

Л. М. Карпуков, Р. Д. Пулов, В. О. Рыбин

## Квазидинамическое моделирование многопроводных связанных микрополосковых линий

*Разработана квазидинамическая модель многопроводной связанной микрополосковой линии с проводниками, расположенными в слоях многослойной диэлектрической подложки. Определены параметры собственных волн в линии, получена матрица рассеяния отрезка линии, предложены процедуры по расчету функций Грина для многослойной диэлектрической среды и аналитическому решению дисперсионных уравнений, составлены соотношения для расчета распределений поверхностных токов на полосках линии, приведены результаты численных расчетов и эксперимента.*

### Введение

Разработка электронной аппаратуры на основе интегральных устройств, конструируемых с использованием многопроводных связанных микрополосковых линий (МС МПЛ), обеспечивает улучшение ее функциональных характеристик при существенном снижении габаритов и веса. Сложность устройств на МС МПЛ не позволяет достаточно эффективно применять для задач многовариантного анализа и синтеза электродинамические методы моделирования вследствие значительных вычислительных затрат. Поэтому инженерные методы проектирования устройств на МС МПЛ основываются на моделировании волновых процессов в квазистатическом приближении и теории микроволновых цепей [1–3].

В настоящей работе предложена квазидинамическая модель МС МПЛ, обеспечивающая по сравнению с квазистатическим приближением более высокую точность расчетов при соизмеримом объеме вычислений. На основе квазидинамического моделирования решен комплекс задач по определению матрицы рассеяния отрезка МС МПЛ и параметров собственных волн в связанных линиях, составлению функций Грина и решению дисперсионных уравнений для многослойных полосковых структур, расчету распределений поверхностных токов на полосках линий.

### Собственные параметры и матрица рассеяния отрезка многопроводной связанной линии

В квазистатическом приближении  $n$ -проводная микрополосковая линия описывается системой телеграфных уравнений, которые при синусоидальном изменении токов и напряжений в линиях, диэлектрической среде без потерь и идеальных проводниках имеют следующий вид [4, 5]:

$$\left. \begin{aligned} -\frac{dU}{dx} &= j\omega LI, \\ -\frac{dI}{dx} &= j\omega CU, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где  $U, I$  –  $n$ -мерные векторы, составленные из напряже-

ний и токов в линиях;  $L = 1/c^2 C_0^{-1}$ ;  $C, C_0$  – матрицы взаимных и собственных погонных емкостей соответственно с учетом и без учета диэлектрического заполнения линии;  $x$  – продольная ось линии;  $\omega$  – частота колебаний;  $c$  – скорость света в свободном пространстве.

Представим решение системы уравнений (1) в виде

суперпозиции прямых  $U^+, I^+$  и обратных  $U^-, I^-$  волн напряжения и тока. Волны напряжения и тока выразим через линейную комбинацию собственных волн напряжения в линии [5]:

$$\left. \begin{aligned} U^\pm(x) &= M \Theta^\mp V^\pm, \\ I^\pm(x) &= \pm Y U^\pm. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Здесь  $\Theta^\mp = \text{diag}(e^{\mp jk_{x1}x}, e^{\mp jk_{x2}x}, \dots, e^{\mp jk_{xn}x})$ ;

$M = [M_1, M_2, \dots, M_n]$ ;  $Y = c C_0 M N M^{-1}$  – матрица волновых проводимостей линии;

