

В. Ю. ТИХОВСКИЙ, П. В. НЕШМОНИН

АЛГОРИТМ И ПРОГРАММА АВТОМАТИЗИРОВАННОГО РАСЧЕТА
ДВУСТОРОННЕЙ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВОЙ ЛИНИИ

Ряд недавно разработанных линий передачи используется в качестве базовых элементов для компонентов и систем. Новой перспективной структурой является волноводно-щелевая линия (ВЩЛ),

которая, обладая неоспоримыми преимуществами в миллиметровом диапазоне, широко применяется в интегральных схемах (рис. 1). Благодаря таким свойствам, как широкополосность, совместимость с полупроводниковыми элементами и гибридными интегральными схемами, простота сочленения со стандартными волноводами, нечувствительность к до-

пускам, малые потери на излучение, низкая промышленная стоимость, ВЩЛ нашли применение в широкополосных четырехплечных направленных ответвителях, фильтрах, антеннах, переключателях, генераторах, балансных смесителях, аттенюаторах, ограничителях, фазовращателях, модуляторах миллиметрового диапазона.

Несмотря на широкое практическое применение ВЩЛ, их теоретическому анализу посвящено сравнительно мало работ, в которых разработано несколько методов расчета параметров ВЩЛ [1]. Поскольку достаточно универсальная и точная методика расчета ВЩЛ отсутствует, необходимо изучить новый тип линий передачи.

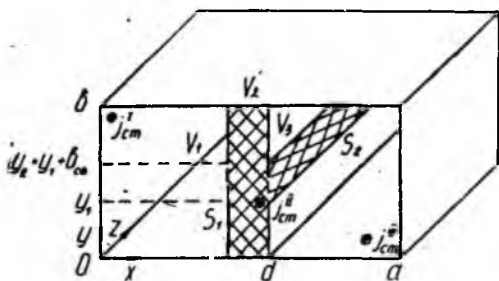


Рис. 1

Рассмотрим ВЩЛ как систему связанных через щель прямоугольных волноводов, средний из которых заполнен диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ϵ_r . Это позволяет применить один из наиболее эффективных методов — матричный [2; 3], который универсален для широкого класса задач, дает возможность получить выражения для полей в системе, длины собственных и вынужденных волн, учитывая при этом влияние элементов ввода и вывода (диафрагм, штырей, петель).

Используем метод частичных областей, разбив условными границами, проведенными по отверстиям связи, сложный объем на области, соответствующие волноводам V_N ($N=1-3$). Считаем, что известны касательные электрические поля \vec{F}_{τ_1} , \vec{E}_{τ_2} на щелях. Из теоремы о единственности решений уравнений Максвелла следует, что этого условия достаточно для нахождения электромагнитного поля в областях. Для целостности поля во всем объеме необходимо соблюдать непрерывность для тангенциальных составляющих магнитного поля на границах. В результате получаем интегральные уравнения, строгое решение которых весьма затруднительно и найдено лишь для некоторых частных случаев. Поэтому используем приближенный метод Галеркина, выбирая полную систему координатных функций ϵ_{li} , удовлетворяющих граничным условиям на контурах поверхностей S_i . Приближенное решение ищется в виде

$$\vec{E}_{\tau_i} = \sum_{ii=1}^L e_{li} \vec{\epsilon}_{li},$$

где e_{li} — не зависящие от координат постоянные множители, подлежащие определению. Подставив это разложение в интегральные уравнения, после некоторых преобразований получаем систему алгебраических уравнений, которая в матричной форме имеет вид

$$\left\| \begin{array}{cc} Y_{m_1 l_1}^{V_1} + Y_{m_1 l_1}^{V_2} & Y_{m_1 l_2}^{V_2} \\ Y_{m_2 l_1}^{V_2} & Y_{m_2 l_2}^{V_2} + Y_{m_2 l_2}^{V_3} \end{array} \right\| \left\| \begin{array}{c} e_{l_1} \\ e_{l_2} \end{array} \right\| = \left\| \begin{array}{c} h_{m_1, \text{ст}}^{V_1} + h_{m_1, \text{ст}}^{V_2} \\ h_{m_2, \text{ст}}^{V_2} + h_{m_2, \text{ст}}^{V_3} \end{array} \right\| \quad (1)$$

Матричное уравнение (1) представляет собой математическую модель, реализация которой на ЭВМ дает возможность рассчитать проводимости, частотный спектр, определить структуру поля в системе. Для этого необходимо получить выражения всех членов матричного уравнения в явном виде, удобном для непосредственного расчета.

