

С. Л. Бердник, В. А. Катрич, В. И. Кийко, М. В. Нестеренко, Ю. М. Пенкин

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина

4, пл. Свободы, Харьков, 61022, Украина

E-mail: beserbox@gmail.com

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ Т-ОБРАЗНОГО СОЧЛЕНЕНИЯ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ С МНОГОЭЛЕМЕНТНОЙ ВИБРАТОРНО-ЩЕЛЕВОЙ СТРУКТУРОЙ СВЯЗИ

Изучение особенностей воздействия импедансных включений на электродинамические характеристики сочленений прямоугольных волноводов, широко используемых в антенно-волноводных устройствах, является важным для практических приложений. На основании приближенного аналитического решения системы уравнений для токов обобщенным методом наведенных электромагнитодвижущих сил построена математическая модель E -плоскостного Т-образного сочленения прямоугольных волноводов, имеющих трехэлементную вибраторно-щелевую структуру связи. Характерной особенностью модели является одновременный учет переменного вдоль осей монополей поверхностного импеданса и постоянного импеданса, распределенного на торце бокового полубесконечного волновода. Проведены многопараметрические исследования энергетических характеристик сочленения в одномодовом режиме работы волноводов, включая случай покрытия торца бокового волновода слоем метаматериала. Проанализирована возможность эффективного использования импедансных покрытий в качестве управляющих элементов деления мощности между выходными плечами волноводного сочленения. Ил. 8. Библиогр.: 14 назв.

Ключевые слова: волноводное сочленение, импедансный вибратор, резонансная щель, импедансное покрытие, метаматериал.

Широкополосные E - и H -плоскостные сочленения волноводных трактов в настоящее время широко используются в антенно-волноводной технике СВЧ- и КВЧ-диапазонов. Сохранение заданного режима перераспределения падающей мощности между плечами сочленения в требуемом диапазоне частот рассматривается как их основная функциональная характеристика [1]. Для ряда практических приложений в качестве технической альтернативы широкополосным могут быть рассмотрены узкополосные резонансные устройства при условии реализации их перестройки в заданном диапазоне частот с помощью импедансных включений. Преимуществом последних является дополнительная возможность варьирования уровнями перераспределенной мощности между плечами сочленений на любой фиксированной (в пределах рабочего диапазона) частоте. В работе [2] авторами была исследована связь через резонансную щель бесконечного прямоугольного волновода, в котором размещен несимметричный импедансный вибратор, и полубесконечного волновода, торец которого характеризуется импедансным (в общем случае магнитодиэлектрическим) покрытием. Путем численного моделирования было показано, что для E -плоскостного сочленения предложенной конструкции возможно использование импедансных включений в качестве управляющих его характеристиками элементов. Причем, если с помощью импеданса торца водноводного плеча можно обеспечить варьирование резонансной длины щели, то с помощью импедансного монополя – деление мощности в заданной пропорции между выходными плечами сочленения (в том числе режим равного деления) при удовлетворительном согла-

совании основного волновода на входе. Следует подчеркнуть, что в отличие от стандартных устройств, предложенное Т-образное сочленение позволяет перенаправить практически всю подводимую мощность из основного в боковой полубесконечный волновод.

Однако в [2] были рассмотрены не все аспекты возможной реализации вибраторно-щелевой связи в Т-образном сочленении прямоугольных волноводов. Так, не были исследованы условия, допускающие вероятный двухрезонансный режим работы устройства при размещении внутри волновода пары импедансных вибраторов [3, 4]. За пределами статьи остался вопрос об оптимальности диапазона изменения импеданса покрытия торца бокового волновода при варьировании резонансной длины щели. Дело в том, что поверхностный импеданс слоя толщиной h_d из естественного магнитодиэлектрика с материальными параметрами $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$ и $\mu = \mu' - i\mu''$ в данном случае будет определяться выражением [5]

$$\bar{Z}_{SW} = i \frac{k_d}{k_W} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \operatorname{tg}(k_W h_d),$$

которое при выполнении неравенства $|k_W h_d| \ll 1$ переходит в формулу $\bar{Z}_{SW} \approx ik_W h_d$. Здесь $k_d = k\sqrt{\varepsilon\mu}$ ($k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны в свободном пространстве) и $k_W = \sqrt{k_d^2 - (\pi/a)^2}$. Как видно, для электрически тонкого слоя поверхностный импеданс не зависит от диэлектрической проницаемости ε материала покрытия и является импедансом индуктивного типа, вследствие чего оказывается возможным только увеличение резонансной длины щели за счет роста величин μ

или h_d [2, рис. 7]. С другой стороны, в настоящее время известны искусственные среды (метаматериалы), которые в рассматриваемом диапазоне частот характеризуются отрицательными значениями реальных частей ($\varepsilon' < 0$ и (или) $\mu' < 0$) материальных параметров и обеспечивают для покрывающего слоя импеданс емкостного типа [6–8].

Целью данной работы является построение математической модели E -плоскостного Т-образного сочленения прямоугольных волноводов, содержащего трехэлементную вибраторно-щелевую структуру связи, а также проведение на ее основе исследований энергетических характеристик сочленения в одномодовом режиме работы волноводов. Особенностью этой модели является одновременный учет переменных вдоль осей монополей поверхностных импедансов и постоянного импеданса слоя магнетодиэлектрика (метаматериала), распределенного на торце бокового полубесконечного волновода

1. Постановка задачи. Интегральные уравнения для токов. Пусть в полном бесконечном прямоугольном волноводе с идеально проводящими стенками и поперечным сечением размером $a \times b$ (индекс области $Wg1$), где параллельно узким стенкам расположены два тонких несимметричных вибратора (монополя) с радиусами $r_{1(2)}$ и длиной $L_{1(2)}$ ($r_{1(2)}/L_{1(2)} \ll 1$, $r_{1(2)}/\lambda \ll 1$) с переменными вдоль их осей поверхностными импедансами, из области $z = -\infty$ (плечо 1 сочленения) распространяется волна основного типа H_{10} (рис. 1).

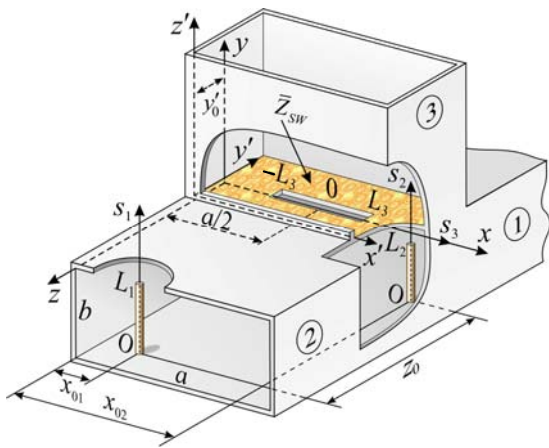


Рис. 1. Трехэлементная вибраторно-щелевая структура связи

В широкой стенке волновода толщиной h симметрично относительно его продольной оси прорезана узкая поперечная щель шириной d и длиной $2L_3$ ($d/(2L_3) \ll 1$, $d/\lambda \ll 1$), излучающая в полубесконечный прямоугольный волновод (индекс области $Wg2$) с поперечным сечением

размером также $a \times b$ и импедансным торцом со щелью. Смещение вибраторов в плоскости поперечного сечения основного волновода составляет $x_{01(02)}$, а щели в торце бокового волновода – $y'_0 = y_0$. Расстояние между осями первого вибратора и щели равно z_0 . Второй вибратор расположен на оси щели, непосредственно под ней, и развязан со щелью по поляризации.

