

УДК 621.372.8

СОБСТВЕННЫЕ ВОЛНЫ МНОГОСЛОЙНЫХ ПОЛОСКОВЫХ СТРУКТУР

А. Н. Коваленко

Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики,
г. Москва, Россия

В настоящей работе проведено обобщение ранее предложенного её автором численно-аналитического метода расчёта собственных волн микрополосковой линии на многослойные полосковые структуры. Разработана математическая модель структуры, позволяющая с высокими точностью и скоростью решать задачи анализа и синтеза полосковых линий в многослойной диэлектрической среде. Представлены результаты решения задачи синтеза связанных микрополосковых линий на подвешенной подложке. Исследована зависимость коэффициентов замедления от высоты подвеса подложки. Установлена возможность выравнивания коэффициентов замедления синфазной и противофазной волн в широком диапазоне изменения параметров структуры.

ВВЕДЕНИЕ

Полосковые линии различного типа составляют основу интегральных схем для сверхвысокочастотного (СВЧ) диапазона электромагнитных волн. Современная технология изготовления таких схем, характеризуемых тесным расположением отдельных элементов, наличием покрывающих и подстилающих слоёв и слоёв диэлектрика, приводит к необходимости расчёта полосковых линий с учётом межэлементной связи и многослойности среды. Таким образом, для построения математических моделей элементов СВЧ интегральных схем необходимо решить проблему эффективного нахождения системы собственных волн многослойных полосковых направляющих структур. В [1] предложен эффективный численно-аналитический метод расчёта собственных волн экранированной микрополосковой линии. В его основу положен проекционный способ решения интегральных уравнений специального вида с использованием «чебышевского» базиса, учитывающего в явном виде краевые особенности решения. Данный метод позволяет получить численные результаты с высокой точностью даже при небольшом числе базисных функций [2]. В настоящей работе этот метод обобщается на многослойные полосковые направляющие структуры, рассмотренные в [3], и применяется к построению математической модели связанных микрополосковых линий на подвешенной подложке. Предлагается универсальный, независящий от числа слоёв, способ получения основных расчётных соотношений. При этом алгоритмы нахождения характеристик многослойных полосковых структур такие же, как и соответствующие алгоритмы для микрополосковых линий на однослойной подложке. Поэтому разработанные для микрополосковых линий алгоритмы и реализующие их компьютерные программы могут быть использованы, при небольшой доработке, для расчёта многослойных полосковых структур.

1. ОСНОВНЫЕ РАСЧЁТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим многослойную направляющую структуру в прямоугольном экране с поперечными размерами a и b . Поперечное сечение структуры показано на рис. 1. В сечении $y = c$ расположена система бесконечно тонких полосковых идеальных проводников. Область ниже полосковых проводников ($y < c$) обозначена как 1, область выше полосковых проводников — как 2.

В области 1 находится K диэлектрических слоёв, в области 2 — N слоёв, ϵ_{j1} и ϵ_{j2} — относительные диэлектрические проницаемости среды в j -х слоях областей 1 и 2.

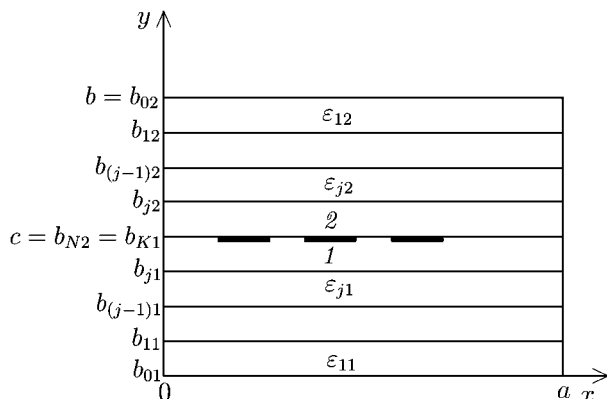


Рис. 1. Поперечное сечение многослойной полосковой направляющей структуры

Решаем задачу возбуждения прямоугольного волновода со слоистым диэлектриком поверхностным электрическим током на полосковых проводниках. Опуская множитель $\exp[i(\omega t - \Gamma z)]$, представим выражения для поля собственных волн в виде [1]:

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{\partial^2 U^\ominus}{\partial x \partial y} + W_0 \Gamma U^M, \\ E_z &= -i\Gamma \frac{\partial U^\ominus}{\partial y} - iW_0 \Gamma \frac{\partial U^M}{\partial x}, \\ E_y &= \frac{\partial^2 U^\ominus}{\partial y^2} + \epsilon_{j1,2} U^\ominus, \end{aligned}$$

$$H_x = \frac{\partial^2 U^M}{\partial x \partial y} - \frac{\epsilon_{j1,2}}{W_0} \Gamma U^\ominus, \quad H_z = -i\Gamma \frac{\partial U^M}{\partial y} + i \frac{\epsilon_{j1,2}}{W_0} \frac{\partial U^\ominus}{\partial x}, \quad H_y = \frac{\partial^2 U^M}{\partial y^2} + \epsilon_{j1,2} U^M, \quad (1)$$

где $W_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ — волновое сопротивление свободного пространства, Γ — нормированная на волновое число $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ постоянная распространения,

$$\begin{aligned} U^\ominus &= -\frac{2}{a} \Gamma W_0 \frac{1}{\epsilon_{j1,2}} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{dG_m^\ominus}{dy} \left(I_{zm} - \frac{\alpha_m}{\Gamma^2} I_{xm} \right) \frac{\sin(\alpha_m x)}{\chi_m^2}, \\ U^M &= -\frac{1}{a} \sum_{m=0}^{\infty} G_m^M(y) (I_{xm} + \alpha_m I_{zm}) \frac{\epsilon_m \cos(\alpha_m x)}{\chi_m^2}, \\ \epsilon_m &= \begin{cases} 1, & \text{если } m = 0; \\ 2, & \text{если } m \neq 0, \end{cases} \end{aligned}$$

$$I_{zm} = \sum_{l=1}^L \int_{x_l - W_l/2}^{x_l + W_l/2} \eta_{lz}(x') \sin(\alpha_m x') dx', \quad I_{xm} = \sum_{l=1}^L \int_{x_l - W_l/2}^{x_l + W_l/2} i\Gamma \eta_{lx}(x') \cos(\alpha_m x') dx', \quad (2)$$

η_{lz} , η_{lx} — составляющие плотности тока на l -м полосковом проводнике, L — число проводников, W_l — ширина l -го проводника, x_l — центр l -го проводника.

Функции Грина $G_m^\ominus(y)$ и $G_m^M(y)$ в каждом слое областей 1 и 2 удовлетворяют уравнениям [4]:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 G_m^{\ominus, M}}{dy^2} + \beta_{mj1,2}^2 G_m^{\ominus, M} &= -\delta(y - c), \\ \beta_{mj1,2} &= \sqrt{\epsilon_{j1,2} - \chi_m^2}, \quad \chi_m^2 = \alpha_m^2 + \Gamma^2, \quad \alpha_m = \frac{\pi}{a} m. \end{aligned} \quad (3)$$

В приведённых и последующих выражениях используются безразмерные координаты и элементы длины, переход к которым осуществляется путём умножения их размерных аналогов на волновое число в свободном пространстве k_0 .

