

УДК 621.396.677.71

Л. П. ЯЦУК, канд. физ.-мат. наук, *Ю. М. ПЕНКИН*, канд. физ.-мат. наук

**РАССЕЯНИЕ LE -ВОЛН НА ПОПЕРЕЧНОЙ ЩЕЛИ
В МНОГОМОДОВОМ ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ**

Исследование влияния различных неоднородностей на режим работы многомодовых волноводных трактов в настоящее время представляет практический интерес. Одним из видов неоднородностей в таких волноводах являются узкие продольные и поперечные (относительно оси волновода) щелевые излучатели. Излучение из узкой продольной щели в бесконечно тонкой стенке двухмодового прямоугольного волновода рассмотрено в [1]. В данной статье исследуются коэффициенты матрицы рассеяния

и амплитудно-фазовые распределения поля поперечной щели, прорезанной в широкой стенке конечной толщины многомодового прямоугольного волновода.

Известно, что электромагнитное поле внутри бесконечного прямоугольного волновода можно однозначно определить с помощью разных видов полных систем волн магнитных и электри-

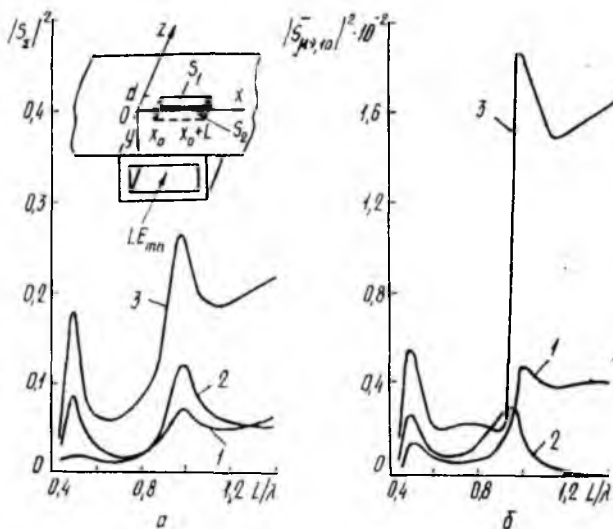


Рис. 1

ческих типов: (H, E) , (LM^{xz}, LE^{xz}) или (LM^{yz}, LE^{yz}) . Связь выбранной системы координат с волноводом показана на рис. 1. Здесь индексация продольных LM - и LE -волн определяется плоскостью расположения векторов напряженности магнитных и электрических полей соответственно.

Обычно внутренние задачи дифракции в прямоугольных волноводах рассматриваются в классе E - и H -волн. Такой выбор системы волн является удобным в случае узких продольных щелей, которые возбуждают в волноводе только H -волны. Это упрощает задачу исследования таких щелей в многомодовом режиме по сравнению с поперечными щелями, возбуждающими одновременно H - и E -волны. Поэтому при исследовании поперечных щелей целесообразнее использовать систему LM^{yz} - и LE^{yz} -волн, поскольку такие щели возбуждают в волноводе только LE^{yz} -волны. При необходимости в окончательных результатах от LE -волн можно перейти к более привычным E - и H -волнам, используя известную [2] связь между LE -, LM - с одной стороны и E - и H -волнами с другой. Поскольку в [2] приведены выражения, определяющие связь между компонен-

тами этих волн только для волн LE_{10} и LM_{01} , запишем аналогичные соотношения для общего случая:

$$\begin{aligned} H_{mn} &= A_{mn}LE_{mn}^{yz} + B_{mn}LM_{mn}^{yz}; & E_{mn} &= C_{mn}LE_{mn}^{yz} + D_{mn}LM_{mn}^{yz}; \\ LE_{mn}^{yz} &= S_{mn}H_{mn} + T_{mn}E_{mn}; & LM_{mn}^{yz} &= Q_{mn}H_{mn} + R_{mn}E_{mn}, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} A_{mn} &= \pm \frac{i\gamma_{mn}\alpha_m}{k^2 - \alpha_m^2}; & B_{mn} &= \frac{ik^2}{\omega\varepsilon} \frac{\alpha_n}{k^2 - \alpha_m^2}; \\ C_{mn} &= \frac{i\omega\varepsilon\alpha_n}{k^2 - \alpha_m^2}; & D_{mn} &= \mp \frac{i\gamma_{mn}\alpha_m}{k^2 - \alpha_m^2}; \\ S_{mn} &= \mp \frac{i\gamma_{mn}\alpha_n}{\alpha_m^2 + \alpha_n^2}; & T_{mn} &= \frac{k^2}{i\omega\varepsilon} \frac{\alpha_n}{\alpha_m^2 + \alpha_n^2}; \\ Q_{mn} &= -\frac{i\omega\varepsilon\alpha_n}{\alpha_m^2 + \alpha_n^2}; & R_{mn} &= \pm \frac{i\gamma_{mn}\alpha_m}{\alpha_m^2 + \alpha_n^2}. \end{aligned}$$