Для такой структуры исходная система интегральных уравнений относительно электрических токов в вибраторах $J_{1(2)}(s_{1(2)})$ и эквивалентного магнитного тока в щели $J_3(s_3)$ при зависимости электромагнитных полей от времени t как $e^{i\omega t}$ (ω – круговая частота) будет иметь следующий вид [4, 9]:

$$\left(\frac{d^2}{ds_1^2} + k^2 \right) \left\{ \int_{-L_1}^{L_1} J_1(s'_1) G_{s_1}^{Wg1}(s_1, s'_1) ds'_1 + \int_{-L_2}^{L_2} J_2(s'_2) G_{s_2}^{Wg1}(s_1, s'_2) ds'_2 - ik \int_{-L_3}^{L_3} J_3(s'_3) \tilde{G}_{s_3}^{Wg1}(s_1, s'_3) ds'_3 = -i\omega [E_{0s_1}(s_1) - z_{i1}(s_1) J_1(s_1)], \right.$$

$$\left. \left(\frac{d^2}{ds_2^2} + k^2 \right) \left\{ \int_{-L_2}^{L_2} J_2(s'_2) G_{s_2}^{Wg1}(s_2, s'_2) ds'_2 + \int_{-L_1}^{L_1} J_1(s'_1) G_{s_1}^{Wg1}(s_2, s'_1) ds'_1 \right\} = -i\omega [E_{0s_2}(s_2) - z_{i2}(s_2) J_2(s_2)], \right.$$

$$\left. \left(\frac{d^2}{ds_3^2} + k^2 \right) \int_{-L_3}^{L_3} J_3(s'_3) [G_{s_3}^{Wg1}(s_3, s'_3) + G_{s_3}^{Wg2}(s_3, s'_3)] ds'_3 - ik \int_{-L_1}^{L_1} J_1(s'_1) \tilde{G}_{s_1}^{Wg1}(s_3, s'_1) ds'_1 = -i\omega H_{0s_3}(s_3). \right. \quad (1)$$

Здесь $s_{1(2)}$, s_3 – локальные координаты, связанные с осями вибраторов и щели; $z_{il(i2)}(s_{1(2)})$ – внутренние погонные [Ом/м] импедансы вибраторов; $E_{0s_{1(2)}}(s_{1(2)})$, $H_{0s_3}(s_3)$ – проекции полей сторонних источников на оси вибраторов и щели; $G_{s_1}^{Wg1}(s_1, s'_1)$, $G_{s_2}^{Wg1}(s_2, s'_2)$, $G_{s_2}^{Wg1}(s_1, s'_2)$, $G_{s_1}^{Wg1}(s_2, s'_1)$ и $G_{s_3}^{Wg1,2}(s_3, s'_3)$ – соответствующие компоненты тензорных функций Грина электрического и магнитного типов бесконечного прямоугольного

волновода и полубесконечного волновода с торцом, характеризующимся нормированным импедансом \bar{Z}_{SW} [5, 10]; $-L_{1(2)}$ – координаты концов зеркальных (относительно широкой стенки волновода) изображений вибраторов; $J_{1(2)}(\pm L_{1(2)}) = 0$, $J_3(\pm L_3) = 0$;

$$\tilde{G}_{s_1}^{Wg1}(s_3, s_1') = \frac{\partial}{\partial z} G_{s_1}^{Wg1}[x(s_3), 0, z; x'(s_1'), y'(s_1'), z_0],$$

$$\tilde{G}_{s_3}^{Wg1}(s_1, s_3') = \frac{\partial}{\partial z} G_{s_3}^{Wg1}[x(s_1), y(s_1), z; x'(s_3'), 0, 0] \text{ при}$$

условии подстановки значений $z = 0$ в $\tilde{G}_{s_1}^{Wg1}$ и $z = z_0$ в $\tilde{G}_{s_3}^{Wg1}$ после дифференцирования.

Решение системы уравнений (1) будем искать обобщенным методом наведенных электромагнитодвижущих сил (ЭМДС) [5, 10], используя в качестве аппроксимирующих выражений для токов в вибраторе и щели функции $J_{1(2)}(s_{1(2)}) = J_{1(2)}^0 f_{1(2)}(s_{1(2)})$ и $J_3(s_3) = J_3^0 f_3(s_3)$, где $J_{1(2)}^0$ рассматриваются как неизвестные амплитуды токов. Для рассматриваемой вибраторно-щелевой структуры при возбуждении волной основного типа H_{10} имеем [2]:

$$\begin{aligned} f_{1(2)}(s_{1(2)}) &= \cos(\tilde{k}_{1(2)} s_{1(2)}) - \cos(\tilde{k}_{1(2)} L_{1(2)}), \\ f_3(s_3) &= \cos(k s_3) - \cos(k L_3), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\text{где } \tilde{k}_{1(2)} = k - \frac{i2\pi z_{il(i2)}^{av}}{Z_0 \Omega_{1(2)}}, \quad \Omega_{1(2)} = 2 \ln(2L_{1(2)} / r_{1(2)}),$$

$$z_{il(i2)}^{av} = \frac{1}{2L_{1(2)}} \int_{-L_{1(2)}}^{L_{1(2)}} z_{il(i2)}(s_{1(2)}) ds_{1(2)} - \text{средние значения}$$

внутренних импедансов по длине вибраторов [11], $Z_0 = 120\pi$ [Ом] – волновое сопротивление свободного пространства. Согласно стандартной методике [2, 5, 10] сводим систему интегральных уравнений (1) к системе линейных алгебраических уравнений для неизвестных токовых амплитуд:

$$\begin{aligned} J_1^0 Z_{11}^\Sigma + J_2^0 Z_{12} + J_3^0 Z_{13} &= -\frac{i\omega}{2k} \int_{-L_1}^{L_1} f_1(s_1) E_{0s_1}(s_1) ds_1, \\ J_2^0 Z_{22}^\Sigma + J_1^0 Z_{21} &= -\frac{i\omega}{2k} \int_{-L_2}^{L_2} f_2(s_2) E_{0s_2}(s_2) ds_2, \\ J_3^0 Z_{33}^\Sigma + J_1^0 Z_{31} &= -\frac{i\omega}{2k} \int_{-L_3}^{L_3} f_3(s_3) H_{0s_3}(s_3) ds_3. \end{aligned} \quad (3)$$

Матричные коэффициенты системы (3) ранее были определены в работах [2–4, 9], однако для корректности восприятия формульных выражений

здесь приведем их в явном виде с учетом используемых обозначений:

$$\begin{aligned} Z_{11(22)} &= \frac{4\pi}{ab} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{\varepsilon_n (k^2 - k_y^2) \tilde{k}_{1(2)}^2}{kk_z (\tilde{k}_{1(2)}^2 - k_y^2)} e^{-k_z r_{1(2)}} \times \right. \\ &\quad \left. \times \sin^2(k_x x_{01(2)}) \left[\frac{\sin(\tilde{k}_{1(2)} L_{1(2)}) \cos(k_y L_{1(2)}) - \frac{\tilde{k}_{1(2)}}{k_y} \cos(\tilde{k}_{1(2)} L_{1(2)}) \sin(k_y L_{1(2)})}{\tilde{k}_{1(2)}} \right]^2 \right], \end{aligned}$$

$$F_{z1(2)} = -\frac{i}{r_{1(2)}} \int_0^{L_{1(2)}} f_{1(2)}^2(s_{1(2)}) \bar{Z}_{SV1(V2)}(s_{1(2)}) ds_{1(2)},$$

