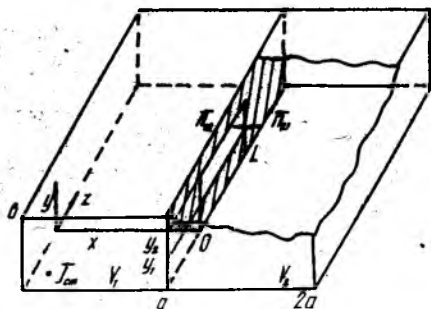


В. Ю. ТИХОВСКИЙ, Ж. Ф. ПАЩЕНКО, канд. техн. наук,
В. К. ПИРОЖЕНКО, канд. техн. наук

АТОМАТИЗИРОВАННОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ВОЛНОВОДНЫХ ЩЕЛЕВЫХ МОСТОВ. СООБЩЕНИЕ 1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЩЕЛЕВОГО H -МОСТА

Для построения моделирующих алгоритмов САПР широкого класса устройств СВЧ целесообразно использовать метод Галеркина, обладающий универсальностью и обеспечивающий достаточную точ-



ность получаемых результатов [1; 2]. В данной работе для САПР волноводных щелевых мостов предлагается математическая модель щелевого H -моста, основанная на использовании указанного метода.

Рассмотрим щелевой H -мост, представленный на рисунке. По волноводу V_1 могут распространяться волны любого типа. Из волновода V_1 в волновод V_2 энергия поступает через отверстие связи S , геометрические размеры которого произвольны. Условие непрерывности для касательных составляющих магнитных полей на границе раздела S запишутся так [3]:

$$[\vec{n}_{21} \vec{H}^{V_1} \{ \vec{E}_\tau \}] + [\vec{n}_{21} \vec{H}^{V_2} \{ \vec{E}_\tau \}] + [\vec{n}_{21} \vec{H}^{V_1} \{ \vec{j}_{ct}^{V_1} \}] = 0. \quad (1)$$

Величины $\vec{H}^{V_1} \{ \vec{E}_\tau \}$, $\vec{H}^{V_2} \{ \vec{E}_\tau \}$, $\vec{H}^{V_1} \{ \vec{j}_{ct} \}$ — магнитные поля на границе со стороны первой и второй областей, возбуждаемые касательным полем \vec{E}_τ на отверстии и сторонним током в первой области. Для решения интегрального уравнения (1) используем метод Галеркина, выбрав полную систему координатных функций \vec{e}_l :

$$\vec{E}_\tau = \sum_{l=1}^L e_l (\vec{e}_{l_n} + \vec{e}_{l_p}), \quad l = 1, 2, \dots, m, \dots, L. \quad (2)$$

Здесь e_l — не зависящие от координат постоянные множители, подлежащие определению. Подставив разложение (2) в (1), после некоторых преобразований получим систему алгебраических уравнений, которая в матричной записи имеет вид

$$\| \| Y_{ml}^{V_1} + Y_{ml}^{V_2} \| \| e_l \| = \| h_{m_{ct}}^{V_1} \|, \quad (3)$$

где $Y_{ml}^{V_N}$ — проводимости; $h_{m_{ct}}^{V_1}$ — задающие токи.

При вычислении проводимостей и задающих токов в (3) целесообразно выбрать последовательность координатных функций на основе решения мембранных уравнений для геометрической поверхности отверстия связи S

$$\nabla^2 \psi_{e, h} + \kappa_{e, h}^2 \psi_{e, h} = 0,$$

удовлетворяющих граничным условиям $\partial \psi_h / \partial n = 0$ и $\psi_e = 0$, где n — 2 — нормаль к границе поверхности; $\kappa_{e, h}$ — характеристические постоянные. Представляя отверстие с размерами $(y_2 - y_1) a_{св}$ прямоугольным волноводом бесконечно малой длины, получим

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

$$\psi_e = \frac{2}{\sqrt{a_{св} b_{св}}} \sin \frac{m_{св} \pi z}{a_{св}} \sin \frac{n_{св} \pi y}{b_{св}}; \quad b_{св} = y_2 - y_1; \quad a_{св} = L;$$

$$\kappa_{св} = \sqrt{(m_{св} \pi / a_{св})^2 + (n_{св} \pi / b_{св})^2}; \quad \delta_{0j_{св}} = \begin{cases} 1, & j = 0; \\ 0, & j \neq 0; \end{cases} \quad j_{св} = m_{св}, n_{св}.$$

Координатные функции на отверстии связи S определяются из выражений $\vec{\mathcal{E}}_{I_h} = [\nabla \psi_h \vec{n}]$, $\vec{\mathcal{E}}_{I_e} = \nabla \psi_e$ (4). Проводимости волноводов V_1, V_2 с отверстием в боковой поверхности найдем на основе решения волноводных уравнений, приведенных в работах [3; 4].