Здесь A_{mn} , B_{mn} , C_{mn} , D_{mn} , S_{mn} , T_{mn} , Q_{mn} , R_{mn} — комплексные коэффициенты представления; $\alpha_m = m\pi/a$, $\alpha_n = n\pi/b$; m , n — характеристические числа; a , b — поперечные линейные размеры волновода; $\gamma_{mn}^2 = k^2 - \alpha_m^2 - \alpha_n^2$; $k = 2\pi/\lambda$ (λ — длина волны в свободном пространстве); $\omega\varepsilon = k/120\pi$. Верхние и нижние знаки в выражениях для коэффициентов (1) соответствуют случаям распространения волн в направлении $\pm z$.

Рассмотрим узкую поперечную щель длиной L и шириной d (см. рис. 1), прорезанную в широкой стенке волновода на расстоянии x_0 от его края и излучающую в ограниченное идеально проводящей плоскостью полупространство. Найдем коэффициенты матрицы рассеяния при возбуждении этой щели волной типа LE_{mn}^{yz} и проанализируем распределение электрического поля на поверхности S_1 щелевого излучателя.

Полагаем, что стенки волновода не бесконечно тонкие, а имеют конечную толщину c , для учета которой щель рассматриваем как прямоугольный резонатор (объем « r »). На его гранях S_1 , S_2 , обращенных к внутренней области волновода (объем « i ») и полупространству (объем « e »), распределения касательных составляющих электрических полей описываются векторными функциями e_1 и e_2 соответственно:

$$e_{1(2)} = x^0 \sum_s A_s^{1(2)} \sin(s\pi(x - x_0)/L), \quad (2)$$

аналогично тому, как это сделано в [1] и [4] для случая бесконечно тонкой стенки волновода. Здесь $A_s^{1(2)}$ — комплексные коэффициенты разложения, а $s = 1, 2, \dots, SM$.

Интегродифференциальные уравнения, записанные на основании выполнения граничных условий для магнитных полей на

поверхностях щели $S_{1(2)}$, путем процедуры Галеркина сводятся к системе линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов $A_s^{1(2)}$:

$$\sum_s A_s^1 (Y_{\sigma s}^e + Y_{\sigma s}^{r11}) + \sum_s A_s^{(2)} Y_{\sigma s}^{r21} = 0; \quad (3)$$

$$\sum_s A_s^1 Y_{\sigma s}^{r12} + \sum_s A_s^{(2)} (Y_{\sigma s}^i + Y_{\sigma s}^{r22}) = F_{\sigma}^{(m,n)},$$

где $\sigma = 1, 2 \dots SM$.

Здесь $Y_{\sigma s}^i$ — частичные внутренние проводимости щели [3]; $Y_{\sigma s}^e$ — ее внешние проводимости, отличающиеся от полученных в [4] постоянным множителем d^2 ; $Y_{\sigma s}^{r22(r11)}$ — собственные, $Y_{\sigma s}^{r12(r21)}$ — взаимные по отношению к определенному номеру рассматриваемой поверхности щели частичные проводимости в резонаторе:

$$Y_{\sigma s}^i = -idL\gamma_s \delta_{\sigma s} \left(2k W_0 \begin{cases} \operatorname{tg}(\gamma_s c), & r = r11 \\ -\sin(\gamma_s c), & r = r12 \end{cases} \right), \quad (4)$$

где $\delta_{\sigma s}$ — символ Кронекера; $W_0 = 120 \pi$; $\gamma_s^2 = k^2 - (\sigma\pi/L)^2$. Отметим, что в нашем случае $Y_{\sigma s}^{r11} = Y_{\sigma s}^{r22}$ и $Y_{\sigma s}^{r12} = Y_{\sigma s}^{r21}$; $F_{\sigma}^{(m,n)}$ — магнитодвижущие силы, обусловленные распространяющимися волнами только типа LE_{mn}^{yz} ,

$$F_{\sigma}^{(m,n)} = -(k^2 - \alpha_m^2) \alpha_m \frac{(-1)^{\sigma+1} \sin[\alpha_m(x_0 + L)] + \sin[\alpha_m x_0]}{\alpha_{\sigma}^2 - \alpha_m^2} \times \\ \times (1 - \exp[-i\gamma_{mn}d]) / (i\gamma_{mn}), \quad (5)$$

где $\alpha_{\sigma} = \sigma\pi/L$.