$$\begin{aligned} Z_{12(21)} &= \frac{4\pi}{ab} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_n (k^2 - k_y^2) \tilde{k}_1 \tilde{k}_2 e^{-k_z r_{2(1)}}}{kk_z (\tilde{k}_1^2 - k_y^2) (\tilde{k}_2^2 - k_y^2)} \times \\ &\quad \times \sin(k_x x_{01}) \sin(k_x x_{02}) \times \\ &\quad \times \left[\sin(\tilde{k}_1 L_1) \cos(k_y L_1) - \frac{\tilde{k}_1}{k_y} \cos(\tilde{k}_1 L_1) \sin(k_y L_1) \right] \times \\ &\quad \times \left[\sin(\tilde{k}_2 L_2) \cos(k_y L_2) - \frac{\tilde{k}_2}{k_y} \cos(\tilde{k}_2 L_2) \sin(k_y L_2) \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Z_{13} = Z_{31} &= \\ &= \frac{4\pi}{ab} \sum_{m=1,3,\dots}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{\varepsilon_n k \tilde{k}_1 e^{-k_z z_0}}{i(k^2 - k_x^2) (\tilde{k}_1^2 - k_y^2)} \sin(k_x x_{01}) \times \right. \\ &\quad \times \left[\sin(\tilde{k}_1 L_1) \cos(k_y L_1) - \left(\tilde{k}_1 / k_y \right) \cos(\tilde{k}_1 L_1) \sin(k_y L_1) \right] \times \\ &\quad \times \left[\sin(k L_3) \cos(k_x L_3) - (k / k_x) \cos(k L_3) \sin(k_x L_3) \right] \left. \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Z_{33}^{Wg1} &= \frac{8\pi}{ab} \sum_{m=1,3,\dots}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{\varepsilon_n k e^{-k_z (d_e/4)}}{k_z (k^2 - k_x^2)} \times \right. \\ &\quad \times \left. \left[\sin(k L_3) \cos(k_x L_3) - (k / k_x) \cos(k L_3) \sin(k_x L_3) \right]^2 \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Z_{33}^{Wg2} &= \frac{16\pi}{ab} \sum_{m=1,3,\dots}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{\varepsilon_n k F(\bar{Z}_{SW})}{k_z (k^2 - k_x^2)} \cos(k_y y_0) \times \right. \\ &\quad \times \cos(k_y (y_0 + d_e/4)) \times \\ &\quad \times \left. \left[\sin(k L_3) \cos(k_x L_3) - \frac{k}{k_x} \cos(k L_3) \sin(k_x L_3) \right]^2 \right], \end{aligned}$$

$$F(\bar{Z}_{SW}) = \frac{kk_z (1 + \bar{Z}_{SW}^2)}{(ik + k_z \bar{Z}_{SW})(k \bar{Z}_{SW} - ik_z)} \left(1 - i \frac{kk_z \bar{Z}_{SW}}{k^2 - k_x^2} \right),$$

$$Z_{11(22)}^\Sigma = Z_{11(22)} + F_{z1(2)}, \quad Z_{33}^\Sigma = Z_{33}^{Wg1} + Z_{33}^{Wg2}.$$

В этих формулах приняты параметры: $\varepsilon_n = \begin{cases} 1, n = 0, \\ 2, n \neq 0; \end{cases}$ $k_x = \frac{m\pi}{a}$; $k_y = \frac{n\pi}{b}$; m и n – целые числа; $k_z = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2}$; $d_e = d \exp(-\pi h / 2d)$ – «эквивалентная» ширина щели [5], введение которой позволяет учитывать реальную толщину h стенки волновода.

Неизвестные амплитуды токов из системы уравнений (3) определяются аналитически. Используя известные электродинамические соотношения, находим коэффициенты отражения и прохождения по полю S_{11} и S_{12} в магистральном волноводе:

$$S_{11} = \frac{4\pi i}{abk\tilde{k}_g} \left\{ J_3 \frac{2k_g^2}{k^2} f_3(kL_3) - J_1 \frac{k_g}{\tilde{k}_1} \sin\left(\frac{\pi x_{01}}{a}\right) \times \right. \\ \left. \times f_1(\tilde{k}_1 L_1) e^{-ik_g z_0} - J_2 \frac{k_g}{\tilde{k}_2} \sin\left(\frac{\pi x_{02}}{a}\right) f_2(\tilde{k}_2 L_2) \right\} e^{2ik_g z}, \quad (4)$$

$$S_{12} = 1 + \frac{4\pi i}{abk\tilde{k}_g} \left\{ J_3 \frac{2k_g^2}{k^2} f_3(kL_3) + J_1 \frac{k_g}{\tilde{k}_1} \sin\left(\frac{\pi x_{01}}{a}\right) \times \right. \\ \left. \times f_1(\tilde{k}_1 L_1) e^{ik_g z_0} + J_2 \frac{k_g}{\tilde{k}_2} \sin\left(\frac{\pi x_{02}}{a}\right) f_2(\tilde{k}_2 L_2) \right\},$$

где $k_g = \sqrt{k^2 - (\pi/a)^2}$;

$$J_1 = \tilde{J}_0 \left[\frac{k^2}{k_g \tilde{k}_1} \sin\left(\frac{\pi x_{01}}{a}\right) f_1(\tilde{k}_1 L_1) e^{-ik_g z_0} Z_{22}^\Sigma Z_{33}^\Sigma - \right. \\ \left. - \frac{k^2}{k_g \tilde{k}_2} \sin\left(\frac{\pi x_{02}}{a}\right) f_2(\tilde{k}_2 L_2) Z_{12} Z_{33}^\Sigma - f_3(kL_3) Z_{13} Z_{22}^\Sigma \right];$$

$$J_2 = \tilde{J}_0 \left[\frac{k^2}{k_g \tilde{k}_2} \sin\left(\frac{\pi x_{02}}{a}\right) f_2(\tilde{k}_2 L_2) (Z_{11}^\Sigma Z_{33}^\Sigma - Z_{31} Z_{13}) - \right. \\ \left. - \frac{k^2}{k_g \tilde{k}_1} \sin\left(\frac{\pi x_{01}}{a}\right) f_1(\tilde{k}_1 L_1) e^{-ik_g z_0} Z_{21} Z_{33}^\Sigma + f_3(kL_3) Z_{13} Z_{21} \right];$$

$$J_3 = \tilde{J}_0 \left[f_3(kL_3) (Z_{11}^\Sigma Z_{22}^\Sigma - Z_{21} Z_{12}) + \right. \\ \left. + \frac{k^2}{k_g \tilde{k}_2} \sin\left(\frac{\pi x_{02}}{a}\right) f_2(\tilde{k}_2 L_2) Z_{12} Z_{31} - \right. \\ \left. - \frac{k^2}{k_g \tilde{k}_1} \sin\left(\frac{\pi x_{01}}{a}\right) f_1(\tilde{k}_1 L_1) e^{-ik_g z_0} Z_{31} Z_{22}^\Sigma \right];$$

$$\tilde{J}_0 = 1 / (Z_{11}^\Sigma Z_{22}^\Sigma Z_{33}^\Sigma - Z_{21} Z_{12} Z_{33}^\Sigma - Z_{31} Z_{13} Z_{22}^\Sigma);$$

$$f_{1(2)}(\tilde{k}_{1(2)} L_{1(2)}) = \sin(\tilde{k}_{1(2)} L_{1(2)}) -$$

$$- \tilde{k}_{1(2)} L_{1(2)} \cos(\tilde{k}_{1(2)} L_{1(2)});$$

$$f_3(kL_3) =$$

$$\frac{\sin(kL_3) \cos\left(\frac{\pi L_3}{a}\right) - \frac{ka}{\pi} \cos(kL_3) \sin\left(\frac{\pi L_3}{a}\right)}{1 - [\pi/(ka)]^2}.$$

Энергетические характеристики структуры (P_{11} и P_{12} – коэффициенты отражения и прохождения по мощности в основном волноводе, P_{13} – коэффициент прохождения в боковой волновод) находятся из следующих соотношений:

$$P_{11} = |S_{11}|^2, \quad P_{12} = |S_{12}|^2, \quad P_{13} = 1 - P_{11} - P_{12}. \quad (5)$$

Отметим, что мощности потерь в вибраторах $P_{\sigma V_1(V_2)}$ и покрытии торца волноводной секции $P_{\sigma W}$ автоматически учитываются в коэффициентах P_{11} и P_{12} . Определить их отдельно для количественной оценки можно из условий энергетического баланса во вспомогательных задачах:

$$1) \text{ при металлизации щели } \sum_{q=1}^2 P_{1q} + P_{\sigma V_1} + P_{\sigma V_2} = 1;$$

$$2) \text{ при отсутствии вибраторов } \sum_{q=1}^3 P_{1q} + P_{\sigma W} = 1, \text{ где}$$

коэффициент P_{13} определяется выражением

$$P_{13} = \left| \frac{16\pi k_g f^2(kL_3)(1 + \bar{Z}_{SW}^2)}{abk^3 Z_{33}^\Sigma [1 + (k_g/k) \bar{Z}_{SW}]} \right|^2.$$

2. Численные и экспериментальные

результаты. В расчетах, согласно требованиям для принятых приближений, отношения параметров $2r_{1(2)}/L_{1(2)}$ и $[d/(2L_3)]$ не превышали значения

0,1, а количество членов двойных рядов в выражениях (3) выбиралось таким, чтобы обеспечить вычисление значений матричных коэффициентов в каждой из сочленяемых областей с точностью 0,1 %.

