

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕАНДРОВОЙ ПОЛОСКОВОЙ ЛИНИИ

Н. Д. МАЛЮТИН, П. П. ГАЛИНСКИЙ

(Представлена научным семинаром кафедры ТОЭ)

В настоящей статье рассмотрены пути миниатюризации полосковых передающих линий при сохранении линейности их фазочастотных характеристик и произведен расчет погонных емкостей и волновых сопротивлений меандровой линии.

Уменьшение габаритов полосковых линий задержки можно осуществить двумя путями: использованием для подложек материалов с большими значениями относительных диэлектрической и магнитной проницаемости ϵ_r и μ_r , применением зигзагообразной укладки центральной токонесущей полоски и многослойного печатного монтажа. Однако увеличение ϵ_r и μ_r требует уменьшения ширины центральной полоски и перехода от печатной к пленочной технологии, имеющей большую разрешающую способность, а сокращение габаритов за счет более плотного размещения «витков» проводника приводит к непропорциональности между фазовой задержкой в линии и геометрической длиной токонесущей полоски, а также к нарушению согласования линии по характеристическому сопротивлению, определенному для прямой линии. Конструкция зигзагообразной линии показана на рис. 1, а поперечное сечение — на рис. 2.

Если количество проводников велико, то крайние проводники будут вносить маленькие погрешности в фазовый сдвиг [1], и фазовая задержка в линии может быть определена так:

$$\varphi = N_1 \psi + N_2 \beta l_2, \quad (1)$$

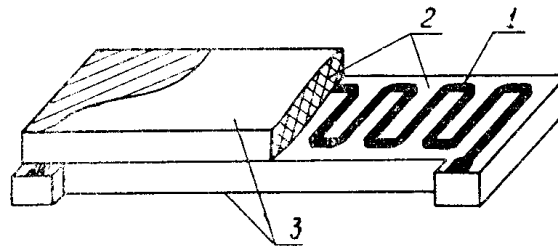


Рис. 1. Конструкция меандровой полосковой линии: 1 — меандровая токопроводящая полоска; 2 — диэлектрические подложки; 3 — заземляемые основания

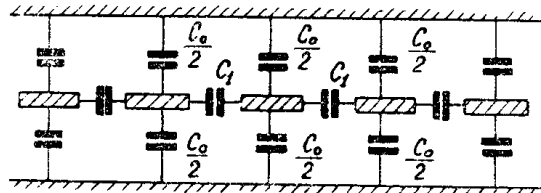


Рис. 2. Поперечное сечение меандровой линии

где

ψ — разность фаз напряжений в начале и конце изгиба одной полоски;

N_1 — число связанных полосок;

N_2 — число полосок, соединяющих связанные проводники;

β — фазовая постоянная ТЕМ-волны в несвязанной линии, имеющей одинаковые размеры с зигзагообразной линией;

l_2 — длина соединяющих полосок.

Угол ψ может быть найден [1] из уравнения

$$\cos \psi = \frac{\sqrt{4m^2(m^2 - 1) \cos^2 \beta l_1 + 1} - 1}{2(m^2 - 1) \cos^2 \beta l_1} \quad (2)$$

l_1 — длина связанных полосок;

где

$m^2 = \frac{C_0 + 2C_1}{C_0}$ зависит от соотношения собственной C_0 и взаим-

ной C_1 емкостей (рис. 2), а фазовая постоянная связана с углом ψ выражением

$$\cos^2 \beta l_1 = \frac{\cos \psi}{\cos^2 \psi + m^2 \sin^2 \psi}. \quad (3)$$

Из уравнений (2) и (3) видно, что зигзагообразная полосковая структура не вносит фазовых искажений при значениях m^2 , близких к единице. Однако этот случай соответствует слабой связи между полосками меандра и большим габаритом линии. Пользуясь (1) и (3), легко установить связь между m^2 и допустимым отклонением фазового набега $\Delta\varphi$ изогнутой линии от фазового набега в выпрямленной линии той же длины

$$m^2 = \frac{\cos \psi - \cos^2 \psi \cos(\psi + \Delta\varphi/N_1)}{\sin^2 \psi \cos(\psi + \Delta\varphi/N_1)}. \quad (4)$$

На низкой частоте, при которой βl_1 меньше $10=15^\circ$, угол ψ можно аппроксимировать уравнением

$$\psi = \beta l_1 \frac{1}{\sqrt{2m^2 - 1}}. \quad (5)$$

Реальный фазовый сдвиг в меандровой линии изменяется с частотой нелинейно, так как $\frac{d\psi}{d\beta l_1}$ увеличивается с ростом частоты [1].

