

## Полосно-пропускающие фильтры на плоско-поперечных сдвигах Н-волноводов, выполненные по SIW-технологии

Г.Ф. Заргано, В.В. Земляков, С.В. Крутиев

Южный федеральный университет  
344006, Российская Федерация, г. Ростов-на-Дону  
ул. Большая Садовая, 105/42

Рассмотрен новый тип волноводных элементов – SIW (Substrate Integrated Waveguide) – для включения в структуру многослойных интегральных микросхем. Показаны возможности перехода на волноводы сложного сечения, реализованные на SIW. В качестве примера рассмотрена реализация полосно-пропускающего фильтра на плоско-поперечных сдвигах Н-волноводов в классическом цельнометаллическом исполнении и в SIW исполнении. Расчет электродинамических характеристик классического Н-волновода осуществлялся методом частичных областей с учетом особенности электромагнитного поля на ребре. Переход от классических волноводов к SIW осуществлялся с применением аппроксимационных эмпирических формул.

*Ключевые слова:* полосно-пропускающие фильтры, плоско-поперечные сдвиги Н-волноводов, SIW-технология.

### Введение

Современные микроэлектронные технологии позволяют создавать многослойные интегральные микросхемы с возможностью включения в их структуру трехмерных элементов, в частности прямоугольных волноводов и объемных резонаторов на их основе. Такая технология производства получила название SIW (Substrate Integrated Waveguide) – интегрированный в подложку волновод, который представляет собой волноводно подобную структуру, созданную двумя рядами металлических цилиндров, соединяющих две металлические пластины и ограничивающих диэлектрическую подложку. С помощью SIW-технологии непланарный волновод может быть изготовлен в планарной форме.

Преимущество SIW-технологии заключается в том, что она сохраняет все положительные качества классических волноводов: возможность передачи больших мощностей, малые потери, полностью экранированную структуру, высокую добротность резонаторов, – приобретая свойства микрополосковых структур: малые линейные размеры и вес, низкую стоимость и упрощенную технологию производства.

Важная особенность SIW-технологии состоит в том, что имеется возможность размещения всех элементов на одной диэлектрической подложке, включая пассивные компоненты, активные элементы и даже антенны. SIW-технология

может быть успешно использована для создания таких устройств, как фильтры, направленные ответвители, фазовращатели, усилители, антенны и фазированные антенные решетки [1].

Фильтры, выполненные на классических волноводах, широко применяются в антенной технике и измерительном оборудовании. Одним из важных преимуществ фильтров, выполненных на волноводах, является минимальный уровень потерь, а следовательно, высокая добротность, особенно в сантиметровом и миллиметровом диапазоне длин волн [2; 3].

Хорошо известно, что применение волноводов сложного сечения позволяет существенно улучшить характеристики многих СВЧ-устройств. Например, по сравнению с прямоугольными волноводами П- и Н-волноводы обладают широкой полосой одномодового режима, а также меньшими массогабаритными характеристиками и малым волновым сопротивлением [4; 5].

Популярным подходом при построении волноводных полосно-пропускающих фильтров является применение плоско-поперечных неоднородностей в виде тонких диафрагм, стыков, сдвигов [6; 7]. Реализация фильтров на сдвигах волноводов в классическом исполнении, особенно на волноводах сложного сечения, трудно выполнима технологически, и поэтому она не имела широкого практического применения. В настоящее время с появлением SIW-техно-

гии и возможности интеграции в многослойные структуры волноводных элементов изготовление фильтров на плоско-поперечных сдвигах волноводов приобретает высокую актуальность.

Как показано в работе [1], существует возможность эффективно использовать при синтезе устройств, реализованных по SIW-технологии, в качестве начального приближения результаты синтеза для их цельнометаллических аналогов (устройств-прототипов). Таким образом, в данной работе осуществляется переход от классической структуры волноводного фильтра к фильтру, реализованному по SIW-технологии.

