

## РЕЗОНАНСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ТРЁХСЕКЦИОННОЙ СИСТЕМЕ С ЗАУЖЕННОЙ ЦЕНТРАЛЬНОЙ СЕКЦИЕЙ

И.В. ГРЫМАЛЮК

Представлен расчет частотных зависимостей коэффициентов отражения и передачи для трёхсекционной системы с зауженной центральной секцией. Приведены графики распределения модуля напряженности  $E_y$ , составляющей электрического поля вдоль продольной оси прямоугольного волновода с идеально проводящей металлической вставкой с резонансным окном. Рассмотрено поведение амплитуды электрического поля внутри вставки для трёх типов мод, а также ее зависимость от частоты.

**Ключевые слова:** трёхсекционная система, коэффициент отражения, запердельный волновод, частотная зависимость.

### ВВЕДЕНИЕ

Рассмотрение процесса распространения электромагнитных волн через участки запердельных волноводов начинается ещё с самых ранних работ о волноводах [1]. В работе [1] основное внимание уделено построению полосовых фильтров путем внесения в запердельный волновод локальных неоднородностей. Дальнейшее развитие эта тема получила в последующих работах [2-4], причем, как и в ранней работе [1], основное внимание уделялось частотным характеристикам коэффициентов отражения или передачи. В другой серии работ [5-7] (отечественная школа В.П. Шестопалова и А.А. Кириленко) акцент преимущественно делался на изучении резонансных явлений в волноводных отрезках, содержащих диафрагмы с разнообразным профилем и конфигурацией. Однако вопрос о структуре электромагнитного поля в отрезках волновода с уменьшенными размерами по сравнению со стандартными или вообще не затрагивался, или освещался недостаточно.

Целью настоящей работы является исследование особенностей поведения электромагнитного поля в трёхсекционной системе с зауженной центральной частью. Объектом рассмотрения являются резонансные явления в волноводной системе, представляющей собой сочленение стандартных отрезков волновода с волноводной секцией, имеющей размеры поперечного сечения значительно меньшие по сравнению со стандартными. При этом основной упор делается на случай, когда геометрическая длина этой секции сравнима с длиной электромагнитной волны в волноводе или превосходит ее.

### 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В качестве метода решения данной электродинамической задачи будем использовать метод частичных областей. Сущность этого метода состоит в разбиении сложной геометрической области на простые области, в каждой из которых существует решение уравнений Максвелла. Дальнейшая процедура сводится к удовлетворению граничных условий для тангенциальных

составляющих электрического и магнитного полей на границах соответствующих простых областей.

Схематическое изображение рассматриваемой системы представлено на рис. 1 а, б.

Для данной задачи в соответствии с рис. 1а, б эти области описываются следующими соотношениями:

I область  $-\infty \leq z \leq L, 0 \leq x \leq a_1, 0 \leq y \leq b_1$ ;

II область  $L \leq z \leq L+d, \Delta \leq x \leq a_2, \delta \leq y \leq b_2$ ;

III область  $L+d \leq z \leq +\infty, 0 \leq x \leq a_1, 0 \leq y \leq b_1$ .

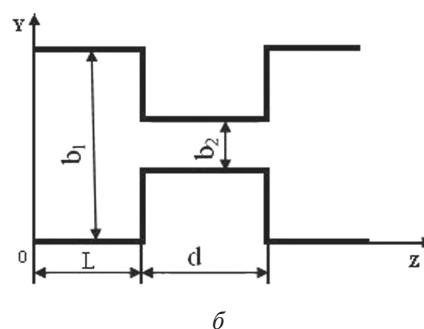
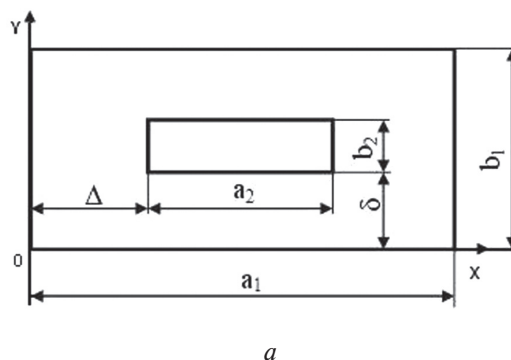