Необходимо выбрать систему координатных функций на щелях. Целесообразно использовать последовательность функций, удовлетворяющих краевым условиям на контуре отверстия. Для этого перейдем, воспользовавшись методом Кона [4], от бесконечной линии к линии длиной $\lambda_g/2$. Основной предпосылкой, используемой в методе Кона, является введение граничных электрических и магнитных стенок. Если предположить, что волны равной амплитуды распространяются в направлении $+z$ и $-z$ (рис. 1), то существуют поперечные плоскости, отстоящие друг от друга на $\lambda_g/2$ (λ_g — длина

волны в линии), где тангенциальное поле E и нормальное поле H обращаются в нуль. В данные плоскости могут быть введены проводящие (электрические) стенки без искажения компонент поля. Это дает возможность построить систему координатных функций на основе решения мембранных уравнений для геометрической поверхности отверстия S_i : $\nabla^2 \psi_{e,h} + \kappa_{e,h}^2 \psi_{e,h} = 0$, удовлетворяющих на контуре отверстия граничным условиям $\frac{\partial \psi_h}{\partial n} = 0$, $\psi_e = 0$, где $\frac{\partial \psi_h}{\partial n}$ — производная по нормали к границе поверхности; $\kappa_{e,h}$ — характеристические постоянные задачи. Представляя щель размером $(y_2 - y_1) \times a_{св_i}$ как прямоугольный волновод с таким же сечением, но бесконечно малой длины, имеем

$$\varphi_h = \sqrt{\frac{2 - \delta_{0m_{св_i}}}{a_{св_i}} \frac{2 - \delta_{0n_{св_i}}}{b_{св_i}}} \cos \frac{m_{св_i} \pi z}{a_{св_i}} \cos \frac{n_{св_i} \pi y}{b_{св_i}};$$

$$\varphi_e = \frac{2}{\sqrt{a_{св_i} b_{св_i}}} \sin \frac{m_{св_i} \pi z}{a_{св_i}} \sin \frac{n_{св_i} \pi y}{b_{св_i}}; \quad \kappa_{св_i} = \sqrt{\left(\frac{m_{св_i} \pi}{a_{св_i}}\right)^2 + \left(\frac{n_{св_i} \pi}{b_{св_i}}\right)^2};$$

$$\delta_{0j} = \begin{cases} 1, & j = 0 \\ 0, & j \neq 0 \end{cases} \quad (j = m_{св_i}, n_{св_i}); \quad b_{св_i} = y_2 - y_1; \quad a_{св_i} = \lambda_g/2.$$

Координатные функции на отверстиях связи S_i :

$$\vec{\varepsilon}_{h_i} = [\nabla \psi_h \vec{n}], \quad \vec{\varepsilon}_{e_i} = \nabla \psi_e. \quad (2)$$

Проводимости прямоугольных волноводов $V_1 - V_3$ с отверстиями в боковой поверхности, входящие в матричное уравнение (1), можно найти на основе решения волноводных уравнений [2]:

Фундаментальное решение волноводных уравнений для амплитуд единичных полей, возбуждаемых в волноводе полем \vec{E}_{τ_i} на его боковой поверхности для поперечного поля

$$I_{e,h} \{\vec{E}_{\tau_i}\} = -\frac{Y_{e,h}}{2} \int_0^z F_{e,h}^-(z') e^{-K_{e,h}(z-z')} dz' - \frac{Y_{e,h}}{2} \times \\ \times \int_z^{\lambda_g/2} F_{e,h}^+(z') e^{K_{e,h}(z-z')} dz', \quad I_{\tau N} = 0, \quad (3)$$

для продольного поля

$$I_{zh} \{\vec{E}_{\tau_i}\} = -\frac{Y_h}{i\omega\mu} U \{\vec{E}_{\tau_i}\} - \frac{1}{i\omega\mu} f_{zh} \{\vec{E}_{\tau_i}\}, \quad (4)$$

