

М.А.Р. Ганстон

справочник

по

**ВОЛНОВЫМ
сопротивлениям
фидерных
линий**

СВЧ

Резерв
3.11.76.

М. А. Р. Ганстон

СПРАВОЧНИК

ПО
ВОЛНОВЫМ
СОПРОТИВЛЕНИЯМ
ФИДЕРНЫХ
ЛИНИЙ
СВЧ

Перевод с английского

ПОД РЕДАКЦИЕЙ А. З. ФРАДИНА



Издательство «Связь» Москва 1976

13 -

6Ф2.19

F19

УДК 621.396.4:621.376.3:621.391.8

Ганстон М. А. Р.
Г19 Справочник по волновым сопротивлениям фидерных линий СВЧ. Пер. с англ. Под ред. А. З. Фрадина. М., «Связь», 1976. 152 с. с ил.

В книге рассматриваются фидерные линии СВЧ, работающие в режиме ТЕМ-волны, коаксиальные, полосковые, связанные линии и разнообразные их модификации.

На материале огромного числа источников дается подробный анализ современного состояния теории, указываются достижения и отмечаются незавершенность многих исследований. Приводятся формулы, таблицы и графики для расчета волнового сопротивления перечисленных фидерных линий.

Книга предназначена для исследователей, разработчиков и конструкторов радиоаппаратуры СВЧ. Она может быть полезна также аспирантам и студентам радиоспециальностей.

30404—080
Г 045(01)—76 24—76

6Ф2.19

M. A. R. Gunston

Microwave Transmission — Line Impedance Data. Van Nostrand Reinhold Company LTD, New York, Cincinnati, Toronto, Melbourne, 1972.

Предисловие к русскому изданию

На сверхвысоких частотах в качестве линий передачи (соединительных линий между антенной и передатчиком — приемником), а также в качестве специальных элементов высокочастотного тракта (трансформаторов, согласователей, резонаторов, фильтров, направленных ответвителей и т. д.) наряду с волноводами находят применение фидеры, работающие в режиме поперечной электромагнитной (ТЕМ) волны. Для линий передачи используются, главным образом, коаксиальные кабели и полосковые линии. При конструировании элементов высокочастотного тракта приходится в той или иной мере видоизменять форму поперечного сечения фидеров и их диэлектрическое заполнение. В результате в процессе развития техники сверхвысоких частот разработано и внедрено в практику большое количество разнообразных по форме поперечного сечения проволочников и по диэлектрическому заполнению фидеров.

Из-за сложности структуры фидерных линий определение их параметров представляет в каждом случае трудную задачу, решение которой часто принимает форму научного исследования. В научнотехнической литературе имеется очень большое количество публикаций по данной проблеме, причем, главным образом, в виде журнальных статей.

В книге М. А. Р. Ганстона материал по фидерным линиям СВЧ весьма полно собран, систематизирован, обработан и компактно изложен. По каждому типу фидерной линии даны форма поперечного сечения и формулы для расчета волнового сопротивления. Многие расчетные данные представлены в виде графиков. Каждая глава снабжена подробным списком литературы и сводной таблицей, в которой указаны типы рассмотренных фидеров, номера расчетных формул, точность и границы их применимости.

Книга будет безусловно полезна конструкторам и разработчикам аппаратуры СВЧ.

Все замечания по книге просьба направлять в издательство «Связь» (101000, Москва, Чистопрудный бульвар, 2).

А. З. Фрадин

Предисловие автора

Со времени появления сверхвысокочастотной (СВЧ) техники для передачи СВЧ энергии было предложено множество разнообразных устройств. Эта книга рассматривает тот класс устройств, который в общем называется *фидерные линии* и представляет собой единственный в своем роде курс сведений и данных по волновому сопротивлению фидерных линий.

До сих пор разработчик, исследователь или студент, needing в подобных данных, должен был искать их на страницах книг, технических журналов и неопубликованных или труднодоступных докладов. Во многих случаях необходимых данных вообще не существовало либо они были неполными или недостаточно точными для рассматриваемых целей. Предполагается, что настоящая книга в значительной мере исправит это положение. Первоначальная цель состояла в уменьшении времени и облегчении усилий, связанных с получением для выбранной конфигурации линии (т. е. формы поперечного сечения) необходимых величин, определяющих заданное волновое сопротивление. Поэтому повсюду, где это возможно, были предусмотрены числовые данные либо в табличной, либо в графической форме (или в обеих сразу), достаточно подробные и точные для того, чтобы быть непосредственно и немедленно использованными разработчиками СВЧ аппаратуры. В большинстве случаев приведены также все относящиеся к рассматриваемому типу фидерной линии формулы, снабженные краткими пояснениями с указанием источника, методов вывода и точности. Там, где подобный материал особенно обширен, соответствующий раздел заканчивается параграфом, в котором большинство точных и полезных формул или результатов ясно определено.

Иногда изложение ограничивается только приведением расчетных формул или, в худшем случае, подробными ссылками на другие источники информации.

Ввиду все более широкой доступности вычислительного оборудования для инженерно-конструкторского персонала приведенный выше метод представления данных в справочнике или руководстве может казаться до некоторой степени старомодным и объем подобной книги, содержащей обширные числовые и графические данные, может вызвать вопрос: почему бы не вычислять нужные точные данные непосредственно на ЭВМ. Ответ заключается в том, что утопическое положение, при котором вычислительное програм-

мирование и машинное время не требовало бы оплаты, еще не наступило и, вероятно, не наступит в ближайшем будущем. Поэтому, учитывая время, стоимость подготовки и испытания даже простейших программ, можно убедиться, что первоначальная стоимость этой книги окупится, если содержащиеся в ней данные будут использованы лишь несколько раз.