Рис. 1. Поперечное (а) и продольное (б) сечения прямоугольного резонатора с зауженной центральной частью  $\left( \Delta = \frac{a_1 - a_2}{2}, \delta = \frac{b_1 - b_2}{2} \right)$

При выборе набора типов волн, описывающих поведение электромагнитного поля в рассматриваемой системе, будем исходить из соотношения геометрических размеров стандартного и зауженного волноводов. Очевидно, что

в зауженном волноводе доминирующим типом волны будет  $H_{10}$ , имеющий две тангенциальные составляющие  $E_y$  и  $H_x$ . Искажение структуры электромагнитного поля из-за краевых эффектов в плоскостях сочленений стандартных и зауженного волноводов может быть учтено в первом приближении минимальным набором высших типов волн в стандартных волноводах, а именно:  $H_{30}$ ,  $H_{12}$  и  $E_{12}$ , исходя из симметрии в поперечном сечении. При выборе других наборов мод, например ( $H_{10}$ ,  $H_{30}$ ,  $H_{50}$ ,  $H_{12}$ ,  $E_{12}$ ,  $H_{32}$ ,  $E_{32}$ ) и ( $H_{10}$ ,  $H_{30}$ ,  $H_{50}$ ,  $H_{70}$ ,  $H_{12}$ ,  $E_{12}$ ,  $H_{32}$ ,  $E_{32}$ ,  $H_{52}$ ,  $E_{52}$ ), можно получить второе и третье приближения соответственно.

С учетом вышесказанного составляющие электромагнитного поля (далее будет рассматриваться первое приближение) для каждой из выделенных областей запишутся в следующем виде (1-8):

$$E_y^{(1)} = \left( e^{-\gamma_{10}^{(1)}(z-L)} + R_{10}^{(1)h} \cdot e^{\gamma_{10}^{(1)}(z-L)} \right) \times \sin\left(\frac{\pi}{a_1} \cdot x\right) + R_{30}^{(1)h} \cdot \sin\left(\frac{3\pi}{a_1} \cdot x\right) \cdot e^{\gamma_{30}^{(1)}(z-L)} + \left( R_{12}^{(1)h} + R_{12}^{(1)e} \right) \sin\left(\frac{\pi}{a_1} \cdot x\right) \times \cos\left(\frac{2\pi}{b_1} \cdot y\right) \cdot e^{\gamma_{12}^{(1)}(z-L)}; \quad (1)$$

$$E_x^{(1)} = \left( -2 \frac{a_1}{b_1} R_{12}^{(1)h} + \frac{b_1}{2 \cdot a_1} R_{12}^{(1)e} \right) \times \cos\left(\frac{\pi}{a_1} \cdot x\right) \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{b_1} \cdot y\right) \cdot e^{\gamma_{12}^{(1)}(z-L)}; \quad (2)$$

$$H_x^{(1)} = -\frac{\gamma_{10}^{(1)}}{j\omega\mu} \left( e^{-\gamma_{10}^{(1)}(z-L)} - R_{10}^{(1)h} \cdot e^{\gamma_{10}^{(1)}(z-L)} \right) \times \sin\left(\frac{\pi}{a_1} \cdot x\right) + \frac{\gamma_{30}^{(1)}}{j\omega\mu} \cdot R_{30}^{(1)h} \cdot \sin\left(\frac{3\pi}{a_1} \cdot x\right) \cdot e^{\gamma_{30}^{(1)}(z-L)} + \left( \frac{\gamma_{12}^{(1)}}{j\omega\mu} \cdot R_{12}^{(1)h} + \frac{j\omega\epsilon}{\gamma_{12}^{(1)}} \cdot R_{12}^{(1)e} \right) \times \sin\left(\frac{\pi}{a_1} \cdot x\right) \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{b_1} \cdot y\right) \cdot e^{\gamma_{12}^{(1)}(z-L)}; \quad (3)$$

$$E_y^{(2)} = C_{10}^{(2)} \left( e^{-\gamma_{10}^{(2)}(z-L)} + R_{10}^{(2)h} \cdot e^{\gamma_{10}^{(2)}(z-L)} \right) \times \sin\left(\frac{\pi}{a_2} \cdot (x-\Delta)\right); \quad (4)$$

$$H_x^{(2)} = -\frac{\gamma_{10}^{(2)}}{j\omega\mu} C_{10}^{(2)} \left( e^{-\gamma_{10}^{(2)}(z-L)} - R_{10}^{(2)h} \cdot e^{\gamma_{10}^{(2)}(z-L)} \right) \times \sin\left(\frac{\pi}{a_2} \cdot (x-\Delta)\right); \quad (5)$$