$N = \text{diag}(\sqrt{\varepsilon_{\Phi 1}}, \sqrt{\varepsilon_{\Phi 2}}, \dots, \sqrt{\varepsilon_{\Phi n}})$ ;  $\varepsilon_{\Phi i} = k_{xi}^2 / k_0^2$  – эффективная диэлектрическая проницаемость линии при  $i$ -й собственной волне;  $k_0$  – волновое число свободного пространства. Матрицы  $\Theta, \dot{I}, N$  состоят из постоянных распространения  $k_{xi}$  и собственных векторов  $M_i$  собственных волн. Параметры собственных волн определяются нетривиальными решениями уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \det(\varepsilon_{\Phi} E - \gamma^2) &= 0, \quad \varepsilon_{\Phi} = \varepsilon_{\Phi 1}, \dots, \varepsilon_{\Phi n}, \\ (\varepsilon_{\Phi i} E - \gamma^2) M_i &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где  $\varepsilon_{\Phi} = k_x^2 / k_0^2$ ,  $\gamma^2 = C C_0^{-1} = C_0^{-1} C$ ,  $E$  – единичная матрица.

Введем на основании (2) матрицу рассеяния отрезка  $n$ -проводной связанной линии, длиной  $d$ :

$$S_d = \begin{bmatrix} 0 & T(d) \\ T(d) & 0 \end{bmatrix}, \quad (4)$$

где  $T(d) = M \Theta(d) M^{-1}$ ,

$$\Theta^\mp(d) = \text{diag} \left( e^{\mp jk_{x_1} d}, e^{\mp jk_{x_2} d}, \dots, e^{\mp jk_{x_n} d} \right).$$

Определим матрицу рассеяния перехода с  $n$ -проводной связанной линией на систему из  $n$  одиночных несвязанных линий или нагрузок:

$$S_p = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & -S_{11} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (E + R Y)^{-1} (E - R Y) & 2 (E + R Y)^{-1} R Y \\ 2 (E + R Y)^{-1} & (E + R Y)^{-1} (R Y - E) \end{bmatrix}, \quad (5)$$

где  $R = \text{diag}(\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_n)$  матрица волновых сопротивлений одиночных линий или сопротивлений нагрузок.

По (4), (5) составим матрицу рассеяния сочленения отрезка  $n$ -проводной связанной линии с переходами на одиночные линии или нагрузки. Ориентированный граф сочленения приведен на рис.1.

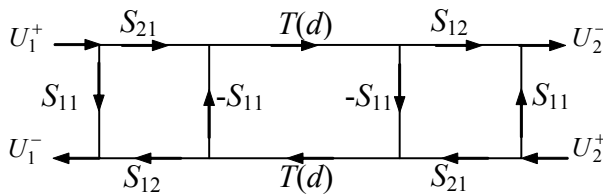


Рис. 1. Ориентированный граф сочленения отрезка  $n$ -проводной связанной линии с переходами на одиночные линии или нагрузки

Из анализа графа вытекают соотношения для матрицы рассеяния сочленения:

$$\left. \begin{aligned} \hat{S}_{11} = \hat{S}_{22} = S_{11} - S_{12} D^{-1} T(d) S_{11} T(d) S_{21}, \\ \hat{S}_{12} = \hat{S}_{21} = S_{12} D^{-1} T(d) S_{21}, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где  $D = E - T(d) S_{22} T(d) S_{22}$

### Дисперсионное уравнение многопроводной связанной микрополосковой линии с многослойной подложкой

При составлении в квазидинамическом приближении дисперсионного уравнения для постоянных пространства  $k_{x_i}$  собственных волн МС МПЛ введем ряд упрощений, позволяющих получить результаты моделирования в аналитической форме [6]. Пренебрежем поперечными составляющими токов собствен-

ных волн на полосках исследуемых линий. Распределение продольных токов собственных волн в линиях оценим в квазистатическом приближении по соотношениям (3).

С учетом введенных упрощений дисперсионное уравнение для  $i$ -й собственной волны  $n$ -проводной связанной микрополосковой линии, записанное относительно поверхности  $w_p$  полоскового проводника  $p$ -й линии, приобретет следующий вид:

$$\int_{w_p} \sum_{k=1}^n I_{k_i} \int_{w_k} Z_{xx}(y_p, y_k) d y_p d y_k = 0. \quad (7)$$

Здесь  $I_{k_i}$  ток  $k$ -го полоска при  $i$ -й собственной волне в линии;  $w_k$  – поверхность  $k$ -го полоска;  $y$  – поперечная ось линии;  $Z_{xx}(y_p, y_k)$  – взаимный импеданс  $p$ -го и  $k$ -го полосков.

