

УДК 621.372.851.2

## ПРИМЕНЕНИЕ ИНДУКТИВНЫХ ШТЫРЕЙ И ПОЛОС В КАЧЕСТВЕ ЭЛЕМЕНТОВ ВОЛНОВОДНОГО КВАЗИРЕЗОНАТОРА

*Пономаренко В.И., Попов В.В.<sup>1</sup>, Виногородский Д.Ф.*

### ВВЕДЕНИЕ

Многорезонансный метод измерения комплексного коэффициента отражения в прямоугольном волноводе с использованием скалярного анализатора цепей основан на анализе резонансных характеристик квазирезонатора, образованного отрезком волновода, заключенным между исследуемым объектом и объектом с известной матрицей рассеяния [1, 2]. В качестве последнего используется индуктивная диафрагма с относительной шириной окна  $d/a \sim 0.3 - 0.4$  ( $d$  – раскрыв окна диафрагмы,  $a$  – размер широкой стенки волновода), обеспечивающей, с одной стороны, необходимый обмен энергией между квазирезонатором и подводившим энергию от генератора волноводом, а с другой – малую ширину резонансных пиков короткозамкнутого квазирезонатора, позволяющую достаточно точно определять резонансные частоты. Неудобством процедуры измерения при использовании индуктивной диафрагмы является то, что для изменения длины квазирезонатора с целью модификации набора резонансных частот приходится использовать волноводные вставки, что требует разборки и сборки волноводного тракта. Целью настоящей работы является исследование возможности использования в качестве индуктивного элемента с известной матрицей рассеяния центральных штыря, рис. 1, и полоски, рис. 2, положение которых относительно измеряемого объекта можно изменять с помощью системы отверстий в широкой стенке волновода, варьируя тем самым длину квазирезонатора и, следовательно, совокупность резонансных частот.

### РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЯНИЯ ИНДУКТИВНОЙ ПОЛОСКИ

Ввиду предполагаемой однодородности волновода и симметричности индуктивных элементов в направлении его оси рассеянное поле на достаточном удалении от элементов определяется значениями комплексного коэффициента отражения  $R_{II}$  и комплексного коэффициента прохождения  $T_{II}$  для волны типа  $H_{10}$ .

Для решения задачи рассеяния в волноводе с индуктивной полоской применен метод, аналогичный использованному в [3] для решения задачи дифракции на решетке из прямоугольных металлических брусьев.

---

<sup>1</sup> e-mail: slava\_popov@front.ru

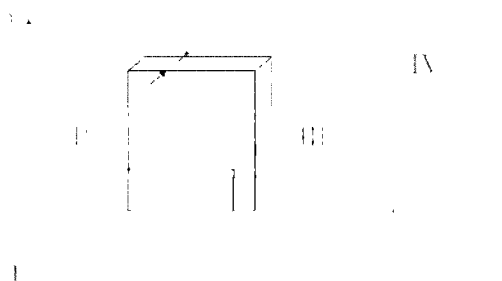


Рис. 1 Индуктивная полоска шириной  $d$  в прямоугольном волноводе.

Поле в области I представляется в виде суперпозиции прямой волны типа  $H_{10}$  с известной амплитудой и обратных волн  $a_n$  типа  $H_{2n-1,0}$ ,  $n = 1, 2, \dots$  в области IV – в виде прямых волн  $c_n$  того же типа, в областях II и III – в виде прямых и обратных волн типа  $H_{m0}$ ,  $m = 1, 2, \dots$ . Накладывая условия непрерывности тангенциальных компонент поля на границах областей, а также условие равенства нулю электрического поля на полоске, получим бесконечную систему линейных алгебраических уравнений первого рода относительно амплитуд полей в областях (I)-(IV). Алгебраическими преобразованиями эта система приводится к системе алгебраических уравнений второго рода относительно неизвестных амплитуд  $a_n$  и  $c_n$ , которая в случае симметричной полоски имеет вид:

$$\begin{cases} \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{A}_{kn} a_n + \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{A}_{kn} c_n e^{i\Gamma_n \tau} = \tilde{f}_k, \\ \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{A}_{kn} a_n + \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{A}_{kn} c_n e^{i\Gamma_n \tau} = \tilde{f}_k, \end{cases} \quad (1)$$

где матричные элементы  $\tilde{A}_{kn}$ ,  $\tilde{A}_{kn}$  и массивы свободных членов  $\tilde{f}_k$ ,  $\tilde{f}_k$  определяются выражениями:

$$\tilde{A}_{kn} = \frac{4\Gamma_n}{il} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\alpha_{mk} \alpha_{mn}}{\gamma_m \tan(\gamma_m \tau)} - \frac{a}{2} \delta_{nk}, \quad \tilde{A}_{kn} = \frac{4\Gamma_n}{il} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\alpha_{mk} \alpha_{mn}}{\gamma_m \sin(\gamma_m \tau)}, \quad (2)$$

$$\tilde{f}_k = \frac{a}{2} \delta_{1k} + \frac{4\Gamma_1}{il} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\alpha_{mk} \alpha_{m1}}{\gamma_m \tan(\gamma_m \tau)}, \quad \tilde{f}_k = \frac{4\Gamma_1}{il} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\alpha_{mk} \alpha_{m1}}{\gamma_m \sin(\gamma_m \tau)},$$

$$\alpha_{mk} = \int_0^{(a-d)/2} \sin\left(\frac{m\pi}{l} x\right) \sin\left(\frac{k\pi}{a} x\right) dx.$$