Процедуры анализа и синтеза полосно-пропускающего фильтра на цельнометаллическом Н-волноводе реализованы с применением авторских алгоритмов [4–7], основанных на строгих электродинамических методах: методе частичных областей с учетом особенности электромагнитного поля на ребре, методе интегральных уравнений и вариационном методе.

### 1. Электродинамический анализ одиночных и связанных плоско-поперечных неоднородностей в гребневых волноводах

Рассматривается произвольная волна с порядковым номером  $p$  из спектра собственных волн волноводов сложного сечения с воздушным заполнением, падающая на плоско-поперечную неоднородность в положительном направлении оси  $z$  [4]. Потери энергии волн в металле не учитываем. Векторное электрическое поле в волноводе падающей на неоднородность волны имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \vec{E}_p^{Ia}(x, y, z) = & \left[ \vec{e}_x E_{px}^{Ia}(x, y) + \vec{e}_y E_{py}^{Ia}(x, y) + \right. \\ & \left. + \vec{e}_z E_{pz}^{Ia}(x, y) \right] e^{-j\gamma_p^{Ia} z}. \end{aligned} \quad (1)$$

Постоянная распространения  $p$ -волны в волноводе  $\gamma_p^{Ia}$  будет действительной величиной для распространяющихся и мнимой для нераспространяющихся типов волн:  $\gamma_p^{ba} = -j\hat{\gamma}_p^{ba} = \sqrt{(k^2 - k_p^2)}$ ,  $\hat{\gamma}_p^{ba} = \sqrt{k_p^2 - k^2}$ ,  $k$  – волновое число свободного пространства;  $k_p$  – критическое волновое число волны  $p$ . Временная зависимость выбрана в виде  $e^{j\omega t}$ ;  $b = I, II$  – номер волновода;  $a = h, e$  – индекс обозначающий принадлежность к классу Н- или Е-волн соответственно. Полное электрическое поле в возбуждающем (I) и возбуждаемом (II)

волноводах является суперпозицией электрического поля основной волны, электрических полей распространяющихся при данном значении рабочей частоты Н- и Е-волн и электрических полей не распространяющихся высших типов Н- и Е-волн, возбуждаемых вблизи неоднородности [6].

Коэффициенты отражения  $r_{qp}^{ba}$  и прохождения  $t_{qp}^{ba}$  всех волн находятся из условия равенства электрического поля  $\vec{E}^I(x, y) = \vec{E}^{II}(x, y) = \vec{E}_p(x, y)$  на апертуре неоднородности с учетом ортогональности собственных векторных функций волноводов:

$$\begin{aligned} 1 + r_{pp}^{Ia} &= \int_s \vec{E}_p(x, y) \rho_p^{Ia} \vec{E}_p^{Ia}(x, y) ds, \\ r_{qp}^{Ia} &= \int_s \vec{E}_p(x, y) \rho_q^{Ia} \vec{E}_q^{Ia}(x, y) ds, \\ t_{qp}^{IIa} &= \int_s \vec{E}_p(x, y) \rho_q^{IIa} \vec{E}_q^{IIa}(x, y) ds, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\vec{E}_p(x, y)$  – неизвестное векторное электрическое поле на апертуре неоднородности  $s$ ;  $\rho_q^{ba}$  – нормировочный множитель, определяемый из условия ортогональности собственных векторных функций. Интегрирование в выражениях (2) производится только по апертуре неоднородности  $s$ .

Используя условие непрерывности касательных составляющих магнитного поля на отверстии неоднородности  $s$ , получаем интегральное уравнение, преобразуя которое [6], имеем в вариационной форме выражение для комплексной нормированной проводимости  $G + jB$  в месте неоднородности, учитывающее появление волн, распространяющихся и не распространяющихся в обе стороны от неоднородности:

$$\begin{aligned} G + jB = & \left[ \theta_p^{IIa} W_{pp}^{IIa} + \sum_{n=1}^{M^{Ih}} \gamma_n^{Ih} W_{pn}^{Ih} + \right. \\ & + \sum_{n=1}^{M^{IIh}} \gamma_n^{IIh} W_{pn}^{IIh} + \sum_{k=1}^{M^{Ie}} \frac{k^2}{\gamma_k^{Ie}} W_{pk}^{Ie} + \\ & + \sum_{k=1}^{M^{IIe}} \frac{k^2}{\gamma_k^{IIe}} W_{pk}^{IIe} + j \left( - \sum_{n=M^{Ih}+1}^{\infty} \hat{\gamma}_n^{Ih} W_{pn}^{Ih} - \right. \\ & - \sum_{n=M^{IIh}+1}^{\infty} \hat{\gamma}_n^{IIh} W_{pn}^{IIh} + \sum_{k=M^{Ie}+1}^{\infty} \frac{k^2}{\hat{\gamma}_k^{Ie}} W_{pk}^{Ie} - \\ & \left. \left. + \sum_{k=M^{IIe}+1}^{\infty} \frac{k^2}{\hat{\gamma}_k^{IIe}} W_{pk}^{IIe} \right) \right] / \theta_p^{Ia} W_{pp}^{Ia}, \end{aligned}$$

где

$$W_{pq}^{ba} = \left( \int_s \bar{E}_p(x, y) \bar{E}_q^{ba}(x, y) ds \right)^2 \rho_q^{ba},$$

$$\theta_p^{ba} = \begin{cases} k^2, & a = e, \\ \gamma_p^{ba}, & a = h. \end{cases} \quad (3)$$

Комплексная проводимость  $G_p + jB_p$  в месте неоднородности ( $z = 0$ ) нормирована на волновую проводимость падающей в  $I$ -м волноводе волны и представляет функционал, стационарный относительно малых вариаций векторного электрического поля  $\bar{E}_p(x, y)$  на апертуре неоднородности. Представленный функционал (3) не содержит ограничений ни на форму волновода, ни, что особенно важно, на форму апертуры неоднородности.

Представляя неизвестное векторное электрическое поле  $\bar{E}_p(x, y)$  в отверстии неоднородности  $s$  в виде

$$\bar{E}_p(x, y) = \sum_{i=1}^N U_{ip} \bar{Q}_i(x, y), \quad (4)$$

где  $U_{ip}$  – неизвестные коэффициенты разложения поля  $p$ -й волны;  $\bar{Q}_i(x, y)$  – электрические собственные векторные ортонормированные функции, удовлетворяющие граничным условиям на контуре апертуры неоднородности, и решая методом Галеркина интегральное уравнение, получаем систему линейных неоднородных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов разложения  $U_{ip}$  [4], знание которых позволяет вычислить электрическое поле (4) на апертуре неоднородности.

Зная  $\bar{E}_p(x, y)$ , рассчитываем комплексную нормированную проводимость в месте плоско-поперечной неоднородности для каждой из падающих на неоднородность волн. Знание величины комплексной проводимости, рассчитанной для каждой из электромагнитных волн, падающих на неоднородность, позволяет проанализировать влияние плоско-поперечной неоднородности на характер прохождения волны в волноводном тракте.

Используя теорию цепей, можно представить плоско-поперечную неоднородность в волноводе сложного сечения в виде многополюсника с числом  $M$  входов и выходов, равным числу падающих на неоднородность волн в каждом волноводе. Такой многополюсник описывается нормированной обобщенной многоволновой матрицей

рассеяния, которая может быть представлена в виде четырехклеточной матрицы, связь между элементами которой и коэффициентами отражения  $r_{qp}^{ba}$  и прохождения;  $t_{qp}^{ba}$  падающих на неоднородность волн определяется соотношениями, приведенными в [4].

Используя формулы для матриц рассеяния каждого из соединяемых многополюсников, получаем матрицу рассеяния в случае каскадного соединения двух и более многополюсников.

Если плоско-поперечные неоднородности располагаются близко друг от друга и соединяются короткими отрезками волноводов, то взаимодействие соответствующих многополюсников происходит как по распространяющимся волнам, так и по высшим нераспространяющимся волнам.

