

ПОСТРОЕНИЕ ФИЛЬТРУЮЩИХ СИСТЕМ СВЧ НА ОСНОВЕ ПЛАНАРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

В современных системах СВЧ различного назначения широко используются фильтры на микрополосковых линиях передачи от параметров которых в большой степени зависят характеристики радиоэлектронных комплексов. Существенным недостатком микрополосковых линий является их низкая добротность, что препятствует созданию компактных фильтров с низким уровнем затухания в полосе пропускания. Сохранить достоинства полосковой конструкции (миниатюрность) и повысить добротность планарных элементов можно при использовании двумерных цепей. Однако на сегодняшний день отсутствует достаточно удобная методика определения элементов матрицы сопротивлений двумерных цепей, что представляет принципиальную трудность при расчёте фильтров СВЧ.

Рассмотрим микрополосковый компонент прямоугольной формы, размеры которого по оси X и Y соизмеримы с длиной волны, а размером по оси Z (толщина) можно пренебречь.

В общем виде поле в двумерном компоненте описывается уравнениями Максвелла:

$$\operatorname{rot} \bar{H} = j\omega \epsilon \bar{E} + \bar{J}_{cm}; \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \bar{E} = -j\omega \mu \bar{H}, \quad (2)$$

где: \bar{E}, \bar{H} – векторы электрического и магнитного полей, \bar{J}_{cm} – вектор плотности стороннего тока, ϵ и μ – диэлектрическая и магнитная проницаемость материала диэлектрика.

Так как по направлению оси Z поле не меняется, т.е. $\partial / \partial z = 0$, то составляющие E_x, E_y и H_z в диэлектрике равны нулю. В этом случае уравнения (1) и (2) примут вид:

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = j\omega \epsilon E_z + J_z; \quad (3)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = -j\omega \mu H_x; \quad (4)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = j\omega \mu H_y. \quad (5)$$

Напряжение в двумерном компоненте определяется формулой,

$$U = -E_z d, \quad (6)$$

где d – толщина подложки.

Введём следующие обозначения:

ρ – поверхностная плотность зарядов; \bar{j} – вектор плотности поверхностного тока.

Тогда в соответствии с законом сохранения электричества [1]

$$\operatorname{div} \bar{j} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} - J_z. \quad (7)$$

Рассмотрим плоский конденсатор в двумерной структуре, состоящий из двух металлических поверхностей единичной площади. Его ёмкость записывается выражением:

$$c = \rho / U = \varepsilon / d. \quad (8)$$

С учётом формулы (8) уравнение (7) примет вид:

$$\operatorname{div} \bar{j} = -c \frac{\partial U}{\partial t} - J_z. \quad (9)$$

При переходе к комплексной форме записи получим:

$$\operatorname{div} \bar{j} = -j\omega c U - J_{cm}. \quad (10)$$

Принимая во внимание выражение (6), уравнения (4) и (5) можно преобразовать к следующему виду:

$$\frac{\partial U}{\partial y} = j\omega \mu d H_x; \quad (11)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} = -j\omega \mu d H_y, \quad (12)$$

откуда

$$\operatorname{grad} U = \frac{\partial U}{\partial x} \bar{i}_x + \frac{\partial U}{\partial y} \bar{i}_y = j\omega \mu d (H_x \bar{i}_y - H_y \bar{i}_x), \quad (13)$$

где \bar{i}_x, \bar{i}_y - координатные орты.

Несложно увидеть, что поверхностный ток определяется как

$$\bar{J} = H_y \bar{i}_x - H_x \bar{i}_y. \quad (14)$$

Следовательно:

$$-\operatorname{grad} U = j\omega \mu d \bar{J}. \quad (15)$$

Перепишем формулы (10) и (15) в более общем виде:

$$-\operatorname{grad} U = Z_1 \bar{J}; \quad (16)$$

$$-\operatorname{div} \bar{J} = Y_1 U + J_{cm}, \quad (17)$$

где: Z_1 - распределённое комплексное сопротивление планарной цепи, Y_1 - распределённая комплексная проводимость планарной цепи.

Учитывая, что распределённые параметры Z_1, Y_1 постоянные, из уравнений (16) и (17) находим:

$$\Delta U - Z_1 Y_1 U = Z_1 J_{cm}. \quad (18)$$

Обозначив $k^2 = -Z_1 Y_1$, $U = U_1 Z_1$, преобразуем выражение (18) к виду:

$$\Delta U_1 + k^2 U_1 = J_{cm}. \quad (19)$$

При $J_{cm} = \delta(x - x_0)\delta(y - y_0)$, где $\delta(x)$ - дельта-функция Дирака,

решением уравнения (19) является функция Грина [2] $G_1(x, y, x_0, y_0)$.

