УДК 621.372.85

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ И СИНТЕЗ ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА НА СЛОЖНЫХ РЕЗОНАНСНЫХ ДИАФРАГМАХ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

В. В. Земляков^{1*}, Г. Ф. Заргано¹, С. В. Крутиев¹, М. Ю. Тяглов²

¹ Южный федеральный университет, г. Ростов-на-Дону, Россия ² Шанхайский университет транспорта Цзяо Тун, г. Шанхай, Китай

Созданы волноводные полосно-пропускающие эллиптические фильтры. В качестве резонаторов фильтра использованы тонкие плоскопоперечные резонансные диафрагмы с апертурой в виде прямоугольного окна с двумя металлическими L-образными гребнями. Решена электродинамическая задача расчёта комплексной проводимости диафрагмы. Предложена эквивалентная схема резонансной диафрагмы и установлено соответствие геометрических размеров её апертуры параметрам схемы. Представлены результаты синтеза эллиптического фильтра для прямоугольного волновода WR137 с полосой пропускания 6,35÷6,83 ГГц по уровню –3 дБ. Продольный размер фильтра составил 34 мм, что обусловливает высокую компактность разработанного устройства.

ВВЕДЕНИЕ

Волноводные сверхвысокочастотные фильтры находят широкое применение в современных системах локации и связи, особенно в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн [1– 4] благодаря малым потерям энергии излучения и большой передаваемой его мощности. Основным недостатком волноводных фильтров являются их значительные габаритные размеры и вес. Для решения данной проблемы можно использовать переход от классических объёмных резонаторов к плоскопоперечным резонаторам, реализуемым чаще всего с помощью тонких металлических резонансных диафрагм. В этом случае диафрагма может быть представлена эквивалентной схемой колебательного контура. Для стандартной тонкой волноводной резонансной диафрагмы с прямоугольным окном эквивалентной схемой является параллельный колебательный контур, включённый параллельно в длинную линию. Недостатком такого резонатора является малая доступная добротность, что существенно ограничивает его применение при построении узкополосных фильтров и фильтров с высокой избирательностью. Для повышения добротности могут использоваться либо несколько прямоугольных окон в одной диафрагме [1, 2], либо окно со сложной, U- или C-образной, апертурой [2, 3]. При этом эквивалентная схема такой диафрагмы в рабочем диапазоне частот волновода по-прежнему будет представляться параллельным колебательным контуром.

При синтезе полосно-пропускающего фильтра чаще всего используется лестничная эквивалентная схема, которая может быть преобразована в схему последовательно расположенных параллельных колебательных контуров, соединённых инверторами сопротивлений [5, 6]. Используя данный подход, можно синтезировать, например, полосно-пропускающий фильтр Чебышёва или Баттерворта, однако для повышения избирательности наиболее предпочтительно использовать эллиптические фильтры [7] с пульсациями амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) не только в полосе пропускания, но и в полосе заграждения. Появление нулей в АЧХ волноводного фильтра обеспечивается, например, использованием в его эквивалентной схеме последовательных

В. В. Земляков, Г. Ф. Заргано, С. В. Крутиев, М. Ю. Тяглов

^{*} vvzem@yandex.ru

колебательных контуров, включённых параллельно в длинную линию [6], что заметно усложняет его топологию или вообще делает невозможной его практическую реализацию.

В работах [4, 8] было показано, что тонкая волноводная резонансная диафрагма с апертурой в виде прямоугольного окна с двумя центрально-симметричными L-образными металлическими гребнями обладает АЧХ, в которой одновременно имеются частоты, отвечающие полному пропусканию и полному отражению, что говорит о более сложной эквивалентной схеме такой диафрагмы и о присутствии как параллельного, так и последовательного колебательных контуров.

Целью данной работы является построение и анализ эквивалентной схемы тонкой волноводной резонансной диафрагмы с апертурой в виде прямоугольного окна с двумя центральносимметричными L-образными металлическими гребнями, а также разработка алгоритма синтеза на её основе простого и компактного полосно-пропускающего эллиптического фильтра.