$$E_x^{(3)} = \left( -2 \frac{a_1}{b_1} T_{12}^{(3)h} + \frac{b_1}{2 \cdot a_1} T_{12}^{(3)e} \right) \times \cos\left(\frac{\pi}{a_1} \cdot x\right) \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{b_1} \cdot y\right) \cdot e^{-\gamma_{12}^{(3)}(z-L-d)}; \quad (6)$$

$$E_y^{(3)} = T_{10}^{(3)h} \cdot e^{-\gamma_{10}^{(3)}(z-L-d)} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{a_1} \cdot x\right) + T_{30}^{(3)h} \cdot \sin\left(\frac{3\pi}{a_1} \cdot x\right) \cdot e^{-\gamma_{30}^{(3)}(z-L-d)} + \left( T_{12}^{(3)h} + T_{12}^{(3)e} \right) \times \sin\left(\frac{\pi}{a_1} \cdot x\right) \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{b_1} \cdot y\right) \cdot e^{-\gamma_{12}^{(3)}(z-L-d)}; \quad (7)$$

$$H_x^{(3)} = -\frac{\gamma_{10}^{(3)}}{j\omega\mu} T_{10}^{(3)h} \cdot e^{-\gamma_{10}^{(3)}(z-L-d)} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{a_1} \cdot x\right) - \frac{\gamma_{30}^{(3)}}{j\omega\mu} \times T_{30}^{(3)h} \cdot \sin\left(\frac{3\pi}{a_1} \cdot x\right) \cdot e^{-\gamma_{30}^{(3)}(z-L-d)} - \left( \frac{\gamma_{12}^{(3)}}{j\omega\mu} T_{12}^{(3)h} + \frac{j\omega\epsilon}{\gamma_{12}^{(3)}} T_{12}^{(3)e} \right) \times \sin\left(\frac{\pi}{a_1} \cdot x\right) \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{b_1} \cdot y\right) \cdot e^{-\gamma_{12}^{(3)}(z-L-d)}; \quad (8)$$

где  $\gamma_{nm}^p$  — постоянная распространения  $p$ -й области;  $\epsilon, \mu$  — диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, заполняющей волноводную систему;  $R_{nm}^{(p)q}$  и  $T_{nm}^{(p)q}$  — комплексные коэффициенты отражения и передачи соответствующих типов волн в плоскостях скачка поперечных сечений волноводов, а индекс  $q$  указывает на принадлежность к  $H$  и  $E$  волнам;  $j$  — мнимая единица.

Поскольку в выбранном наборе типов волн отсутствует  $E_x$  составляющая в зауженном волноводе, то можно потребовать, чтобы эта составляющая для волн  $H_{12}$  и  $E_{12}$  в плоскостях скачка поперечных сечений волноводов была равна нулю:  $E_x^{(1)} = E_x^{(1)h} + E_x^{(1)e} = 0$ , при  $z = L$  и  $E_x^{(3)} = E_x^{(3)h} + E_x^{(3)e} = 0$ , при  $z = L + d$ . Это дает возможность установить связь (9) между коэффициентами  $R_{12}^{(1)h}$ ,  $R_{12}^{(1)e}$  и  $T_{12}^{(3)h}$ ,  $T_{12}^{(3)e}$ :

$$R_{12}^{(1)e} = 4 \left( \frac{a_1}{b_1} \right)^2 \cdot R_{12}^{(1)h} \quad \text{и} \quad T_{12}^{(3)e} = 4 \left( \frac{a_1}{b_1} \right)^2 \cdot T_{12}^{(3)h}. \quad (9)$$

Граничные условия для электрических составляющих  $E_y^{(1)}$  и  $E_y^{(2)}$  в плоскости  $z = L$  имеют вид:

$E_y^{(1)} = E_y^{(2)}$  для  $\Delta \leq x \leq a_2$ ,  $\delta \leq y \leq b_2$  и  $E_y^{(1)} = 0$  для остальной поверхности.