Из граничных условий электродинамики следует, что функции $G_m^M(y)$ и $\beta_m^2 G_m^\ominus(y)/\epsilon$ непрерывны на всех межслойных сечениях и равны нулю при $y = b_{01} = 0$ и $y = b_{02} = b$. Производные

от функций $G_m^\ominus(y)$ и $G_m^\ominus(y)$ непрерывны на межслойных сечениях без полосковых проводников. В сечении $y = b_{K1} = b_{N2} = c$, на котором расположены полосковые проводники, производные от функций $G_m^\ominus(y)$ и $G_m^\ominus(y)$ терпят разрыв, величина которого есть

$$[G_m^{\ominus, \text{M}}(y)]' \Big|_{y=c-0} - [G_m^{\ominus, \text{M}}(y)]' \Big|_{y=c+0} = 1. \quad (4)$$

Предлагается следующий алгоритм нахождения функций $G_m^\ominus(y)$ и $G_m^\ominus(y)$.

Зададим на $(j-1)$ -м межслойном сечении областей 1 и 2 граничные условия импедансного типа:

$$Z_{m(j-1)1,2}^\ominus = \pm \frac{\beta_{mj1,2}^2}{\varepsilon_{j1,2}} \frac{G_m^\ominus}{(G_m^\ominus)'} \Big|_{y=b_{(j-1)1,2}}, \quad Z_{m(j-1)1,2}^\ominus = \pm \frac{G_m^\ominus}{(G_m^\ominus)'} \Big|_{y=b_{(j-1)1,2}}, \quad (5)$$

где $j = 1, 2, \dots, K$ в области 1, $j = 1, 2, \dots, N$ в области 2, знак «+» относится к области 1, знак «-» — к области 2.

Используя (5), представим решение уравнения (3) в j -х слоях областей 1 и 2 в виде

$$G_m^\ominus(y) = C_{mj1,2}^\ominus \frac{\varepsilon_{j1,2}}{\beta_{mj1,2}^2} \times \frac{\sin(\beta_{mj1,2} |y - b_{(j-1)1,2}|) + (Z_{m(j-1)1,2}^\ominus / W_{mj1,2}^\ominus) \cos(\beta_{mj1,2} |y - b_{(j-1)1,2}|)}{\sin(\beta_{mj1,2} |b_{j1,2} - b_{(j-1)1,2}|) + (Z_{m(j-1)1,2}^\ominus / W_{mj1,2}^\ominus) \cos(\beta_{mj1,2} |b_{j1,2} - b_{(j-1)1,2}|)},$$

$$G_m^\ominus(y) = C_{mj1,2}^\ominus \frac{\sin(\beta_{mj1,2} |y - b_{(j-1)1,2}|) + (Z_{m(j-1)1,2}^\ominus / W_{mj1,2}^\ominus) \cos(\beta_{mj1,2} |y - b_{(j-1)1,2}|)}{\sin(\beta_{mj1,2} |b_{j1,2} - b_{(j-1)1,2}|) + (Z_{m(j-1)1,2}^\ominus / W_{mj1,2}^\ominus) \cos(\beta_{mj1,2} |b_{j1,2} - b_{(j-1)1,2}|)}, \quad (6)$$

где $W_{mj1,2}^\ominus = \beta_{mj1,2} / \varepsilon_{j1,2}$, $W_{mj1,2}^\ominus = 1 / \beta_{mj1,2}$, $C_{mj1,2}^\ominus$ — постоянные коэффициенты.

Используя (5) и (6), определим импедансы на j -м межслойном сечении областей 1 и 2, т. е. при $y = b_{j1,2}$:

$$Z_{mj1,2}^{\ominus, \text{M}} = \frac{Z_{m(j-1)1,2}^{\ominus, \text{M}} + W_{mj1,2}^{\ominus, \text{M}} \operatorname{tg}(\beta_{mj1,2} |b_{j1,2} - b_{(j-1)1,2}|)}{1 - (Z_{m(j-1)1,2}^{\ominus, \text{M}} / W_{mj1,2}^{\ominus, \text{M}}) \operatorname{tg}(\beta_{mj1,2} |b_{j1,2} - b_{(j-1)1,2}|)}. \quad (7)$$