$l = \frac{(a-d)}{2}$  – ширина областей II, III.  $d$  – ширина полоски.  $\gamma_m$  – постоянная распространения в областях II, III.  $\Gamma_n$  – постоянная распространения в областях I, IV.

Решая систему (1) методом усечения, можно вычислить значения коэффициента отражения  $R_{II} = a_1$  и коэффициента прохождения  $T_{II} = c_1$ . Как показали численные расчеты, сходимость метода усечения при решении системы (1) достигается при учете  $N \sim 20$  уравнений. При этом погрешность определения параметров рассеяния не превышает 0.1%.

При  $\tau = 0$  имеет место приближенная аналитическая формула [4]:

$$R_0 = \frac{1}{i2X - 1}, \quad T_0 = 1 + R_0, \quad (3)$$

$$\text{где } X = -\frac{a}{\lambda_c} \left\{ -1 + \frac{K}{2E - Ks^2} \left[ 1 + \frac{\delta_3 [2E(1-2s^2) - Ks^2(1-3s^2)]^2}{3(2E - Ks^2) + \delta_3 s^4 [8E(2-s^2) - Ks^2(8-3s^2)]} \right] \right\} -$$

нормированное реактивное сопротивление,  $K$  и  $E$  – эллиптические функции с модулем  $(1-s^2)^{1/2} = \cos(\pi d/2a)$ ,  $\delta_m = (1 - k_0^2 a^2 / m^2 \pi^2)^{-1/2} - 1$ ,  $k_0 = \frac{2\pi f}{c}$ ,  $\lambda_c$  – длина волны в волноводе, соответствующая частоте  $f$ .

#### РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЯНИЯ ИНДУКТИВНОГО СТЕРЖНЯ

Аппроксимируем поле, рассеянное стержнем, суперпозицией полей, создаваемых направленными вдоль оси  $Y$  волновода линейными токами  $I_n$ ,  $n = 1, 2, \dots$ , имеющими координаты  $x_n$ ,  $z_n$  и расположенными в области, занимаемой стержнем. Используя известное решение задачи о возбуждении волновода током [6], получим следующее выражение для компоненты электрического поля в точке с координатами  $x$ ,  $z$ , лежащей вне стержня:

$$E_y = -\frac{1}{a} \sum_{n=1}^{\infty} I_n \sum_{k=1}^{\infty} W_k \sin\left(\frac{k\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{k\pi}{a} x_n\right) \cdot e^{-\Gamma_k |z-z_n|} \quad (4)$$



Рис. 2 Металлический стержень радиуса  $r$  в волноводе.

Выбрав точки  $x_n, z_n$  на окружности радиуса  $r_n$  с центром в точке  $x_0, z_0$ , наложим условие равенства нулю электрического поля на поверхности стержня. Учитывая симметрию задачи, позволяющую считать, что каждому току  $I_n$ , лежащему в верхней полуокружности, соответствует такой же по величине ток, в нижней полуокружности, расположенный симметрично относительно плоскости  $x = a/2$ , и задавая электрическое поле падающей волны в виде

$$E_{y=0} = \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \cdot e^{i\Gamma_1 z} \quad (5)$$

получим следующую систему линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных  $I_n$ :

$$\sum_{n=1}^N \alpha_{nm} I_n = \beta_m, \quad m = 1, 2, \dots, N, \quad (6)$$

где  $\alpha_{nm} I_n$  – поле, создаваемое током  $I_n$  в точке  $x_m, z_m$  на поверхности штыря,  $\beta_m$  – поле падающей волны в этой же точке.

По вычисленным из (6) значениям токов, повторно применяя формулы для расчета амплитуд волноводных мод, возбуждаемых токами, а также учитывая выбор (5) поля возбуждающей волны, получим значения коэффициента отражения  $R_{II}$  и коэффициента прохождения  $T_{III}$ .

#### РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

На рис. 3 приведены расчетные значения комплексного коэффициента отражения  $R_{II}$  от полоски шириной 3 мм и толщиной 0.1 мм и  $R_{III}$  штыря диаметром 1.5 мм. Как видно из рис. 3 коэффициенты отражения  $R_{II}$  и  $R_{III}$  имеют сходный характер частотной зависимости. При этом максимальное отличие по модулю не превышает 3%. Для сравнения был рассчитан коэффициент отражения  $R_o$  от индуктивной диафрагмы с раскрытием окна 9 мм и толщиной 0.1 мм, которая используется в работах [1, 2], который практически совпал с коэффициентом отражения от индуктивной полоски.