Ожидается, что эта книга вызовет большой интерес и будет оценена конструкторами СВЧ аппаратуры, а также будет очень полезным источником справок для теоретиков и для студентов, обучающихся электронной и СВЧ технике. Точность и надежность были, очевидно, главными целями при подготовке этой книги. Однако автор будет благодарен за сведения о любых ошибках, избежавших процесса тщательной проверки.

М. А. Р. Гаистон

Условные обозначения

ϵ_0	— абсолютная диэлектрическая проницаемость свободного пространства ($8,8552 \times 10^{-12}$ Ф/м)
μ_0	— абсолютная магнитная проницаемость свободного пространства ($1,256493 \times 10^{-7}$ Г/м)
μ_a	— абсолютная магнитная проницаемость среды, Г/м
ϵ_a	— абсолютная диэлектрическая проницаемость среды, Ф/м
ϵ	— диэлектрическая постоянная среды (относительная диэлектрическая проницаемость среды $\epsilon = \epsilon_a / \epsilon_0$)
ϵ'	— диэлектрическая постоянная другой среды ($\epsilon' = \epsilon_a' / \epsilon_0$)
ϵ_e	— эффективная диэлектрическая постоянная комбинации из двух или более диэлектрических сред ($\epsilon_e = \epsilon_{ae} / \epsilon_0$)
Z_0	— волновое сопротивление фидерной линии, Ом
Z_{Σ}	— четная форма волнового сопротивления двух связанных фидерных линий, Ом
Z_{Π}	— нечетная форма волнового сопротивления двух связанных фидерных линий, Ом
C	— емкость единицы длины линии (погонная емкость линии), Ф/м
$K(k), K'(k)$	— полные эллиптические интегралы первого рода от модуля k
$\ln X$	— натуральный логарифм от X (т. е. $\log_e X$)
v	— скорость распространения

1. Введение

1.1. Основные положения

Передача электрической энергии по проводам или кабелям имеет важное значение почти со времени открытия электричества. Переход от постоянного тока к переменному и последующее использование все более высоких частот вскоре сделали необходимым разрабатывать некоторые формы экранированных фидерных линий для того, чтобы уменьшить потери энергии на излучение и снизить помехи, наводимые в других цепях. Эти требования привели, в конце концов, к широкому распространению ныне почти универсального коаксиального кабеля.

Однако быстрое возрастание требований современной технологии, особенно таких ее областей, как дальняя связь, спутники, военная электроника и вычислительные машины, привело к созданию многих других форм фидерных линий. Некоторые из них так же легко приспособляемы, как и вездесущий «коаксиал», в то время как другие удобны лишь для определенных, довольно специальных применений. Перед тем как подключить любую из этих линий к радиоприемнику, необходимо рассчитать ее волновое сопротивление. Большая часть этой книги состоит из формул, таблиц и графиков волновых сопротивлений для большинства конфигураций фидерных линий, используемых в настоящее время в СВЧ технике и близких к ней областях. Как уже упоминалось в предисловии, многое из представленной информации до сих пор содержалось лишь в статьях и докладах, широко рассеянных по периодическим изданиям технической литературы, и можно надеяться, что данная работа, собирая, сопоставляя и расширяя доступные данные, составит исчерпывающий источник сведений как для конструкторов, так и для теоретиков СВЧ техники.

1.2. Объем охваченного материала

Для того чтобы ограничить объем разумными пределами и вследствие того, что информация для конструирования СВЧ волноводов легко может быть почерпнута из других источников (например, [1—3]), можно руководствоваться следующими общими ограничениями:

а) представлены в основном только данные, касающиеся ТЕМ-волн;

б) предполагалось, что проводники и диэлектрики — идеальные.

Однако, учитывая, что реальные физические среды вызывают конечные потери и принимая во внимание все более возрастающую

широкополосность современных радиосистем, что означает, что в фидерной линии могут, помимо ТЕМ-волны, распространяться и типы колебаний высших порядков, установленные выше ограничения выдерживаются не до конца. Там, где это уместно, для информации приводятся данные относительно потерь для ТЕМ-волны и указания на распространение высших типов колебаний в линиях.

Термин «сверхвысокочастотный», употребляемый в качестве прилагательного, имеет различную интерпретацию; в данном тексте он должен читаться как относящийся к полосе частот от 20 до 20 000 МГц. В пределах этой полосы большинство рассмотренных линий может быть использовано непосредственно; некоторые с успехом могут быть использованы ныне или ниже указанных пределов, конечно, при соответствующей конструкции.

1.3. Порядок изложения

В каждой главе рассматривается конкретное взаимосвязанное семейство фидерных линий и внутри каждой главы при наиболее логичной последовательности изложения вначале должна была бы рассматриваться наиболее общая конфигурация и затем — каждый вытекающий из нее особый случай. Однако, как и следовало ожидать, всегда наиболее общий случай является также наиболее трудным для анализа. Часто точный анализ невозможен, и поэтому приходится довольствоваться эмпирическим, приближенным или численным методом. Поэтому в каждой главе первым будет рассматриваться наиболее симметричный вариант соответствующей конфигурации, так как для него обычно возможен точный анализ. За ним будет следовать логичная последовательность других особых случаев и там, где это будет возможно, наиболее общий случай.

1.4. Представление данных

Данные в справочнике представлены в трех формах: формулы, таблицы, графики. Для некоторых фидерных линий даны все три формы, тогда как для других из-за сложности требуемого математического анализа даются только графики или таблицы данных, полученных численными методами. С приводимых графиков можно снять данные с точностью, соответствующей большинству требований СВЧ техники, тем не менее значительный упор сделан на обеспечение детальными таблицами данных с достаточно малыми интервалами параметров, чтобы дать возможность читателю получить либо непосредственно, либо путем интерполяции и фактически с любой желаемой точностью величины, необходимые для конкретного применения.