Таким образом, импедансы на j -м межслойном сечении находятся через импедансы на $(j-1)$ -м межслойном сечении. Учитывая, что при $y = 0$ и $y = b$ импедансы равны нулю, можно, последовательно применяя рекуррентную формулу (7), определить импедансы на всех межслойных сечениях. Определяем импедансы на $(K-1)$ -м и $(N-1)$ -м межслойных сечениях и находим, используя (6), функции $G_m^\ominus(y)$ и $G_m^\ominus(y)$ при $b_{(K-1)1} < y < b_{(N-1)2}$. Используя граничные условия в сечении $y = b_{K1} = b_{N2} = c$, получим следующие выражения для коэффициентов $C_{mK1}^{\ominus, \text{M}}$, $C_{mN2}^{\ominus, \text{M}}$:

$$C_{mK1}^{\ominus, \text{M}} = C_{mN2}^{\ominus, \text{M}} = G_m^{\ominus, \text{M}} = (1/Z_{mK1}^{\ominus, \text{M}} + 1/Z_{mN2}^{\ominus, \text{M}})^{-1}. \quad (8)$$

Используя (6) и граничные условия на межслойных сечениях, можно установить связь между коэффициентами $C_{m(j-1)1,2}^{\ominus, \text{M}}$ и $C_{mj1,2}^{\ominus, \text{M}}$:

$$C_{m(j-1)1,2}^{\ominus, \text{M}} = C_{mj1,2}^{\ominus, \text{M}} \frac{Z_{m(j-1)1,2}^{\ominus, \text{M}}}{W_{mj1,2}^{\ominus, \text{M}}} \times \left[\sin(\beta_{mj1,2} |b_{j1,2} - b_{(j-1)1,2}|) + \frac{Z_{m(j-1)1,2}^{\ominus, \text{M}}}{W_{mj1,2}^{\ominus, \text{M}}} \cos(\beta_{mj1,2} |b_{j1,2} - b_{(j-1)1,2}|) \right]^{-1}. \quad (9)$$

Определяем с помощью формулы (8) коэффициенты $C_{mK1}^{\mathcal{E}}$, $C_{mK1}^{\mathcal{M}}$, $C_{mN2}^{\mathcal{E}}$ и $C_{mN2}^{\mathcal{M}}$ и последовательно применяем рекуррентное соотношение (9), чтобы найти постоянные коэффициенты, необходимые для расчёта функций $G_m^{\mathcal{E}}(y)$ и $G_m^{\mathcal{M}}(y)$ по выражениям (6) во всех слоях областей 1 и 2.

Подставляем (2) в (1) и используем условие равенства нулю тангенциальной составляющей напряжённости электрического поля на поверхности каждого полоскового проводника — получаем следующую систему интегральных уравнений относительно продольной и поперечной составляющих плотности тока на каждом проводнике:

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2}{\chi_m^2} [(\Gamma^2 G_m^{\mathcal{E}} + \alpha_m^2 G_m^{\mathcal{M}}) I_{zm} + \alpha_m (G_m^{\mathcal{M}} - G_m^{\mathcal{E}}) I_{xm}] \sin(\alpha_m x) &= 0, \\ \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_m}{\chi_m^2} \left[\alpha_m (G_m^{\mathcal{M}} - G_m^{\mathcal{E}}) I_{zm} + \left(\frac{\alpha_m^2}{\Gamma^2} G_m^{\mathcal{E}} - G_m^{\mathcal{M}} \right) I_{xm} \right] \cos(\alpha_m x) &= 0, \end{aligned} \quad (10)$$

где $|x - x_l| \leq W_l/2$, $l = 1, 2, \dots, L$.