1. РАСЧЁТ ПРОВОДИМОСТИ СЛОЖНОЙ ВОЛНОВОДНОЙ РЕЗОНАНСНОЙ ДИАФРАГМЫ

Рассмотрим тонкую плоскопоперечную металлическую диафрагму с апертурой сложной формы, помещённую в регулярном прямоугольном волноводе с воздушным заполнением, на которую падает основная волна [8]. Полное электрическое поле в волноводе со стороны падения основной волны (I) и с противоположной от диафрагмы стороны (II) является суперпозицией полей возбуждаемых распространяющихся и нераспространяющихся *H*- и *E*-волн и при заданной рабочей частоте имеет следующий вид:

$$\mathbf{E}^{\mathrm{I}}(x,y,z) = \mathbf{E}^{\mathrm{h}}_{1}(x,y) \exp(-j\gamma_{1}^{\mathrm{h}}z) + r_{1}^{\mathrm{h}}\mathbf{E}^{\mathrm{h}}_{1}(x,y) \exp(j\gamma_{1}^{\mathrm{h}}z) + \\ + \sum_{n=2}^{\infty} r_{n}^{\mathrm{h}}\mathbf{E}^{\mathrm{h}}h_{n}(x,y) \exp(\hat{\gamma}_{n}^{\mathrm{h}}z) + \sum_{k=1}^{\infty} r_{k}^{\mathrm{e}}\mathbf{E}^{\mathrm{e}}_{k}(x,y) \exp(\hat{\gamma}_{k}^{\mathrm{e}}z), \\ \mathbf{E}^{\mathrm{II}}(x,y,z) = t_{1}^{\mathrm{h}}\mathbf{E}^{\mathrm{h}}_{1}(x,y) \exp(-j\gamma_{1}^{\mathrm{h}}z) + \sum_{n=2}^{\infty} t_{n}^{\mathrm{h}}\mathbf{E}^{\mathrm{h}}_{n}(x,y) \exp(-\hat{\gamma}_{n}^{\mathrm{h}}z) + \sum_{k=1}^{\infty} t_{k}^{\mathrm{e}}\mathbf{E}^{\mathrm{e}}_{k}(x,y) \exp(-\hat{\gamma}_{k}^{\mathrm{e}}z),$$
(1)

где волна падает против направления оси z декартовых координат (x, y, z); $\mathbf{E}_q^a(x, y)$ — собственная векторная функция волновода для электрического поля волны a-типа $(a = \mathbf{h} - \mathbf{д} \mathbf{л} \mathbf{s} H$ -волн, $a = \mathbf{e} - \mathbf{d} \mathbf{n} \mathbf{s} E$ -волн) с порядковым номером $q = 1, 2, 3, \ldots, \gamma_q^a$ — постоянная распространения q-й волны a-типа, которая является либо действительной, либо мнимой величиной соответственно для распространяющихся и нераспространяющихся H- и E-волн: $\gamma_q^a = -j\hat{\gamma}_q^a = \sqrt{k^2 - k_q^2}, k$ — волновое число свободного пространства; k_q — критическое волновое число q-й волны.

Коэффициенты прохождения (t_q^a) и отражения (r_q^a) всех волн определяются из равенства $\mathbf{E}^{\mathrm{I}}(x,y) = \mathbf{E}^{\mathrm{II}}(x,y) = \mathbf{E}_{\mathrm{d}}(x,y)$ электрического поля на плоскопоперечной диафрагме в сечении z = 0 с учётом ортогональности собственных функций волновода:

$$1 + r_1^{\rm h} = \int_{\Omega} \mathbf{E}_{\rm d}(x, y) \rho_1^{\rm h} \mathbf{E}_1^{\rm h}(x, y) \,\mathrm{d}\Omega,$$
$$r_q^a = \int_{\Omega} \mathbf{E}_{\rm d}(x, y) \rho_q^a \mathbf{E}_q^a(x, y) \,\mathrm{d}\Omega, \qquad t_q^a = \int_{\Omega} \mathbf{E}_{\rm d}(x, y) \rho_q^a(x, y) \,\mathrm{d}\Omega, \tag{2}$$

где $\mathbf{E}_{d}(x, y)$ — электрическое поле на плоскопоперечной диафрагме с апертурой Ω , по которой проводится интегрирование, ρ_{q}^{a} — нормировочный множитель, который с учётом ортогональности

собственных функций волновода определяется по формуле

$$(\rho_q^a)^{-1} = \int_{\Omega} \mathbf{E}_q^a(x, y) \mathbf{E}_q^a(x, y) \,\mathrm{d}\Omega.$$
(3)

Далее воспользуемся известным выражением для нормированной проводимости, записанной в комплексной форме [8]:

$$G + jB = (1 - r_1^{\rm h})/(1 + r_1^{\rm h}).$$
(4)

