

Краткие сообщения и письма в редакцию

УДК 621.372.85

К АНАЛИЗУ ДИСПЕРСИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК  
ПЛОСКОСЛОИСТЫХ ВОЛНОВОДОВ

*Д. П. Берестнев, В. В. Зайцев*

Прямоугольные волноводы с неоднородным в поперечном сечении заполнением полупроводниковыми и диэлектрическими материалами находят широкое применение в СВЧ-устройствах. В последнее время обсуждается также возможность использования их при создании планарных и объемных интегральных схем СВЧ [1]. Наибольший интерес при этом вызывают слоисто-неоднородные волноводы со слоями, параллельными одной из стенок. Традиционные методы анализа такого рода систем, основанные на методе частичных областей, позволяют решить значительное количество практически важных задач [2, 3].

Однако при необходимости исследования волноводов с большим количеством слоев процедура формирования дисперсионных уравнений становится довольно громоздкой. В полной мере это относится также к волноводам с плоскостойкими средами с непрерывным изменением параметров. При использовании ступенчатой аппроксимации реальных зависимостей параметров от координаты число слоев может оказаться неприемлемо большим. Поэтому следует обратить внимание на возможность расчета дисперсионных характеристик плоскостойких волноводов путем численного интегрирования граничных задач для компонент электромагнитного поля. В настоящем сообщении данная процедура иллюстрируется примером расчета характеристик  $LE$ -мод волновода.

Рассмотрим прямоугольный волновод с идеально проводящими стенками, заполненный плоскостойкой средой так, что ее параметры (диэлектрическая проницаемость и проводимость) непрерывно изменяются в направлении, перпендикулярном узкой стенке. Пусть ось  $x$  декартовой системы координат лежит в плоскости широкой стенки волновода, ось  $y$  - узкой стенки и ось  $z$  направлена вдоль волновода. Тогда компоненту  $E_y$  поля  $LE_{nm}$ -моды на частоте  $\omega$  можно представить в виде

$$E_y(x, y, z, t) = 1/2 A_{nm}(x) \cos(\alpha_n y) \exp(-j(\gamma_{nm} z - \omega t)) + \text{к. с.},$$

где  $\alpha_n = (\pi/b)n$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$ ,  $b$  - ширина узкой стенки, а  $A_{nm}(x)$  удовлетворяет дифференциальному уравнению

$$(\sigma^2/dx^2)A_{nm} + (k^2 \epsilon_c(x) - \gamma_{nm}^2 - \alpha_n^2)A_{nm} = 0 \quad (1)$$

и граничным условиям на узких стенках

$$A_{nm}(0) = A_{nm}(a) = 0. \quad (2)$$

В уравнении (1)  $\epsilon_c(x)$  - комплексная диэлектрическая проницаемость, учитывающая поляризацию с соответствующим значением относительной диэлектрической проницаемости  $\epsilon(x)$  и проводимость среды  $\sigma(x)$ :  $\epsilon_c = \epsilon - j(\sigma/\omega\epsilon_0)$ ,  $k = \omega/c$ .

Если при произвольном значении  $\gamma_{nm} = \xi$  решить задачу Коши для уравнения (1) с начальными условиями

$$A_{nm}(0) = 0, \quad ((d/dx)A_{nm})_{x=0} = B,$$

где постоянная  $B$  определяется механизмом возбуждения моды и при расчете ее дисперсионной характеристики может выбираться произвольно, то решение  $A_{nm} = A_{nm}(x, \xi)$  в общем случае не будет удовлетворять условию (2) в точке  $x = a$ .

Используя значение  $A_{nm}(a, \xi)$ , можно ввести в рассмотрение функцию

$$\Phi(\xi) = |A_{nm}(a, \xi)|^2, \quad (3)$$

которая, очевидно, имеет нулевые минимумы при значениях аргумента, равных истинным значениям постоянных распространения.