Формулы, как правило, приведены без доказательств, так как книга предназначена в основном для инженера-проектировщика; интересующиеся теорией могут получить подробности соответствующих аналитических выводов из библиографии, приведенной в конце каждой главы. Понсюду в книге используется рационализированная система единиц МКС.

1.5. Определение и примечания

Для однородной линии без потерь при ТЕМ-волне *волновое сопротивление* Z_0 является константой, которая характеризует рассматриваемую линию: оно не зависит от частоты и является функцией лишь размеров поперечного сечения и диэлектрического наполнения.

Для читателя, знакомого с низкочастотными цепями с сосредоточенными параметрами, Z_0 может быть определено через сопротивление на единицу длины, обозначаемое Z (Ом/м), включенное последовательно, и через проводимость на единицу длины, обозначаемую Y (См/м), включенную параллельно. Эти параметры постоянны для фидерной линии однородного поперечного сечения (у линий без потерь, которые будут здесь рассматриваться, они будут, конечно, чисто индуктивными и чисто емкостными соответственно). Волновое сопротивление линии, Ом,

$$Z_0 = \sqrt{\frac{Z}{Y}}. \quad (1.5.1)$$

В терминах понятий фидерных линий Z_0 определяется как входное полное сопротивление бесконечно длинной секции рассматриваемой линии. Так как бесконечная, однородная линия не может вызвать какого-либо отражения энергии, она является полностью согласованной линией.

В тексте встречаются термины *четная форма* и *нечетная форма* волнового сопротивления, которые относятся к двум возможным способам возбуждения электромагнитно связанных двухпроводных линий. Если один проводник одной линии соединен с соответствующим проводником второй линии и они оба заземлены, тогда остаются два проводника могут быть возбуждены либо оба *положительно* по отношению к земле, т. е. синфазным, равноамплитудным возбуждением, это называется *четной формой* возбуждения; либо один *положительно*, другой *отрицательно* по отношению к земле, т. е. противофазным равноамплитудным возбуждением, это называется *нечетной формой* возбуждения.

Эти формы возбуждения схематически проиллюстрированы на рис. 1.1 для простого случая линии типа *провод над заземленной пластиной*, рассматриваемой в § 2.4.

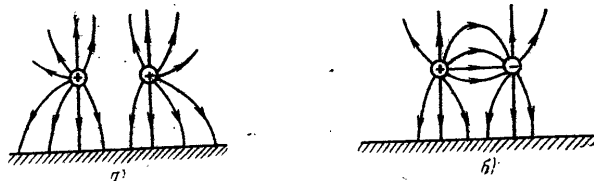


Рис. 1.1. Схема возбуждения четной и нечетной форм напряжений для типичной пары связанных фидерных линий, иллюстрирующая приближительную картину электрических линий поля и полярность различных включенных в линию проводников: а — возбуждение четной формы; б — возбуждение нечетной формы

Волновые сопротивления Z_α и Z_{00} , связанные с этими формами возбуждения, определяются таким же образом, как и Z_0 , а именно как полное входное сопротивление одной линии бесконечной длины при наличии второй линии также бесконечной длины, когда обе возбуждены соответствующим образом: синфазно или противофазно.

Знание Z_α и Z_{00} , как функций параметров линии, существенно для создания фильтров, направленных ответвителей и родственных им устройств.

Все три волновых сопротивления, Z_0 , Z_α и Z_{00} , могут быть просто выражены через емкость C на единицу длины конкретной фидерной линии, Ф/м:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = \frac{1}{v_0 C}, \quad (1.5.2)$$

где v_0 — скорость света в вакууме; ϵ — диэлектрическая постоянная среды, наполняющей линию. Величины Z_α и Z_{00} даются аналогичными выражениями, для которых C определяет емкость, относящуюся к четной или нечетной форме возбуждения. Для линии, по которой распространяется ТЕМ-волна в отсутствие потерь, емкость C идентична электростатической емкости этой линии и, следовательно, реальная трехмерная физическая задача может быть сведена к более простой, двумерной задаче вычисления электростатической емкости поперечного сечения линии. Это может быть зачастую решено методами конформного преобразования, в частности, посредством преобразования Шварца — Кристоффеля [1.4]. Однако точное решение в замкнутой форме не всегда может быть получено. Поэтому в таких случаях для получения требуемых результатов используются приближенные, полуэмпирические или численные методы.

При работе с этой книгой читатель заметит, что многие из цитируемых формул волнового сопротивления предусматривают численные константы: например, 59,952; 376,687 и т. д. Точные величины этих констант зависят от значений, принятых для фундаментальных констант ϵ_0 и μ_0 , из которых они выводятся. В этом тексте автор выбрал в качестве фундаментальных констант диэлектрическую проницаемость свободного пространства ϵ_0 и скорость света в вакууме v_0 . В момент написания этой книги автор считал наиболее точными значениями этих констант следующие: $v_0 = 2,997925 \cdot 10^8$ м/с, $\epsilon_0 = 8,8552 \cdot 10^{-12}$ Ф/м. Однако с тех пор было замечено, что это значение ϵ_0 отличается от указанного в системе единиц СИ: $\epsilon_0 = 8,85416 \cdot 10^{-12}$ Ф/м.

