

С. Н. Куш, канд. техн. наук

СПЛОШНЫЕ КРУГЛЫЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РЕЗОНАТОРЫ  
С Е-КОЛЕБАНИЯМИ В ТРАКТАХ СВЧ

Для разделения волн, распространяющихся в прямоугольных многоволновых волноводах (МВ) с помощью диэлектрических резонаторов (ДР), представляет интерес решение не рассматриваемой ранее даже в одноволновом приближении задачи о ДР с Е-колебаниями в прямоугольном МВ.

Рассмотрим бесконечный прямоугольный регулярный волновод с идеально проводящей оболочкой, в котором распространяются  $\Psi$  ортогональных волн<sup>1</sup>. Поля в области тракта, свободной от источников, расположенных при  $z_1 \leq z \leq z_2$ , представим в виде [2]

$$\vec{E}^{\pm} = \sum_{s=1} \dot{C}_s^{\pm} \vec{e}_s^{\pm}, \quad \vec{H}^{\pm} = \sum_{s=1} \dot{C}_s^{\pm} \vec{H}_s^{\pm},$$

где  $\vec{e}_s^r$  и  $\vec{H}_s^r$  — собственные волны линии передачи для  $r$ -го направления (+ при  $z \geq z_2$ , — при  $z \leq z_1$ );  $\dot{C}_s^r$  — комплексная амплитуда

<sup>1</sup>  $\Psi$ -типов волн, в том числе и вырожденных при одной частоте. Учитывая частотно-селективные свойства и высокую добротность ( $Q_{\text{ДР}}$ ) ДР, предполагаем, что ДР не взаимодействует с волнами, распространяющимися при частотах, отличных от частоты настройки ДР (собственной частоты ДР  $f_0$ ).

$s$ -й волны ( $s = m, n; m \vee n > 0$ ), определяемая из [2] как

$$\dot{C}_s^\pm = \frac{1}{N_s} \left[ \pm \int_V (\vec{J}_s^e \vec{E}_s^\mp - \vec{J}_s^m \vec{H}_s^\mp) dv \right], \quad (1)$$

где  $N_s$  — норма  $s$ -й волны [2];  $\vec{J}_s^e$  и  $\vec{J}_s^m$  — электрический и магнитный сторонние токи.

Для ДР — как частного случая твердотельного резонатора (ТТР) — условие разделения распространяющихся волн высших типов можно представить в виде

$$C_{jk}/C_{jj} = \delta_{jk}; \quad \delta_{jk} = 1, (k = j); \quad \delta_{jk} = 0, (k \neq j). \quad (2)$$

Условие (2) для ТТР с колебаниями одного вида является необходимым и достаточным условием единственности выделяемой волны<sup>2</sup>. Покажем это на примере ДР с  $E$ -колебаниями.

Рассмотрим подынтегральное выражение (1). Допустим, что при нормальном возбуждении ДР выделяет  $s$ -ю волну. Тогда, учитывая особенности ДР, в равенстве (1) можно принять

$$\vec{J}_s^m = 0, \quad \vec{J}_s^e = j\omega_0 \vec{p}$$

и

$$C_{ss}^\pm \propto \vec{J}_s^e \vec{E}_s^\mp = j\omega_0 \epsilon_0 (\hat{\chi}_s^e \vec{E}_s) \vec{E}_s^\mp \neq 0, \quad (3)$$

где  $\omega_0 = 2\pi f_0$ ;  $\vec{p}$  — вектор плотности электрического дипольного момента  $P$ ;  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная;  $\hat{\chi}_s^e$  — эквивалентный тензор электрической восприимчивости (в нашем случае  $\hat{\chi}_s^e$  имеет диагональный вид, причем  $\chi_{x(x)} = \chi_{y(y)} = \chi_{\perp}$ ,  $\chi_{z(z)} = \chi_{\parallel}$ );  $\vec{E}_s$  — электрическое поле ДР, амплитуда которого  $\vec{E}_0$  зависит от  $s$  поля волновода, возбуждающего ДР. Если одновременно и для  $l$ -й волны  $C_{l,l}^\pm \propto j\omega_0 \epsilon_0 (\hat{\chi}_l^e \vec{E}_l) \vec{E}_l^\mp \neq 0$ , то и  $C_{l,s(s,l)}^\pm \propto j\omega_0 \epsilon_0 [\hat{\chi}_s^e \vec{E}_{s(l)}] \vec{E}_{l(s)}^\mp \neq 0$ , что противоречит условию (2).