Величина относительных фазовых искажений, определяемых как отклонение фазовой характеристики от линейной, записывается

$$\delta\varphi = \frac{N_1\psi - N_1\beta l_1 \frac{1}{\sqrt{2m^2 - 1}}}{N_1\beta l_1 \frac{1}{\sqrt{2m^2 - 1}} + N_2\beta l_2}. \quad (6)$$

Для оптимизации структуры по любому критерию к уравнениям (1) — (6) необходимо добавить выражения, устанавливающие связь между первичными электрическими параметрами C_0 , C_1 и геометрическими размерами структуры и свойствами материала подложек.

К основным параметрам линий с ТЕМ-волной обычно относят [3] емкости при четном и нечетном возбуждении C_{0e} и C_{0o} , а также волновые сопротивления при четном и нечетном возбуждении Z_{0e} и Z_{0o} .

Между выбранными первичными параметрами существует следующая связь:

$$\begin{aligned} C_0 &= \frac{C_{00} + C_{0e}}{2}; \quad 2C_1 = \frac{C_{00} - C_{0e}}{2}; \\ C_{00} &= C_0 + 2C_1; \quad C_{0e} = C_0 - 2C_1; \\ Z_{00} &= \frac{V\epsilon_r}{3 \cdot 10^8 C_{00}}; \quad Z_{0e} = \frac{V\epsilon_r}{3 \cdot 10^8 C_{0e}}. \end{aligned} \quad (7)$$

Эти параметры полностью характеризуют меандровую линию. По ним могут быть найдены фазовая задержка, волновое и входное сопротивление [1].

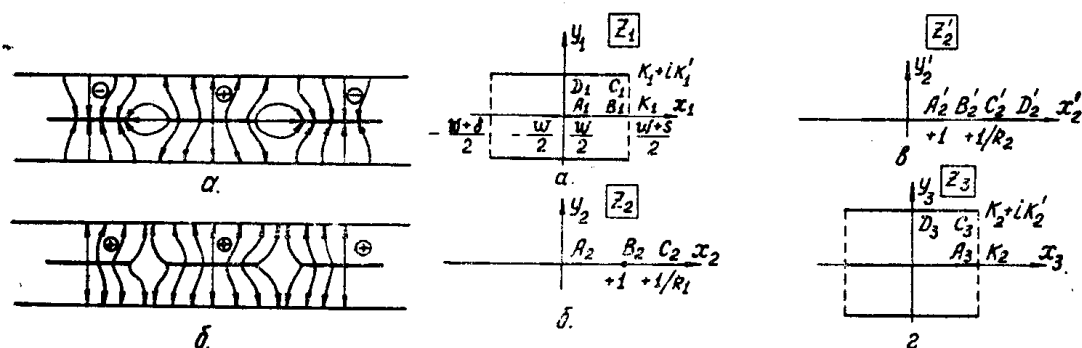


Рис. 3. Нечетное (а) и четное (б) возбуждение полосок меандровой линии

Рис. 4. Последовательность конформных отображений ячейки четного возбуждения (а) на каноническую область плоского конденсатора (з)

Четное и нечетное возбуждения полосок показаны на рис. 3, б и а соответственно. Емкость полосок при четном возбуждении равна $N_1 C_{0e}$, где C_{0e} — емкость одной полоски можно найти для элементарной ячейки четного возбуждения (рис. 4, а). Ячейка ограничена частью экранов и магнитными стенками (пунктирные линии), отделяющими область поля двух соседних ячеек. Емкость полосок при нечетном возбуждении также равна $N_1 C_{00}$, где C_{00} — емкость одной полоски, а в отличие от ячейки четного возбуждения, ячейка для нечетного типа возбуждения включает вертикальные металлические стенки.

Для нахождения погонных емкостей использовался метод конформных отображений [2], позволивший решить задачу нахождения первичных параметров по заданным размерам. Для отображения внутренней области ячеек на каноническую область плоского конденсатора и нахождения функции была проделана следующая последовательность операций (рис. 4).

Функции Якоби

$$z_2 = sn(z_1, k_1)$$

переводит прямоугольник в плоскости z_1 , представляющий ячейку четного типа возбуждения на плоскость z_2 с соответствием точек, показанным на рис. 4, а, б. При этом координата точки A_1 выражается через ширину полоски

$$z_1(A_1) = w/2 = a,$$

а координаты точки A_1 — в плоскости z_2

$$z_2 = sn(A_1, k_1) = d.$$

Входящая в выражение для d величина k_1 называется модулем эллиптической функции $sn(z_1, k_1)$ и может быть найдена с помощью таблиц [2] для отношения полных эллиптических интегралов первого рода K_1 и K_1' , равного

$$\frac{K_1}{K_1'} = \frac{\omega + s}{b}.$$

Далее используем линейное преобразование

$$z_2' = \frac{z_2}{d}.$$

Оно переводит плоскость z_2 саму на себя. Точка A_2 перемещается при этом в $+1$, а точка C_2 будет иметь координату (рис. 3, в)