Аналитические выражения для электромагнитных полей и критические волновые числа для волноводов со сложной формой поперечного сечения были получены на основе метода частичной области с учетом особенности поведения электромагнитного поля вблизи ребра [5].

## 2. Синтез полосно-пропускающих фильтров на плоско-поперечных сдвигах

Процедура синтеза полосно-пропускающего фильтра осуществляется в два этапа. На первом этапе производится аппроксимация частотной характеристики фильтра с применением полиномов Чебышева; далее осуществляется расчет соответствующих проводимостей плоско-поперечных сдвигов для формирования резонаторов и четверть волновых связей с заданными параметрами, и наконец, определяются геометрические параметры волноводного фильтра. Этот этап можно назвать этапом радиотехнического синтеза.

Однако за счет того, что в волноводе существуют критический режим работы, многомодовый режим, взаимодействие неоднородностей по всему спектру волноводных мод в области ближнего поля, а также за счет того, что волновод – это линия передачи с дисперсией, эффективно использовать прототип фильтра на сосредоточенных элементах во всем рабочем диапазоне частот не удастся. Таким образом, на втором этапе необходимо дополнительно применить алгоритмы прямого многопараметрического синтеза, взяв результаты первого этапа в качестве начального приближения.

В качестве базовой модели полосно-пропускающего фильтра выбираем модель каскадного соединения проходных резонаторов [2; 3], в которой каждый резонатор представлен отрезком регулярной линии передачи между двумя неоднородностями. Для аппроксимации АЧХ-фильтра будем использовать характеристику Чебышева.

Для фильтра нижних частот:

$$L(\Omega) = 10 \lg[1 + h^2 T_n^2(\Omega)], \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (5)$$

где  $T_n(x)$  – полином Чебышева первого рода степени  $n$ .

Переход к другим значениям граничной частоты и другим видам фильтров, в частности к полосно-пропускающим фильтрам, производится с помощью замен частотной переменной  $\Omega$ :

$$\Omega = \frac{1}{W} \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right),$$

$$W = \frac{\omega_{П2} - \omega_{П1}}{\omega_0}, \quad (6)$$

$$\omega_0 = \sqrt{\omega_{П1} \omega_{П2}},$$

где  $W$  – относительная ширина полосы пропускания;  $\omega_0$  – центральная частота;  $\omega_{П1}$ ,  $\omega_{П2}$  – нижняя и верхняя частоты среза ППФ.

Так как на СВЧ все элементы фильтров на сосредоточенных постоянных заменяются элементами на распределенных постоянных, то основы синтеза фильтров с сосредоточенными постоянными легко могут быть распространены на фильтры с распределенными постоянными, если определять параметры звеньев фильтра через их добротности.

Выражение двусторонней нагруженной добротности  $i$ -го звена приводит к единому уравнению для последовательной и параллельной цепей.

$$Q_i = \frac{g_i}{2W}, \quad (7)$$

где  $g_i$  – единая переменная, имеющая смысл сопротивления элемента эквивалентной цепи фильтра низких частот.

Для Чебышевских фильтров с нечетным числом звеньев и заданным допуском на рассогласование в полосе пропускания  $|\Gamma|_{\max}$  нагруженные добротности рассчитаны и приведены в таблицах [3] с целью облегчения инженерных расчетов.

Вместе с тем [2] нагруженную добротность проходного резонатора, ограниченного, к примеру, такими плоско-поперечными неоднородностями, как сдвиги, можно выразить через параметры эквивалентной схемы (рис. 1)

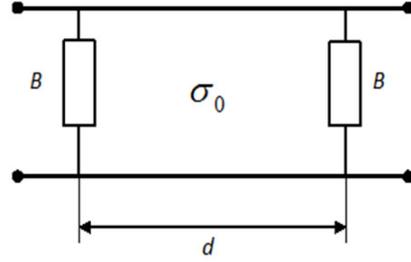


Рис. 1. Эквивалентная схема проходного резонатора

$$Q_i = \frac{B_{0i}}{2} \sqrt{1 + \frac{B_{0i}^2}{4} \frac{\gamma_0 d_i}{1 - (\omega_{кр}/\omega_0)^2}}, \quad (8)$$

где  $B_{0i}$  – реактивная часть проводимости  $i$ -го резонатора при их каскадном соединении и  $\gamma_0 d = \omega_0 d / v_f$  – электрическая длина резонатора на резонансной частоте.