Приравнивая электрические  $E_y^{(1)}$  и  $E_y^{(2)}$  составляющие в плоскости  $z = L$ , получим выражения, приведенные в (10):

$$\begin{aligned} & \left( 1 + R_{10}^{(1)h} \right) \sin\left(\frac{\pi}{a_1} \cdot x\right) + R_{30}^{(1)h} \sin\left(\frac{3\pi}{a_1} \cdot x\right) + \\ & + \left( R_{12}^{(1)h} + R_{12}^{(1)e} \right) \sin\left(\frac{\pi}{a_1} \cdot x\right) \cos\left(\frac{2\pi}{b_1} \cdot y\right) = \\ & = C_{10}^{(2)} \left( 1 + R_{10}^{(2)h} \right) \sin\left(\frac{\pi}{a_2} \cdot (x-\Delta)\right). \end{aligned} \quad (10)$$

Для того, чтобы исключить зависимость от переменной  $x$ , воспользуемся ортогональностью

тригонометрических функций, для чего умножим левую и правую части равенства поочередно на  $\sin\left(\frac{\pi}{a_1}x\right)$ ,  $\sin\left(\frac{3\pi}{a_1}x\right)$  и  $\sin\left(\frac{\pi}{a_1}x\right)\cos\left(\frac{2\pi}{b_1}y\right)$ , затем проинтегрируем по поперечному сечению. В результате получим систему равенств (11):

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}a_1b_1(1+R_{10}^{(1)h}) &= a_{11}b_2C_{10}^{(2)}(1+R_{10}^{(2)h}), \\ \frac{1}{2}a_1b_1R_{30}^{(1)h} &= a_{13}b_2C_{10}^{(2)}(1+R_{10}^{(2)h}), \\ \frac{1}{4}a_1b_1(1+R_{10}^{(2)h}) &= a_{11}b_{12}(R_{12}^{(1)h}+R_{12}^{(1)e}), \end{aligned} \quad (11)$$

где 
$$a_{1n} = \int_{\Delta}^{\Delta+a_2} \sin\left(\frac{n\pi}{a_1}x\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{a_2}(x-\Delta)\right) dx,$$

$$b_{12} = \int_{\delta}^{\delta+b_2} \cos\left(\frac{2\cdot\pi}{b_1}y\right) dy.$$

Граничные условия для магнитных составляющих  $H_x^{(1)}$  и  $H_x^{(2)}$  в плоскости  $z=L$  имеют вид:  $H_x^{(1)} = H_x^{(2)}$  для  $\Delta \leq x \leq a_2$ ,  $\delta \leq y \leq b_2$ . Умножив правую и левую части на  $\sin\left(\frac{\pi}{a_2}(x-\Delta)\right)$  и проинтегрировав по поперечному сечению, получим следующее равенство (12):

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}a_2b_2\gamma_{10}^{(2)}C_{10}^{(2)}(1-R_{10}^{(2)h}) &= a_{11}b_2\gamma_{10}^{(1)}(1-R_{10}^{(1)h}) - \\ &- a_{13}b_2\gamma_{30}^{(1)}R_{30}^{(1)h} - \gamma_{12}^{(1)}\left(R_{12}^{(1)h} - \frac{k^2}{(\gamma_{12}^{(1)})^2}R_{12}^{(1)e}\right). \end{aligned} \quad (12)$$

Проделав аналогичные операции с составляющими электромагнитного поля в плоскости  $z=L+d$ , можно систему равенств (11) и (12) дополнить системой равенств (13):

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}a_1b_1T_{10}^{(3)h} &= a_{11}b_2C_{10}^{(2)}\left(e^{-\gamma_{10}^{(2)}\cdot d} + R_{10}^{(2)h} \cdot e^{\gamma_{10}^{(2)}\cdot d}\right), \\ \frac{1}{2}a_1b_1T_{30}^{(3)h} &= a_{13}b_2C_{10}^{(2)}\left(e^{-\gamma_{10}^{(2)}\cdot d} + R_{10}^{(2)h} \cdot e^{\gamma_{10}^{(2)}\cdot d}\right), \\ \frac{1}{4}a_1b_1(T_{12}^{(3)h} + T_{12}^{(3)e}) &= \\ &= a_{11}b_{12}C_{10}^{(2)}\left(e^{-\gamma_{10}^{(2)}\cdot d} + R_{10}^{(2)h} \cdot e^{\gamma_{10}^{(2)}\cdot d}\right), \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}a_2b_2\gamma_{10}^{(2)}C_{10}^{(2)}\left(e^{-\gamma_{10}^{(2)}\cdot d} - R_{10}^{(2)h}e^{\gamma_{10}^{(2)}\cdot d}\right) &= a_{11}b_2\gamma_{10}^{(3)}T_{10}^{(3)h} + \\ &+ a_{13}b_2\gamma_{30}^{(3)}T_{30}^{(3)h} + a_{11}b_{12}\gamma_{12}^{(3)}\left(T_{12}^{(3)h} - \frac{k^2}{(\gamma_{12}^{(3)})^2}T_{12}^{(3)e}\right). \end{aligned}$$