Фундаментальное решение волноводных уравнений для амплитуд единичных полей, возбуждаемых в волноводе полем \vec{E}_τ при $\vec{j}_{св} = 0$, записывается следующим образом. Для поперечного поля

$$I_{e, h} \{ \vec{E}_\tau \} = - \frac{Y_{e, h}}{2} \int_0^z F_{e, h}^-(z') l^{-K_{e, h}^{V, N}(z-z')} dz' -$$

$$- \frac{Y_{e, h}}{2} \int_z^{z_h} F_{e, h}^+(z') l^{-K_{e, h}^{V, N}(z+z')} dz'; \quad (5)$$

для продольного поля

$$I_{z, h} \{ \vec{E}_\tau \} = - \frac{\kappa_{e, h}}{i\omega\mu} U \{ \vec{E}_\tau \} - \frac{1}{i\omega\mu} f_{zh} \{ \vec{E}_\tau \}. \quad (6)$$

Здесь $Y_{e, h}$ — характеристические проводимости для данной волны, $Y_h = K_h^{V, N} / i\omega\mu$; $Y_e = i\omega\epsilon / K_e^{V, N}$. $K_{e, h}^{V, N}$ — постоянные распространения, $K_{e, h}^{V, N} = \sqrt{\kappa_{e, h}^2 - k^2 \epsilon_r^{V, N}}$. $F_{e, h}^\mp$ — магнитные коэффициенты возбуждения,

$$F_{e, h}^\mp = f_{e, h} + \delta_v \frac{\kappa_h f_{zh}}{K_h^{V, N}},$$

$$f_{e, h} = \oint_L [n \vec{E}_\tau] \mathcal{H}_{e, h}^{V, N} dl; \quad f_{zh} = \oint_L [n \vec{E}_\tau] \mathcal{H}_{zh}^{V, N} dl,$$

где L — контур поперечного сечения волновода; $\delta_\nu = 0$ при $\nu \neq h$, $\delta_\nu = 1$ при $\nu = h$.

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

$$\vec{H}_l^{VN} \{ \vec{E}_l \} = \sum_{\nu=e, h} (I_\nu \vec{H}_\nu^{VN} + \delta_\nu I_{zh} \vec{H}_{zh}^{VN}).$$

Таким образом, для частичных проводимостей

$$Y_{ml}^{VN} = - \sum_\nu \left[\int_{S_m} I_{\nu l} \{ \vec{E}_l \} [n \vec{E}_m] \vec{H}_\nu^{VN} dS + \delta_\nu \int_{S_m} I_{zh l} \{ \vec{E}_l \} [n \vec{E}_m] \vec{H}_{zh}^{VN} ds \right]. \quad (7)$$

Подставив (4)–(6) и собственные функции волноводов \vec{H}_ν^{VN} в (7) и проинтегрировав по площади отверстия S , получим выражение для собственных и взаимных проводимостей:

$$Y_{ml}^{VN} = \sum_m \sum_n \left\{ \frac{\kappa}{2i\omega\mu \left[K_\nu^2 + \left(\frac{m_{cbj}\pi}{a_{cb}} \right)^2 \right]} \left\{ \left[2C_{2i}C_{2j} \frac{K_\nu^2}{\kappa} - 2C_{1i}C_{2j} \frac{m_{cbj}\pi}{a_{cb}} - 2C_{1j}C_{2i} \frac{m_{cbj}\pi}{a_{cb}} - 2\kappa C_{1i}C_{1j} \right] D_{ij} + \left(\frac{m_{cbj}\pi}{a_{cb}} C_{1j}C_{2i} - \frac{K_\nu^2 C_{2i}C_{2j}}{\kappa} \right) K_\nu G_{ij} + \left(C_{1i}C_{2j}K_\nu - \frac{\kappa}{K_\nu} C_{1i}C_{2j} \frac{m_{cbj}\pi}{a_{cb}} \right) \frac{m_{cbi}\pi}{a_{cb}} G_{ij} \right\} + \frac{i\omega\epsilon}{2 \left(K_\nu^2 + \left(\frac{m_{cbj}\pi}{a_{cb}} \right)^2 \right)} \left\{ \frac{2C_{2i}C_{2j}}{\kappa} D_{ij} - G_{ij} \frac{K_\nu C_{2i}C_{2j}}{\kappa} \right\} + \frac{1}{i\omega\mu} C_{1i}C_{1j}D_{ij} \right\}. \quad (8)$$

В формуле (6) $C_1 = A_1 B_1 \cos \frac{m\pi(x-c)}{a}$; $c = 0$ для V_1 , $c = a$ для V_2 ;

$$A_k = A_{1e} + A_{1h} = \left(\frac{2 \frac{n_{cb}\pi}{b_{cb}}}{\sqrt{a_{cb} b_{cb} \kappa_{cb}}} + \sqrt{\frac{(2 - \delta_{0m_{cb}})(2 - \delta_{0n_{cb}}) m_{cb}\pi}{a_{cb} b_{cb} \kappa_{cb}^2}} \frac{m_{cb}\pi}{a_{cb}} \right) \times \sqrt{\frac{(2 - \delta_{0m})(2 - \delta_{0n})}{ab}};$$

$$B_k = \left[\begin{array}{l} \frac{(-1)^{n_{cb}} \sin \frac{n\pi y_2}{b} - \sin \frac{n\pi y_1}{b}}{(n_{cb}\pi/b_{cb})^2 - (n\pi/b)^2} \frac{n\pi}{b}, \text{ если } \frac{n_{cb}\pi}{b_{cb}} \neq \frac{n\pi}{b} \\ \frac{y_1 - y_2}{2} \cos \frac{n\pi y_1}{b} + \frac{\sin \frac{n\pi y_1}{b} - \sin \left[(y_2 + b_{cb}) \frac{n\pi}{b} \right]}{4n\pi/b}, \frac{n_{cb}\pi}{b_{cb}} = \frac{n\pi}{b} \\ -b_{cb}, \text{ если } n_{cb} = n = 0 \end{array} \right];$$

$$C_2 = A_2 B_2 \cos \frac{\pi(x-c)}{a}; \quad A_2 = A_{2h} + A_{2e} = \frac{n_{cb}\pi}{b_{cb}} \sqrt{\frac{(2-\delta_{om})(2-\delta_{on})}{ab\kappa^2}}$$

$$B_2 = \left| \begin{array}{l} \frac{[(-1)^{n_{cb}} \sin \frac{\pi y_2}{b} - \sin \frac{\pi y_1}{b}] \frac{n_{cb}\pi}{b_{cb}}}{(n_{cb}\pi/b_{cb})^2 - (\pi/b)^2}, \text{ если } \frac{n_{cb}\pi}{b_{cb}} \neq \frac{\pi}{b} \\ \frac{y_1 - y_2}{2} \cos \frac{\pi y_1}{b} - \frac{\sin \frac{\pi y_1}{b} - \sin \left[(y_2 + b_{cb}) \frac{\pi}{b} \right]}{4\pi/b}, \text{ если } \frac{n_{cb}\pi}{b_{cb}} = \frac{\pi}{b} \\ 0, \text{ если } n_{cb} = n = 0 \end{array} \right|;$$

$$D_{ij} = \left| \begin{array}{l} 0, \text{ если } m_{cb_j} \neq m_{cb}, \\ a_{cb}/2, \text{ если } m_{cb_j} = m_{cb} \end{array} \right|;$$

$$G_{ij} = \frac{\{1 + (-1)^{m_{cb_i} + m_{cb_j}} - e^{-K_v a_{cb}} [(-1)^{m_{cb_i}} + (-1)^{m_{cb_j}}]\}}{K_v^2 + (m_{cb_i} \pi / a_{cb})^2}.$$

Проводимость (8) представляет собой квадратную матрицу, характеризующую взаимодействие координатных функций на отверстии связи. При $i = j$ проводимости являются собственными (диагональные члены матрицы), при $i \neq j$ — взаимными, отражающими взаимодействие единичных полей на отверстии связи.