Используя условие резонанса структуры, описываемой схемой на рис. 1,

$$B_i(\omega_0) = 2 \operatorname{ctg} \gamma_{oe}^{1h}(\omega_0) d_i, \quad (9)$$

определяем

$$\gamma_{oe}^{1h}(\omega_0) d_i = \operatorname{arctg} \frac{2}{B_i(\omega_0)} + k\pi, \quad k = 1, 2, \dots \quad (10)$$

Таким образом, имеем два уравнения (8) и (9), при совместном решении которых и рассчитанных  $Q_i$  можно определить реактивные проводимости  $B_{0i}$  и длину проходных резонаторов на частоте  $\omega_0$ .

В качестве длины резонатора часто используют значения электрической длины  $\gamma_{oe}^{1h}(\omega_0) d_i \sim \pi$ , т. е.  $d_i \sim \Lambda_0 / 2$ .

В результате

$$Q_i = \frac{B_{0i}}{2} \sqrt{1 + \frac{B_{0i}^2}{4} \frac{\operatorname{arctg} \frac{2}{B_i(\omega_0)} + k\pi}{1 - (\omega_{кр}/\omega_0)^2}}. \quad (11)$$

Так из решения этого трансцендентного уравнения находятся  $B_{0i}$  и из уравнения (11) – длины резонаторов

$$d_i = \frac{1}{\sqrt{k_0^2 - (k_{oe}^{1h})^2}} \left( \operatorname{arctg} \frac{2}{B_i(\omega_0)} + k\pi \right), \quad (12)$$

длины соединительных отрезков между резонаторными звеньями:

$$d_{i(i+1)} = (2m - 1) \frac{\Lambda_0}{4} - k \frac{\Lambda_0}{2} + \frac{d_i + d_{i+1}}{2}. \quad (13)$$

На заключительном этапе осуществляется попытка найти размеры каждой  $i$ -й неоднородности, при которых мнимая часть ее шунтирующей проводимости на частоте  $\omega_0$  была с определенной точностью равна  $B_{0i}$ . Для сдвигов

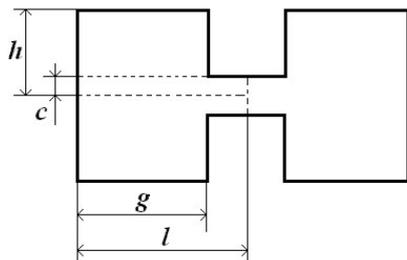
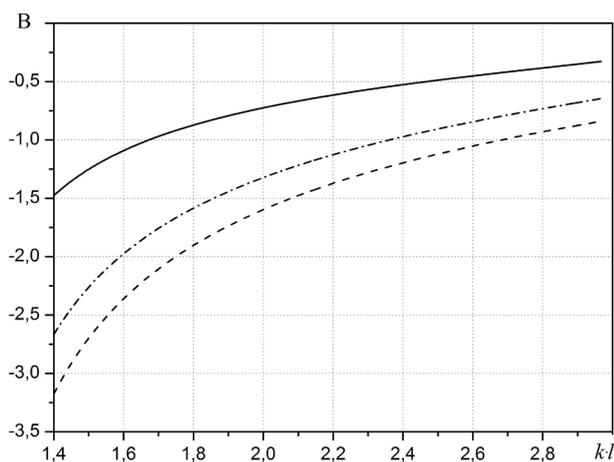


Рис. 2. Поперечное сечение Н-волновода

Рис. 3. Зависимость мнимой части проводимости  $B$  плоско-поперечного сдвига Н-волноводов от  $kl$ 

в волноводе сложного сечения приходится синтезировать размеры, используя зависимость  $B_{0i} = B_{0i}(\omega_0, L_i)$ , где  $L_i$  – вектор геометрических параметров  $i$ -й неоднородности.