Корректность построенной математической модели прежде всего была проверена с помощью тестовых расчетов для случая сочленения, содержащего один импедансный вибратор, а также путем сравнения с экспериментальными данными. В режиме тестовой проверки расчетные результаты совпадают с результатами работы [2].

На рис. 2 представлены расчетные и экспериментальные зависимости энергетических параметров Т-образного сочленения двух прямоугольных волноводов поперечным сечением 58,0 × 25,0 мм без покрывающего слоя на торце бокового волновода ($\bar{Z}_{SW} = 0$) при следующих параметрах:

$$2L_3 = 40,0 \text{ мм}, \quad d = 4,0 \text{ мм}, \quad h = 0,5 \text{ мм}, \quad y_0 = b/2,$$

$$L_{1(2)} = 15,0 \text{ мм}, \quad r_{1(2)} = 2,0 \text{ мм}, \quad x_{01} = a/8,$$

$$x_{02} = 7a/8, \quad z_0 = 54,0 \text{ мм.}$$

Здесь и далее $\bar{Z}_{SV_1(V_2)}(s_{1(2)}) = \bar{R}_{SV_1(V_2)} + i\bar{X}_{SV_1(V_2)}\varphi(s_{1(2)})$ – комплексный распределенный поверхностный импеданс вибраторов, нормированный на Z_0

($\bar{Z}_{SV_1(V_2)}(s_{1(2)}) = 2\pi r_{1(2)} z_{i(2)}(s_{1(2)})$; $\varphi(s_{1(2)})$ – заданная функция; $|\bar{Z}_{SV_1(V_2)}(s_{1(2)})|^2 \ll 1$);

$\bar{Z}_{SW} = \bar{R}_{SW} + i\bar{X}_{SW}$ – нормированный поверхностный импеданс торца сочленяемой волноводной секции 3 ($|\bar{Z}_{SW}|^2 \ll 1$). На рис. 2, а приведены результаты для структуры, в которой смещенный

от щели вибратор характеризуется постоянным мнимым импедансом $\bar{X}_{SV1} = kr_1 \ln(4,0)$ (формулы для конкретных реализаций поверхностного импеданса вибраторов представлены в [2]), а второй вибратор является идеально проводящим ($\bar{Z}_{SV2} = 0$).

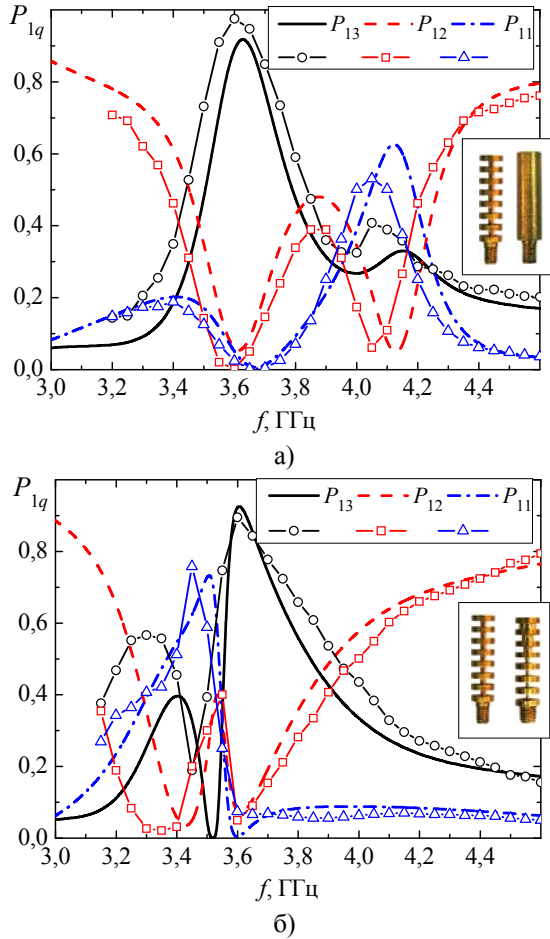


Рис. 2. Расчетные (линии) и экспериментальные (значки) результаты для структуры с постоянным (а) и переменным (б) импедансом вибраторов

На рис. 2, б приведены результаты для структуры с теми же параметрами, но когда второй вибратор характеризуется переменным импедансом $\bar{X}_{SV2} = kr_2 \ln(4,0)\varphi(s_2)$ ($\varphi(s_2) = 2[1 - (s_2 / L_2)]$ – линейно спадающее к концу вибратора распределение импеданса). Соответствующие экспериментальные образцы вибраторов показаны на рис. 2. Как видно из графиков, расчетные и экспериментальные результаты характеризуются удовлетворительным согласованием.

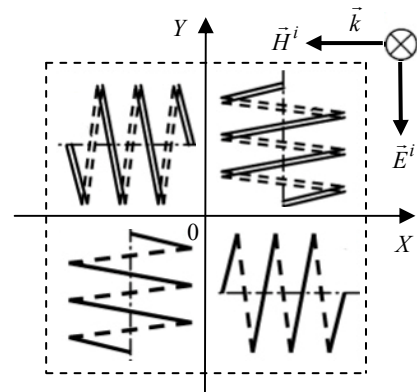
Как и следовало ожидать, в отличие от результатов работы [2], размещение в основном волноводе двух вибраторов, настроенных на разные резонансные частоты, позволяет реализовать двухрезонансный режим деления мощности между плечами сочленения. При специальном

подборе геометрических и электрофизических параметров вибраторов, обеспечивающих сближение их резонансных частот, возможно расширение рабочей полосы волноводного устройства.

Для определения поверхностного импеданса слоя метаматериала (на идеально проводящей плоскости) необходимо воспользоваться формулой:

$$\bar{Z}_{SW} = \bar{R}_{SW} + i\bar{X}_{SW} = \pm i \frac{k_d}{k_W} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \operatorname{tg}(k_W h_d),$$

где знак «+» соответствует случаю $\varepsilon' > 0$, а знак «-» берется при $\varepsilon' < 0$. Однако в любом случае формула расчета импеданса электрически тонкого слоя $\bar{Z}_{SW} \approx ik\mu h_d$ не изменяется. Тогда для $\mu' < 0$ поверхностный импеданс будет иметь емкостной характер с отрицательной мнимой частью ($\bar{X}_{SW} < 0$), в отличие от естественного магнитоэлектрика, импеданс которого всегда имеет индуктивный характер ($\bar{X}_{SW} > 0$). В качестве примера для расчетов был использован метаматериал LR-5I [7]. Ячейка этого материала представляет собой систему из четырех трехвитковых спиралей из нихромового провода толщиной 0,4 мм с шагом между кольцами 1,0 мм. Внешний диаметр спиралей равен 5,0 мм; они расположены специальным образом на тонкой полиуретановой подложке толщиной 0,2 мм (рис. 3).



а)



б)

Рис. 3. Единичная ячейка (а) и фрагмент (б) метаматериала из нихромовых спиралей

Экспериментальные значения электрофизических параметров метаматериала и кривые аппроксимации этих данных (использующихся далее при численном моделировании) представлены на рис. 4.