Из анализа (8) следует, что если волновые числа m_{cb_i} , m_{cb_j} и n_{cb_i} , n_{cb_j} , характеризующие вариации функций по длине отверстия (ось z) и по ширине (ось y), разной четности, взаимная проводимость Y_{mi} равна нулю, т. е. такие поля не взаимодействуют друг с другом.

Задающий ток вычисляется при металлизации отверстий связи и согласованных нагрузках. Полное магнитное поле в этом случае определяется суммой полей, распространяющихся в волноводе от сторонних источников:

$$\vec{H} \{j_{ct}\} = \sum_{w=1}^W [I_w^+ \vec{j}_{ct}] e^{-K_w z} \vec{\mathcal{H}}_w + \delta_{wh} I_{zw}^+ \{j_{ct}\} e^{-K_w z} \vec{\mathcal{H}}_{zw},$$

где W — общее число распространяющихся волн; $I_w^+ \{j_{ct}\}$ — не зависящие от текущих координат амплитуды полей w -й распространяющейся волны. Тогда выражение для задающих токов многомодового волновода с учетом (4) примет вид

$$h_{m_{ct}} = \sum_{w=1}^W I_w^+ \{j_{ct}\} \int_S [n \vec{e}_m] \vec{\mathcal{H}}_w^+ e^{-K_w z} dS = \sum_{w=1}^W I_w^+ \{j_{ct}\} [C_2 K_w - (\delta_v C_1 m_{cb} \pi \kappa_h) / K_h a_{cb}] (1 - e^{-K_w a_{cb}} (-1)^{m_{cb}}) / (K_w^2 + (m_{cb} \pi / a_{cb})^2). \quad (9)$$

Решение матричного уравнения (3) с учетом (8), (9) относительно коэффициентов e_i в разложении тангенциального поля на отверстии (2) позволяет перейти к заполнению матрицы рассеяния и расчету переходного затухания и направленности волноводного щелевого Н-моста.

Решив уравнение (3), определим амплитуды распространяющихся волн, обусловленных полем \vec{E}_τ на отверстии связи:

$$\begin{aligned}
 U_w^+ \{\vec{E}_\tau\} &= -\frac{1}{2} e^{-K_w z} \sum_l^L e_l \int_0^{z_2} F_w^{0-}(z) e^{K_w z'} dz' = \\
 &= -\frac{1}{2} e^{-K_w z} \sum_l^L e_l \{ (e^{K_w z_2} (-1)^{m_{св}} - 1) / (K_w^2 + \frac{m_{св}^2 \pi^2}{a_{св}^2})^2 \times \\
 &\quad \times [C_2 K_w - \delta_w C_1 \kappa_w m_{св} \pi / K_w a_{св}] \}. \quad (10)
 \end{aligned}$$

С учетом (10) получим соотношения для элементов матрицы рассеяния — коэффициента отражения S_{11} и коэффициентов передачи S_{21} , S_{31} и S_{41} :

$$\begin{aligned}
 S_{11} &= \frac{U_w^{V_1-} \{\vec{E}_\tau\} |_{z=0}}{U^+}; \quad S_{21} = \left| e^{-K_w a_{св}} + \frac{U_w^{V_1+} \{\vec{E}_\tau\}}{U^+} \right|_{z=a_{св}}; \\
 S_{31} &= \frac{U_w^{V_2-} \{\vec{E}_\tau\} |_{z=0}}{U^+}; \quad S_{41} = \left| \frac{U_w^{V_2+} \{\vec{E}_\tau\}}{U^+} \right|_{z=a_{св}}, \quad (11)
 \end{aligned}$$

амплитуда волны, падающей от стороннего источника. При использовании в ферритовых вентилях, циркуляторах, коммутаторах наиболее широко применяются щелевые мосты, изготовленные из стандартных одномодовых прямоугольных волноводов. В таких случаях, рассчитывая мосты, следует ограничиться в приведенной выше математической модели падающей волной H_{10} . Тогда для вычисления задающих токов и амплитуд волн, распространяющихся в волноводе вне области связи, на отверстии необходимо учитывать волны типа $H_{m_{св}0}$, не имеющие вариаций по оси y .