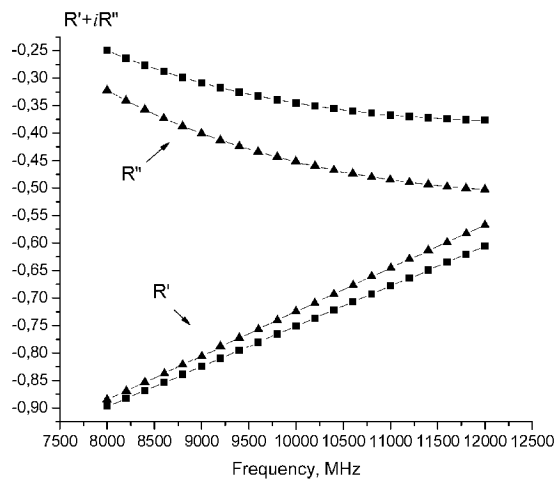


Рис. 3 Расчетные значения комплексного коэффициента отражения для полоски (обозначены треугольным маркером) и штыря (прямоугольный маркер).

Отметим, что при вычислении величин  $R_{in}$ ,  $T_{in}$  координаты токов  $x_n$ ,  $z_n$  выбирались соответствующими точкам пересечения  $N$  радиальных прямых с  $M$  окружностями, рис. 4. Один из токов располагался в точке  $x_0$ ,  $z_0$ . Таким образом, число уравнений системы  $P = MN + 1$ . Критерием достаточности числа уравнений является выполнение условия

$$|R_{in}|^2 + |T_{in}|^2 = 1, \quad (7)$$

выражающего сохранение энергии. Так, при  $r = 1$  мм условие (7) выполняется с относительной точностью 0.001 при  $N = 10$ ,  $M = 5$ . Отметим, что в отличие от [5], где координаты токов  $x_n$ ,  $z_n$  выбирались лежащими на одной окружности, предложенный выбор набора токов  $I_n$  позволил улучшить критерий (7) более чем на порядок.

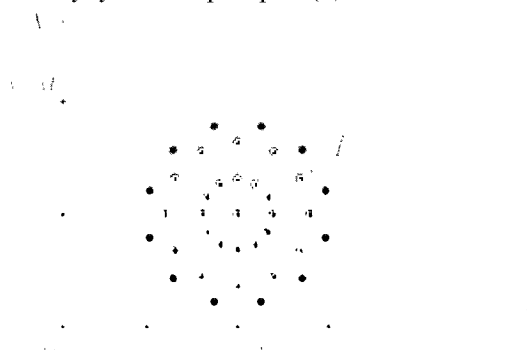


Рис. 4 Выбор токов в стержне.

Вычисленные при различных значениях параметров полоски и штыря значения  $R_{III}$ ,  $T_{III}$ ,  $R_{II}$ ,  $T_{II}$  подставлялись в формулы для расчета резонансных характеристик квазирезонатора [1]. Результаты расчетов сравнивались с аналогичными результатами, соответствующими квазирезонатору с индуктивной диафрагмой. Расчеты показали, что при любом раскрытии окна диафрагмы можно заменить ее индуктивной полоской или штырем с соответствующим образом подобранными параметрами. Так, при раскрытии окна диафрагмы  $d_o = 9$  мм, где  $d_o$  – ширина окна, ее можно заменить полоской с размерами  $d_{II} = 3$  мм или штырем диаметра  $d_{III} = 1.5$  мм, практически не изменив при этом ширину резонансных пиков.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что волноводный квазирезонатор, содержащий индуктивный элемент в виде штыря или полоски, при соответствующем выборе размеров элементов аналогичен по своим резонансным характеристикам квазирезонатору с индуктивной диафрагмой. Индуктивный штырь и индуктивную полоску целесообразно применять в установке, реализующей многорезонансный метод измерения коэффициента отражения в волноводе, для получения дополнительных наборов резонансных частот.

### Список литературы

1. Пономаренко В.И., Попов В.В. Многорезонансный метод измерения комплексного коэффициента отражения в волноводе. – Приборы и техника эксперимента, №1, 2005, с. 94-100.
2. Пономаренко В.И., Попов В.В. Компенсация влияния собственного коэффициента отражения направленного ответвителя в многорезонансном методе измерения коэффициента отражения в волноводе. – Приборы и техника эксперимента, №1, 2005, с. 33-36.
3. Шестопапов В.П., Литвиненко Л.Н., Масалов С.А., Сологуб В.Г. Дифракция волн на решетках. – Харьков: Издательство Харьковского университета, 1997.
4. Л. Левин Теория волноводов. – М.: Радио и Связь, 1981, 310 с.
5. Y. Leviatan, P.G. Li, A.T. Adams, J. Perini Single-Post Inductive Obstacle in Rectangular Waveguide. – IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-31, no 10, October 1983.

*Поступила в редакцию 9.10.2005 г.*