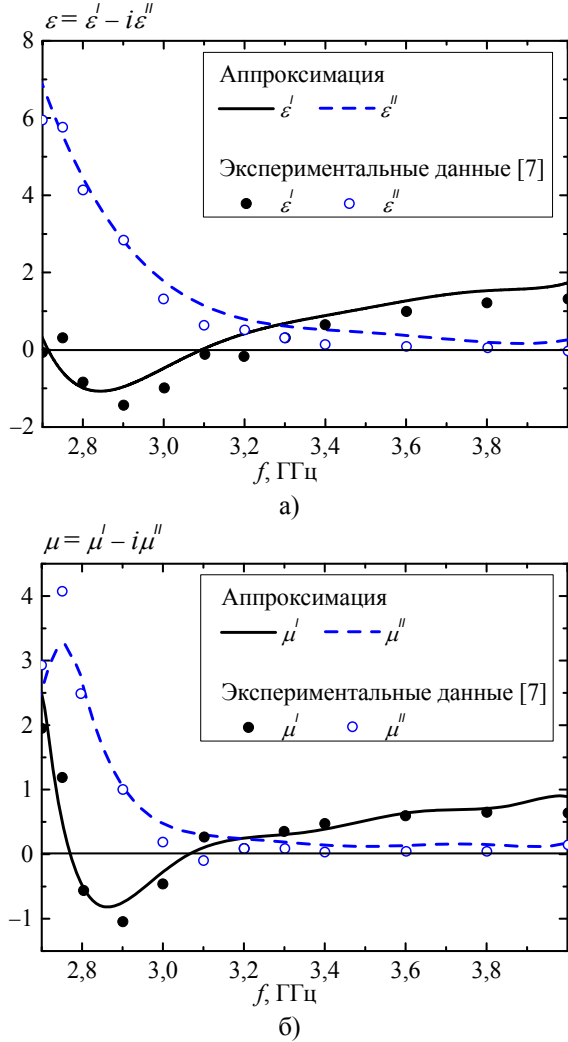


Рис. 4. Аппроксимация электрофизических параметров метаматериала LR-5I

На рис. 5 приведены значения поверхностного импеданса для слоя LR-5I на полиуретановой подложке с общей толщиной $h_d = 5,2$ мм, вычисленные по представленным выше формулам в диапазоне частот $f = 2,7...4,0$ ГГц для волновода сечением $58,0 \times 25,0$ мм.

Здесь же представлены значения \bar{Z}_{SW} для слоя такой же толщины из материала TDK-IR-A095 [12], имеющего в диапазоне частот $f = 2,5...10,0$ ГГц параметры $\varepsilon = 6,2 - i0,32$, $\mu = 0,60 - i0,32$. Как видно из графиков, в отличие от традиционного магнетодиэлектрика, для данного метаматериала существует область частот, в которой мнимая часть поверхностного им-

педанса принимает отрицательные значения. В остальной части диапазона слой метаматериала по свойствам приближается к металлизированному экрану с потерями, который характеризуется импедансом индуктивного типа.

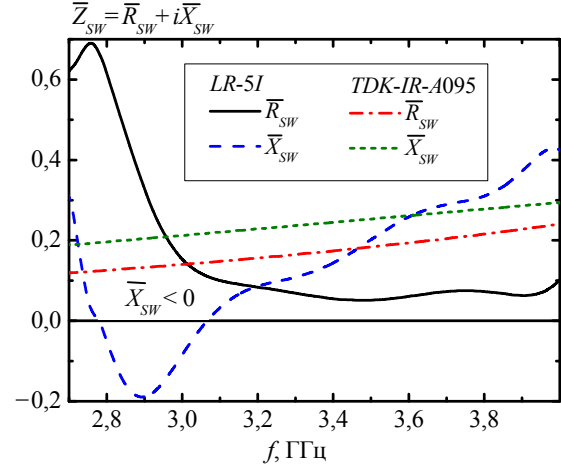


Рис. 5. Графики зависимости \bar{Z}_{SW} от частоты для LR-5I и TDK-IR-A095

На примере структуры с одним вибратором рассмотрим возможность изменения резонансной длины волны щели без трансформации ее геометрических параметров путем варьирования величины импеданса \bar{Z}_{SW} , имеющего как индуктивный, так и емкостной характер. На рис. 6 представлены результаты расчетов для щели длиной $2L_3 = 40,0$ мм (остальные конструктивные параметры сочленения без изменений, $x_{01} = a/8$). В расчетах рассмотрены три случая величины импеданса \bar{Z}_{SW} : 1) $\bar{Z}_{SW} = 0$ – торец без покрытия; 2) $\bar{X}_{SW} > 0$ – импеданс индуктивного типа для слоя магнетодиэлектрика TDK-IR-A095; 3) $\bar{X}_{SW} < 0$ – импеданс емкостного типа для слоя метаматериала LR-5I. Здесь длина и смещение вдоль оси z ($z_0 = \lambda_G^{Sres} / 2$, где $\lambda_G^{Sres} = \frac{2\pi}{\sqrt{(2\pi / \lambda_{Slot}^{res})^2 - (\pi / a)^2}}$ – длина волны в волноводе, соответствующая резонансной длине волны щели в свободном полупространстве λ_{Slot}^{res}) идеально проводящего вибратора для каждого случая \bar{Z}_{SW} подбирались из условия передачи в боковое плечо сочленения максимально возможного уровня мощности: в первом случае $L_1 = 17,3$ мм и $z_0 = 54,0$ мм ($\lambda_{Slot}^{res} = 80,0$ мм); во втором – $L_1 = 21,5$ мм и $z_0 = 90,0$ мм ($\lambda_{Slot}^{res} = 97,5$ мм); в третьем – $L_1 = 20,0$ мм и $z_0 = 74,0$ мм ($\lambda_{Slot}^{res1} = 91,5$ мм).