Приравнивая касательные составляющие магнитного поля на апертуре диафрагмы Ω , придадим полученному интегральному уравнению (4) вариационную форму для G + jB из

$$G + jB = 1 + j \left(-2\sum_{n=2}^{\infty} \hat{\gamma}_{n}^{h} W_{n}^{h} + 2\sum_{k=1}^{\infty} \frac{k^{2}}{\hat{\gamma}_{k}^{e}} W_{k}^{e} \right) / \gamma_{1}^{h} W_{1}^{h},$$
(5)

где $W_q^a = \rho_q^a \left[\int_{\Omega} \mathbf{E}(x, y) \mathbf{E}_q^a(x, y) \, \mathrm{d}\Omega \right]^2.$

Комплексная проводимость, характеризующая плоскопоперечную диафрагму в месте её размещения, является стационарным функционалом для малых изменений неизвестного электрического поля $\mathbf{E}(x, y)$. На приведённый функционал (5) не налагаются ограничения, связанные с сечением волновода и апертурой диафрагмы.

Будем решать интегральное уравнение методом Галёркина. Запишем электрическое поле $\mathbf{E}_{d}(x, y)$ основной волны на апертуре диафрагмы как разложение в ряд с неизвестными коэффициентами U_i по собственным электрическим функциям $\mathbf{Q}_i(x, y)$ с учётом граничных условий на металлическом контуре апертуры:

$$\mathbf{E}_{\mathrm{d}}(x,y) = \sum_{i=1}^{N} U_i \mathbf{Q}_i(x,y).$$
(6)

В результате для U_i получим неоднородную систему линейных алгебраических уравнений:

$$\sum_{i=1}^{N} D_{ti} U_i = a_t, \qquad t = 1, 2, 3, \dots, N,$$
(7)

где

$$D_{ti} = \gamma_1^{\rm h} \rho_1^{\rm h} \Phi_{ti1}^{\rm h} + j \left(-\sum_{=2}^{\infty} \hat{\gamma}_n^{\rm h} \rho_n^{\rm h} \Phi_{tin}^{\rm h} + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k^2}{\hat{\gamma}_k^{\rm e}} \rho_k^{\rm e} \Phi_{tik}^{\rm e} \right),$$
$$a_t = \gamma_1^{\rm h} \int_{\Omega} \mathbf{Q}_t(x, y) \mathbf{E}_1^{\rm h}(x, y) \,\mathrm{d}\Omega,$$
$$\Phi_{tiq}^a = \int_{\Omega} \mathbf{Q}_t(x, y) \mathbf{E}_q^a(x, y) \,\mathrm{d}\Omega \int_{\Omega} \mathbf{Q}_i(x, y) \mathbf{E}_q^a(x, y) \,\mathrm{d}\Omega.$$
(8)

Решая неоднородную систему (7), определяем коэффициенты разложения U_i и вычисляем электрическое поле $\mathbf{E}_{d}(x, y)$ (6) в окне неоднородности. По известному $\mathbf{E}_{d}(x, y)$ находим нормированную проводимость диафрагмы G + jB (5) для падающей основной волны.

В. В. Земляков, Г. Ф. Заргано, С. В. Крутиев, М. Ю. Тяглов



Рис. 1. Поперечное сечение резонансной диафрагмы



Рис. 2. Зависимость мнимой части нормированной проводимости резонансной диафрагмы от частоты и её эквивалентная схема

2. ПОСТРОЕНИЕ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ СХЕМЫ СЛОЖНОЙ ВОЛНОВОДНОЙ РЕЗОНАНСНОЙ ДИАФРАГМЫ

Рассмотрим тонкую плоскопоперечную металлическую резонансную диафрагму с апертурой в виде прямоугольного окна с двумя центрально-симметричными L-образными гребнями (см. рис. 1). Проведём расчёт нормированной проводимости данной диафрагмы по вышеизложенной методике. При этом необходимо с высокой точностью знать выражения для собственных функций $\mathbf{Q}_i(x, y)$ электрического поля основной волны на апертуре диафрагмы. Решение задачи на собственные значения для прямоугольного волновода с двумя L-образными гребнями подробно описано в работах [9, 10] и реализовано методом частичных областей с учётом особенности электрического поля на острых металлических рёбрах [11, 12].