В этом случае выражения (9), (10) записываются так:

$$h_{ст}^{V_1} = \sqrt{\frac{2(2 - \delta_{0m_{св}})}{a_{св} b_{св} ab}} \cdot \frac{b_{св} m_{св} \pi^2}{a_{св} a K_{10}} \frac{1 - (-1)^{m_{св}} e^{-K_{10} a_{св}}}{K_{10}^2 + (m_{св} \pi / a_{св})^2}; \quad (12)$$

$$U_w^+ \{\vec{E}_\tau\} = -\frac{1}{2} e^{-K_{10} z} \sum_l^L e_l \left\{ \sqrt{\frac{2(2 - \delta_{0m_{св}})}{a_{св} b_{св} ab}} \cdot \frac{b_{св} m_{св} \pi^2}{a_{св} a K_{10}} \cdot \frac{(-1)^{m_{св}} e^{K_{10} z_2} - 1}{K_{10}^2 + (m_{св} \pi / a_{св})^2} \right\}. \quad (13)$$

Если волноводы с отверстием в боковой стенке работают в схеме H — сочленений, которые не обладают направленными свойствами, распределение поля на отверстии может быть задано одной четной функцией. При проявлении направленности такой аппроксимации недостаточно. Следует учитывать как четные относительно центра функ-

ции, так и нечетные. Количество учитываемых высших типов волн в волноводах в области связи и функций на отверстиях при расчете проводимостей обусловлено необходимой степенью точности вычисления элементов матрицы рассеяния, переходного затухания, направленности и определяются решаемой практической задачей.

Список литературы: 1. *Автоматизированная система комплексного машинного проектирования изделий СВЧ электронной техники* / И. М. Блейвас, И. И. Голеницкий, С. А. Зайцев и др. // Электрон. техника. Серия 1. Электрон. СВЧ.— 1978.— Т. 1.— С 93—117. 2. *Автоматизированное проектирование устройств СВЧ* / В. В. Никольский, В. П. Орлов, В. Г. Феоктистов и др.; Под. ред. В. В. Никольского.— М.: Радио и связь, 1982.— 272 с. 3. *Машковцев Б. М., Цибизов К. Н., Емелин Б. Ф.* Теория волноводов.— М.: Наука, 1966.— 348 с. 4. Коган Н. Л., Машковцев Б. М., Цибизов К. Н. Сложные волноводные системы.— Л.: Судпромгиз, 1963.— 355 с.

Поступила в редколлегию 18.03.87.

УДК 621.385.6

Е. Н. ОДАРЕНКО, А. А. ШМАТЬКО, канд. физ.-мат. наук

КОНКУРЕНЦИЯ КОЛЕБАНИЙ ДВУХМОДОВОГО РЕЖИМА В ПРИБОРАХ ОРОТРОННОГО ТИПА

Нестационарные процессы в резонансных генераторах типа оротрон—ГДИ преимущественно исследовались в одномодовом одночастотном приближении. Однако существуют области изменения ускоряющего потенциала и тока пучка, в которых возможно возбуждение нескольких типов колебаний [1]. Это приводит к их конкуренции — явлению нелинейному и нестационарному. В некоторых случаях многочастотный режим улучшает энергообмен электронами и поля. Когда же на частотные свойства генератора накладываются жесткие ограничения, такие режимы генерации нежелательны: одновременное возбуждение нескольких типов колебаний нарушает монохроматичность сигнала и ухудшает качество спектра колебания. Исследование многомодовой генерации полезно для выработки методики подавления паразитных колебаний.

Изучим простейшее многомодовое взаимодействие в резонансных генераторах О-типа — одновременное возбуждение основного для выбранной электродинамической структуры и первого из высших типов колебаний. Исследуем процессы установления колебаний и их конкуренцию на различных стадиях переходного процесса в приближении кубической нелинейности для мягкого режима возбуждения.

Рассмотрим оротронный генератор, амплитудное распределение высокочастотного поля которого в области взаимодействия с плоским