pp. 1254-1257.
21. В. А. Катрич, М. В. Нестеренко, Н. А. Хижняк. Радиофизика и Радиоастрономия. 2001, **6**, №3, с. 230-240.
22. В. И. Вольман, Ю. В. Пименов. Техническая электродинамика. Москва, Связь, 1971, 487 с.
23. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Москва, ГИФМЛ, 1963, 1100 с.

Electromagnetic Wave Scattering by a Resonant Iris with the Slot Arbitrary Oriented in a Rectangular Waveguide

M. V. Nesterenko

The problem of electromagnetic wave scattering by a resonant iris of finite thickness with the slot arbitrary oriented in the rectangular waveguide cross-sectional plane is solved. Approximate analytical expressions of the iris scattering matrix coefficients and resonance wavelengths are obtained which using yields the results coincident satisfactorily with those obtained numerically and experimentally. The influence of geometric parameters of the iris on its electrodynamic behavior within the rectangular waveguide fundamental wave is investigated.