Функция взаимного импеданса определяется соотношением:

$$Z_{xx_{pk}}(y, y_0) = -\frac{j\omega\mu_0}{4} G_{xx_{pk}}(y, y_0) + \frac{k_{x_i}^2}{4\omega\epsilon_0} G_{\varphi x_{pk}}(y, y_0) \quad (8)$$

где  $G_{xx_{pk}}$  – тангенциальная составляющая тензора Грина для электродинамического потенциала,  $G_{\varphi x_{pk}}$  – функция Грина скалярного потенциала.

Из соотношений (7), (8) следует дисперсионное уравнение для эффективной диэлектрической проницаемости  $i$ -й собственной волны:

$$\epsilon_{\text{эф}i} = \frac{k_{x_i}^2}{k_0^2} = \frac{A(k_{x_i})}{B(k_{x_i})}, \quad (9)$$

где  $A(k_{x_i}) = \sum_{k=1}^n I_{k_i} \int_{w_p} d y \int_{w_k} G_{xx_{pk}}(y, y_0) d y_0$ ,

$$B(k_{x_i}) = \sum_{k=1}^n I_{k_i} \int_{w_p} d y \int_{w_k} G_{\varphi x_{pk}}(y, y_0) d y_0.$$

В квазидинамическом приближении функции  $G_{xx_{pk}}$ ,  $G_{\varphi x_{pk}}$  могут быть найдены по декомпозиционной модели многослойной диэлектрической структуры подложки линии [7]. На рис.2, а представлена структура подложки, состоящая из  $n$  слоев диэлектрика, размещенных между полупространствами с относительными диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_{n+1}$ . Ориентированный граф декомпозиционной модели структуры приведен на рис. 2, б, где границы раздела между диэлектрическими слоями моделируются матрицей рассеяния

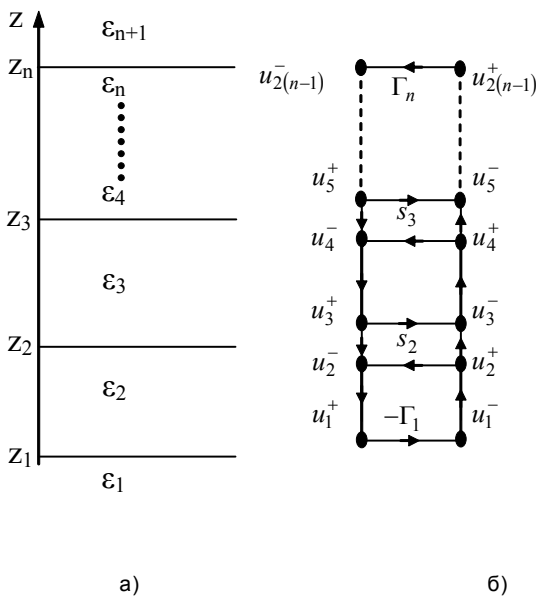


Рис. 2. Структура многослойной подложки МС МПЛ (а) и ее декомпозиционная модель (б)

$$s_i = \begin{bmatrix} \Gamma_i & 1 - \Gamma_i \\ 1 + \Gamma_i & -\Gamma_i \end{bmatrix}. \quad (10)$$

При определении функции  $G_{\varphi x}$  коэффициенты отражения от границ диэлектрических слоев в соотношении (10) берутся в виде  $\Gamma_i = (\varepsilon_{i+1} - \varepsilon_i) / (\varepsilon_{i+1} + \varepsilon_i)$ . Если структура размещена между металлическими экранами, то  $\Gamma_1 = -1$ ,  $\Gamma_n = 1$ . Для функции  $G_{xx}$  имеет место  $\Gamma_i = 0$ ,  $\Gamma_1 = 1$ ,  $\Gamma_n = 1$ . Входные воздействия, моделирующие поле от точечных источников тока, вводятся на границах раздела диэлектрических слоев. При расположении в сечении  $z_k$  точечного источника его коэффициент передачи для функции  $G_{\varphi x}$  равен  $T_k = 2 / (\varepsilon_{k+1} + \varepsilon_k)$ , а для функции  $G_{xx} - T_k = 1$ .