Применяем к решению этой системы проекционный метод — получаем бесконечную систему линейных алгебраических уравнений, из которой определяем постоянные распространения собственных волн и коэффициенты разложения плотности тока на полосковых проводниках по выбранному базису. При этом выражения для матричных коэффициентов этой системы, определяемые через величины $G_m^{\mathcal{E}}$ и $G_m^{\mathcal{M}}$, не зависят от числа слоёв полосковой структуры и имеют такой же вид, как и для обычных микрополосковых линий на однослойной подложке. Поскольку алгоритмы вычисления $G_m^{\mathcal{E},\mathcal{M}}$ по формулам (7) и (8) не зависят от числа слоёв, то разработанные для микрополосковых линий алгоритмы и реализующие их программы могут быть использованы, при небольшой доработке, и для расчёта многослойных структур. Таким образом, предложенный в [1] метод нахождения собственных волн микрополосковой линии, в основе которого лежит проекционный способ решения системы (10) с использованием «чебышевского» базиса, учитывающего в явном виде краевые особенности решения, обобщён на многослойные полосковые структуры. При решении системы (10) указанным способом с использованием тригонометрического базиса также можно получить численные результаты высокой точности, если учесть краевые особенности решения в неявном виде с помощью процедуры [5], основанной на приближённом решении бесконечной системы линейных алгебраических уравнений.

Предложенный алгоритм решения задачи о собственных волнах в многослойных полосковых структурах распространяется также на полосковые структуры с проводниками, размещёнными на разных межслойных сечениях.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СВЯЗАННЫХ МИКРОПОЛОСКОВЫХ ЛИНИЙ НА ПОДВЕШЕННОЙ ПОДЛОЖКЕ

Отрезок связанных микрополосковых линий с конечной длиной, используемый в качестве элемента СВЧ интегральных схем, можно описать матрицей рассеяния, элементы которой определяются из решения задачи о собственных волнах регулярных линий. Особенностью связанных микрополосковых линий является отличие коэффициентов замедления синфазной и противифазной волн. Это приводит к ухудшению электродинамических характеристик СВЧ элементов, основанных на связанных микрополосковых линиях. Выравнивание коэффициентов замедления возможно с помощью связанных микрополосковых линий на подвешенной подложке, поперечное сечение которых показано на рис. 2.

Приведённые на нём обозначения имеют следующий смысл: W — ширина полосковых проводников, S — расстояние между проводниками, h — толщина подложки, b_1 — высота подвеса подложки, ε — относительная диэлектрическая проницаемость подложки, $2a$ и b — размеры экрана.

При одинаковой ширине полосковых проводников задача о собственных волнах связанных линий сводится к задачам о собственных волнах одиночных линий либо с магнитной стенкой в плоскости симметрии $x = a$, либо с электрической стенкой в этой плоскости. Из первой задачи определяются собственные волны чётного типа (синфазные волны), а из второй — нечётного типа (противофазные волны). Для волн чётного типа тангенциальная составляющая напряжённости магнитного поля в плоскости симметрии равна нулю. Для волн нечётного типа в этой плоскости равна нулю тангенциальная составляющая напряжённости электрического поля. Собственные волны нечётного типа определяются выражениями, приведёнными в первом разделе. Собственные волны чётного типа определяются этими же выражениями, в которых нужно заменить m на $m - 1/2$ и при вычислении функции U^M по формуле (2) исключить первый член ряда, соответствующий значению $m = 0$.

Таким образом, обе задачи сведены к решению бесконечной однородной системы линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов разложения плотности тока на полосковом проводнике по «чебышевскому» базису. Использование последнего базиса позволяет получить решение методом редукции при небольшом порядке редуцированной системы линейных алгебраических уравнений. Для собственных волн нечётного типа выражения для матричных коэффициентов имеют такой же вид, как и для экранированной микрополосковой линии [1]. Наличие в линии воздушного зазора между подложкой и нижним экраном приводит лишь к незначительному усложнению расчёта коэффициентов G_m^E и G_m^M , определяемых выражениями (8). Для собственных волн чётного типа выражения для матричных коэффициентов представляются в аналогичном виде.