По функции Грина можно найти решение уравнения (19) при произвольной функции J_{cm} :

$$U(x, y) = U_1 Z_1 = Z_1 \int_D G_1(x, y, x_0, y_0) J_{cm}(x_0, y_0) dx_0 dy_0; \quad (20)$$

$$G(x, y, x_0, y_0) = \sum_n \frac{U_{1n}(x, y) U_{1n}^*(x_0, y_0)}{k^2 - k_n^2}, \quad (21)$$

где $U_{1n}(x, y)$ - полная ортонормированная система собственных функций, k_n^2 - собственные числа уравнения (19). Знак * означает комплексно сопряженное число. D - область задания двумерной структуры.

Рассмотрим плоскую структуру с m выводами, т.е. $2m$ - полюсник (вторым зажимом каждого вывода является металлический экран). Пусть каждый вывод запитывается током с амплитудой I_k , $k = 1, 2, \dots, m$. Тогда плотность стороннего тока (ширина выводов намного меньше длины волны) равна

$$J_{cm} = -\sum_{k=1}^m I_k \delta(x - x_k) \delta(y - y_k). \quad (22)$$

Подставив выражение (22) в (20), находим напряжение

$$U(x, y) = -Z_1 \sum_{k=1}^m G_1(x, y, x_k, y_k) I_k. \quad (23)$$

Следовательно, напряжение в i -м выводе равно:

$$U_i = U(x_i, y_i) = -Z_1 \sum_{k=1}^m G_1(x_i, y_i, x_k, y_k) I_k, \quad (24)$$

где $i = 1, 2, \dots, m$.

Обозначим пару переменных x, y как S . Тогда выражение (24) можно представить в виде:

$$U_i = -Z_1 \sum_{k=1}^m G_1(S_i, S_k) I_k, \quad (25)$$

где $i = 1, 2, \dots, m$.

Пусть Z_{il} является элементом матрицы сопротивлений 2m-полусника. Тогда

$$U_i = \sum_{k=1}^m Z_{ik} I_k; \quad (26)$$

$i = 1, 2, \dots, m$.

Сравнивая между собой две последних формулы ((25) и (26)), находим матрицу сопротивлений:

$$[Z] = -Z_1 [G_1(S_i, S_l)]_l^m = [Z_{il}]_l^m, \quad (27)$$

где i - номер строки матрицы, l - номер столбца, $i, l = 1, 2, \dots, m$.

Таким образом, элементы матрицы сопротивлений двумерной структуры равны:

$$Z_{il} = -Z_1 G_1(S_i, S_l); \quad (28)$$

$l, i = 1, 2, \dots, m$.

Следует отметить, что выражение (28) не учитывает распределение плотности тока по сечению реального проводника. Поэтому использование данной формулы на достаточно больших частотах приводит к большим ошибкам при расчётах. Для учёта распределения тока примем во внимание, что общий сторонний ток равен сумме частных сторонних токов, протекающих через отдельные зажимы, то есть

$$J_{cm} = J_{c1} + J_{c2} + \dots + J_{cm}, \quad (29)$$

где $J_{c1}, J_{c2}, \dots, J_{ck}; k = 1, 2, \dots, m$ - сторонние плотности токов соответствующих зажимов.

Подставив формулу (29) в (20), получим:

$$U(S) = Z_1 \int_D G_1(S, S_0) (J_{c1} + J_{c2} + \dots + J_{cm}) dS_0. \quad (30)$$

Следовательно:

$$U(S_i) = \sum_{k=1}^m Z_1 \int_D G_1(S_i, S_0) J_{ck}(S_0) dS_0, \quad (31)$$

где S_i - координаты точки вывода на плоскости проводника.

Ток, входящий в зажим k равен

$$I_k = - \int_{D_k} J_{ck}(S_i) dS_i, \quad (32)$$

где D_k - площадь сечения k -го проводника.