Анализ графа многослойной структуры при толщине слоев, равной  $h$ , и расположении источника тока в сечении  $z_k$  приводит к следующим соотношениям [7]:

$$\left. \begin{aligned} G_{\varphi x} &= T_k \sum_{m=0}^{\infty} (S \cdot I)^m \cdot U(m) - I \cdot (S \cdot I)^m \cdot U(m+1), \\ G_{xx} &= \sum_{m=0}^{\infty} (S \cdot I)^m \cdot U(m) + I \cdot (S \cdot I)^m \cdot U(m+1). \end{aligned} \right\} (11)$$

Здесь  $S = \text{diag}(-\Gamma_1, s_2, \dots, s_{n-1}, \Gamma_n)$ ;  
 $I = \text{diag}(e_1, e_2, \dots, e_{n-1})$ ,  $e_i$  – матрицы связей с элементами  $e_{i11} = e_{i22} = 0$ ,  $e_{i12} = e_{i21} = 1$ ;

$U(m) = [0, \dots, 0, u_k(m), 0, \dots, 0]^T$ ;  $G_{xx}$ ,  $G_{\varphi x}$  – векторы, составленные из реакций в граничных сечениях на входное воздействие  $u_k$  от точечного линейного источника тока.

В случае однослойной структуры, состоящей из слоя диэлектрика, лежащего на металлическом экране, соотношения (11) при нахождении точечного источника в сечении  $z_2$  приобретают следующий вид:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} G_{\varphi x_{12}} \\ G_{\varphi x_{22}} \end{bmatrix} &= T_2 \sum_{m=0}^{\infty} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ \Gamma_2 & 0 \end{bmatrix}^m \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ u_2(m) \end{bmatrix} + \\ &+ \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ \Gamma_2 & 0 \end{bmatrix}^m \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ u_2(m+1) \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} G_{xx_{12}} \\ G_{xx_{22}} \end{bmatrix} &= \sum_{m=0}^1 \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}^m \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ u_2(m) \end{bmatrix} + \\ &+ \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}^m \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ u_2(m+1) \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (13)$$

Поле точечного линейного источника моделируется функцией Ханкеля второго рода нулевого порядка:

$$u_k(m) = H_0^{(2)}(\gamma r_m), \quad (14)$$

где  $r_m = \sqrt{(y - y_0)^2 + (mh)^2}$ ,  $\gamma = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_k - k_{x_i}^2}$ .

При решении дисперсионного уравнения (9) воспользуемся известным приближенным выражением для функции Ханкеля:

$$H_0^{(2)}(x) = 1 - j2/\pi \cdot [c_e + \ln(x/2) + x^2/4], \quad (15)$$

где  $\tilde{n}_e$  – постоянная Эйлера.

На нулевой частоте решение (9) запишется как

$$\varepsilon_{\varphi i} (0) = \frac{A_0}{B_0}, \quad (16)$$

где коэффициенты  $A_0$ ,  $B_0$  задаются интегралами в (9) от функций  $G_{xx}$ ,  $G_{\varphi x}$  вычисленных для входного воздействия  $u_k(m)$ , представленного логарифмическим членом в (15).