Разрешая равенства (11–13) относительно  $R_{10}^{(1)h}$  и  $T_{10}^{(3)h}$  с учетом (9), окончательно выражения для коэффициентов отражения и передачи принимают вид (14):

$$\begin{aligned} R_{10}^{(1)h} &= \frac{1-q}{1+q}, \\ T_{10}^{(3)h} &= (1+R_{10}^{(1)h}) \cdot \frac{e^{-\gamma_{10}^{(2)}\cdot d} + R_{10}^{(2)h} \cdot e^{\gamma_{10}^{(2)}\cdot d}}{1+R_{10}^{(2)h}}, \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$q = \frac{a_1 \cdot b_1 \cdot a_2}{4 \cdot a_{11}^2 \cdot b_2} \cdot \frac{1 - R_{10}^{(2)h}}{1 + R_{10}^{(2)h}} \cdot \frac{\gamma_{10}^{(2)}}{\gamma_{10}^{(1)}} + \frac{w}{\gamma_{10}^{(1)}},$$

$$R_{10}^{(2)h} = \frac{g-1}{g+1} \cdot e^{-2\cdot\gamma_{10}^{(2)}\cdot d},$$

$$g = \frac{a_1 \cdot b_1 \cdot a_2 \cdot \gamma_{10}^{(2)}}{4 \cdot a_{11}^2 \cdot b_2 \cdot (\gamma_{10}^{(1)} + w)},$$

$$w = \gamma_{30}^{(1)} \cdot \frac{a_{13}^2}{a_{11}^2} + 2 \cdot \gamma_{12}^{(1)} \cdot \frac{b_{12}^2}{b_2^2} \times$$

$$\times \left[ 1 - 4 \cdot \left(\frac{a_1}{b_1}\right)^2 \cdot \frac{k_0^2}{(\gamma_{12}^{(1)})^2} \right] \cdot \frac{1}{1 + 4 \cdot \left(\frac{a_1}{b_1}\right)^2}.$$

Для  $\gamma_{nm}^{(p)} = \pm j \cdot \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{n \cdot \pi}{a_p}\right)^2 - \left(\frac{m \cdot \pi}{b_p}\right)^2}$  знаки

«+» и «-» используются, если подкоренное выражение является соответственно положительным или отрицательным. Поскольку волноводы большего размера областей 1 и 3 имеют одинаковые размеры, то в дальнейшем  $\gamma_{nm}^{(1)} = \gamma_{nm}^{(3)}$ .

## 2. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Были рассмотрены случаи для тонких и толстых вставок разных размеров. На рис. 2, 3 изображены данные частотной зависимости модулей коэффициентов отражения и передачи, которые были получены при помощи описанного метода, и их сравнение с ранее полученными результатами [3, 8].

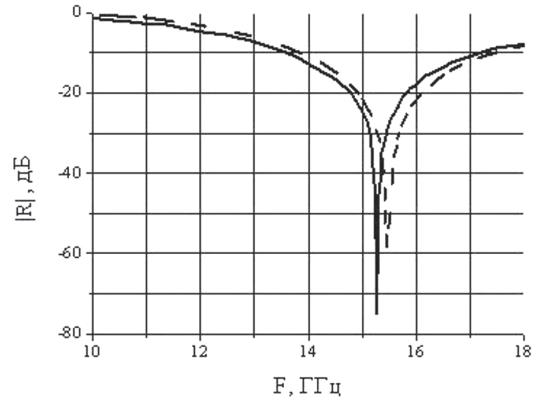


Рис. 2. Сравнение частотных зависимостей коэффициентов отражения вставки с размерами  $22,86 \times 10,16 \times 1$  мм с прямоугольным окном  $11,43 \times 5,08 \times 1$  мм, которая рассчитана по данной методике (сплошная линия) и которую рассчитано в [8] (пунктир)

Далее на рис. 4 и 5 изображены характер распределения электрического поля вдоль оси симметрии прямоугольного волновода для разных резонансных частот и влияние частоты на распределение модуля напряженности электрического поля соответственно. Как видно, из рис. 4 для всех трёх мод в плоскости скачка поперечного сечения наблюдается максимальная напряжённость поля.