### 3. Результаты синтеза полосно-пропускающих фильтров

В качестве примера рассмотрим Н-волновод с размерами (рис. 2):  $g/l = 0.843$ ,  $h/l = 0.25$ ,  $c/l = 0.1$ . Для реализации процедуры синтеза фильтра проведем исследования проводимости  $B$  сдвига двух Н-волноводов вдоль горизонтальной оси. На рис. 3. представлена зависимость  $B$  от нормированного волнового числа  $kl$  для различной величины сдвига (сплошная линия –  $dx/l = 0.2$ ; пунктирная линия –  $dx/l = 0.6$ ; штрих-пунктирная –  $dx/l = 0.4$ ). Из рис. 3. видно что проводимость  $B$  сдвига вдоль оси  $Ox$  отрицательна, что говорит о ее индуктивном характере. С ростом  $kl$  проводимость плавно возрастает, а с увеличением значения  $dx/l$  – уменьшается.

По выше изложенной методике проведен синтез полосно-пропускающего фильтра на Н-волноводе.

На рис. 4 представлен внешний вид синтезированного полосно-пропускающего фильтра. Зависимость модулей  $S$ -параметров приведена на рис. 5 ( $|S_{11}|$  – пунктирная линия,  $|S_{21}|$  – сплош-

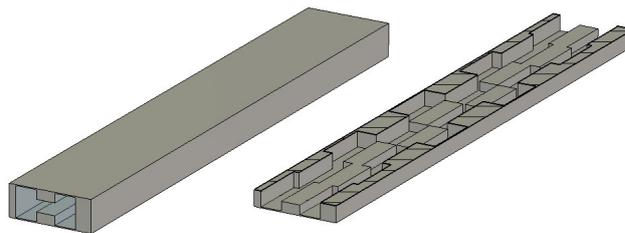
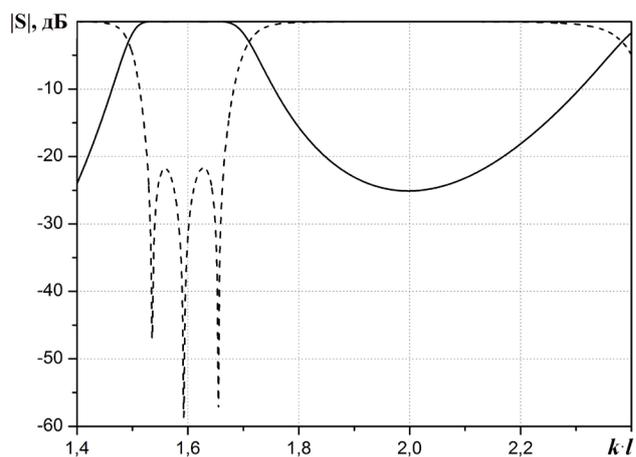


Рис. 4. Полосно-пропускающий фильтр на сдвигах Н-волноводов в цельнометаллическом исполнении

Рис. 5. Зависимость модулей  $S$ -параметров полосно-пропускающего фильтра на сдвигах Н-волноводов в цельнометаллическом исполнении от  $kl$ 

ная линия). Геометрические размеры фильтра (длина резонатора –  $p_i/l$  и величина сдвига –  $dx_i/l$ ) приведены в табл. 1.

Из графиков на рис. 5 видно, что полученный полосно-пропускающий фильтр обладает достаточно широкой полосой пропускания (10%), и широкой полосой запираания.