Идея разделения волн заключается в использовании различий в свойствах симметрии полей волн и особенностей взаимодействия

<sup>2</sup> В общем случае условие (2) может одновременно независимо выполняться для различных видов колебаний ТТР ( $E$  и  $H$  для ДР). Если частоты других (неиспользуемых) видов колебаний попадают в рабочую область частот устройства, то они могут быть либо искусственно подавлены, либо выбором других параметров ДР удаляются за пределы диапазона. Отметим, что для известных ТТР в исследуемых системах эти условия всегда выполняются. Одним из интересных следствий совпадения координат особых точек (ОТ) областей в поперечном сечении МВ, где при заданном спектре распространяющихся волн выполняются условия (2) для  $H$ - и  $E$ -колебаний ДР, является возможность одновременного эффективного подавления разных типов на различных частотах определяемых  $f_0^{h,e}$ ,  $H$ - и  $E$ -колебаний ДР.

ТТР с полями волн. На таком же принципе основан и ряд не селективных по частоте многоволновых узлов, однако при применении ТТР свойства симметрии могут быть использованы более полно, так как мы не ограничены областями связи только по периметру сечения тракта. Условия разделения волн различных типов на частоте  $f_0$ , при одновременном распространении  $H$ - и  $E$ -волн при других частотах, для конкретных МВ реализуются при помещении ДР в

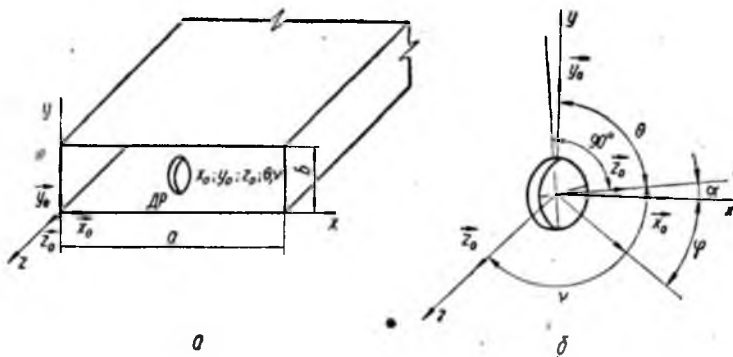


Рис. 1. Диэлектрический резонатор в волноводном тракте (а) и его ориентация относительно координатных осей (б)

ОТ поперечного сечения тракта, при соответствующей ориентации ДР. Координаты ОТ и ориентация ДР определяются в зависимости от состава распространяющихся волн либо при построении вспомогательных матриц преобразованной топологической структуры, либо при применении аппарата теории групп. После определения ОТ рассчитываются  $\hat{C}_{ss}$ . Используя представление МВ многополюсником через  $\hat{C}_{ss}$ , определяются и элементы матрицы рассеяния  $[S]$  системы.

Решая граничную задачу возбуждения МВ сторонним источником  $\vec{J}_s^e$  (3) и применяя обобщенную теорему о среднем, из (1) получим

$$\hat{C}_{s,q}^{\pm} = \frac{1}{N_s} \vec{E}_s^{\mp} \int_v \vec{J}_s^e dv = \frac{j\omega_0 \vec{P}(q) \vec{E}_s^{\mp}}{N_s (1 + \beta_{\Sigma})}, \quad (4)$$

где параметр  $\beta_{\Sigma} = P_n/P_p$ ;  $P_n$  — мощность потерь на излучение;  $P_p$  — мощность тепловых потерь в резонаторе. Для ДР с  $E$ -колебаниями

$$P_n = \left(\frac{\omega_0}{2}\right)^2 \sum_{s=1} \frac{(\vec{P}_{(q)} \vec{E}_s) (\vec{P}_{(q)}^* \vec{E}_s^*) + (\vec{P}_{(q)} \vec{E}_s) (\vec{P}_{(q)}^* \vec{E}_s^*)}{N_s}; \quad (5)$$

$$P_n = \frac{1}{2} \operatorname{Re} j\omega_0 \int_V \overset{\leftrightarrow}{\varepsilon} |\hat{E}|^2 dv. \quad (6)$$