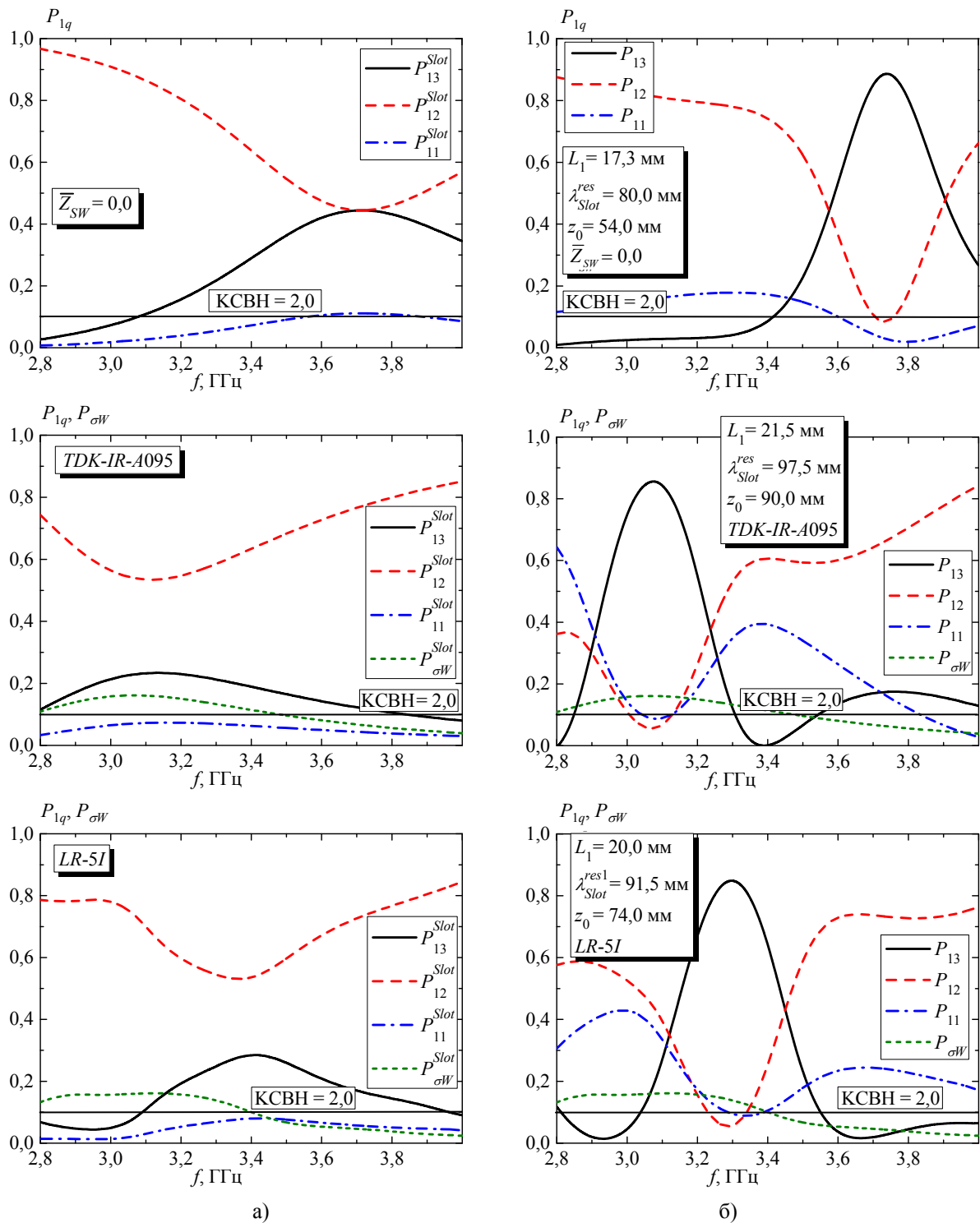


Рис. 6. Энергетические характеристики сочленения с двухэлементной вибраторно-щелевой структурой (здесь отмечен уровень P_{11} , соответствующий значению коэффициента стоячей волны по напряжению $KCBH = 2,0$): а) одиночная щель; б) система «щель + вибратор»

Для наглядности подтверждения значения резонансной длины щели на рис. 6, а приведены характеристики сочленения при отсутствии вибратора. Толщина слоев покрытий составляла $h_d = 5,2$ мм и обеспечивала возможность реализа-

ции слоя метаматериала по технологии работы [7]. Здесь использовались идеально проводящие монополи для возможности корректного анализа потерь в материалах покрытий импедансного торца бокового плеча волноводного сочленения.

Как видно из рис. 6, использование обоих типов покрытий (как слоя магнитоэлектрика *TDK-IR-A095*, так и слоя метаматериала *LR-5I*) на торце бокового волновода в данном случае обеспечивает возможность перестройки резонансного режима передачи мощности в боковое плечо сочленения только в коротковолновую часть рабочего диапазона основного волновода. Это связано с тем, что в частотном интервале, где наблюдается излучение щели, оба покрытия характеризуются импедансом индуктивного типа. При этом, согласно рис. 6, наличие потерь в материалах покрытий приводит к существенному понижению уровня мощности, передаваемой в боковой волновод. Причем в обоих случаях уровни потерь оказываются соизмеримыми, поскольку величины мнимых частей магнитных проницаемостей материалов являются близкими для большей части рассматриваемого диапазона длин волн.

Разумеется, наличие существенных потерь в элементах управления характеристиками любых СВЧ-устройств является неприемлемым фактором для их практического использования. Поэтому при выборе материалов для покрытия на торце бокового волновода это требование должно учитываться. Тогда для покрытия с поверхностным импедансом индуктивного характера необходимо использовать материальные слои, характеризующиеся магнитной проницаемостью с величиной мнимой части, близкой к нулю. Что касается метаматериалов, то для любого из них наличие потерь является принципиально обязательным. Поскольку конструкция метаматериала соответствует конструкции диспергирующего композита, известные соотношения Крамерса–Кронига [13] налагают достаточно жесткие ограничения на соотношение между действительной и мнимой частью комплексных величин диэлектрической и магнитной проницаемостей. На основании этих соотношений в работе [14] было установлено фундаментальное ограничение – нижний предел электрических и магнитных потерь, ниже которого на частоте ω_0 метаматериал не может быть реализован. Однако следует заметить, что критерий

$$\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \omega^3 \frac{\varepsilon''(\omega)\mu'(\omega) + \mu''(\omega)\varepsilon'(\omega)}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega \leq -1 \quad [14]$$

все же позволяет в отдельности минимизировать величину μ'' . При этом уровень потерь будет определяться только значением комплексной диэлектрической проницаемости метаматериала, которая (как указывалось выше) не влияет на величину поверхностного импеданса тонкого слоя покрытия. Таким образом, в сочленении для покрытия на торце бокового волновода возможно и необхо-

димо использовать как материальные, так и метаматериальные слои, характеризующиеся магнитной проницаемостью с величиной мнимой части $\mu'' \rightarrow 0$. Для используемых здесь примеров потерь в материалах покрытия (как естественного магнитоэлектрика *TDK-IR-A095*, так и метаматериала *LR-5I*) приводят к существенному понижению уровня мощности, передаваемой в боковой волновод. Введение в структуру монополя длиной $\lambda_{Slot}^{res} / 4$, расположенного на расстоянии $z_0 = \lambda_G^{Sres} / 2$ от оси щели, позволяет на резонансных частотах передать в плечо 3 не более 80 % подводимой мощности.

Как показали расчеты, при выборе длины щели, резонирующей в частотном интервале $2,75 \text{ ГГц} < f < 3,05 \text{ ГГц}$, где мнимая часть поверхностного импеданса принимает отрицательные значения, реализуется возможность перестройки резонансного режима передачи мощности в боковое плечо сочленения в длинноволновую часть рабочего диапазона основного волновода (до 15 %).

Отдельно проанализируем условия реализации резонансной передачи мощности из основного волновода в боковой для случая покрытия его торца слоем метаматериала. При изменении длины щели для рассматриваемого метаматериала (в отличие от случаев идеально проводящего торца и покрытия из естественного магнитоэлектрика) в наблюдаемом частотном диапазоне возможны несколько вариантов реализации резонанса, который будем определять [1, 5] из условия $\arg S_{11}^1 = 0$ ($\arg S_{11}^3$ – аргумент коэффициента отражения для одиночной щели): 1) традиционный резонанс ($2L_3 = 37,0 \text{ мм}$); 2) резонанс ($2L_3 = 43,0 \text{ мм}$), обусловленный специфическими свойствами метаматериала; 3) два разнесенных по частоте резонанса ($2L_3 = 40,0 \text{ мм}$). Зависимости $\arg S_{11}^3$ от частоты совместно с аналогичными для одиночных вибраторов [10] $\arg S_{11}^1$ представлены на рис. 7, а. На рис. 7, б приведены соответствующие энергетические характеристики Т-образных сочленений для рассматриваемых случаев. Как следует из графиков, для первого варианта поведение частотных зависимостей P_{11} , P_{12} и P_{13} аналогично представленным на рис. 6, б, в отличие от второго и третьего вариантов, где они существенно отличаются. Так, для третьего варианта имеют место два ярко выраженных резонанса величины P_{13} , причем в случае $f \approx 2,95 \text{ ГГц}$ $P_{13} \gg P_{12}$, а при $f \approx 3,45 \text{ ГГц}$ $P_{13} \approx P_{12}$.

