

## ВОЗБУЖДЕНИЕ $H_{p0}$ -ВОЛНОВОДНОЙ ВОЛНОЙ Т-РАЗВЕТВЛЕНИЯ С СОГЛАСУЮЩИМ РЕЗОНАТОРОМ

В. Н. Мизерник<sup>1</sup>, А. А. Шматько<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Научный физико-технологический центр 61077, Харьков, пл. Свободы, 2,

<sup>2</sup> Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина,  
радиофизический факультет, кафедра физики СВЧ  
61077, г. Харьков, пл. Свободы, 4, E-mail: alexandr.a.shmatko@univer.kharkov.ua  
Поступила в редакцию 20 ноября 2008 г.

В строгой электродинамической постановке решена задача возбуждения  $H_{p0}$  волноводной волной Т-разветвления с согласующим резонатором двух типов: запердельного и проходного. Представлены результаты расчета амплитудно-частотных характеристик модуля коэффициента отражения для различных соотношений между длиной волны и геометрическими размерами структуры. Определены области значения параметров полного согласования волноводов.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** разветвление волноводов, согласованная неоднородность, область связи, система линейных алгебраических уравнений.

### ВВЕДЕНИЕ

Различные соединительные СВЧ элементы находят широкое применение в современных многофункциональных СВЧ устройствах волноводной и антенной техники. К их числу относится и Т-разветвление прямоугольных волноводов. Как правило, в таком устройстве существует отражение волны в подводящий волновод при равном разделении энергии в боковых плечах разветвления [1]–[3]. Вместе с тем с тем возникают необходимость уменьшить величину отраженной энергии в подводящем волноводе. Одним из путей для реализации такой идеи может служить согласующий элемент, выполненный из отрезка запердельного волновода или проходного резонатора. Это приводит к необходимости рассмотрения электродинамической задачи в строгой постановке для двух случаев в отдельности.

### ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Сечение исследуемой электродинамической структуры представлено на рис. 1. Рассматривается двумерная задача ( $\partial/\partial z = 0$ ) возбуждения  $H_{p0}$  волной единичной амплитуды, падающей из плеча III (основной подводящий волновод). Необходимо определить амплитуды прошедших и отраженных волн, рассеянных данной структурой. В такой постановке задача заключается в решении системы уравнений Максвелла для выделенной поляризации поля, которое должно удовлетворять нулевым граничным условиям на стенках волноводов для тангенциальных компонент электрического поля; условиям сопряжения, заключающимся в требовании непрерывности тангенциальных составляющих векторов напряженностей электрического и магнитного полей на границах частичных областей; условиям излучения, устанавливающим отсутствие волн, приходящих из бесконечности.

Решение задачи строится с помощью двух методов: метода частичных областей с выделением области связи и метода переразложения. В соответствии с выбранными методами решения единственную отличную от нуля  $E_z$ -составляющую электрического поля, являющейся решением уравнений Гельмгольца, в областях I–IV представим в виде Фурье-разложения по собственным волнам соответствующих волноводов, а поле в области связи V - в виде суперпозиции полей ортогональных волноводов I и IV: Особенностью задачи является то, что в подводящем волноводе, где размещен согласующий резонатор, необходимо дополнительно решать уравнение Гельмгольца с учетом преобразование падающих слева и справа от него всего спектра волноводных волн. Представим в этих областях электрическую компоненту полей в виде:

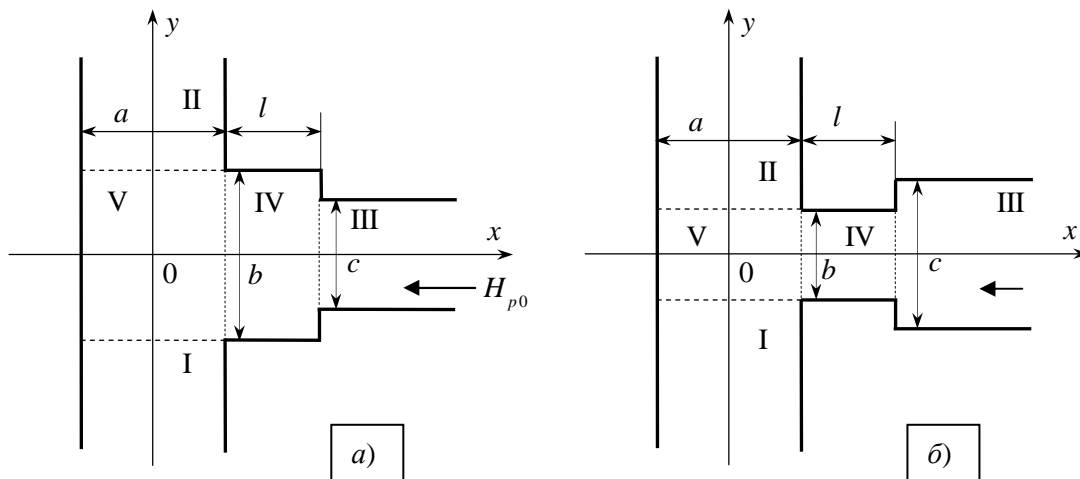


Рис.1. Модель волноводного Т-разветвления:  
а) с проходным согласующим резонатором, б) с запердельным согласующим резонатором

$$E_z^I = \sum_m T_m^I \psi_{ma}(x) e^{-i\gamma_{ma}\left(y + \frac{b}{2}\right)}; \quad (1)$$

$$E_z^{II} = \sum_m T_m^{II} \psi_{ma}(x) e^{i\gamma_{ma}\left(y - \frac{b}{2}\right)}; \quad (2)$$

$$E_z^{III} = \delta_t^p \psi_{pc}(y) e^{-i\gamma_{pc}(x-d)} + \sum_t R_t^{III} \psi_{tc}(y) e^{i\gamma_{tc}(x-d)}; \quad (3)$$

$$E_z^{IV} = \sum_n \psi_{nb}(y) \left[ A_n^{IV} e^{i\gamma_{nb}\left(x - \frac{a}{2}\right)} + B_n^{IV} e^{-i\gamma_{nb}\left(x - \frac{a}{2}\right)} \right]; \quad (4)$$

$$E_z^V = \sum_m \psi_{ma}(x) \left[ C_m^V e^{i\gamma_{ma}y} + D_m^V e^{-i\gamma_{ma}y} \right] + \sum_n \psi_{nb}(y) \left[ A_n^V e^{i\gamma_{nb}\left(x - \frac{a}{2}\right)} + B_n^V e^{-i\gamma_{nb}\left(x - \frac{a}{2}\right)} \right], \quad (5)$$

где  $R_t^{III}$ ,  $T_m^I$ ,  $T_m^{II}$ , - коэффициенты отражения и прохождения в соответствующую область;  $A_n^{IV}$ ,  $B_n^{IV}$ ,  $A_n^V$ ,  $B_n^V$ ,  $C_m^V$ ,  $D_m^V$  - амплитудные коэффициенты в областях  $IV$  и  $V$  соответственно;  $\psi_{ma}(x) = \sin\left[\frac{m\pi}{a}\left(x + \frac{a}{2}\right)\right]$ ;  $\psi_{tc}(y) = \sin\left[\frac{t\pi}{c}\left(y + \frac{c}{2}\right)\right]$ ;  $\psi_{nb}(y) = \sin\left[\frac{n\pi}{b}\left(y + \frac{b}{2}\right)\right]$  - поперечные собственные функции оператора Лапласа в соответствующих волноводах;  $\gamma_{ma} = \sqrt{\kappa^2 - (m\pi/a)^2}$ ;  $\gamma_{nb} = \sqrt{\kappa^2 - (n\pi/b)^2}$ ;  $\gamma_{tc} = \sqrt{\kappa^2 - (t\pi/c)^2}$  - постоянные распространения в соответствующих волноводах;  $\kappa = 2\pi/\lambda$  - волновое число;  $\lambda$  - длина волны в свободном пространстве;  $\delta_t^p$  - символ Кронекера. Суммирование ведется по всем целым положительным индексам.