Возможно, что читатель пожелает откорректировать данные, представленные в этой книге, чтобы согласовать их с системой СИ. Поэтому большинство часто используемых констант волнового сопротивления помещено ниже отдельным списком и определено в значениях фундаментальных констант. Поскольку это интересно большинству читателей, то следует указать, что разница в значениях составляет приблизительно 0,01% и имеет исключительно формальное значение. Для всех практических целей окончательный выбор любой числовой константы решается чисто эмпирическим ме-

тодом сравнения теоретических и измеренных результатов, а различие в волновом сопротивлении меньше 0,1% совершенно несущественно для большинства требований.

Ниже приведены часто встречающиеся в тексте некоторые числовые константы:

$$Z = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 376,687; \quad \frac{\pi}{4} Z = 296,1 \text{ Ом};$$

$$\frac{1}{2} Z = 188,344; \quad \frac{1}{\pi} Z = 119,904 \text{ Ом};$$

$$\frac{1}{4} Z = 94,172; \quad \frac{1}{2\pi} Z = 59,95 \text{ Ом}.$$

$$\frac{1}{8} Z = 47,086;$$

Список литературы

1. Саусворт Дж. К. Принципы и применения волноводной передачи. М., «Советское радио», 1955.
2. Справочник по волноводам. Пер. с англ. Под ред. Я. Н. Фельда. М., «Советское радио», 1952.
3. Ефимов И. Е. Радиочастотные линии передачи. М., «Советское радио», 1964. 600 с.
4. Смирнов В. И. Курс высшей математики. Т. 3, ч. 1. М., Физматгиз, 1958.
5. Фельдштейн А. Л., Явич Л. Р., Смирнов В. П. Справочник по элементам волноводной техники. М., «Советское радио», 1967.

2. Фидерные линии, использующие проводники круглого поперечного сечения

2.1. Введение

Две из четырех фидерных линий, рассматриваемых в этом разделе, мало применяются в диапазоне СВЧ из-за чрезмерных потерь, вызываемых излучением. Их упоминание в книге, посвященной СВЧ тематике, может быть поэтому подвергнуто сомнению. Однако они были включены (см. §§ 2.4 и 2.5) из-за тесной «родственной связи», существующей между всеми четырьмя рассматриваемыми здесь линиями, а также потому, что эти два типа линий являются прямыми предшественниками микрополосковых фидерных линий, подробно рассмотренных в § 3.6.

Строго говоря, в этот раздел должна быть включена эллиптическая коаксиальная линия, так как она является основной формой, от которой происходят коаксиальная линия и ее родственные формы. Однако как по формальным признакам (ее проводники не круглого поперечного сечения), так и в силу того факта, что она имеет малое практическое приложение, она была включена в разд. 5 под названием «Линии необычного поперечного сечения».

2.2. Круглая коаксиальная линия

Следуя порядку изложения, указанному в разд. 1, первой рассматривается здесь наиболее симметричная конфигурация проводников.

Как это следует из названия, два цилиндрических проводника, которые образуют эту линию, расположены коаксиально один внутри другого (рис. 2.1).

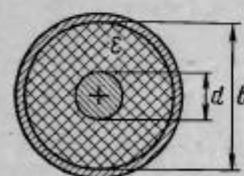


Рис. 2.1. Поперечное сечение круглой коаксиальной линии, заполненной диэлектриком с диэлектрической постоянной ϵ ; b — внешний диаметр; d — внутренний диаметр

Поскольку речь идет об одной из простейших физических конфигураций, коаксиальная линия является также одной из простейших линий для анализа, который можно провести либо на основе понятий цепей с сосредоточенными параметрами [2.1], либо в строгой постановке теории поля, основанной на уравнениях Максвелла [2.2].

Точный анализ коаксиальной линии без потерь, проведенный любым методом, дает простое выражение для волнового сопротивления:

$$Z_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \ln\left(\frac{b}{d}\right), \quad (2.2.1)$$

где μ и ϵ — магнитная (Г/м) и диэлектрическая (Ф/м) проницаемости среды, заполняющей пространство между проводниками. Подстановка соответствующих численных значений физических констант в ур-ние (2.2.1) дает следующее выражение:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \ln\left(\frac{b}{d}\right). \quad (2.2.2)$$

Здесь ϵ является диэлектрической постоянной изолирующей среды и используется в качестве удобного нормирующего параметра, который делает возможным представление лишь одного графика (рис. 2.2) и одной таблицы (табл. 2.1), чтобы рассчитать волновое сопротивление линии с любым диэлектрическим наполнением. Подобная, но обратная таблица (т. е. $Z_0 \sqrt{\epsilon}$ в зависимости от b/d) дана в [2.7]. При практическом использовании представленных данных необходимо помнить ограничения, установленные в разд. 1, в частности, предположение о распространении только ТЕМ-волны. В коаксиальной линии критическая длина волны первой из возможных мод более высокого порядка, которая может распространяться,

$$\lambda_{кр} = \frac{\pi b}{2} \left(1 + \frac{d}{b}\right). \quad (2.2.3)$$

Таким образом, распространение чисто ТЕМ-волны может быть гарантировано только, если размеры коаксиальной линии и несущая частота выбираются таким образом, что длина распространяющейся волны подчиняется следующему неравенству:

$$\lambda > \frac{\pi b}{2} \left(1 + \frac{d}{b}\right). \quad (2.2.4)$$

Точный общий анализ коаксиальной структуры был дан Пуансело [2.3; 2.4] на основе теории поля. Анализ может быть использован при расчете затухания в линии, содержащей проводники и диэлектрики с потерями [2.13]. Однако некоторые полезные формулы для потерь коаксиальной линии в терминах последовательно включенного сопротивления на единицу длины R (Ом/м) и параллельно включенной проводимости на единицу длины G (См/м) предложены Джексоном [2.15, с. 38–40]. Приведем их:

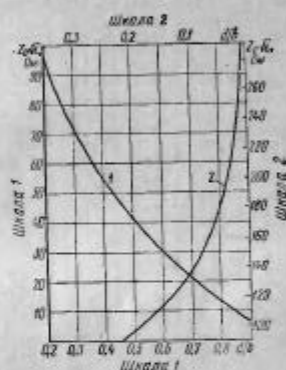


Рис. 2.2. Волновое сопротивление круглой коаксиальной линии как функция от параметров линии: Z_0 — волновое сопротивление; b — внутренний диаметр внешнего проводника; d — диаметр центрального проводника; ϵ — диэлектрическая постоянная среды, заполняющей линию

Таблица 2.1

ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ КРУГЛОЙ КОАКСИАЛЬНОЙ
ЛИНИИ КАК ФУНКЦИЯ ЕЕ ПАРАМЕТРОВ, ОМ

d/b	$Z_0 \sqrt{\epsilon}$	d/b	$Z_0 \sqrt{\epsilon}$	d/b	$Z_0 \sqrt{\epsilon}$	d/b	$Z_0 \sqrt{\epsilon}$	d/b	$Z_0 \sqrt{\epsilon}$
0,010	276,09	0,210	93,56	0,410	53,45	0,610	29,63	0,810	12,63
0,015	251,78	0,215	92,15	0,415	52,73	0,615	29,14	0,815	12,26
0,020	234,53	0,220	90,77	0,420	52,01	0,620	28,66	0,820	11,90
0,025	221,16	0,225	89,43	0,425	51,30	0,625	28,18	0,825	11,53
0,030	210,23	0,230	88,11	0,430	50,60	0,630	27,70	0,830	11,17
0,035	200,98	0,235	86,82	0,435	49,90	0,635	27,23	0,835	10,81
0,040	192,59	0,240	85,56	0,440	49,22	0,640	26,76	0,840	10,45
0,045	185,92	0,245	84,32	0,445	48,54	0,645	26,29	0,845	10,10
0,050	179,60	0,250	83,11	0,450	47,87	0,650	25,83	0,850	9,74
0,055	173,89	0,255	81,92	0,455	47,21	0,655	25,37	0,855	9,39
0,060	168,67	0,260	80,76	0,460	46,55	0,660	24,91	0,860	9,04
0,065	163,87	0,265	79,62	0,465	45,91	0,665	24,46	0,865	8,69
0,070	159,43	0,270	78,50	0,470	45,27	0,670	24,01	0,870	8,35
0,075	155,29	0,275	77,40	0,475	44,63	0,675	23,56	0,875	8,01
0,080	151,42	0,280	76,32	0,480	44,00	0,680	23,12	0,880	7,66
0,085	147,79	0,285	75,26	0,485	43,38	0,685	22,68	0,885	7,32
0,090	144,36	0,290	74,21	0,490	42,77	0,690	22,25	0,890	6,99
0,095	141,12	0,295	73,19	0,495	42,16	0,695	21,81	0,895	6,65
0,100	138,04	0,300	72,18	0,500	41,56	0,700	21,38	0,900	6,32
0,105	135,12	0,305	71,19	0,505	40,96	0,705	20,96	0,905	5,98
0,110	132,33	0,310	70,21	0,510	40,37	0,710	20,53	0,910	5,65
0,115	129,67	0,315	69,26	0,515	39,78	0,715	20,11	0,915	5,33
0,120	127,11	0,320	68,31	0,520	39,20	0,720	19,69	0,920	5,00
0,125	124,67	0,325	67,38	0,525	38,63	0,725	19,28	0,925	4,67
0,130	122,32	0,330	66,47	0,530	38,06	0,730	18,87	0,930	4,35
0,135	120,05	0,335	65,56	0,535	37,50	0,735	18,46	0,935	4,03
0,140	117,87	0,340	64,68	0,540	36,94	0,740	18,05	0,940	3,71
0,145	115,77	0,345	63,80	0,545	36,39	0,745	17,65	0,945	3,39
0,150	113,74	0,350	62,94	0,550	35,84	0,750	17,25	0,950	3,08
0,155	111,77	0,355	62,09	0,555	35,30	0,755	16,85	0,955	2,76
0,160	109,87	0,360	61,25	0,560	34,76	0,760	16,45	0,960	2,45
0,165	108,02	0,365	60,42	0,565	34,23	0,765	16,06	0,965	2,14
0,170	106,23	0,370	59,61	0,570	33,70	0,770	15,67	0,970	1,83
0,175	104,49	0,375	58,80	0,575	33,18	0,775	15,28	0,975	1,52
0,180	102,81	0,380	58,01	0,580	32,66	0,780	14,90	0,980	1,21
0,185	101,16	0,385	57,22	0,585	32,14	0,785	14,51	0,985	0,91
0,190	99,56	0,390	56,45	0,590	31,63	0,790	14,13	0,990	0,60
0,195	98,01	0,395	55,69	0,595	31,13	0,795	13,75	0,995	0,30
0,200	96,49	0,400	54,93	0,600	30,63	0,800	13,38	1,000	0,00
0,205	95,01	0,405	54,19	0,605	30,13	0,805	13,00		

Z_0 — волновое сопротивление; d — диаметр центрального проводника; b — внутренний диаметр внешнего проводника; ϵ — диэлектрическая постоянная среды, заполняющей линию.

$$R = \sqrt{\frac{f}{\pi}} \left[\frac{1}{b} \sqrt{\frac{\mu_0}{\sigma_b}} + \frac{1}{d} \sqrt{\frac{\mu_0}{\sigma_d}} \right]; \quad (2.2.5)$$

$$G = \frac{2\pi}{1,8 \cdot 10^{10}} \frac{\epsilon f \lg \delta}{\ln \left(\frac{b}{d} \right)}, \quad (2.2.6)$$

где f — соответствующая рабочая частота, Гц; μ — магнитная проницаемость; σ — электрическая проводимость проводника; δ — угол потерь изолирующего материала среды.