Учитывая (32), перепишем выражение (31) в следующем виде:

$$U(S_i) = \sum_{k=1}^m I_k Z_1 I_k^{-1} \int_{D_k} G_1(S_i, S_0) J_{ck}(S_0) dS_0 = \sum_{k=1}^m I_k Z_{ik}. \quad (33)$$

Тогда

$$Z_{ik} = \frac{Z_1 \int_{D_k} G_1(S_i, S_0) J_{ck}(S_0) dS_0}{- \int_{D_k} J_{ck}(S_i) dS_i}; \quad (34)$$

$$i = 1, 2, \dots, m, k = 1, 2, \dots, m.$$

Если площадь i -го вывода мала, то под U_i следует понимать напряжение, усреднённое по площади i -го вывода, т.е.:

$$U_i = \frac{1}{D_i} \int_{D_i} U(S_i) dS_i. \quad (35)$$

Тогда

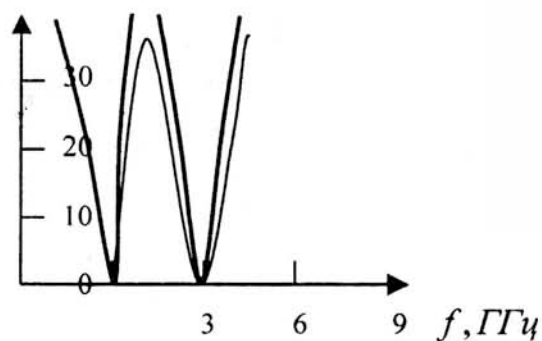
$$Z_{ik} = - \frac{Z_1}{\int_{D_k} J_{ck}(S_i) dS_i} \frac{1}{D_i} \int_{D_i} \int_{D_k} G_1(S_i, S_0) J_{ck}(S_0) dS_0 dS_i. \quad (36)$$

Полученная формула позволяет по функции Грина определить элементы матрицы сопротивлений Z_{ik} планарной цепи произвольной формы. Кроме того, выражение (36) учитывает ширину вывода, то есть является более точной, чем (28).

На основании формулы (36) в предположении равномерного распределения плотности тока вдоль подводящей микрополосковой линии были рассчитаны элементы матрицы сопротивлений микрополоскового элемента квадратной формы и по методу Кона [3] построен чебышевский трёхрезонаторный полосовой фильтр с ёмкостными зазорами со следующими характеристиками: диапазон частот – 3...3,1 ГГц, уровень пульсаций рабочего затухания в полосе пропускания не более 0,5 дБ, подводящие нагрузки равны 50 Ом. Сторона квадрата равна половине длины волны на центральной частоте полосы пропускания. Схема фильтра и его характеристики показаны на рис.1. Тонкой линией изображена характеристика фильтра на основе полуволновой 50-омной линии передачи. Из полученных зависимостей видно, что фильтр на двумерных элементах в области заграждения имеет более высокое затухание по сравнению с аналогом на однородных линиях передачи. Кроме того, учитывая, что двумерный элемент обладает повышенной добротностью, затухание в полосе

пропускания у двумерного фильтра будет меньше по сравнению с фильтром на полуволновых линиях.

$L_A, \text{дБ}$



$L_A, \text{дБ}$

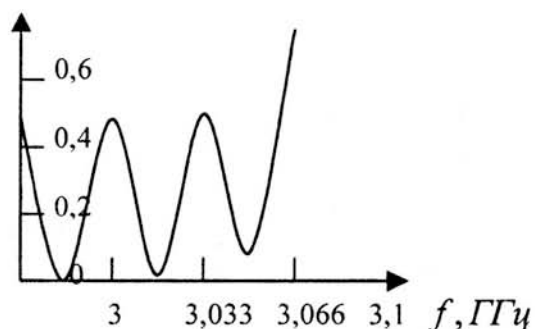


Рис.1. Трёхрезонаторный планарный фильтр

Список литературы

- 1.Никольский В.В. Электродинамика и распространение радиоволн.-М.:Наука, 1973.-605с.
- 2.Корн Г.,Корн Т. Справочник по математике.-М.:Наука,1974.-831с.
- 3.Современная теория фильтров и их проектирование/Под ред. Г.Темеша, С.Митра.- М.:Мир,1977.-560с.

Поступила 30.10.2001

УДК 621.372

В.М. Шутко

ЗАВАДОСТІЙКИЙ МЕТОД ВИЯВЛЕННЯ ВУЗЬКОСМУГОВИХ ДОПЛЕРІВСЬКИХ СИГНАЛІВ

При розв'язанні задач виявлення вузькосмугових сигналів на фоні білого шуму в класичній літературі використовують таку модель: сигнал, відбитий від цілі, - випадковий процес з енергетичним спектром, який описується резонансною кривою із відносною