Неизвестные коэффициенты в представлении полей (1)–(5) для соответствующих областей Т-разветвления с согласующим резонатором будем находить из граничных условий для тангенциальных компонент электрического и магнитного полей с последующим использованием обратного преобразования Фурье. Следуя традиционному подходу нахождения системы алгебраических уравнений

(СЛАУ) из системы функциональных уравнений [2], [3] получим две связанные между собой СЛАУ второго рода относительно специально введенных искомых коэффициентов  $\overline{A}_n^{IV}$ ,  $\overline{B}_n^{IV}$ , а именно:

$$\begin{cases} \gamma_{nb} \overline{Q}_{nb} \left[ \overline{A}_n^{IV} e^{2i\gamma_{nb}l} - \overline{B}_n^{IV} \right] - \frac{b}{c} \sum_k \overline{Q}_{kb} \left[ \overline{A}_n^{IV} e^{2i\gamma_{nb}l} + \overline{B}_n^{IV} \right] \sum_t \gamma_{tc} \alpha_{nt} \alpha_{kt} = 2\gamma_{pc} \alpha_{np}, \\ U_{nb} \left[ \overline{A}_n^{IV} + \overline{B}_n^{IV} e^{2i\gamma_{nb}a} \right] + \frac{\pi^2}{2} \sum_k Z_{nk} \left[ \overline{A}_n^{IV} - \overline{B}_n^{IV} e^{2i\gamma_{kb}a} \right] \sum_m L_{mk} \left[ \beta_{nm}^+ - (-1)^k \beta_{nm}^- \right] = 0, \end{cases} \quad (6)$$

– для проходного резонатора, размеры которого превосходят ширину подводящего волновода;  
и

$$\begin{cases} \frac{b}{c} \overline{Q}_{nb} \left[ \overline{A}_n^{IV} e^{2i\gamma_{nb}l} + \overline{B}_n^{IV} \right] - \sum_k \gamma_{kb} \overline{Q}_{kb} \left[ \overline{A}_n^{IV} e^{2i\gamma_{nb}l} - \overline{B}_n^{IV} \right] \sum_t \frac{\alpha_{nt} \alpha_{kt}}{\gamma_{tc}} = -2\alpha_{np}, \\ U_{nb} \left[ \overline{A}_n^{IV} + \overline{B}_n^{IV} e^{2i\gamma_{nb}a} \right] + \frac{\pi^2}{2} \sum_k Z_{nk} \left[ \overline{A}_n^{IV} - \overline{B}_n^{IV} e^{2i\gamma_{kb}a} \right] \sum_m L_{mk} \left[ \beta_{nm}^+ - (-1)^k \beta_{nm}^- \right] = 0. \end{cases} \quad (7)$$

– для запредельного резонатора, размеры которого меньше ширины подводящего волновода.  
Здесь:

$$\begin{aligned} \overline{A}_n^{IV} &= \frac{A_n^{IV} e^{-i\gamma_{nb}(l+a)}}{\sin(\gamma_{nb}a)}, \quad \overline{B}_n^{IV} = \frac{B_n^{IV} e^{-i\gamma_{nb}(l+a)}}{\sin(\gamma_{nb}a)}, \\ \overline{Q}_{nb} &= -0.5i \left[ e^{2i\gamma_{nb}l} - 1 \right], \quad U_{nb} = \gamma_{nb}a e^{i\gamma_{nb}l}, \\ Z_{nk} &= e^{i\gamma_{nb}(l+a)} \left[ e^{i\frac{n\pi}{2}} + (-1)^k e^{-i\frac{n\pi}{2}} \right], \\ \alpha_{nt} &= \cos \left[ \frac{\pi}{2} (n+t) \right] \frac{\sin \left[ \frac{\pi}{2} \left( n+t \frac{b}{c} \right) \right]}{\left[ \frac{\pi}{2} \left( n+t \frac{b}{c} \right) \right]} - \cos \left[ \frac{\pi}{2} (n-t) \right] \frac{\sin \left[ \frac{\pi}{2} \left( n-t \frac{b}{c} \right) \right]}{\left[ \frac{\pi}{2} \left( n-t \frac{b}{c} \right) \right]}, \\ \beta_{nm}^\pm &= (-1)^m \frac{m e^{i\gamma_{ma} \frac{b}{2}} \sin \left[ \frac{1}{2} (n\pi \pm \gamma_{ma} b) \right]}{\gamma_{ma} b \left[ \frac{1}{2} (n\pi \pm \gamma_{ma} b) \right]}, \\ L_{mk} &= \frac{\sin [m\pi + \gamma_{kb}a]}{[m\pi + \gamma_{kb}a]} - \frac{\sin [m\pi - \gamma_{kb}a]}{[m\pi - \gamma_{kb}a]}. \end{aligned}$$

Как следует из уравнений (6) и (7), связанные СЛАУ для двух разных структур отличаются одним уравнением, которое как раз и описывает преобразование волн для разных выделенных случаев.