После определения из системы (3) коэффициентов $A_s^{1(2)}$ можно найти электромагнитные поля в любом из рассматриваемых электродинамических объемов, а следовательно, и функционально связанные с ними коэффициенты матрицы рассеяния щели в волноводе. Последние можно определить в энергетическом смысле как отношение среднего за период значения мощности $P_{\mu\nu}^{\pm}$, переносимой вдоль волновода распространяющейся модой $LE_{\mu\nu}^{yz}$ в направлении $\pm z$ от области локализации щели, к значению средней мощности $P_{mn}^{\text{ПАД}}$ волны, возбуждающей щель: $|S_{\mu\nu, mn}^{\pm}| = P_{\mu\nu}^{\pm} / P_{mn}^{\text{ПАД}}$. Здесь

$$P_{mn}^{\text{ПАД}} = \gamma_{mn} \omega_{\mu} (k^2 - \alpha_m^2) ab / (8 - 4\delta_{0n}); \quad P_{\mu\nu}^{-} = \frac{k^2 - \alpha_{\mu}^2}{\omega_{\mu} (16 - 8\delta_{0\nu})} \times \\ \times \frac{(2 - \delta_{0\mu})^2 (2 - \delta_{0\nu})^2}{b^2 \gamma_{\mu\nu}^3 \alpha_{\mu}^2} a^3 L^2 |S|^2 (1 - \cos(\gamma_{\mu\nu}d)),$$

где

$$S = \sum_s^{SM} A_s^{(2)} [(-1)^{\sigma+1} \sin(\alpha_m(x_0 + L)) + \sin(\alpha_m x_0)] s / (a^2 s^2 - m^2 L^2);$$

$\omega_\mu = 120 \pi k$; $\alpha_\mu = \mu\pi/a$; $\alpha_\nu = \nu\pi/b$; $\gamma_{\mu\nu}^2 = k^2 - \alpha_\mu^2 - \alpha_\nu^2$. При $\mu \neq m$ и $\nu \neq n$ $|S_{\mu\nu, mn}^+| = |S_{\mu\nu, mn}^-|$ и $P_{\mu\nu}^+ = P_{\mu\nu}^-$ в силу симметричного возбуждения волн щелью в направлениях $\pm z$. При $\mu = m$ и $\nu = n$

$$P_{\mu\nu}^+ = P_{\mu\nu}^- + (k^2 - \alpha_\mu^2)[\gamma_{\mu\nu}\omega_\mu ab + (2 - \delta_{0\mu})La^2(\operatorname{Re} S \sin(\gamma_{\mu\nu}d) + \operatorname{Im} S(\cos(\gamma_{\mu\nu}d) - 1)/(\gamma_{\mu\nu}\pi))]/(8 - 4\delta_{0\nu}).$$

Такое определение коэффициентов матрицы рассеяния щели в определенном смысле более удобно, чем использованное в [1], поскольку оно дает четкую энергетическую картину преобразования одних типов волн в другие. Коэффициенты матрицы рассеяния щели с одинаковыми комбинациями индексов $\mu\nu$ и mn несут информацию о коэффициентах отражения и прохождения по возбуждающему типу колебаний. При неодинаковых комбинациях индексов их можно назвать энергетическими коэффициентами преобразования типов волн. Коэффициент излучения определяем из условия выполнения энергетического баланса:

$$|S_\Sigma|^2 = 1 - \sum_{\mu, \nu} (|S_{\mu\nu, mn}^-|^2 + |S_{\mu\nu, mn}^+|^2),$$

где суммирование производится по всем распространяющимся типам волн.

Отметим, что рассмотренный подход позволяет производить анализ коэффициентов матрицы рассеяния щели и для случаев ее возбуждения несколькими типами волн. При этом в правой части системы уравнений (3) будет фигурировать сумма магнитодвижущих сил, для определения которых необходимо априорное знание амплитудных и фазовых соотношений модов возбуждения.

В результате численного исследования сходимости метода по приближениям определено минимальное число ($SM=5\dots 8$) учитываемых базисных функций (1), необходимое для расчетов коэффициентов матрицы рассеяния щели в многомодовом волноводе с точностью до 5%. В случае поперечной щели минимально необходимое число SM меньше, чем в случае продольной щели, исследованной в работе [1], где сходимость метода определялась из анализа значений амплитудных коэффициентов представления поля на щели (1).

При решении вопросов электромагнитной совместимости практический интерес представляют исследования излучения щели на частотных гармониках [5]. В связи с этим проанализированы случаи возбуждения щели при $\lambda=16$ мм, $\lambda=10,7$ мм, которые соответствуют второй и третьей гармоникам средней частоты одноמודового режима волновода сечением 23×10 мм (толщина стенок $c=1$ мм).