Важными электродинамическими параметрами собственных волн являются коэффициенты их замедления и волновые сопротивления. Через них определяются элементы матрицы рассеяния и рабочие характеристики восьмиполосника в виде отрезка связанных линий с конечной длиной при заданных значениях волнового сопротивления подводящих линий. Коэффициенты замедления n , равные нормированным постоянным распространения Γ (для распространяющихся типов волн), определяются из дисперсионного уравнения, получаемого приравнением нулю определителя однородной системы линейных алгебраических уравнений. Волновые сопротивления определяются через мощность и ток и представляются в виде бесконечных рядов, аналогичных приведённым в [6].

Использование «чебышевского» базиса, позволяющее учесть в явном виде особенности поля на краях полоскового проводника, и улучшение сходимости рядов для матричных коэффициентов системы линейных алгебраических уравнений привели к разработке эффективного алгоритма расчёта собственных волн связанных микрополосковых линий. Результаты численного исследования сходимости практически не отличаются от результатов, полученных для связанных линий на обычной подложке и представленных в [7]. Разработанный алгоритм позволяет путём компью-

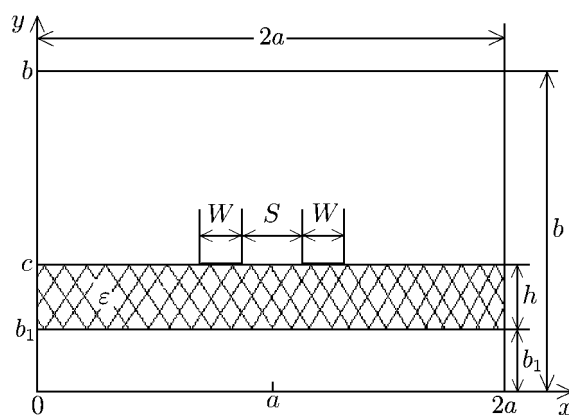


Рис. 2. Поперечное сечение связанных микрополосковых линий на подвешенной подложке

терного моделирования эффективно решать не только задачи анализа, но и задачи синтеза СВЧ элементов, основанных на связанных микрополосковых линиях. На основе разработанного алгоритма создана компьютерная программа, с высокой точностью и скоростью решающая задачи анализа и синтеза связанных микрополосковых линий с учётом дисперсии волн. При решении задач анализа по заданным размерам линий, диэлектрической проницаемости подложки и частоты определяются коэффициенты замедления и волновые сопротивления синфазной и противофазной волн. Определяются также рабочие характеристики восьмиполосника в виде отрезка связанных линий при заданных значениях его длины и волнового сопротивления подводящих линий.

Время решения задачи анализа связанных микрополосковых линий в широком диапазоне изменения их параметров на персональном компьютере среднего класса составляет сотые доли секунды. При этом погрешность расчёта их коэффициентов замедления и волновых сопротивлений собственных волн не превышает 0,1 %.

При решении задач синтеза связанных микрополосковых линий по заданным волновым сопротивлениям синфазной и противофазной волн Z_1 и Z_2 определяются ширина полосковых проводников W и расстояние между ними S . Могут также задаваться коэффициент связи $K = (Z_1 - Z_2)/(Z_1 + Z_2)$ и волновое сопротивление связанных линий $Z_0 = \sqrt{Z_1 Z_2}$. В этом случае вначале по заданным K и Z_0 определяются Z_1 и Z_2 , а затем размеры W и S . При разработке алгоритма решения задач синтеза использовался метод Хука и Дживса [8]. Время решения задачи синтеза не превышает секунды.