Коэффициенты прохождения волн в область *I* и *II*  $T_m^I$  и  $T_m^{II}$  определяются через неизвестные коэффициенты СЛАУ  $\overline{A}_k^{IV}$  и  $\overline{B}_k^{IV}$  по следующим пересчетным формулам:

$$T_m^I = -\frac{i\pi}{2\gamma_{ma}b} \sum_k kL_{mk} e^{i\gamma_{kb}(l+a)} \left[ \overline{A_k^{IV}} + \overline{B_k^{IV}} \right] \left[ 1 - (-1)^k e^{i\gamma_{ma}b} \right], \quad (8)$$

$$T_m^{II} = \frac{i\pi}{2\gamma_{ma}b} \sum_k (-1)^k kL_{mk} e^{i\gamma_{kb}(l+a)} \left[ \overline{A_k^{IV}} + \overline{B_k^{IV}} \right] \left[ 1 - (-1)^k e^{i\gamma_{ma}b} \right]. \quad (9)$$

Коэффициент отражения от согласующего резонатора  $R_t^I$  находятся по формулам:

$$R_t^I = -\delta_t^p - \frac{b}{c} \sum_k Q_{kb} \alpha_{kt} \left[ \overline{A_k^{IV}} e^{2i\gamma_{kb}l} + \overline{B_k^{IV}} \right] \quad (10)$$

– для широкого согласующего резонатора,

$$R_t^I = \delta_t^p - \frac{1}{\gamma_{tc}} \sum_k \gamma_{kb} Q_{kb} \alpha_{kt} \left[ \overline{A_k^{IV}} e^{2i\gamma_{kb}l} + \overline{B_k^{IV}} \right] \quad (11)$$

– для запредельного согласующего резонатора

Полученные связанные СЛАУ для двух разных структур позволяет рассчитывать коэффициенты прохождения и отражения волн при произвольных соотношениях между длиной волны и геометрическими размерами волноводов и согласующих резонаторов с любой наперед заданной точностью и, таким образом, проводить анализ влияния всех параметров задачи на амплитудно-частотные характеристики полей.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты расчета зависимостей коэффициентов отражения для двух структур (рис.1) приведены на рис.2 и рис. 3 для разных размеров узкого и широкого резонаторов по сравнению с шириной подводящего волновода. Выбраны только такие соотношения между размерами волноводов, при которых в области существования одноволнового режима наблюдается полное согласование волноводных сочленений на какой-то частоте.

На рис. 2 представлены два случая для резонатора, стенки которого уже ширины подводящего волновода: рис. 2а для случая когда в резонаторе не возбуждается колебание и он является запредельным на резонансной частоте и рис.2б для резонатора в котором может возбуждаться один мод колебаний, т.е.

поперечное волновое число  $\gamma_{nb} = \sqrt{\kappa^2 - (n\pi/b)^2}$  является вещественной величиной ( $\theta_a = a/c$ ,

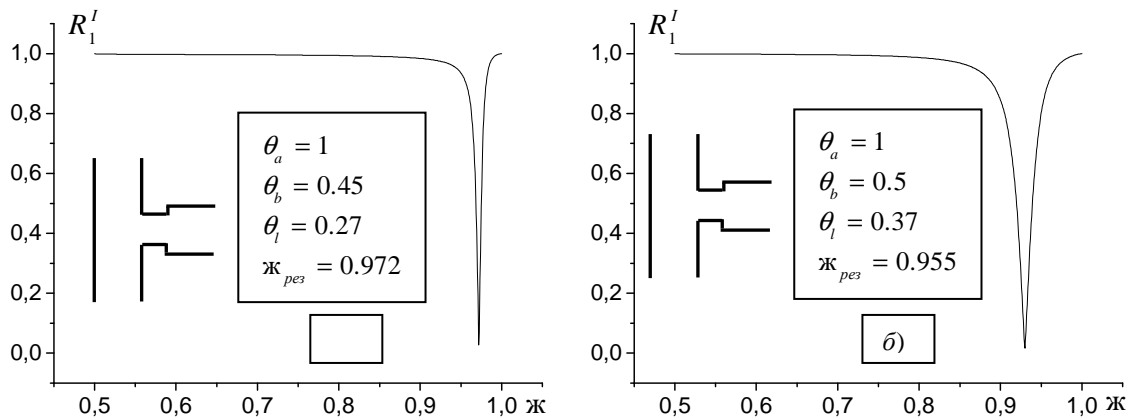


Рис.2. Зависимость модуля коэффициента прохождения  $R_1^I$  от частотного параметра  $z$