Будем использовать стандартный прямоугольный волновод WR137 с поперечным сечением $a \times b = 35 \times 15$ мм и диафрагму с размерами: l = 14 мм, h = 6 мм, s = 9,45 мм, c = 1,6 мм, пириной L-гребня в основании 1,75 мм, в горизонтальной части 1 мм. Зависимость B(f) мнимой части нормированной проводимости от частоты для такой тонкой диафрагмы показана сплошными линиями на рис. 2. Из него видно, что зависимость B(f) имеет две характерные точки — нуль и разрыв второго рода, что соответствует частотам параллельного и последовательного резонанса эквивалентной схемы колебательного контура. Учитывая характерные особенности представления волноводных элементов, в качестве эквивалентной схемы исследуемой диафрагмы предложено использовать последовательно-параллельную схему, приведённую на рис. 2. Зависимость мнимой части проводимости от круговой частоты ω для неё описывается выражением

$$\tilde{B}(\omega) = \frac{\omega^2 (L_1 + L_2)C - 1}{\omega L_2 (1 - \omega^2 L_1 C)},$$
(9)

причём для волноводной линии с учётом модовой дисперсии необходимо положить $\omega = 2\pi \sqrt{f^2 - f_c^2}$, где f_c — критическая частота основной волны прямоугольного волновода.

Используя выражение (9) и зависимость, приведённую на рис. 2, можно решить задачу поиска значений элементов эквивалентной схемы путём минимизации целевой функции

$$F(f) = |B(f) - \dot{B}(f)|.$$
(10)

В. В. Земляков, Г. Ф. Заргано, С. В. Крутиев, М. Ю. Тяглов



Рис. 3. Зависимость мнимой части нормированной проводимости резонансной диафрагмы от частоты (номера линий объясняются в табл. 1)

			1	
Номер	Размеры	$L_1,$	$L_2,$	C,
линий	диафрагмы,	пГн	пГн	πФ
на рис. 3	MM			
1	как на рис. 2	8,82	9,90	$122,\!1$
2	l = 15,75	$9,\!86$	$16,\!58$	$109,\!6$
3	s = 8,75	8,19	9,93	100,4
4	h = 6,65	11,26	9,83	85,6

Таблица 1

Поскольку частоты параллельного (ω_1) и последовательного (ω_2) резонансов равны

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{(L_1 + L_2)C}}, \qquad \omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_1C}}, \qquad (11)$$

минимизация целевой функции проводится только по одному любому свободному параметру $(L_1, L_2$ или C), что обеспечивает поиск глобального минимума и однозначное определение значений

индуктивностей и ёмкости эквивалентной схемы. Так, для зависимости, приведённой на рис. 2, эти значения составили $L_1 = 8,82$ пГн, $L_2 = 9,90$ пГн, C = 122,1 пФ. Соответствующая эквивалентная зависимость (9) показана на рис. 2 маркерами и близка к B(f).

Приведём далее результаты исследований влияния геометрических размеров апертуры резонансной диафрагмы на эквивалентные параметры электрической схемы. На рис. 3 приведены графики зависимостей мнимой части нормированной проводимости от частоты для других размеров апертуры по сравнению с приведёнными для рис. 2, а в табл. 1 представлены значения соответствующих эквивалентных параметров электрической схемы. Исследования показали, что, например, параметр l в большей степени влияет на значение индуктивности L_2 , а изменение параметров s и h приводит к одновременному изменению индуктивности L_1 и ёмкости C.

Данные зависимости достаточно хорошо объясняются с точки зрения известных законов, в частности для случая простого прямоугольного окна параметры l и h оказывают аналогичные

В. В. Земляков, Г. Ф. Заргано, С. В. Крутиев, М. Ю. Тяглов



Рис. 4. Эквивалентная схема эллиптического фильтра

влияния на них, а уменьшение параметра *s* приводит к уменьшению индуктивности *L*-образных шлейфов и одновременно к уменьшению площади образованного ими эквивалентного плоского конденсатора.

Таким образом, можно говорить об обеспечении достаточно однозначного для задачи синтеза фильтра соответствия между топологией волноводной резонансной диафрагмы и элементами её эквивалентной электрической схемы.