На рис. 1, б приведены зависимости коэффициентов $|S_{10,10}^-|^2$ (кривая 1), $|S_{20,10}^-|^2$ (кривая 2) и $|S_{11,10}^-|^2$ (кривая 3) для $\lambda=16$ мм при изменении длины щели в пределах $0,4 < L/\lambda <$

$< 1,4$ ($d=0,1 L$, $x_0=0$ мм). Зависимости $|S_r|^2$ при тех же значениях длины щели показаны на рис. 1, а для случаев ее возбуждения волной LE_{10}^{yz} (кривая 1), LE_{20}^{yz} (кривая 2) и LE_{11}^{yz} (кривая 3). Как видно, на этой частоте эффективнее всего возбуждается щель длиной $L=\lambda$ наивысшим из трех распространяющихся типов LE -волн. Она излучает в максимуме 27 % падающей на нее мощности.

При возбуждении симметрично (или почти симметрично) расположенной относительно оси волновода поперечной щели распределение электрического поля на ней в соответствии со структурой поля возбуждающей моды описывается квазичетной или нечетной относительно ее геометрического центра функцией. При этом щель эффективно возбуждает $LE_{m,n}^{yz}$ -волны, имеющие в поперечном сечении волновода распределение H_x компоненты той же четности относительно его оси, что и электрическое поле на щели; а волны со структурой поля другой четности практически не возбуждаются. Например, значение коэффициента преобразования мод $S_{-20,10}^{-2}$ (рис. 1, б, кривая 2) при $1,2 \leq L/\lambda \leq 1,4$ практически равно нулю. При возбуждении щели той же геометрией модой LE_{20}^{yz} значение $|S_{10,20}^{-2}|^2$ так же близко к нулю.

Анализ подобных (см. рис. 1) зависимостей коэффициентов матрицы рассеяния поперечной щели при $\lambda=10,7$ мм ($0,4 < L/\lambda \leq 2,2$) показал, что щель длиной $L=1,5\lambda$ может излучить 15, 12 и 10 % падающей на нее мощности при ее возбуждении волнами LE_{10}^{yz} , LE_{21}^{yz} и LE_{31}^{yz} соответственно. Отметим, что в случае возбуждения щели длиной $L \approx 2\lambda$ волной LE_{40}^{yz} ($\lambda=10,7$ мм) в полупространство излучается 25 % падающей мощности.

Полученные результаты подтверждают необходимость учета при анализе электромагнитной обстановки возможного излучения высших гармоник СВЧ-колебаний электронных устройств волноводно-щелевыми антеннами.

Парциальные диаграммы направленности щелевых излучателей в рассмотренных случаях определяются амплитудно-фазовыми распределениями магнитного тока $I^M(x)$ вдоль щели. Для примера на рис 2 показаны амплитудные $I^M(x)/I^M|_{\max}$, нормированные относительно максимального значения магнитного тока на щели, и фазовые Φ распределения. Здесь они представлены для

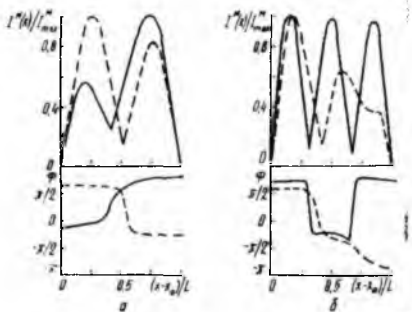


Рис. 2

случаев возбуждения щели длиной $L=\lambda$ ($\lambda=16$ мм, рис. 2, а) волнами LE_{11}^{yz} (сплошная кривая), LE_{20}^{yz} (пунктирная кривая)

и щели длиной $L = 1,5\lambda$ ($\lambda = 10,7$ мм, рис. 2, б) волнами $LE_{y_0}^{yz}$ (сплошная кривая) и $LE_{z_1}^{yz}$ (пунктирная кривая). Остальные геометрические размеры системы описаны выше.

Щелевые излучатели (см. рис. 2) в рассматриваемых случаях характеризуются достаточно сложными амплитудно-фазовыми распределениями магнитных токов. Формы амплитудно-фазовых распределений, а следовательно, и формы парциальных диаграмм направленности, существенно зависят от типа возбуждающей щель LE -волны.

Список литературы: 1. *Лященко В. А.* Излучение из продольной щели в стенке многомодового волновода//Радиотехника и электроника. 1986. № 11. С. 2280—2283. 2. *Введенский Б. А., Аренберг А. Г.* Радиоволноводы. М.; Л., 1946. Ч. 1. 191 с. 3. *Ляховский А. Ф., Пенкин Ю. М., Яцук Л. П.* Исследование электромагнитной связи двух прямоугольных волноводов через широкое отверстие с координатными границами//Радиотехника. 1986. Вып. 77. С. 15—21. 4. *Лященко В. А.* Распределение поля и энергетические характеристики волноводно-щелевых излучателей. Х., 1975. 57 с. (Препринт., АН УССР. Ин-т радиоэлектроники; № 50). 5. *Ямпольский В. Г., Фролов О. П.* Антенны и ЭМС. М., 1983. 272 с.

Поступила в редколлегию 20.11.87