Таким образом, для каждой фиксированной частоты  $\omega$  расчет постоянных распространения  $\gamma_{nm}$  сводится к поиску на плоскости ( $\text{Re } \xi$ ,  $\text{Im } \xi$ ) нулевых минимумов целевой функции (3), при этом значения  $\Phi(\xi)$  на каждом шаге минимизации вычисляются в результате численного решения задачи Коши для уравнения (1).

Описанный алгоритм реализован в виде программы вычислений на ЭВМ "Электроника-85". Численное интегрирование комплексного уравнения (1), записанного в форме системы четырех действительных уравнений первого порядка, осуществлялось методом Рунге - Кутты 4 - 5 порядка, а минимизация целевой функции (3) - методом Хука - Дживса. При этом точность расчета постоянных распространения

определяется погрешностью метода Рунге - Кутты и составляет величину порядка  $h^4$ , где  $h$  - шаг интегрирования. Для экономии времени счета точность метода Хука - Дживса выбирается того же порядка. Кроме того, в качестве начального приближения для каждой последующей точки на дисперсионной кривой берется значение постоянной распространения, вычисленное для предыдущей точки, что существенно сокращает количество шагов при поиске минимума функции (3).

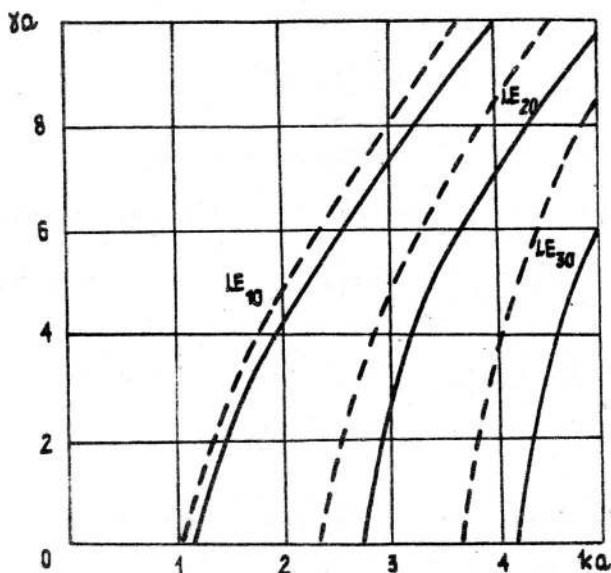


Рис.1.

На рис. 1 для иллюстрации результатов расчета представлены графики дисперсионных кривых  $\gamma_{nm} = \gamma_{nm}(k)$  первых трех  $LE_{nm}$ -мод для двух видов зависимостей  $\epsilon(x)$ :

$$\epsilon(x) = \epsilon_a \left( 1 - 2\Delta_1 \left| \frac{x}{a} - \frac{1}{2} \right| \right); \quad (4)$$

$$\epsilon(x) = \epsilon_a \left( 1 - 2\Delta_p \left| \frac{x}{a} - \frac{1}{2} \right|^2 \right). \quad (5)$$

Сплошные кривые соответствуют линейному симметричному профилю (4), а пунктирные - параболическому профилю (5). Для расчетов были взяты следующие значения параметров функций (4) и (5):

$$\epsilon_a = 9, \quad \Delta_1 = 8/9, \quad \Delta_p = 16/9, \quad \sigma = 0.$$

При выборе шага интегрирования, обеспечивающего точность до трех знаков после запятой, время расчета одной точки на дисперсионной кривой составило величину порядка 30 секунд, что говорит о высокой вычислительной эффективности метода. К достоинствам метода также относятся простота реализации на ЭВМ и возможность расчета для произвольных непрерывных и ступенчатых профилей комплексной диэлектрической проницаемости.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гвоздев В. И., Нефедов Е. И. Объемные интегральные схемы СВЧ. - М.: Наука, 1985.
2. Егоров Ю. В. Частично заполненные прямоугольные волноводы. - М.: Сов. радио, 1967.
3. Беселов Г. И., Раевский С. Б. Слоистые металлодиэлектрические волноводы. - М.: Радио и связь, 1988.

Самарский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
12 ноября 1990 г.