Рассмотрим круглый сплошной ДР с основным видом колебаний  $E_{01\delta}$  в МВ (рис. 1). Поле в резонаторе с колебанием  $E_{0n\delta}$  для области  $r \leq R$  на основании [4] представим в виде

$$\left. \begin{aligned} \hat{E}_{mz} &= \hat{E}_0 J_0(\chi_{in} r) \begin{cases} \cos \chi_{zp} z & |z| \leq L/2, \\ \gamma_{\parallel}^e L^e \cos t & |z| \geq L/2, \end{cases} \\ \hat{E}_{inr} &= \hat{E}_0 \frac{\chi_{zp}}{\chi_{in}} J'_0(\chi_{in} r) \begin{cases} \sin \chi_{zp} z & |z| \leq L/2, \\ \in L^e \sin t & |z| \geq L/2, \end{cases} \\ \hat{H}_{m\phi} &= -j\hat{E}_0 \frac{\omega_0 \varepsilon_{\perp}}{\chi_{in}} J'_0(\chi_{in} r) \begin{cases} \cos \chi_{zp} z & |z| \leq L/2, \\ L^e \cos t & |z| \geq L/2, \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

где  $J_0(\chi_{in} r)$  — функция Бесселя первого рода;  $J'_0(\chi_{in} r)$  — производная функции по аргументу;  $\chi_{in} = v_{nm}/R$  [4]; для  $nm = 01$   $v_{nm} = B_{01} = 2,4048$ ;  $\chi_{zp} = \pi\delta/L$ ;  $\delta$  — часть полуволны в интервале  $(\pm L/2)$ ;  $R$  и  $L$  — радиус и толщина ДР;  $t = \pi\delta/2$ ;  $L^e = \exp[-\chi_{z_0}(|z| - L/2)]$ ;  $\varepsilon_{\perp}$  — поперечная компонента диагонального тензора  $\overset{\leftrightarrow}{\varepsilon}$  ( $\varepsilon_{zz} = \varepsilon_{\parallel}$ );  $\in$  — символ Вайнштейна;

$$\chi_{z_0} = \frac{1}{\gamma_{\perp}^e} \chi_{zp} \begin{cases} \operatorname{tg}\left(\frac{\chi_{zp} L}{2}\right) \xi(\delta) = 0, 2, 4, \dots, \\ -\operatorname{ctg}\left(\frac{\chi_{zp} L}{2}\right) \xi(\delta) = 1, 3, 5, \dots; \end{cases}$$

$$\gamma_{\parallel}^e = \frac{\varepsilon_2 + N_{\parallel}(\varepsilon_{\perp} - \varepsilon_2)}{\varepsilon_2};$$

$\varepsilon_2$  — диэлектрическая проницаемость среды, окружающей ДР;  $\gamma_{\perp}^e = \varepsilon_{\perp}/\varepsilon_2$ ;  $\xi(\delta)$  — целая часть  $\delta$ ;  $N_{\parallel}$  — продольная компонента тензора деполаризации  $\overset{\leftrightarrow}{N}$  [3].

Определяя согласно [3] связь амплитуд полей ДР и МВ и вычислив, подставляя (7),  $\bar{P}_{(q)}$ ,  $P_n$  — (6) и  $P_n$  — (5) для  $\beta_{\Sigma}$ , получим

$$\beta_{\Sigma} = \frac{16\pi v_{\text{ДР}} [\chi_{\parallel}^e]^2 F^e}{B_{01}^2 \lambda_0^2 \gamma_{\parallel}^e \varepsilon_{\perp} W^e} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{|\bar{E}_{s\perp} \bar{E}_{s\perp}^*|}{N_s} \quad (8)$$