Соотношение (14) является оценкой квазистатического значения эффективной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{\varphi i}$ , определяемой решением уравнений (3). Динамическая поправка к квазистатическому

значению  $\varepsilon_{\Phi_i}$  на основании (9), (15), (16) приобретает следующий вид:

$$\varepsilon_{\Phi_i}(\omega) = \frac{2\varepsilon_{\Phi_i}}{1 - \frac{a}{B_0} - \sqrt{\left(1 - \frac{b}{B_0}\right)^2 + 4\frac{b}{B_0}A_0}}, \quad (17)$$

где коэффициенты  $a, b$  задаются интегралами в (9) от функций  $G_{xx}, G_{qx}$ , вычисленных для входного воздействия  $u_k(m)$ , представленного квадратичным членом в (15).

### Распределение поверхностных токов собственных волн на полосках многопроводной связанной микрополосковой линии

Зависимости для тока и заряда  $p$ -й полоски при  $i$ -м типе волны от продольной координаты и времени имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} I_{i_p}(x) &= I_{i_p} e^{-jk_0 \sqrt{\varepsilon_{\Phi_i}(\omega)} x + j\omega t}, \\ q_{i_p}(x) &= q_{i_p} e^{-jk_0 \sqrt{\varepsilon_{\Phi_i}(\omega)} x + j\omega t}. \end{aligned} \quad (18)$$

Токи и заряды связаны соотношением:

$$I_{i_p} = \frac{\omega}{k_0 \sqrt{\varepsilon_{\Phi_i}(\omega)}} q_{i_p}. \quad (19)$$

На частотах, близких к нулю, поперечная составляющая поверхностного тока пренебрежимо мала. Поэтому распределение поверхностного тока на  $p$ -й полоске определяется продольной составляющей  $J_{i_p}^x(x, y)$  тока, которая пропорционально поверхностному заряду  $\sigma^{i_p}(y)$  в этом сечении:

$$J_{i_p}^x(x, y) = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{\Phi_i}(0)}} \sigma^{i_p}(y) e^{-jk_0 \sqrt{\varepsilon_{\Phi_i}(\omega)} x + j\omega t} \quad (20)$$

Оценив значение  $\varepsilon_{\Phi_i}(0)$  по формуле [8]

$$\varepsilon_{\Phi_i}(0) = \frac{\sigma^{i_p}(y)}{\sigma_0^{i_p}(y)}, \quad (21)$$

запишем (20) в виде:

$$J_{i_p}^x(x, y) = c \sqrt{\varepsilon_{\Phi_i}(0)} \sigma_0^{i_p}(y) e^{-jk_0 \sqrt{\varepsilon_{\Phi_i}(0)} x + j\omega t}, \quad (22)$$

где  $\sigma_0^{i_p}(y)$  – поверхностный заряд  $p$ -й полоски без учета диэлектрического заполнения линии.

На частотах отличных от нуля поверхностные токи и заряды должны удовлетворять уравнению непрерывности:

$$\frac{\partial J_{i_p}^x}{\partial x} + \frac{\partial J_{i_p}^y}{\partial y} = -j\omega \sigma^{i_p}(y) e^{-jk_0 \sqrt{\varepsilon_{\Phi_i}(\omega)} x + j\omega t}. \quad (23)$$

Отсюда с учетом (22) следует формула для распределения поперечной составляющей поверхностного тока на  $p$ -й полоске при собственной волне  $i$ -го типа:

$$\begin{aligned} J_{i_p}^y(x, y) &= -j\omega e^{-jk_0 \sqrt{\varepsilon_{\Phi_i}(\omega)} x + j\omega t} \times \\ &\times \int_0^y [\sigma^{i_p}(y) - \varepsilon_{\Phi_i}(0) \sigma_0^{i_p}(y)] dy. \end{aligned} \quad (24)$$

Здесь интегрирование проводится в пределах ширины  $w_p$   $p$ -й полоски.