где Y_h , Y_e — характеристические проводимости волновода для данной волны, $Y_h = \frac{Kh}{i\omega\mu}$, $Y_e = \frac{i\omega\epsilon}{K_e}$; $K_{e,h}^{VN}$ — постоянная распространения,

$K_{e,h}^{VN} = \sqrt{\kappa_{e,h}^2 - k^2 \epsilon_r^{VN}}$; F_{e,h_i}^\mp — магнитные коэффициенты возбуждения, $F_{e,h_i}^\mp = f_{e,h_i} \pm \delta_v \frac{\chi h}{K_h} f_{zh_i}$, причем

$$f_{e,h_i} = \oint [n\vec{E}_{\tau_i}] \times_{e,h}^V N dl, \quad f_{zh_i} = \oint_z [n\vec{E}_{\tau_i}] \times_{zh}^V N dl,$$

где Z — контур поперечного сечения волновода; $\delta_j = \begin{cases} 0, & \nu \neq h \\ 1, & \nu = h \end{cases}$

Магнитное поле в волноводе, возбуждаемое аппроксимирующим полем на отверстиях, определяется суммой всех единичных полей:

$$\vec{H}_{l_i}^{VN} \{ \varepsilon_{l_i} \} = \sum (I_{\nu l_i} \times_{\nu}^V N + \delta_{\nu} I_{zh l_i} \times_{zh}^V N).$$

Таким образом, выражение для частичной проводимости имеет следующий вид:

$$Y_{m_i l_j}^{VN} = - \sum \left[\int_{S_{m_i}} I_{\nu l_j} \{ \varepsilon_{l_j} \} [n\vec{\varepsilon}_{m_i}] \times_{\nu}^V N dS + \delta_{\nu} \int_{S_{m_i}} I_{zh l_j} \{ \varepsilon_{l_j} \} \times [n\vec{\varepsilon}_{m_i}] \times_{zh}^V N dS \right]. \quad (5)$$

Подставив (2), (3), (4) и собственные векторные функции прямоугольных волноводов $\times_{\nu}^V N$ в (5) и проинтегрировав по площади сечения отверстий S_i , получим выражение, позволяющее определить численные значения собственных и взаимных проводимостей:

$$Y_{m_i l_j}^{VN} = \sum \left\{ \frac{Y_{\nu}}{2} \frac{x}{K_{\nu}^2 + \left(\frac{m_{cb_j} \pi}{a_{b_j}} \right)^2} \left[\left(2C_{2i} C_{2j} \frac{K_{\nu}}{x} - \frac{2C_{1i} C_{2j} \frac{m_{cb_j} \pi}{a_{cb_j}}}{K_{\nu}} - \frac{2C_{1j} C_{2i} \frac{m_{cb_j} \pi}{a_{cb_j}}}{K_{\nu}} - \frac{2x C_{1i} C_{1j}}{K_{\nu}} \right) \begin{bmatrix} 0, & m_{cb_j} \neq m_{cb_i} \\ \frac{\pi}{2K_z}, & m_{b_j} = m_{cb_i} \end{bmatrix} + \left(\frac{m_{cb_j} \pi C_{1j} C_{2i}}{a_{cb_j}} - \frac{K_z^2 C_{2i} C_{2j}}{x} + C_{1i} C_{2j} \frac{m_{cb_i} \pi}{a_{cb_i}} - \frac{x C_{1i} C_{1j}}{K_z^2} - \frac{m_{cb_i} \pi m_{cb_j}}{a_{cb}^2} \right) \times \frac{1 + (-1)^{m_{cb_i} + m_{cb_j}} e^{\frac{K_z \pi}{K_z} \left[(-1)^{m_{cb_i}} + (-1)^{m_{cb_j}} \right]}}{K_{\nu}^2 + \left(\frac{m_{cb_i} \pi}{a_{b_i}} \right)^2} \right] + \frac{A_{1i} A_{1j} B_{1i} B_{1j}}{i\omega \mu} \cos \frac{m \pi x_i}{a} \cos \frac{m \pi x_j}{a} \begin{bmatrix} 0, & m_{cb_i} \neq m_{cb_j} \\ \frac{\pi}{2K_z}, & m_{cb_i} = m_{cb_j} \end{bmatrix} \right\}, \quad (6)$$

где A_1, B_1, C_1, C_2 — коэффициенты, зависящие от геометрических размеров областей $V_1 - V_3$, отверстий S_i и типов волн в них (подробная запись коэффициентов опущена для наглядности формулы).