$\theta_b = b/c$ ,  $\theta_l = l/a$ ,  $ж = c/\lambda$ ). В одном и другом случае наблюдается четвертьволновый резонанс в резонаторе, за счет чего и обеспечивается полное прохождение энергии поля в основной волновод, в котором энергия поля делится поровну в каждом плече.

Другой случай представлен на рис.3. В этом случае резонатор является проходным, однако за счет этого резонансная длина четвертьволнового резонанса смещается в область более низких частот за счет увеличения объема резонатора. Резонансное прохождение волны наблюдается при разном соотношении размеров резонатора. Этот случай предпочтительнее предыдущего по той причине, что в проходном резонаторе может одновременно возбуждаться несколько мод резонатора, как по поперечному, так и продольному индексам колебаний, что, естественно, позволяет управлять полосой пропускания структуры за счет многомодовости согласующего резонатора. В этом случае она больше, чем в предыдущем случае.

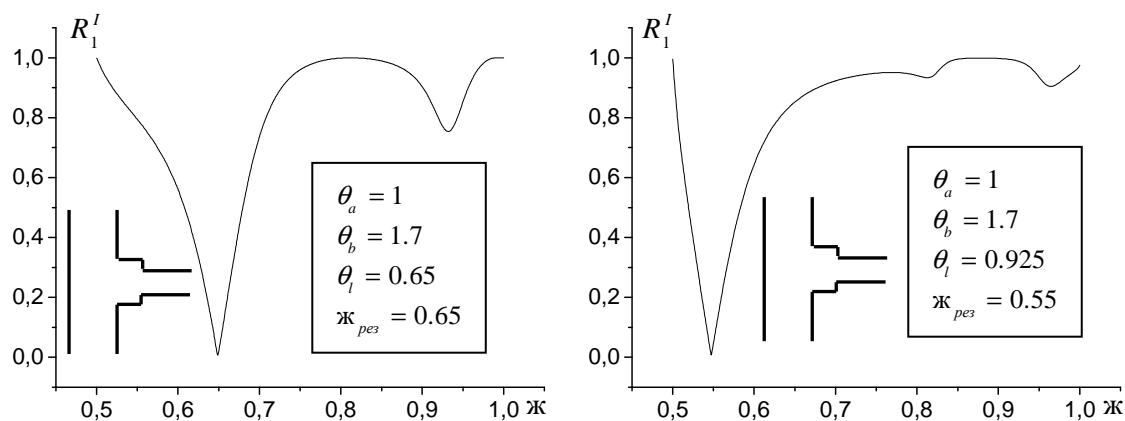


Рис.3. Зависимость модуля коэффициента прохождения  $R_1'$  от частотного параметра  $ж$

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Строгий расчет электродинамических задач для двух согласующих резонаторов в Т-разветвлении прямоугольных волноводов позволил установить область параметров, при которых в структурах может наблюдаться полное согласование волноводов за счет внесения в структуру дополнительного согласующего элемента. В этом случае коэффициент отражения в боковом волноводе равен нулю, за счет четвертьволнового резонанса в согласующей резонаторной секции. Данное решение задачи позволяет проводить оптимизацию параметров структур и находить их размеры для заданного частотного диапазона.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шестопалов В.П., Кириленко А.А., Рудь Л.А. Резонансное рассеяние вол. Т.2. Волноводные неоднородности. – Киев : Наук. Думка, 1986. – 216 с.
2. Мизерник В.Н., Шматько А.А. Электродинамический расчет волноводных разветвлений с изотропными и анизотропными слоями. Тр. 16-й Международной Крымск. Конф. “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо’2006). – Севастополь, Украина, 2006. – С.535-536.
3. Мизерник В.Н., Шматько А.А. Численно-аналитическое решение задачи о рассеянии волноводной волны на Т-разветвлении в прямоугольном волноводе с магнитодиэлектриком. Вісник СумДУ. Серія. Фізика, математика, механіка. - 2007.- № 4 (95)’. - С.84-113