$$c = \frac{1}{k_1 d}.$$

Переведем теперь плоскость z_2' в область плоского конденсатора z_3 с помощью эллиптического интеграла первого рода

$$z_3 = F(z_2', k_2).$$

Из соответствия точек при отображении (рис. 4, в, г) устанавливаем, что

$$\frac{1}{c} = \frac{1}{k_2},$$

откуда

$$k_2 = k_1 d.$$

Так как координаты точек A_1 и C_1 в плоскости z_3 имеют соответственно значения K_2 и $K_2 + iK_2'$, то погонная емкость и режим четного возбуждения найдется по формуле плоского конденсатора

$$C_{0e} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{4K_2}{K_2'}, \quad (8)$$

где K_2 и K_2' — полные эллиптические интегралы первого рода, зависящие от модулей

$$k_2 \text{ и } k_2' = \sqrt{1 - k_2^2}.$$

Последовательность отображения ячейки нечетного типа отличается от приведенной отсутствием промежуточного линейного преобразования. Исходя из этого:

$$C_{00} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{4K_3}{K_3'}, \quad (9)$$

где полные эллиптические интегралы первого рода K_3 и K_3' зависят от модулей k_3 и $k_3' = \sqrt{1 - k_3^2}$, а $k_3 = d$.

Таким образом, вычисление емкостей по формулам (8) и (9) сводится к расчету модулей k_1 , k_2 , k_3 и значений эллиптических интегралов. По выражениям (8), (9) и (7) проведен расчет погонных емкостей C_{00} , C_{0e} , C_0 и C_1 для меандровой линии, зазор между полосками которой s равен ширине токонесущей полоски ω . Расчетные кривые показаны на рис. 5. На рис. 6 приведена зависимость волновых сопротивлений в режимах четного Z_{0e} и нечетного Z_{00} возбуждения от ω/b при $s/b = 0,5$.

Таким образом, формулы (7—9), устанавливая дополнительные связи между электрическими и конструктивными параметрами, позволяют добиться оптимальных характеристик полосковых меандровых линий задержки по следующим критериям: линейности фазочастотной характеристики, размерам, свойствам материала.

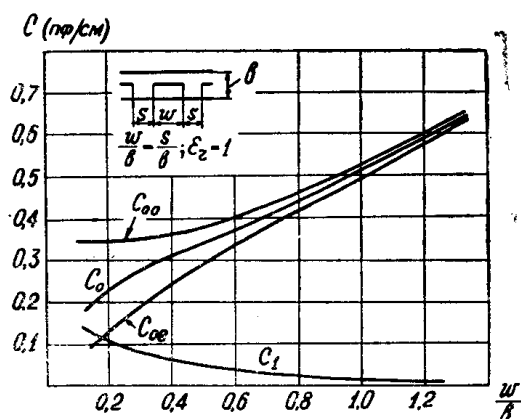


Рис. 5. Зависимость погонных емкостей меандровой линии от отношения w/b при $w/b = s/b$ (диэлектрик — воздух). Вверху показаны поперечные размеры структуры

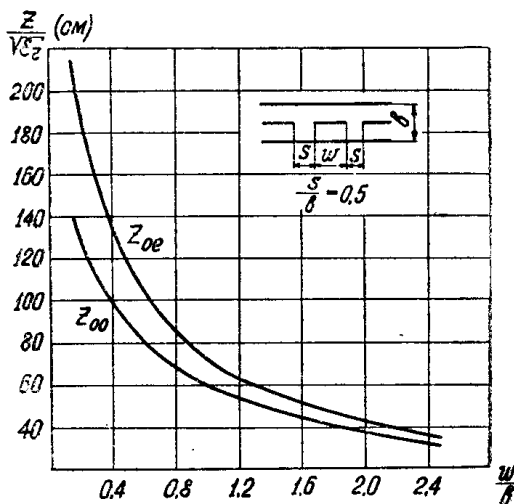


Рис. 6. Зависимость волновых сопротивлений четного Z_{0e} и нечетного Z_{0o} возбуждения меандровой линии от w/b при $s/b = 0.5$ (диэлектрик—воздух)

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Воробьеву П. А. за полезные советы и помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Pregla. Mäanderleitung als Laufzeitausgleichsschaltung. AEU, 1967, 21, № 5, 219—227.
2. В. И. Лаврик, В. Н. Савенков. Справочник по конформным отображениям. Киев, «Наукова думка», 1970.
3. А. Л. Фельдштейн, Л. Р. Явич. Синтез четырехполюсников и восьми-полюсников на СВЧ. М., «Связь», 1971.