### Численные результаты

На основании представленной методики квазидинамического моделирования в качестве примера рассчитаны характеристики трехпроводной связанной микрополосковой линии на однослойной подложке в виде слоя диэлектрика, лежащего на металлическом экране. Конструкция линии приведена на рис. 3, а. Для ширины полосков  $w_i = 0,635$  мм, величине зазоров между полосками  $s_i = 0,3$  мм, относительной проницаемости диэлектрика подложки  $\varepsilon_2 = 9,8$  и ее толщине  $h = 0,635$  мм получены следующие матрицы емкостных коэффициентов:

$$C = \begin{bmatrix} 0,032696 & -5,88011 \cdot 10^{-3} & -2,02396 \cdot 10^{-4} \\ -5,88011 \cdot 10^{-3} & 0,034106 & -5,88011 \cdot 10^{-3} \\ -2,02396 \cdot 10^{-4} & -5,88011 \cdot 10^{-3} & 0,032696 \end{bmatrix}, \text{ пф/м;}$$

$$C_0 = \begin{bmatrix} 5,25167 \cdot 10^{-3} & -1,45582 \cdot 10^{-3} & -1,84936 \cdot 10^{-4} \\ -1,45582 \cdot 10^{-3} & 5,73153 \cdot 10^{-3} & -1,45582 \cdot 10^{-3} \\ -1,84936 \cdot 10^{-4} & -1,45582 \cdot 10^{-3} & 5,25167 \cdot 10^{-3} \end{bmatrix}, \text{ пф/м.}$$

Коэффициенты матриц  $C, C_0$  вычислялись с помощью интегрального уравнения электростатики

$$\varphi = \int_w G(y, y_0) \sigma(y_0) dy_0,$$

связывающего потенциал  $\varphi$  проводников с распределением на них поверхностного заряда  $\sigma(y)$ . Уравнение решалось методом моментов с применением

кусочно-постоянных базисных функций [3]. Для составления уравнения использовались функции Грина  $G$ , которые рассчитывались по соотношениям (12), (13) при представлении поля точечного источника функцией  $u_2(m) = -\ln\sqrt{(y-y_0)^2 + (mh)^2} / (2\pi\epsilon_0)$ . Соотношение (12) использовалось для вычисления матрицы  $\tilde{N}$ , а (13) – для матрицы  $\tilde{N}_0$ .

В таблице 1 приведены рассчитанные по матрицам  $\tilde{N}$ ,  $\tilde{N}_0$  и по уравнению (3) нормированные значения напряжения на проводниках и эффективные диэлектрические проницаемости, соответствующие собственным типам волн в линии.

Таблица 1 – Параметры трехпроводной связанной МПЛ

| № волны | $U_1$    | $U_2$   | $U_3$    | $\epsilon_{эф}(0)$ |
|---------|----------|---------|----------|--------------------|
| 1       | 0,55306  | 0,62310 | 0,55306  | 7,5203             |
| 2       | 0,70711  | 0       | -0,70711 | 6,0328             |
| 3       | -0,41756 | 0,80703 | -0,41756 | 5,5527             |

На рис. 3, б и в для примера изображены нормированные распределения продольного и поперечного поверхностных токов на полосках линии для первой собственной волны, полученные по соотношениям (20), (22).