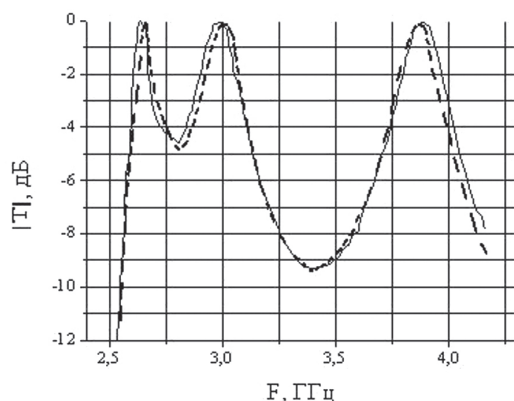


Рис. 3. Сравнение частотных зависимостей коэффициентов передачи вставки с размерами 72,136×34,036×101,6 мм с прямоугольным окном 56,896×5,08×101,6 мм, которая рассчитана по данной методике (сплошная линия) и которая рассчитана в [3] (пунктир)

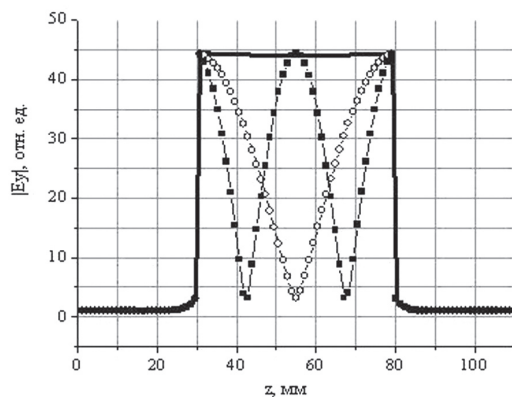


Рис. 4. Распределение модуля напряженности  $E_y$  составляющей электрического поля вдоль оси симметрии прямоугольного волновода 23×10×110 мм с идеально проводящей металлической вставкой 23×10×50 мм, имеющей прямоугольное окно 15×0,3×50 мм. (Сплошная линия – резонансная частота – 10011 МГц, ○ – 10430 МГц, ■ – 11640 МГц)

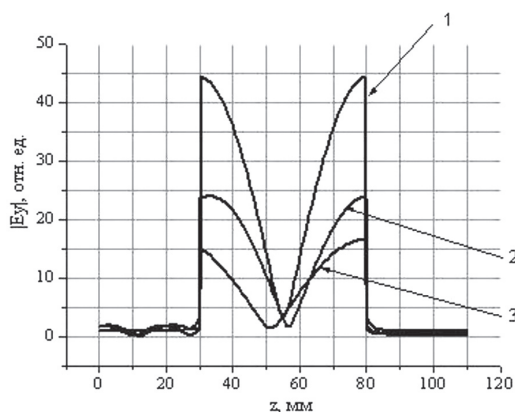


Рис. 5. Влияние частоты (1 – 10430 МГц, 2 – 10325 МГц, 3 – 10490 МГц) электромагнитного поля на распределение модуля напряженности  $E_y$  составляющей электрического поля вдоль оси симметрии прямоугольного волновода 23×10×110 мм с идеально проводящей металлической вставкой 23×10×50 мм, имеющей прямоугольное окно 15×0,3 мм

При уходе частоты от резонансной (не зависимо от того, частота выше или ниже резонансной) модуль напряженности  $E_y$  составляющей электрического поля уменьшается внутри вставки прямоугольного волновода. Это подтверждает резонансные свойства рассматриваемой системы.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные в данной работе результаты расчетов частотных зависимостей коэффициентов отражения и передачи с помощью метода частичных областей подтвердили известные результаты, ранее опубликованные в научной литературе. Расхождение численных расчетов с помощью приведенного метода и результатов, полученных в [3,8], не превышает 1–2 процента. При этом выбранный набор типов волн в первом приближении позволяет достаточно просто получить расчётные формулы при минимальном количестве мод, что является важным критерием для использования данной методики в инженерных расчетах.