2.3. Эксцентричная коаксиальная линия

В этом варианте коаксиальной линии внутренний проводник поперечно смещен с его центрального положения. Несовмещение показано на схеме поперечного сечения, изображенной на рис. 2.3. Хотя такая линия имеет малое практическое применение для передачи энергии из-за трудностей

достижения точности при изготовлении конструкции, она имеет некоторое значение в технике СВЧ в качестве преобразователя полного сопротивления [25] от коаксиальной линии к одному из других типов линий. При таком применении используется неоднородный вариант, в котором размер H изменяется с расстоянием вдоль линии.

Знание параметров эксцентричной коаксиальной линии более часто требуется при определении величины рассогласования сопротивлений, которое возникает при применении плохо сконструированной цилиндрической коаксиальной линии. Центральный проводник может сместиться в результате либо плохой технологии изготовления фидерной линии, либо в течение ее эксплуатации.

Кроме того, очевидно, что даже высокоскоростная линия должна иметь предельный, хотя и малый, допуск на центровку. Эксцентричная линия также является связующим звеном между коаксиальной линией и двумя уже упоминавшимися типами линий, которые, в свою очередь, являются прямым связующим звеном с микрополосковой линией.

Волновое сопротивление эксцентричной коаксиальной линии может быть определено простым анализом уравнения поля [26]. В результате получается выражение [25—27]

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \ln(x + \sqrt{x^2 - 1}), \quad (2.3.1)$$

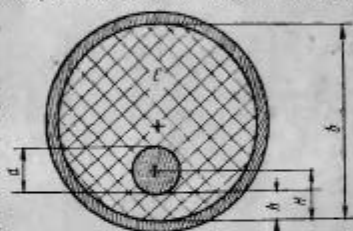


Рис. 2.3. Поперечное сечение эксцентричной коаксиальной линии. Заполненный диэлектриком с диэлектрической постоянной ϵ

где

$$x = \frac{1}{2} \left(\frac{d}{b} + \frac{4H}{d} \left(1 - \frac{H}{b} \right) \right). \quad (2.3.2)$$

Обозначения размеров показаны на рис. 2.3. При пользовании выражениями (2.3.1) и (2.3.2) для определения численных величин удобно выражать отклонение внутреннего проводника от центрального положения термином *процентной эксцентриситеты*, которая будет обозначена буквой *E*. Этот параметр выражает расстояние между центрами проводников (а именно, $b/2 - H$) в процентах от радиуса внешнего проводника ($b/2$). Поэтому *E* определяется следующим образом:

$$E = \frac{100}{b/2} \left(\frac{b}{2} - H \right) = 100 \left(1 - \frac{2H}{b} \right). \quad (2.3.3)$$

Выражение (2.3.2) может быть теперь переписано следующим образом:

$$x = \frac{1}{2} \left(\frac{d}{b} + \frac{b}{d} \left(1 + \frac{E^2}{10^4} \right) \right). \quad (2.3.4)$$

Данные, приведенные в табл. 2.2 и представленные графически на рис. 2.4, были рассчитаны по ур-нию (2.3.1) с использованием величины *x* из ур-ния (2.3.4). Подобные графики, но менее точные могут быть найдены в [2.8] и [2.9]. Некоторая полезная информация

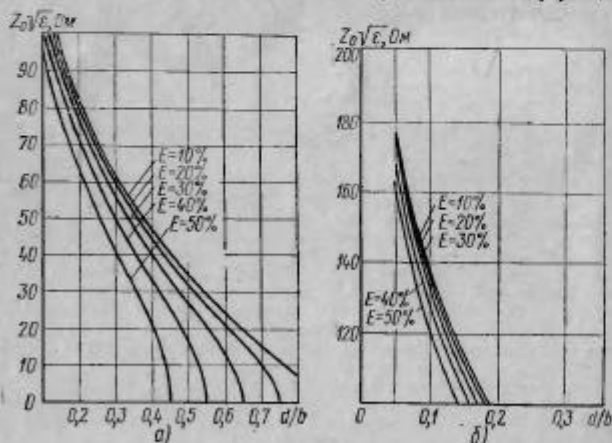


Рис. 2.4. Волновое сопротивление эксцентричной коаксиальной линии в функции от параметров линии:
а — $d/b > 0.2$; б — $d/b < 0.2$

Таблица 2.2
ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ЭКСЦЕНТРИЧНОЙ КОАКСИАЛЬНОЙ ЛИНИИ КАК ФУНКЦИЯ
ЭКСЦЕНТРИЧНОСТИ И ДРУГИХ ПАРАМЕТРОВ ЛИНИИ