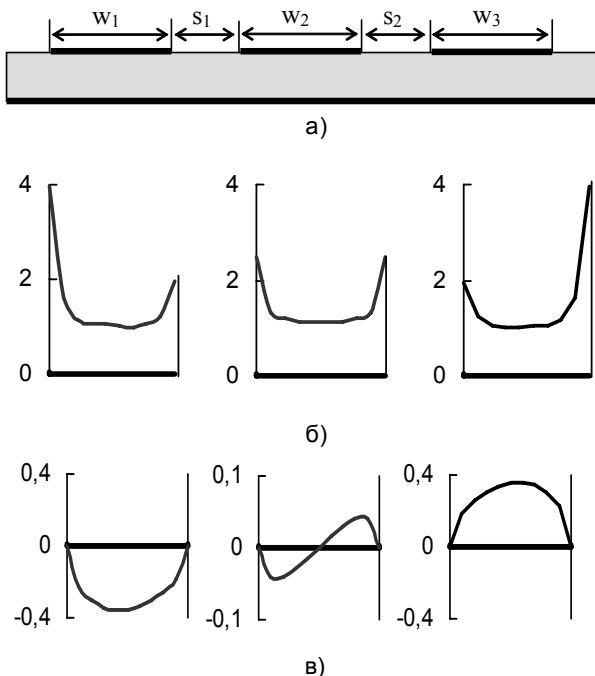


Рис. 3. Трехпроводная связанная микрополосковая линия: а – конструкция линии; б, в – нормированные распределения на полосках продольного (б) и поперечного (в) поверхностных токов для первой собственной волны в линии

По соотношениям (6), (17) выполнен расчет частотных зависимостей переходного ослабления  $S_{12}$  между проводниками трех разновидностей отрезков МС МПЛ, отличающихся числом полосков. Для указанных выше параметров микрополосковых линий результаты расчетов при области связи  $d = 7,69$  мм и волновых сопротивлений подводящих линий, величины 50 Ом, представлены на рис. 4.

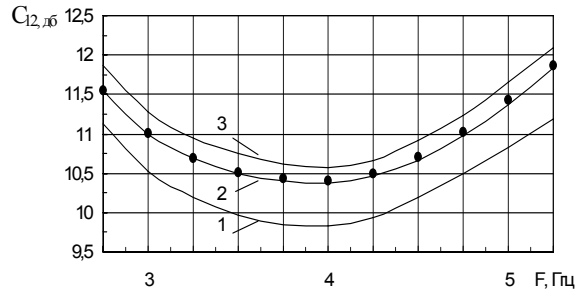


Рис. 4. Частотные зависимости переходного ослабления  $\tilde{N}_{12}$  между проводниками двухпроводной (1), трехпроводной (2), четырехпроводной (3) связанных линий (точками отмечены экспериментальные данные для трехпроводной связанной линии)

### Выводы

Разработана методика квазидинамического моделирования многопроводных связанных микрополосковых линий, реализуемых на многослойной диэлектрической подложке. На основе концепции собственных волн определена матрица рассеяния многопроводных связанных линий, получены зависимости для расчета распределений поверхностных токов в линиях, составлены универсальные процедуры нахождения функций Грина многослойных структур в приближениях квазистатики и квазидинамики, предложен метод вычисления электродинамической поправки к квазистатическим значениям постоянных распространения собственных волн.

Предложенная методика моделирования может быть использована в САПР при процедурах анализа и синтеза устройств на многопроводных связанных микрополосковых линиях, а также при разработке помехоустойчивых межэлементных соединений печатных плат сверхбыстродействующих вычислительных систем.

### Перечень ссылок

1. Проектирование интегральных устройств СВЧ: Справочник / Ю. Г. Ефремов, В. В. Конин, Б. Д. Солганик и др. – К.: Техніка, 1990. – 159 с.
2. Разевиг В. Д., Потапов Ю. В., Курушин А. А. Проектирование СВЧ устройств с помощью Microwave Office. – М.: СОЛОН-Пресс, 2003. – 495 с.
3. Swanson D. J., Hoefler J. R. Microwave Circuit Modeling Using Electromagnetic Field Simulation. – London: Artech House. – 2003. – 469 p.

4. Нефедов Е. И, Козловский В. В, Згурский А. В. Микрополосковые излучающие и резонансные устройства. – К.: Техніка, 1990. – 160 с.
5. Карпуков Л. М. Анализ элементов и устройств СВЧ на многопроводных связанных микрополосковых линиях // Известия вузов. Радиоэлектроника. – 1982. – Т.25.–№3. – С. 60–63.
6. Карпуков Л.М., Пулов Р.Д., Романенко С.Н. Дисперсия основного типа волны в многопроводных связанных микрополосковых линиях // Всеукраинский межведомст. научно-техн. сборник. Радиотехника. – 1998.–Вып. 106. – С. 159–161.
7. Карпуков Л.М., Пулов Р.Д., Рыбин В.О. Квазидинамическое моделирование многослойных металлodieлектрических структур // Электротехника и энергетика. – 2006.– №1. – С. 42–47.
8. Kobayashi M., Momoi H. Longitudinal and transverse current distributions on coupled microstrip lines // IEEE Trans. Microwave Theory Tech.–1988.–Vol. 36.– № 3.– P. 588–592.