Круглый ДР ( $E_{010}$  колебания) в прямоугольном МН

Выделяемая волна	Состав распростран. волны (1); координаты ОТ (2); ориентация ДР (3)	$\beta_l, \kappa_D$	$ S_{m,n} $
$H_{10}$	1. $H_{10}, H_{20}, H_{01}, H_{11},$ $E_{11}, H_{21}, E_{21}$ 2. $x_0 = a/2, y_0 = b/2$ 3. $\theta = 0, \nu = \alpha = \pi/2$	$\beta_{10} = \frac{8\tilde{V}_{10}^e \lambda_{b10} \Lambda_{10} F^e}{B_{01}^2 \lambda_0^2 Y_{\parallel}^e W^e}$ $\kappa = \frac{16\tilde{V}_{10}^e B_{01}^2 \lambda_0^2 Y_{\parallel}^e W^e \lambda_{b10} \Lambda_{10} F^e}{(B_{01}^2 \lambda_0^2 Y_{\parallel}^e W^e + 8\tilde{V}_{10}^e \lambda_{b10} \Lambda_{10} F^e)^2}$	$\left. \begin{array}{l}  S_{11}  \\  S_{m+1,m+1}  \end{array} \right\} =$ $= \frac{8\tilde{V}_{10}^e \lambda_{b10} \Lambda_{10} F^e}{B_{01}^2 \lambda_0^2 Y_{\parallel}^e W^e + 8\tilde{V}_{10}^e \lambda_{b10} \Lambda_{10} F^e}$ $\left. \begin{array}{l}  S_{m+1,1}  \\  S_{1,m+1}  \end{array} \right\} =$ $= \frac{B_{01}^2 \lambda_0^2 Y_{\parallel}^e W^e}{B_{01}^2 \lambda_0^2 Y_{\parallel}^e W^e + 8\tilde{V}_{10}^e \lambda_{b10} \Lambda_{10} F^e}$
$H_{01}$	1. $H_{10}, H_{20}, H_{01}, H_{11},$ $E_{11}$ 2. $x_0 = a/2, y_0 = b/2$	$\beta_{01} = \frac{8\tilde{V}_{10}^e \lambda_{b01} \Lambda_{10} F^e}{B_{01}^2 \lambda_0^2 Y_{\parallel}^e W^e}$	$\left. \begin{array}{l}  S_{3,3}  \\  S_{m+3,m+3}  \end{array} \right\} =$ $= \frac{8\tilde{V}_{10}^e \lambda_{b01} \Lambda_{10} F^e}{B_{01}^2 \lambda_0^2 Y_{\parallel}^e W^e + 8\tilde{V}_{10}^e \lambda_{b01} \Lambda_{10} F^e}$

$$3. \theta = \nu = \pi/2, \alpha = 0$$

$$\kappa = \frac{16\tilde{V}_{10}^e B_{01}^2 \lambda_0^2 \lambda_{b01} \Lambda_{10} \gamma_{\parallel}^e W^e F^e}{(B_{01}^2 \lambda_0^2 \gamma_{\parallel}^e W^e + 8\tilde{V}_{10}^e \lambda_{b01} \Lambda_{10} F^e)^2}$$

$$\left. \begin{array}{l} |S_{m+3,3}| \\ |S_{3,m+3}| \end{array} \right\} =$$

$$= \frac{B_{01}^2 \lambda_0^2 \gamma_{\parallel}^e W^e}{B_{01}^2 \lambda_0^2 \gamma_{\parallel}^e W^e + 8\tilde{V}_{10}^e \lambda_{b01} \Lambda_{10} F^e}$$

$$1. H_{10}, H_{20}, H_{01}, H_{11}, \\ E_{11}, H_{21}, E_{21}, H_{30}$$

$$2. x_0 = a/2, y_0 = b/2$$

$$3. \alpha = \theta = \pi/2, \nu = 0$$

$$\beta_{11} = \frac{8\tilde{V}_{10}^e \Lambda_{10} \Lambda_{01} \lambda_{b11} F^e}{B_{01}^2 \Lambda_{11}^2 b \gamma_{\parallel}^e W^e}$$

$$\kappa = \frac{16\tilde{V}_{10}^e B_{01}^2 \gamma_{\parallel}^e \Lambda_{01} \Lambda_{10} \Lambda_{11}^2 \lambda_{b11} b W^e F^e}{(B_{01}^2 \Lambda_{11}^2 b \gamma_{\parallel}^e W^e + 8\tilde{V}_{10}^e \Lambda_{01} \Lambda_{10} \lambda_{b11} F^e)^2}$$

$$\left. \begin{array}{l} |S_{5,5}| \\ |S_{m+5,m+s}| \end{array} \right\} =$$

$$= \frac{8\tilde{V}_{10}^e \Lambda_{01} \Lambda_{10} \lambda_{b11} F^e}{B_{01}^2 \Lambda_{11}^2 b \gamma_{\parallel}^e W^e + 8\tilde{V}_{10}^e \Lambda_{01} \Lambda_{10} \lambda_{b11} F^e}$$

$$\left. \begin{array}{l} |S_{m+5,s}| \\ |S_{5,m+s}| \end{array} \right\} =$$

$$= 1 / \left| 1 + \frac{8\tilde{V}_{10}^e \Lambda_{01} \Lambda_{10} \lambda_{b11} F^e}{B_{01}^2 \Lambda_{11}^2 b \gamma_{\parallel}^e W^e} \right|$$