d/b	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50
0.05	179.45	179.00	178.33	177.15	175.72	173.93	171.74	169.11	166.99	162.29
0.06	182.42	181.09	180.30	179.07	177.64	175.85	173.66	171.03	168.91	164.21
0.07	185.38	184.05	183.26	182.03	180.60	178.81	176.62	173.99	171.87	167.17
0.08	188.34	187.01	186.22	184.99	183.56	181.77	179.58	176.95	174.83	170.13
0.09	191.30	190.00	189.21	187.98	186.55	184.76	182.57	179.94	177.82	173.12
0.10	194.26	193.00	192.21	190.98	189.55	187.76	185.57	182.94	180.82	176.12
0.12	199.16	198.00	197.21	195.98	194.55	192.76	190.57	187.94	185.82	181.12
0.14	204.06	203.00	202.21	200.98	199.55	197.76	195.57	192.94	190.82	186.12
0.16	208.96	208.00	207.21	205.98	204.55	202.76	200.57	197.94	195.82	191.12
0.18	213.86	213.00	212.21	210.98	209.55	207.76	205.57	202.94	200.82	196.12
0.20	218.76	218.00	217.21	215.98	214.55	212.76	210.57	207.94	205.82	201.12
0.22	223.66	223.00	222.21	220.98	219.55	217.76	215.57	212.94	210.82	206.12
0.24	228.56	228.00	227.21	225.98	224.55	222.76	220.57	217.94	215.82	211.12
0.26	233.46	233.00	232.21	230.98	229.55	227.76	225.57	222.94	220.82	216.12
0.28	238.36	238.00	237.21	235.98	234.55	232.76	230.57	227.94	225.82	221.12
0.30	243.26	243.00	242.21	240.98	239.55	237.76	235.57	232.94	230.82	226.12
0.32	248.16	248.00	247.21	245.98	244.55	242.76	240.57	237.94	235.82	231.12
0.34	253.06	253.00	252.21	250.98	249.55	247.76	245.57	242.94	240.82	236.12
0.36	257.96	258.00	257.21	255.98	254.55	252.76	250.57	247.94	245.82	241.12
0.38	262.86	263.00	262.21	260.98	259.55	257.76	255.57	252.94	250.82	246.12
0.40	267.76	268.00	267.21	265.98	264.55	262.76	260.57	257.94	255.82	251.12
0.42	272.66	273.00	272.21	270.98	269.55	267.76	265.57	262.94	260.82	256.12
0.44	277.56	278.00	277.21	275.98	274.55	272.76	270.57	267.94	265.82	261.12
0.46	282.46	283.00	282.21	280.98	279.55	277.76	275.57	272.94	270.82	266.12
0.48	287.36	288.00	287.21	285.98	284.55	282.76	280.57	277.94	275.82	271.12
0.50	292.26	293.00	292.21	290.98	289.55	287.76	285.57	282.94	280.82	276.12

Продолжение таблицы 2.2

d/b	Z_0 при различных значениях E , %									
	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50
0,30	72,02	71,52	70,68	69,47	67,88	65,86	63,36	60,30	56,57	51,97
0,31	70,05	69,55	68,70	67,49	65,88	63,85	61,32	58,22	54,43	49,76
0,32	68,14	67,64	66,78	65,56	63,95	61,89	59,34	56,20	52,35	47,58
0,33	66,30	65,79	64,93	63,70	62,06	59,99	57,41	54,23	50,31	45,45
0,34	64,51	63,99	63,13	61,88	60,24	58,14	55,53	52,30	48,32	43,34
0,35	62,77	62,25	61,38	60,12	58,46	56,34	53,69	50,42	46,37	41,27
0,36	61,08	60,56	59,67	58,41	56,73	54,58	51,90	48,50	44,45	39,22
0,37	59,43	58,91	58,02	56,74	55,04	52,87	50,15	46,78	42,56	37,18
0,38	57,83	57,30	56,40	55,11	53,40	51,20	48,44	45,01	40,69	35,15
0,39	56,27	55,74	54,83	53,53	51,79	49,56	46,77	43,27	38,85	33,12
0,40	54,75	54,21	53,30	51,98	50,22	47,97	45,12	41,56	37,03	31,09
0,41	53,27	52,73	51,80	50,47	48,69	46,40	43,51	39,87	35,22	29,04
0,42	51,83	51,27	50,34	48,99	47,19	44,87	41,92	38,20	33,42	26,96
0,43	50,41	49,86	48,91	47,54	45,72	43,36	40,36	36,56	31,62	24,84
0,44	49,03	48,47	47,51	46,13	44,28	41,88	38,83	34,93	29,82	22,66
0,45	47,68	47,11	46,14	44,74	42,86	40,43	37,31	33,31	28,01	20,38
0,46	46,36	45,79	44,80	43,39	41,48	39,00	35,81	31,70	26,18	17,96
0,47	45,07	44,49	43,49	42,05	40,12	37,69	34,33	30,09	24,32	15,33
0,48	43,81	43,22	42,21	40,75	38,78	36,20	32,87	28,48	22,42	12,34
0,49	42,57	41,92	40,96	39,46	37,46	34,83	31,41	26,87	20,46	8,60
0,50	41,36	40,75	39,71	38,20	36,16	33,48	29,96	25,25	18,41	
0,51	40,17	39,55	38,50	36,96	34,88	32,14	28,52	23,61	16,23	
0,52	39,00	38,37	37,30	35,75	33,62	30,81	27,08	21,94	13,86	
0,53	37,85	37,22	36,13	34,55	32,38	29,50	25,64	20,23	11,15	
0,54	36,73	36,08	34,98	33,36	31,15	28,19	24,19	18,46	7,78	
0,55	35,63	34,97	33,85	32,20	29,94	26,89	22,73	16,61		
0,56	34,54	33,86	32,73	31,05	28,73	25,59	21,25	14,65		
0,57	33,48	32,80	31,63	29,92	27,54	24,30	19,75	12,51		
0,58	32,43	31,74	30,55	28,80	26,35	23,00	18,21	10,07		
0,59	31,40	30,70	29,48	27,69	25,18	21,69	16,61	7,02		