Поступила в редакцию 14.09.06 г.

*Розроблена квазідинамічна модель багатопровідної зв'язаної мікросмужкової лінії з провідниками, розташованими у шарах багат шарової діелектричної підкладки. Визначені параметри власних хвиль у лінії, отримана матриця розсіяння відрізка лінії, запропоновані процедури по розрахунку функцій Гріна для багат шарового діелектричного середовища і аналітичним рішенням дисперсійних рівнянь, складені співвідношення для розрахунку розподілів поверхневих струмів на смужках лінії, наведені результати чисельних розрахунків і експерименту.*

*The quasi-dynamic model of the multi-conductor coupled micro-strip line with conductors placed in multilayer dielectric substrate is developed. The proper line waves parameters are determined, the scattering matrix of a line segment is obtained, the procedures of Green function calculation for multi-layer dielectric media and analytical solution of dispersion equations are proposed, formulas for surface currents distribution calculation are composed, results of numerical calculations and experiment are given.*

УДК 621.315.2: 004.942

**В. Г. Денисенко, Л. Н. Малышев, Н. В. Скрыпичин, С. М. Тиховод**

## **Анализ электромагнитных гармонических процессов в кабелях с помощью системы ANSYS**

*В статье изложена методика моделирования электромагнитных процессов в кабелях связи с помощью системы ANSYS/Етаg. Предложен расчет первичных параметров кабелей по полученным картинкам поля и дан пример программы на языке APDL.*

Многие современные кабели связи, как правило, имеют сложные конструкции. Они могут содержать значительный ряд симметричных пар и четверок, скрученных с различными шагами, коаксиальные пары, различные экраны, служебные жилы и т. д. Расчет таких кабелей потребовал разработки специальных компьютерных программ моделирования. Одна из наиболее совершенных методик К.К. Абрамова, реализованная в виде компьютерной программы, описана в [1]. Однако программа К. К. Абрамова позволяет выполнять расчет потребительских параметров сложных кабелей только приближенно. Это обусловлено тем, что данная программа основана на сложных аналитических преобразованиях, которые не в состоянии учесть многообразие всех реальных условий. Как следствие, оптимальные соотношения геометрических размеров для сложных кабелей также находятся со значительными погрешностями. Их уточнение требует больших дорогостоящих экспериментальных работ. Поэтому разработка методик расчета, которые позволяют выполнять расчет первичных и вторичных параметров кабелей по их геометрическим параметрам и выполнять поиск оптимального

соотношения этих параметров в заданном диапазоне частот является актуальной задачей.

При проектировании кабелей связи на практике приходится выполнять ряд требований, которые часто бывают взаимно противоречивыми. Первое требование для кабелей, как и для многих изделий, – минимизация массогабаритных показателей и стоимости, а также экономия материалов. Другими важными требованиями для кабелей связи являются согласование волнового сопротивления  $Z_a$  с входным или выходным сопротивлением аппаратуры связи и обеспечение величины коэффициента затухания  $\alpha$ , не превышающей предельной в заданном диапазоне частот. Уменьшение коэффициента затухания, как правило, требует увеличения диаметра токопроводящих жил, что приводит к увеличению расхода материалов и увеличению стоимости изделия. Однако, для некоторых конструкций кабелей получены оптимальные соотношения для геометрических параметров [2, 3]. Таким образом, волновое сопротивление и коэффициент затухания (вторичные параметры) являются важными потребительскими параметрами кабелей связи. Вторичные параметры тесно связа-