3. СИНТЕЗ ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА

Как было сказано выше, эллиптический фильтр, или фильтр Кауэра, — это фильтр с пульсациями АЧХ как в полосе пропускания, так и в полосе заграждения. Величина пульсаций в каждой из полос независима друг от друга. Отличительной особенностью такого фильтра является очень крутой спад амплитудной характеристики, поэтому с помощью него можно достигать более эффективного разделения частот, чем с помощью других линейных фильтров. Амплитудночастотная характеристика прототипа эллиптического фильтра низких частот является функцией круговой частоты ω и задаётся выражением [7]

$$K(\omega) = \frac{1}{\sqrt{1 + \varepsilon^2 R_n^2(\xi, \omega/\omega_0)}},$$
(12)

где R_n — рациональная эллиптическая функция *n*-го порядка, ω_0 — частота среза, ε — показатель пульсаций, ξ — показатель селективности. Значение показателя пульсаций ε определяет пульсации в полосе пропускания, пульсации же в полосе подавления зависят как от показателя пульсаций, так и от показателя селективности ξ .

Используя программу Nuhertz Filter Solutions, рассчитаем эквивалентную электрическую схему эллиптического фильтра третьего порядка с полосой пропускания 7,5 % и уровнем затухания в полосе пропускания -20 дБ (см. рис. 4a). Амплитудно-частотная характеристика синтезированного фильтра приведена на рис. 5 ($|S_{21}|$ — сплошная линия, $|S_{11}|$ — штриховая линия) до преобразования частот с учётом модовой дисперсии волновода, как это было сделано для формулы



Рис. 5. Амплитудно-частотная характеристика эллиптического фильтра-прототипа



Рис. 6. Зависимость мнимой части нормированной проводимости двухчастотного резонатора от частоты

(9). Перейдём далее от ступенчатой схемы к схеме последовательно-параллельных колебательных контуров, включённых параллельно в длинную линию (см. рис. 46). При этом в последнем варианте в схему необходимо включить инверторы сопротивлений, роль которых для волноводного фильтра могут играть четвертьволновые отрезки волновода.

Поскольку рассматриваемая в данной работе тонкая диафрагма может при определённых размерах её апертуры моделироваться как последовательным, так и параллельным колебательным контуром, то будем использовать её для реализации построенной АЧХ фильтра.



Рис. 7. Амплитудно-частотная характеристика волноводного фильтра в сравнении с результатами эксперимента

1136

Рассчитаем геометрические размеры резонансных диафрагм в соответствии с их эквивалентными параметрами для каждого резонатора эквивалентной схемы, используя минимизацию целевой функции (10). Важно отметить, что если крайние резонаторы схемы фильтра представляют собой параллельные колебательные контуры, то два внутренних резонатора — последовательные, причём они непосредственно соединяются друг с другом и могут располагаться в волноводе в одном поперечном сечении, а следовательно, могут быть реализованы в рамках одной резонансной диафрагмы. Зависимость мнимой части нормированной проводимости от частоты для такой диафрагмы приведена на рис. 6 и имеет два разрыва в нулях АЧХ фильтра (см. рис. 5) и нуль в центре его полосы пропускания.

Для реализации двух различных последовательных резонансов с помощью одной диафрагмы предлагается использовать вместо симметричных *L*-образных гребней гребни с различными размерами. Как видно из рис. 3, изменение геометрического параметра *s* обеспечивает одну из наиболее широких вариаций данной резонансной частоты.

Амплитудно-частотная характеристика волноводного полосно-пропускающего фильтра, синтезированного по вышеизложенной методике, приведена на рис. 7 ($|S_{21}|$ — сплошная линия, $|S_{11}|$ штриховая линия) в сравнении с результатами измерений (маркеры) аналогичной характеристики для изготовленного фильтра-прототипа, представленного на рис. 8 (на рис. 8*a* показаны крайние

В. В. Земляков, Г. Ф. Заргано, С. В. Крутиев, М. Ю. Тяглов



Рис. 8. Элементы волноводного эллиптического фильтра на сложных диафрагмах

диафрагмы, на рис. 86 — центральная диафрагма, на рис. 86 — все элементы фильтра, в том числе четвертьволновые отрезки прямоугольного волновода и коаксиально-волноводные переходы). Продольный размер фильтра составил всего 34 мм, что соответствует 0,75 рабочей длины волны. Полоса пропускания по уровню –3 дБ равна 6,35÷6,83 ГГц (или 7,5%), а коэффициент прямоугольности по уровням –3 и –20 дБ составил 0,72, что говорит о достаточно высокой избирательности созданного фильтра и возможности её дальнейшего улучшения благодаря наличию нулей в его АЧХ. Измеренное ослабление проходящего сигнала в полосе пропускания не превышает 0,5 дБ и обусловлено омическими потерями и погрешностями при сборке фильтра.