Первый тип мод ( $H_{100}$ ), для которого исследуется распределение модуля  $E_y$  составляющей электрического поля, преимущественно определяется размерами широкой стенки прямоугольного окна внутри металлической вставки. Длина волноводной вставки определяет резонансные частоты мод  $H_{101}$  и  $H_{102}$ .

Характер поведения электрического поля внутри длинной вставки в прямоугольном волноводе позволяет определять расположение диэлектрика внутри вставки. Такие системы могут использоваться не только для определения параметров диэлектриков, а также применяться в различных структурах фильтров.

Автор искренне признателен своему научному руководителю профессору кафедры прикладной и компьютерной радиофизики Днепрпетровского национального университета им. О. Гончара Дробахину О. О. за постановку задачи и обсуждение результатов.

### Литература

- [1] Craven G. F. Waveguide band-pass filters using evanescent modes // Electron. Lett. 1966. — Vol. 2, № 7. — P. 251-252.
- [2] Craven G. F., Mok C. K. The Design of Evanescent Mode Waveguide Band-pass Filters for a Prescribed Insertion Loss Characteristic // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 1971. — Vol.19, №. 3. — P. 295-308.
- [3] Luebbers R. J., Munk B. A. Analysis of Thick Rectangular Waveguide Windows With Finite Conductivity // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 1973. — Vol. MTT-21, № 7. — P. 461-468.
- [4] Yu S. Y., Bornemann J. Evanescent-mode filters with arbitrarily positioned ridges in circular waveguide Communications, Computers and Signal Processing // IEEE Pacific Rim Conference. 2011. — P. 504-508.
- [5] Резонансное рассеяние волн. Т. 2. Волноводные неоднородности / В. П. Шестопалов, А. А. Кириленко, Л. А. Рудь. — Киев: Наук. думка, 1986. — 216 с.

- [6] Мосьпан Л. П. П-образная резонансная диафрагма в прямоугольном волноводе // Радиофизика и электроника: Сб. научн. тр. Харьков: ИРЭ НАН Украины, 1996. — Т. 1. — С. 34–40.
- [7] Kirilenko A., Rud. L., Tkachenko. V., Kulik D. Evanescent-mode bandpass filters based on ridged waveguide sections and inductive strips // Microwave Symposium Digest, IEEE MTT-S. — 2001. — P. 1317-1320.
- [8] Stevanovic I., Crespo-Valero P., Mosig J. R. An Integral-Equation Technique for Solving Thick Irises in Rectangular Waveguides // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 2006. — Vol. 54, № 1. — P. 189-197.

Поступила в редколлегию 11.06.2012



**Грымалюк Ирина Васильевна**, инженер, Институт технической механики НАН и НКА Украины, область научных интересов: физика и техника СВЧ.

УДК 621.372.852

**Резонансні явища в трьохсекційній системі зі звуженою центральною частиною** / І.В. Грымалюк // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2012. — Том 11. № 3. — С. 435–439.

Представлено розрахунок частотних залежностей коефіцієнтів відбиття і передачі для трьохсекційної системи зі звуженою центральною секцією. Наведені графіки розподілу модуля напруженості  $E_y$  складової електричного поля вздовж поздовжньої осі прямокутного хвилеводу з ідеально провідною металеву вставкою з резонансним вікном. Розглянуто поведінку амплітуди електричного поля всередині вставки для трьох типів мод, а також її залежність від частоти.

*Ключові слова:* трьохсекційна система, коефіцієнт відбиття, поза межний хвилевід, частотна залежність.

Л. 5. Бібліогр.: 9 найм.

UDC 621.372.852

**Resonance phenomena in the three-section system with narrowed center section** / I.V. Grymalyuk // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. — 2012. Vol. 11. № 3. — P. 435–439.

Calculating the frequency dependences of reflection and transmission coefficients in a three-section system with a narrowed center section is presented. The diagrams of the distribution of the electric field strength module of the  $E_y$  component along the longitudinal axis of a rectangular waveguide with an ideal conductive metal insert with a resonance window are presented. The frequency dependence and the behavior of the electric field amplitude inside the insert for three modes are considered.

*Keywords:* three-section system, reflection coefficient, below cutoff waveguide, frequency dependence.

Fig. 5. Ref.: 9 items.