Для перевода полученной структуры фильтра в SIW-структуру необходимо заменить все вертикальные стенки волноводов решеткой металлических штырей, а также изменить заполнение с воздушного на диэлектрическое, введя соответствующие коэффициенты пересчета рабочей частоты [1]. При этом одной из основных характеристик, определяющей размеры поперечного сечения конечного устройства, является толщина диэлектрических слоев подложки в создаваемой многослойной интегральной микросхеме по технологии LTCC (Low Temperature Co-Fired Ceramic). В данном примере была использована подложка с толщиной 0.508 мм и диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 2.33$ . Для построения Н-волновода понадобится три диэлектрических слоя. При этом в зазоре между гребнями Н-волновода будет проходить один слой и по одному слою на толщину гребней. Диаметр металлических штырей выберем 0.16 мм, расстояние между штыря-

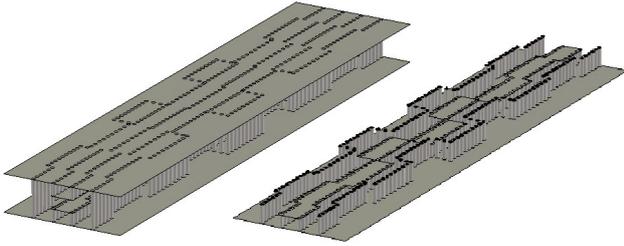


Рис. 6. Полосно-пропускающий фильтр на сдвигах Н-волноводов в SIW-исполнении

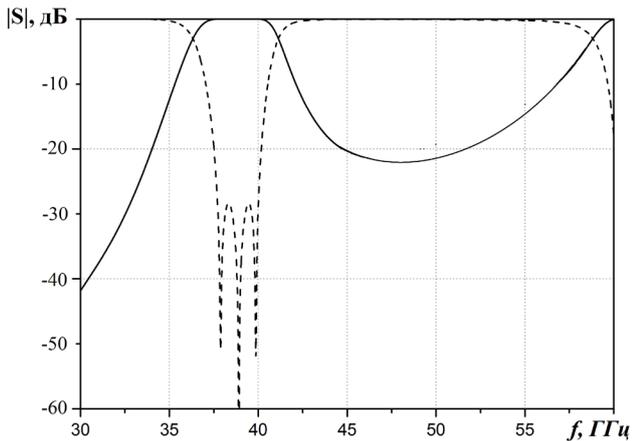


Рис. 7. Зависимость модулей S-параметров полосно-пропускающего фильтра на сдвигах Н-волноводов в SIW-исполнении от частоты

ми – 0.28 мм. Полученная структура фильтра, реализованного по SIW-технологии, представлена на рис. 6. Итоговые поперечные размеры Н-волновода составили –  $l = 3.6$  мм,  $g = 2.802$  мм,  $h = 1.524$  мм,  $c = 0.508$  мм.

Таблица 1

Размеры цельнометаллического фильтра

$i$	1	2	3	4
$p_i / l$	0.483	0.497	0.485	0.529
$dx_i / l$	0.043	0.033	0.126	0.050

Таблица 2

Размеры SIW-фильтра

$i$	1	2	3	4
$p_i$ , мм	2.572	2.936	2.554	2.752
$dx_i$ , мм	0.273	0.081	0.628	0.277

## Список литературы

1. SIW-технологии, история создания, современное состояние и перспективы развития / А.А. Гадзиева [и др.] // Физические основы приборостроения. 2012. Т. 1. № 4. С. 4–13.
2. Маттей Д.Л., Янг Л., Джонс Е.М.Т. Фильтры СВЧ, согласующие цепи и цепи связи. Т. 1. М.: Связь, 1971. 440 с.
3. Фельдштейн А.Л., Явич Л.Р. Синтез четырехполосников и восьмиполосников на СВЧ. М.: Связь, 1971. 389 с.
4. Заргано Г.Ф., Земляков В.В. Электродинамический анализ и синтез селективных устройств на волноводах сложного сечения для современных антенно-фидерных систем // Антенны. 2011. Вып. 7 (170). С. 64–73.
5. Волноводы сложных сечений / Г.Ф. Заргано [и др.]. М.: Радио и связь, 1986. 124 с.
6. Заргано Г.Ф., Земляков В.В., Хохлачев А.В. Исследование параметров плоско-поперечных стыков и толстых диафрагм в Н-волноводах в многомодовом режиме // Электромагнитные волны и электронные системы. 2011. № 5. С. 58–63.
7. Вычислительные методы прикладной электродинамики / под ред. Г.П. Синявского. М.: Радиотехника, 2009. 160 с.