В формулу (6) входит неизвестное волновое число $K_z = 2\pi/\lambda g$. Для его определения необходимо решить матричное уравнение (1) с правой частью, равной нулю, поставив условие, чтобы определитель матрицы проводимостей обращался в нуль: $\det \{Y_{ml}\} = 0$ (7).

Описанный алгоритм реализован в комплексе программ автоматизированного расчета, который можно условно разделить на две подсистемы — формирующую и расчетную. Управление в начале работы передается формирующей подсистеме, которая осуществляет: первоначальный ввод с перфокарт или дисплея исходных данных (геометрических размеров, частоты, учитываемых типов волн и единичных полей на щелях); коррекцию введенных данных и диалоговое исправление ошибок; контрольную выдачу

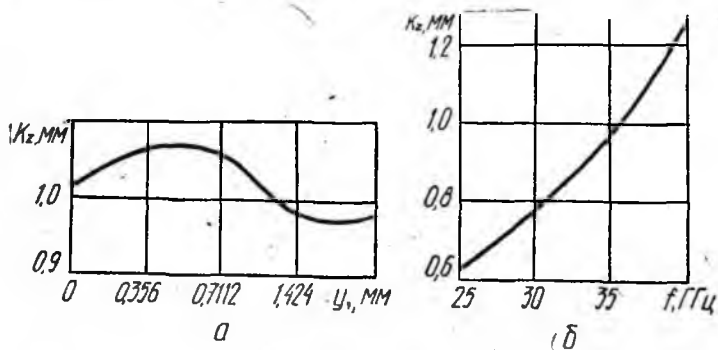


Рис 2

данных о физической модели; динамическое формирование всех необходимых массивов.

После окончания ввода данных управление передается расчетной подсистеме, которая, используя подпрограммы вычисления комплексного определителя матрицы, поиска корня комплексного трансцендентного уравнения, вычисления значений проводимостей, задающих токов и амплитудных коэффициентов, заполняет комплексные матрицы проводимостей и задающих токов и решает полученное неоднородное матричное уравнение.

В работе исследовалась ВЩЛ с экраном $7,12 \times 3,56$ мм, где использован диэлектрик Ф-4 с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_r = 2,22$. Получены зависимость величины K_z от смещения щели вдоль вертикальной оси (рис. 2, а) и дисперсионная характеристика (рис. 2, б). Расчеты проводились на ЭВМ ЕС-1022 под управлением операционной системы. В волноводах $V_1 - V_3$ учитывалось по 40 собственных векторных функций, на отверстиях связи — по одной координатной функции (являющейся волной типа H_{10} прямоугольного волновода бесконечно малой длины), так как увеличение числа координатных функций на отверстиях связи не приводило к изменению результата. Исследовалась ВЩЛ с шириной щели $b_{св} = 0,356$ мм и толщиной подложки $d - c = 0,254$ мм. Дисперсионная характеристика рассчитывалась для ВЩЛ с центральным

положением щели ($U_1=1,6$ мм), влияние изменения положения щели исследовалось на частоте $f=35$ ГГц.

Полученные результаты свидетельствуют об универсальности, эффективности и широких возможностях разработанной математической модели, основанной на использовании матричного метода, и созданных на ее основе алгоритма и комплекса программ.

Список литературы: 1. Гвоздев В. И., Хитров С. С. Линии передачи для интегральных схем СВЧ // Зарубеж. радиоэлектроника.—1982.—№ 5.—С. 86—105. 2. Машковцев В. М., Цибизов К. Н., Емелин Б. Ю. Теория волноводов.—М.: Наука, 1966.—351 с. 3. Терещенко А. И. Пащенко Ж. Ф., Тиховский В. Ю. Автоматизированное проектирование систем сильно связанных резонаторов, содержащих токонесущие элементы. Часть 1. Выбор математической модели // Радиотехника.—1981.—Вып. 58.—С. 27—31. 4. Cohn S. B. Slot line on a dielectric substrate // I EEE Trans. MTT-17.—1969. P. 768—778.

Поступила в редколлегию 18.12.86.