В результате расчётов, выполненных на персональном компьютере, была исследована зависимость коэффициентов замедления синфазной и противофазной волн от высоты подвеса подложки b_1 . Была установлена возможность их выравнивания в широком диапазоне изменения коэффициента связи K , волнового сопротивления Z_0 и параметра $f_n = fh$, где частота f измеряется в ГГц, а h — в мм. На рис. 3 и 4 приведены графики, показывающие зависимость коэффициентов замедления n_1 и n_2 от величины b_1/h при сильной ($K = 6$ дБ, рис. 3) и слабой ($K = 18$ дБ, рис. 4) связи при $Z_0 = 50$ Ом. На обоих рисунках кривые 1 и 2 отвечают n_1 (при $f_n = 10$ и 1 соответственно), кривые 3 и 4 — n_2 (при $f_n = 10$ и 1). При $b_1/h = 0$ коэффициент замедления синфазной волны n_1 больше коэффициента замедления противофазной волны n_2 . С увеличением отношения b_1/h коэффициент n_1 уменьшается быстрее, чем n_2 . Поэтому кривые на графиках пересекаются. Точки пересечения отвечают значениям b_1/h , не превышающим 0,2 в широком диапазоне изменения параметров структуры.

В табл. 1 приведены результаты решения задачи синтеза связанных микрополосковых линий на поликоровой подложке ($\epsilon = 9,6$) в зависимости от коэффициента связи и частоты возбуждения при $Z_0 = 50$ Ом. Высота подвеса подложки b_1 определялась из условия равенства коэффициентов замедления синфазной и противофазной волн: $n_1 = n_2 = n$.

Высокие точность и скорость расчётов с помощью созданной математической модели связанных микрополосковых линий позволяют эффективно использовать её при проектировании направленных ответвителей, фильтров и других микрополосковых устройств.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный в данной статье алгоритм расчёта одномерной функции Грина, основанный на использовании на межслойных сечениях граничных условий импедансного типа, позволил обобщить метод расчёта собственных волн микрополосковой линии [1] на многослойные полосковые направляющие структуры. Поскольку при использовании полученных в настоящей работе рекуррентных формул указанный алгоритм не зависит от числа слоёв, то при компьютерном моделировании многослойных структур можно использовать программы, разработанные для структур

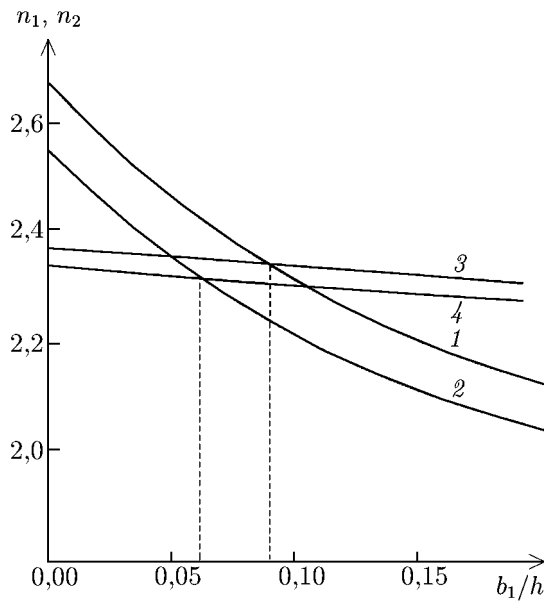


Рис. 3. Зависимости коэффициентов замедления от высоты подвеса подложки при сильной связи

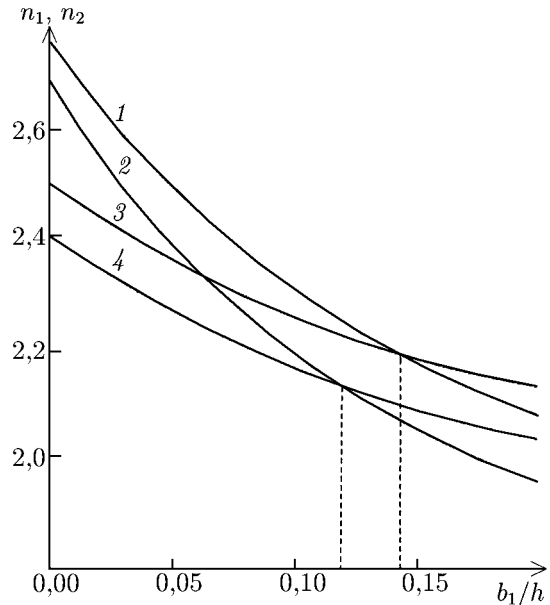


Рис. 4. Зависимости коэффициентов замедления от высоты подвеса подложки при слабой связи