Для расчетов характеристик полученного SIW-фильтра было проведено компьютерное моделирование в пакете CST Microwave Studio. Результаты компьютерного моделирования представлены на рис. 7 и практически полностью повторяют АЧХ цельнометаллического фильтра-прототипа (рис. 5). Необходимо отметить, что применение сеточных методов даже сегодня при наличии мощных ЭВМ является весьма трудоемким и длительным процессом и потому оправдано только на последнем этапе синтеза для проверки и более детального анализа получаемых результатов. Геометрические размеры фильтра приведены в табл. 2.

Таким образом, в данной работе решена задача электродинамического анализа и синтеза полосно-пропускающего фильтра на плоско-поперечных сдвигах Н-волновода в классическом цельнометаллическом исполнении и в виде SIW-структуры для интеграции в многослойные микросхемы. Полученные результаты подтверждают возможность применения при создании SIW-устройств в качестве начального приближения результатов синтеза их цельнометаллических аналогов.

Работа выполнена при поддержке Федерального государственного бюджетного учреждения «Российский фонд фундаментальных исследований». Грант «мол а № 12-07-31003», руководитель Земляков В.В.

## Band-pass filters on transverse shifts of double-ridge waveguides realized by SIW-technology

G.F. Zargano, V.V. Zemlyakov, S.V. Krutiev

A new type of waveguide elements – SIW (Substrate Integrated Waveguide) – for implementation in multilayer integrated circuits is described. The possibilities of conversion to waveguides of complex cross section realized by SIW are shown. As an example the realization band-pass filter on transverse shifts of double-ridge waveguides in classical all-metal and in SIW implementations is discussed. The calculation of electrodynamic characteristics of classical double-ridge waveguide is provided by the method of partial regions including field singularity at the edge. The conversion from classical waveguides to SIW is performed by approximation formulas.

*Keywords:* band-pass filters, transverse shifts of double-ridge waveguide, SIW-technology.

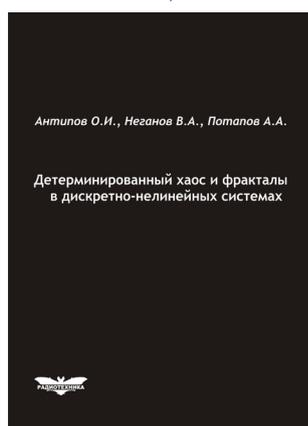
**Антипов, О.И.**

**Детерминированный хаос и фракталы в дискретно-нелинейных системах /** О.И. Антипов, В.А. Неганов, А.А. Потапов. – М.: Радиотехника, 2009. – 235 с., ил.

**ISBN 978-5-88070-237-4**

УДК 530.1:621.372+621.396

ББК 32.96



В монографии рассмотрены явления детерминированного хаоса и фрактальности в дискретно-нелинейных системах на примере устройств импульсной силовой электроники, приведены некоторые основные определения современной нелинейной динамики и некоторые математические методы целочисленных и дробных мер.

Представленные явления стохастической работы могут наблюдаться в широком классе систем с переменной структурой, действие которых может быть описано системами дифференциальных уравнений с переменными коэффициентами, скачкообразно меняющими свои значения с течением времени в зависимости от состояния системы. Объектами исследования явились импульсные стабилизаторы напряжения различных типов и структур. Научной новизной является применение как фрактальных, так и мультифрактальных мер детерминированного хаоса к анализу стохастической работы импульсных стабилизаторов.

*Для специалистов, интересующихся проблемами детерминированного хаоса, численным моделированием дискретно-нелинейных систем.*