Как видно из рис. 7, предложенный алгоритм синтеза обеспечивает хорошее согласие с теоретической АЧХ эллиптического фильтра. При этом необходимо учитывать, что форма АЧХ

В. В. Земляков, Г. Ф. Заргано, С. В. Крутиев, М. Ю. Тяглов

одиночной резонансной диафрагмы не обладает идеальной симметрией относительно резонансной частоты, что приводит к нарушению симметрии и в итоговой АЧХ фильтра. Представленный трёхрезонаторный фильтр демонстрирует возможность создания эллиптических фильтров на сложных резонансных диафрагмах, однако является фильтром малого порядка и для улучшения его характеристик, в первую очередь в полосе заграждения, необходимо увеличение числа резонаторов.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные результаты иллюстрируют возможность использования тонкой волноводной резонансной диафрагмы с апертурой в виде прямоугольного окна с двумя *L*-образными металлическими гребнями в качестве последовательных и параллельных резонаторов при синтезе волноводных эллиптических фильтров. При этом данную диафрагму удаётся описать эквивалентной электрической схемой и установить соответствие между её геометрическими размерами и параметрами этой схемы. Предложенный алгоритм позволяет синтезировать достаточно компактные устройства, например для прямоугольного волновода WR 137 продольный размер трёхкаскадного эллиптического фильтра составил всего 34 мм.

Работа выполнена при поддержке программы «The Joint NSFC-ISF Research Program», финансируемой совместно с Государственным фондом естественных наук Китая (National Natural Science Foundation of China) и Научным фондом Израиля (Israel Science Foundation), проект 11561141001.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Stefanovski S. L., Potrebić M. M., Tošić D. V. // J. Optoelectron. Advanced Materials. 2014. V. 16, No. 3–4. P. 486.
- Kirilenko A. A., Rud L. A., Senkevich S. // IEEE Trans. Microwave Theory Techn. 1994. V. 42, No. 7. P. 1387.
- 3. Bahrami H., Hakkak M. // Progress Electromagn. Res. 2008. V. 80. P. 107.
- Земляков В. В., Заргано Г. Ф., Крутиев С. В. // Радиотехника и электроника. 2015. Т. 60, № 12. С. 1 231.
- Hinojosa J., Quesada-Pereira F. D., Bozzi M., Alvarez-Melcon A. // Int. J. Circuit Theory Appl. 2015. V. 43, No. 10. P. 1 431.
- 6. Xiao F. // Int. J. Circuit Theory. Appl. 2016. V. 44, No. 8. P. 1514.
- 7. Лэм Г. Аналоговые и цифровые фильтры. М: Мир, 1982. 592 с.
- 8. Земляков В. В., Заргано Г. Ф. // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58, № 7. С. 560.
- Заргано Г.Ф., Земляков В.В., Кривопустенко В.В. // Радиотехника и электроника. 2011. Т. 56, № 3. С. 285.
- 10. Guha D., Saha P.K. // IEEE Trans. Microwave Theory Technique. 1992. V. 40, No. 4. P. 777.
- 11. Заргано Г. Ф., Ляпин В. П., Михалевский В. С. и др. Волноводы сложных сечений. М.: Радио и связь, 1986. 124 с.
- 12. Миттра Р., Ли С. Аналитические методы теории волноводов. М.: Мир, 1974. 328 с.

Поступила в редакцию 24 апреля 2018 г.; принята в печать 25 декабря 2018 г.

ELECTRODYNAMIC ANALYSIS AND SYNTHESIS OF AN ELLIPTICAL FILTER BASED ON COMPLEX RESONANCE DIAPHRAGMS IN A RECTANGULAR WAVEGUIDE

V. V. Zemlyakov, G. F. Zargano, S. V. Krutiev, and M. Yu. Tyaglov

We have synthesized elliptical waveguide passband filters. The resonators of the filter are thin planetransverse resonance diaphragms with the aperture shaped as a rectangular window with two metal L-shaped ridges. The electrodynamic problem of calculating the complex conductivity of the diaphragm is solved. An equivalent scheme of the resonance diaphragm is proposed, and the correspondence of the geometric size of its aperture to the parameters of the scheme is confirmed. The results of synthesis of the elliptical filter for the WR137 rectangular waveguide with a passband of 6.35–6.83 GHz at a level of -3 dB are presented. The longitudinal size of the filter is 34 mm, which ensures the small size of the developed device.