Таблица 1

fh		1,0	2,5	5,0	7,5	10	15	20
$K = 6$ дБ	n	2,288	2,285	2,285	2,288	2,293	2,308	2,323
	b_1/h	0,063	0,070	0,077	0,085	0,092	0,108	0,135
	W/h	0,816	0,840	0,851	0,854	0,841	0,788	0,645
	S/h	0,089	0,091	0,094	0,096	0,095	0,087	0,075
$K = 9$ дБ	n	2,265	2,262	2,261	2,267	2,278	2,305	2,333
	b_1/h	0,072	0,078	0,087	0,094	0,099	0,110	0,128
	W/h	1,072	1,102	1,124	1,121	1,097	0,990	0,846
	S/h	0,293	0,301	0,311	0,316	0,313	0,289	0,244
$K = 12$ дБ	n	2,237	2,228	2,228	2,237	2,253	2,297	2,338
	b_1/h	0,082	0,091	0,100	0,106	0,110	0,114	0,125
	W/h	1,249	1,287	1,305	1,294	1,251	1,111	0,950
	S/h	0,607	0,630	0,654	0,661	0,652	0,592	0,498
$K = 18$ дБ	n	2,165	2,137	2,137	2,159	2,192	2,268	2,337
	b_1/h	0,109	0,129	0,139	0,141	0,138	0,130	0,127
	W/h	1,474	1,559	1,566	1,507	1,410	1,204	1,026
	S/h	1,510	1,609	1,680	1,673	1,609	1,396	1,161

с двухслойным диэлектриком, в частности для обычных микрополосковых линий. Таким образом, предлагаемый в работе способ алгоритмизации решает проблему эффективного нахождения собственных волн многослойных полосковых структур и позволяет построить высокоточные математические модели полосковых линий различного типа с учётом технологических особенностей изготовления СВЧ интегральных схем. Математические модели регулярных линий представляют не только самостоятельный интерес. Они также необходимы для решения задач дифракции

электромагнитных волн на нерегулярностях линий и являются основой для построения математических моделей нерегулярных элементов СВЧ интегральных схем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коваленко А. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21, № 2. С. 188.
2. Коваленко А. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23, № 11. С. 1388.
3. Никольский В. В., Никольская Т. И., Белова Т. Г. // Автоматизированное проектирование устройств СВЧ. М.: МИРЭА, 1982. С. 3.
4. Коваленко А. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т. 31, № 11. С. 1380.
5. Коваленко А. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 2008. Т. 51, № 9. С. 764.
6. Коваленко А. Н. // Автоматизированное проектирование устройств СВЧ. М.: МИРЭА, 1988. С. 28.
7. Коваленко А. Н. // Научный вестник МИРЭА. 2010. № 2 (9). С. 8.
8. Гупта К., Гардж Р., Чадха Р. Машинное проектирование СВЧ устройств: Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1987. 432 с.

Поступила в редакцию 23 января 2013 г.; принята в печать 30 января 2013 г.

EIGENWAVES IN MULTILAYER STRIP STRUCTURES

A. N. Kovalenko

We generalize the method for the numerical analytical calculation of eigenwaves in a microstrip line, which was proposed by the author earlier, to multilayer strip structures. The mathematical model of the structure is developed, which allows one to solve the problems of analysis and synthesis of strip lines in a multilayer dielectric medium with high speed and accuracy. The results of solving the problem of synthesis of connected microstrip lines on a suspended substrate are presented. The dependence of the deceleration coefficients on the height of the substrate suspension is studied. The possibility of alignment of the deceleration coefficients for the in-phase and counter-phase waves in a wide range of changes in the structure parameters is confirmed.