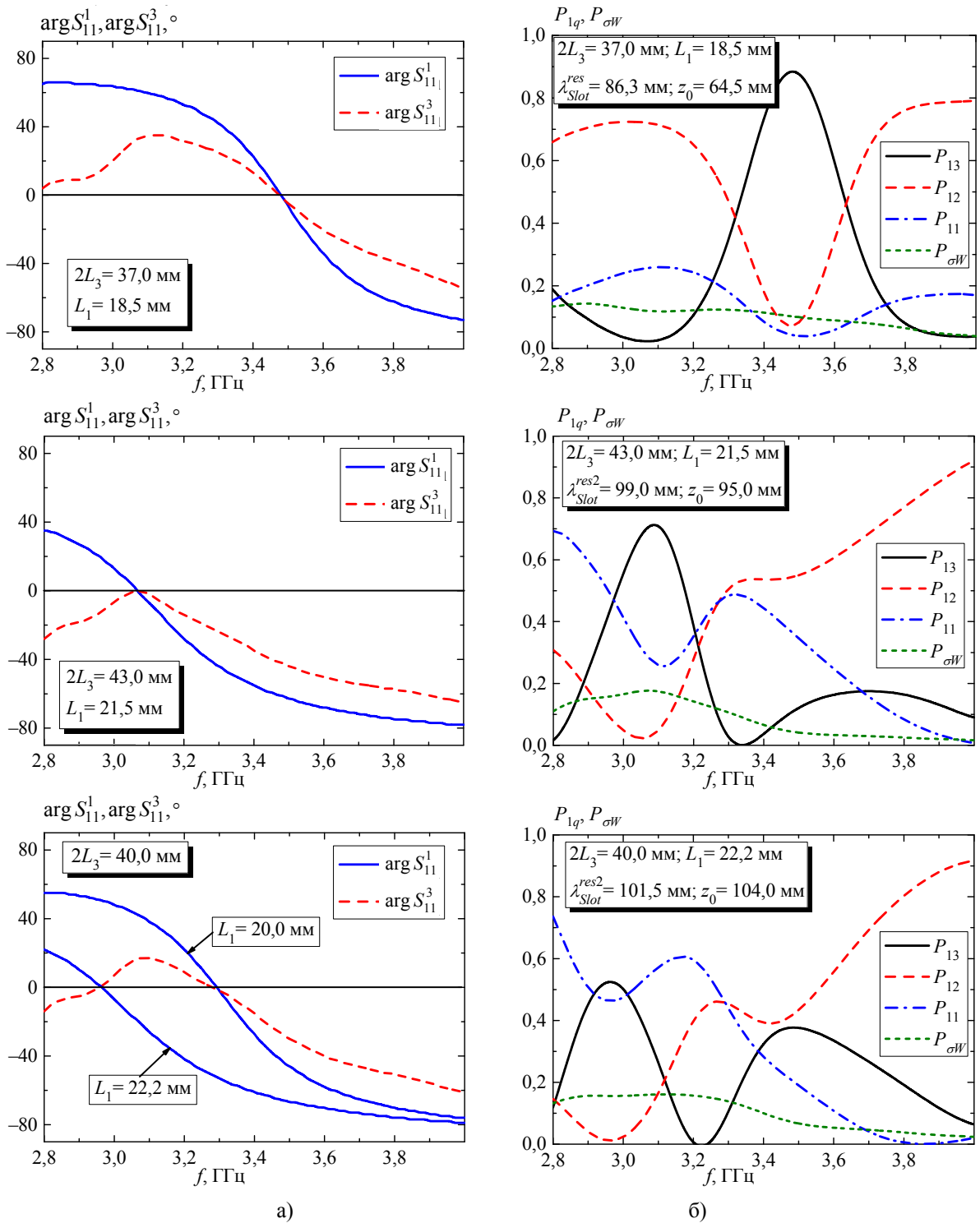


Рис. 7. Резонансные условия (а) и энергетические характеристики (б) сочленения с двухэлементной вибраторно-щелевой структурой и покрытием из метаматериала

Если при $2L_3 = 40,0$ мм в основном волноводе разместить два монополя, размеры которых соответствуют резонансам щели ($2L_{1(2)} = 22,2$ мм для $f = 2,96$ ГГц и $2L_{2(1)} = 20,0$ мм для $f = 3,28$ ГГц), то можно получить специфические

характеристики волноводного сочленения, которые невозможно реализовать как в случае идеально проводящего торца, так и в случае его покрытия слоем из естественного магнитодиэлектрика (рис. 8). Как видно из графиков, в зависимости от взаимного расположения вибраторов

имеют место как режим трехрезонансной передачи мощности в боковой волновод (рис. 8, а), так и режим совмещения резонансов зависимости величины P_{13} на близких частотах (рис. 8, б).

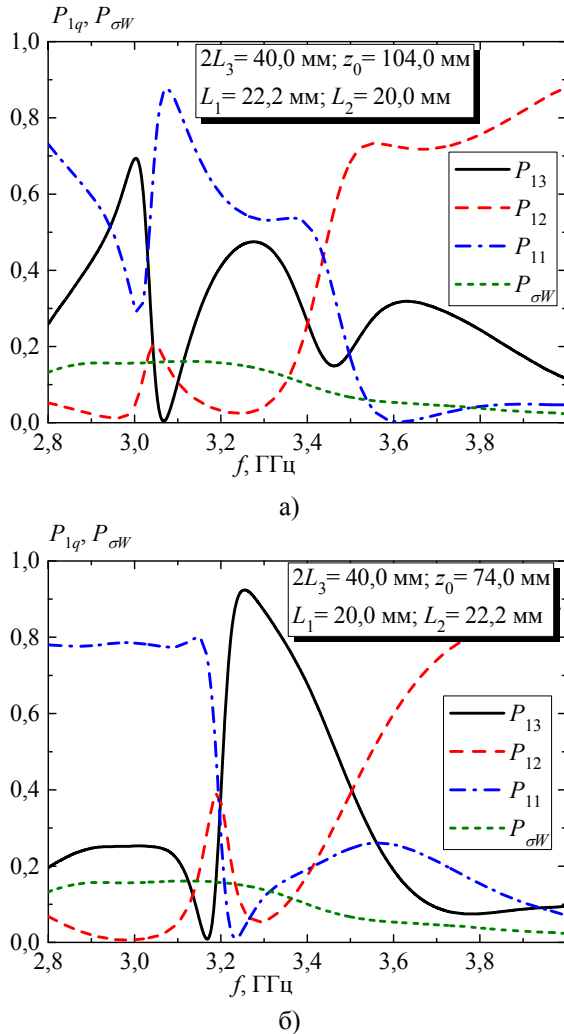


Рис. 8. Энергетические характеристики сочленения с трехэлементной вибраторно-щелевой структурой и покрытием из метаматериала

В заключение отметим, что при расчетах графиков, представленных на рис. 6–8, вибраторы полагались идеально проводящими с целью наглядности демонстрации их резонансной частоты (длины волны). Однако изменить их геометрическую длину (например, в меньшую сторону с целью уменьшения вероятности электрического пробоя между концом монополя и верхней стенкой волновода, а также при использовании низкопрофильного основного волновода) с сохранением резонансных свойств не составит труда, распределив на вибраторах поверхностный импеданс определенного типа и величины (рис. 2, [2, 3, 10, 11]).

Выводы. В данной работе продолжены исследования относительно возможностей воздействия импедансных включений на электродинамические характеристики E -плоскостных Т-образных сочленений прямоугольных волноводов с вибраторно-щелевой связью. Для этого на основании аналитического решения системы токовых уравнений, сформулированных в рамках принятых приближений теории электрически тонких излучателей, обобщенным методом наведенных ЭМДС была построена математическая модель сочленения волноводов, имеющего в области связи трехэлементную вибраторно-щелевую структуру. Особенность модели заключается в одновременном учете переменного вдоль осей монополей поверхностного импеданса и постоянного импеданса, распределенного на торце бокового волновода.

Главным мотивом усложнения модели (конструкции) волноводного сочленения явилось стремление авторов исследовать условия, допускающие возможный двухрезонансный режим работы устройства при размещении внутри основного волновода пары импедансных вибраторов. Эта возможность была успешно подтверждена результатами численного моделирования. Установлены условия передачи на двух резонансных частотах главной части подводимой мощности из основного волновода в боковой.