где  $v_{\text{ДР}}$  — объем ДР;  $\lambda_0 Z_0 = 1/f_0 \epsilon_0$ ;  $\epsilon_{r\perp} = \text{Im } \epsilon_{\perp} / \epsilon_0$ ;

$$F^e = \left[ \frac{\chi_{\parallel}^e \sin^2 2t + \epsilon_r \gamma_{\parallel}^e \cos^2 t}{\chi_{\parallel}^e t \sin t} \right]^2; \quad W^e = \frac{\epsilon_{\parallel}^-}{\epsilon_{\perp}^-} \left( 1 + \frac{\sin 2t}{2t} \right) + \left( \frac{\chi_{z\text{p}}}{\chi_{\text{in}}} \right)^2 \left( 1 - \frac{\sin 2t}{2t} \right).$$

Подставляя в равенство (4)  $\beta_{\Sigma}$ , поля прямоугольного волновода и  $N_s$ , определим  $C_{ss}$ , а затем и элементы матрицы  $[S]$ , которые для

конкретных типов волн (т. е. и ОТ) при максимально возможных спектрах распространяющихся волн приведены в таблице.

Элементы матрицы  $[S]$  системы рассчитывались по разработанному алгоритму, упрощенная блок-схема которого приведена на рис. 2 (1 — блок ввода исходных данных). После вычисления по алгоритму [4], взятому в качестве подпрограммы,  $f_0$  ДР и учета влияния металлической стенки (2), рассчитываются элементы матрицы  $[S]$  системы (3). Максимальные значения индексов  $m$  и  $n$  определяются количеством каналов [1] (типов распространяющихся волн) МВ. При необходимости расчета характеристик систем с различными ДР (отличающихся размерами и  $\epsilon_r$ ) в программу расчета, написанную на языке АЛМИР-65, вводят полные операторы циклов, а размеры ДР и значения  $\epsilon_r$  задаются идентификаторами одномерных массивов —  $R [K]$ ,  $L [K]$  и  $E [T]$ . Выбор соответствия

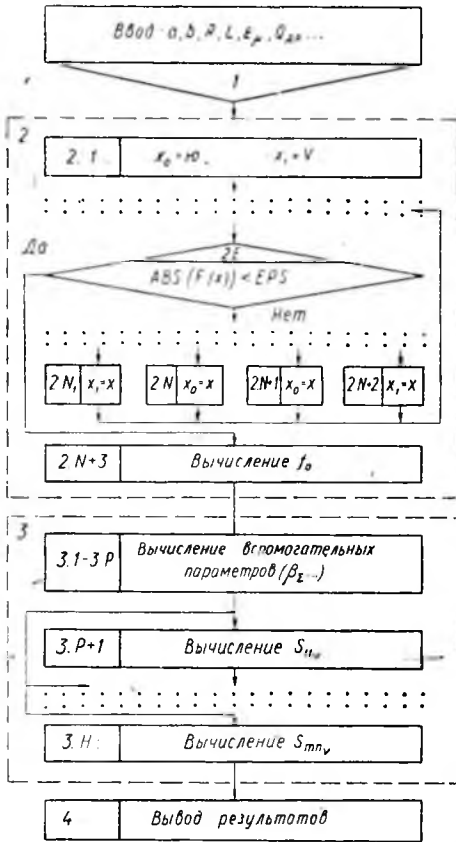


Рис. 2. Блок-схема алгоритма расчета элементов матрицы рассеяния системы

между  $K$  и  $T$  достигается дополнительным введением в программу коротких и полных условных операторов. Разработанная программа применима и для расчета коэффициентов отражения и передачи одноволновых трактов с ДР с  $E$ -колебаниями. Для этого необходимо ввести условные операторы, осуществляющие (после определения параметров по каналу волны  $H_{10}$ ) переход на пустые операторы, стоящие

в конце циклов. При использовании построенного алгоритма возможен и синтез системы, обеспечивающий при заданной режекции волны максимальный разнос между частотами основного и высшего видов колебаний ДР.

1. *Альтман Дж. Л.* Устройства СВЧ. М., Мир, 1968. 487 с. 2. *Вайнштейн Л. А.* Электромагнитные волны. М., Сов. радио, 1957. 483 с. 3. *Куц С. Н.* Связь амплитуд полей в системе многоволновой волновод — диэлектрический резонатор.— Вестн. Киев. политехн. ин-та. «Радиотехника», 1978, 15, с. 38—39. 4. *Куц С. Н.* Собственные частоты диэлектрических резонаторов.— Изв. вузов. Радиоэлектроника, 1975, 18, 9, с. 79—86.

Поступила в редколлегию 16.09.78.

*S. N. Kushch*

#### THE COMPACT DIELECTRIC RESONATORS WITH E-MODES IN WAVEGUIDE

The scattering matrix of the system: multimode waveguide-compact dielectric resonator, is investigated. Prepared program calculation of elements  $S$ -matrix is described.