Численно исследованы многопараметрические зависимости энергетических характеристик сочленения в частотном диапазоне одномодового режима работы волноводов, включая случай покрытия торца бокового волновода слоем метаматериала. При этом был проведен сравнительный анализ характеристик сочленения для двух типов слоевого покрытия: из естественного магнитодиэлектрика *TDK-IR-A095* и метаматериала *LR-5I*. В данной работе покрывающий слой магнитодиэлектрика *TDK-IR-A095* характеризуется импедансом индуктивного типа, а слой метаматериала *LR-5I* – поверхностным импедансом емкостного типа. Причем для метаматериала существует область частот, в которой мнимая часть поверхностного импеданса принимает отрицательные значения, а в остальной части диапазона дифракционные свойства слоя метаматериала становятся близки к металлизированному экрану, который характеризуется импедансом индуктивного типа (то есть обеспечивается частотно зависимый импеданс поверхности). Показано, что такое покрытие с частотно-зависимым разнотипным импедансом может обеспечивать трехрезонансный режим передачи мощности из основного волновода в боковой. Следует отметить, что не-

избежное наличие потерь в метаматериале вызвало необходимость обоснования возможности минимизации величины мнимой части его магнитной проницаемости при использовании тонкого слоя метаматериала.

Полученные результаты могут быть полезны при проектировании разнообразных антенно-волноводных устройств, составной частью которых являются Т-образные сочленения прямоугольных волноводов, включая устройства с импедансным управлением их электродинамическими характеристиками.

Библиографический список

1. Рудь Л. А. Т-соединение сверхразмерных прямоугольных волноводов в *E*-плоскости / Л. А. Рудь // Изв. вузов. Радиофизика. – 1985. – 28, № 2. – С. 214–221.
2. *E*-плоскостное сочленение прямоугольных волноводов с вибраторно-щелевой связью между плечами / С. Л. Бердник, В. А. Катрич, М. В. Нестеренко, Ю. М. Пенкин // Радиофизика и электрон. – 2015. – 6(20), № 1. – С. 85–93.
3. Рассеяние электромагнитных волн системой вибраторов с переменным импедансом в прямоугольном волноводе / С. Л. Бердник, В. А. Катрич, В. И. Кийко, М. В. Нестеренко // Радиофизика и радиоастрономия. – 2015. – 20, № 1. – С. 64–75.
4. *Electromagnetic Waves Excitation by Thin Impedance Vibrators and Narrow Slots in Electrodynamic Volumes* / M. V. Nesterenko, S. L. Berdник, V. A. Katrich, Yu. M. Penkin // *Advanced Electromagnetic Waves* / S. O. Bashir (ed.). – Rijeka: InTech, 2015. – Chap. 4.
5. *Analytical and Hybrid Methods in Theory of Slot-Hole Coupling of Electrodynamic Volumes* / M. V. Nesterenko, V. A. Katrich, Yu. M. Penkin, S. L. Berdник. – N. Y.: Springer Science+Business Media, 2008. – 146 p.
6. *Lagarkov A. N.* Wide-angle absorption by the use of a metamaterial plate / A. N. Lagarkov, V. N. Kisel, V. N. Semenenko // *Progress in Electromagnetics Research Lett.* – 2008. – 1, – P. 35–44.
7. *Abnormal radiation pattern of metamaterial waveguide* / A. N. Lagarkov, V. N. Semenenko, A. A. Basharin, N. P. Balabukha // *PIERS Online.* – 2008. – 4, N 6. – P. 641–644.
8. *Вендик И. Б.* Метаматериалы и их применение в технике сверхвысоких частот: обзор / И. Б. Вендик, О. Г. Вендик // *Журн. техн. физики.* – 2013. – 83, Вып. 1. – С. 3–28.
9. *Radiation and scattering of electromagnetic waves by a multi-element vibrator-slot structure in a rectangular waveguide* / S. L. Berdник, V. A. Katrich, M. V. Nesterenko et al. // *IEEE Trans. Antennas and Propagat.* – 2015. – 63, N 9. – P. 4256–4259.
10. *Thin Impedance Vibrators. Theory and Applications* / M. V. Nesterenko, V. A. Katrich, Yu. M. Penkin et al. – N. Y.: Springer Science+Business Media, 2011. – 223 p.
11. *Нестеренко М. В.* Рассеяние электромагнитных волн тонкими вибраторами с переменным поверхностным импедансом / М. В. Нестеренко // *Радиофизика и радиоастрономия.* – 2005. – 10, № 4. – С. 408–417.
12. *Yoshitomi K.* Radiation from a rectangular waveguide with a lossy flange / K. Yoshitomi, H. R. Sharobim // *IEEE Trans. Antennas and Propagat.* – 1994. – 42, N 10. – P. 1398–1403.
13. *Ахиезер А. И.* Электромагнетизм и электромагнитные волны / А. И. Ахиезер, И. А. Ахиезер. – М.: Высш. школа, 1985. – 504 с.
14. *Stockman M. I.* Criterion for negative refraction with low optical losses from a fundamental principle of causality /

M. I. Stockman // *Phys. Rev. Lett.* – 2007. – 98, Iss. 17. – P. 177404 (4 p.).

Рукопись поступила 23.10.2015 г.

S. L. Berdник, V. A. Katrich, V. I. Kiyko,
M. V. Nesterenko, Yu. M. Penkin

ENERGY CHARACTERISTICS OF A RECTANGULAR WAVEGUIDE T-JUNCTION INTERACTING WITH A MULTIELEMENT VIBRATOR-SLOT COUPLING STRUCTURE

The study of peculiarity of influence of the impedance insertions on the electrodynamic characteristics of the rectangular waveguide junctions, which are widely used in the antenna-waveguide devices, is important for practical applications. A mathematical model for *E*-plane T-junction of rectangular waveguides with a three-element vibrator-slot coupling structure was built using approximate analytical solutions of equations for induced currents by a generalized method of electro-magneto-motive forces. The distinctive feature of the model is the usage of variable surface impedance along the monopole axes and constant impedance, distributed over the end wall of the lateral semi-infinite waveguide. Multiparameter energy characteristics of the junction in the single-mode waveguides are presented including the case of metamaterial coating the end wall of the lateral waveguide. The possibility of efficient use of impedance coatings as control element for power division between the output waveguide junction arms is shown.

Key words: waveguide junction, impedance vibrator, resonant slot, impedance coating, metamaterial.

С. Л. Бердник, В. О. Катрич, В. І. Кийко,
М. В. Нестеренко, Ю. М. Пенкін

ЕНЕРГЕТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ Т-ПОДІБНОГО ЗЧЛЕНУВАННЯ ПРЯМОКУТНИХ ХВИЛЕВОДІВ З БАГАТОЕЛЕМЕНТНОЮ ВІБРАТОРНО-ЩІЛИННОЮ СТРУКТУРОЮ ЗВ'ЯЗКУ

Вивчення особливостей впливу імпедансних включень на електродинамічні характеристики зчленувань прямокутних хвилеводів, що широко використовуються в антенно-хвилевідних пристроях, є важливим для практичних застосувань. На основі наближеного аналітичного розв'язку системи рівнянь для струмів узагальненим методом наведених електромагніторухливих сил побудовано математичну модель *E*-площинного Т-подібного зчленування прямокутних хвилеводів з трьохелементною вибраторно-щілинною структурою зв'язку. Характерною особливістю моделі є одночасне врахування змінного уздовж осей монополів поверхневого імпедансу й сталого імпедансу, розподіленого на торці бічного напівнескінченного хвилеводу. Проведено багатопараметричні дослідження енергетичних характеристик зчленування в одномодовому режимі роботи хвилеводів, включаючи випадок покриття торця бічного хвилеводу шаром метаматеріалу. Проаналізовано можливість ефективного використання імпедансних покриттів як керуючих елементів розподілу потужності між вихідними плечами хвилевідного зчленування.

Ключові слова: хвилевідне зчленування, імпедансний вибратор, резонансна щілина, імпедансне покриття, метаматеріал.