18

2. Радиальные линии, использующие проводники

Продолжение таблицы 2.2

d/b	Z_0 при различных значениях E , %									
	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50
0,60	30,39	29,67	28,43	26,59	24,01	20,38	14,95			
0,61	29,39	28,66	27,39	25,51	22,84	19,05	13,18			
0,62	28,41	27,67	26,37	24,43	21,67	17,69	11,25			
0,63	27,45	26,69	25,36	23,36	20,50	16,31	9,05			
0,64	26,50	25,72	24,36	22,30	19,33	14,87	6,31			
0,65	25,57	24,77	23,37	21,25	18,15	13,38				
0,66	24,64	23,82	22,39	20,19	16,95	11,79				
0,67	23,74	22,89	21,41	19,14	15,73	10,06				
0,68	22,84	21,98	20,45	18,09	14,49	8,09				
0,69	21,96	21,07	19,49	17,04	13,20	5,63				
0,70	21,09	20,17	18,54	15,98	11,86					
0,71	20,23	19,28	17,60	14,90	10,44					
0,72	19,38	18,41	16,65	13,81	8,90					
0,73	18,54	17,54	15,71	12,70	7,15					
0,74	17,72	16,67	14,76	11,56	4,97					
0,75	16,90	15,82	13,81	10,37						
0,76	16,09	14,96	12,86	9,11						
0,77	15,30	14,12	11,89	7,75						
0,78	14,51	13,27	10,91	6,22						
0,79	13,73	12,43	9,90	4,32						
0,80	12,95	11,59	8,86							
0,81	12,19	10,75	7,76							
0,82	11,43	9,90	6,58							
0,83	10,68	9,04	5,26							
0,84	9,93	8,16	3,64							
0,85	9,19	7,27								
0,86	8,45	6,33								
0,87	7,71	5,34								
0,88	6,97	4,24								
0,89	6,22	2,91								
0,90	5,47									
0,91	4,70									
0,92	3,90									
0,93	3,04									
0,94	2,05									

Z_0 — волновое сопротивление; d — диаметр центрального проводника; b — внутренний диаметр внешнего проводника; ϵ — диэлектрическая постоянная среды, заполняющей линию; E — эксцентricность; $H = \frac{1}{2} (b - d) \%$; $|E| = 100 (1 - 2H/b) \%$.

Эксцентричная коаксиальная линия

19

о распределении поля и предельных частотах колебаний более высоких порядков (типа H и E) в эксцентричной коаксиальной линии дана в [2.10] и [2.14], где также приводится список полезной библиографии.

2.4. Одиночный круглый провод над заземленной пластиной

2.4.1. Введение

Одиночный круглый провод над заземленной пластиной, в своей первоначальной форме показанный на рис. 2.5, мало применяется для передачи СВЧ энергии, как уже указывалось, вследствие высоких потерь на излучение. Это происходит, главным образом, из-за отсутствия экранировки в конструкции линии.

Однако указанное ограничение может быть значительно ослаблено, по крайней мере, в принципе (по-прежнему остается пере-

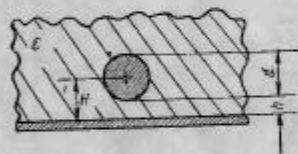


Рис. 2.5. Поперечное сечение линии типа одиночный круглый провод над заземленной пластиной, находящейся в однородной среде с диэлектрической постоянной ϵ .

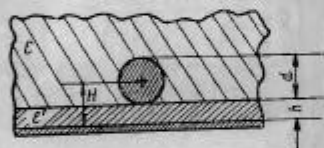


Рис. 2.6. Поперечное сечение круглой микрополоски, являющейся вариантом одиночного круглого провода над заземленной пластиной.

шенной практической проблемой крепления круглого проводящего стержня на заземленной пластине), если между проводом и пластиной поместить плоский слой изолирующего материала с малыми потерями, но имеющего высокую диэлектрическую постоянную ϵ' ($\epsilon' \gg \epsilon$), как показано на рис. 2.6. Это происходит потому, что высокая диэлектрическая постоянная дает эффект частичной концентрации электрического поля внутри диэлектрического слоя, уменьшая таким образом потери на излучение. Структура этой модификации почти идентична популярной ныне микрополоске, рассмотренной в § 3.6, и по аналогии с ней может быть названа круглой микрополоской.

2.4.2. Одиночный провод над заземленной пластиной

В своей простейшей форме (см. рис. 2.5) одиночный провод над заземленной пластиной может быть легко проанализирован различными методами. Простейшим методом определения его волнового сопротивления является использование только что рассмотренной эксцентричной коаксиальной линии. Из рис. 2.3 легко вы-

вести, что если b становится большим и, в конце концов, стремится к бесконечности, в то время как d и H постоянны, то образуется фидерная линия с одиночным проводником, обсуждаемая в данный момент. Проведя этот процесс, получаем из ур-ния (2.32)

$$\lim_{b \rightarrow \infty} X = \frac{2H}{d}. \quad (2.4.1)$$

Подставляя этот результат в ур-ние (2.3.1), приходим к следующему выражению для волнового сопротивления одиночного проводника над заземленной пластиной:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \ln \left\{ \frac{2H}{d} + \sqrt{\frac{4H^2}{d^2} - 1} \right\}, \quad (2.4.2a)$$

где ϵ — диэлектрическая постоянная среды, окружающей провод. В целях сравнения с микрополосковой линией, описываемой позже (§ 3.6), ур-ние (2.4.2a) может быть выражено через h следующим образом:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \ln \left\{ \left(1 + \frac{2h}{d} \right) + 2 \sqrt{\frac{h}{d} \left(1 + \frac{h}{d} \right)} \right\}. \quad (2.4.2b)$$

Представляет интерес предельный случай малого диаметра провода; для $d \ll h$ получается

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \ln \frac{4h}{d}. \quad (2.4.3)$$

Данные, сведенные в табл. 2.3 и представленные графически на рис. 2.7 (кривая для $\epsilon'/\epsilon = 1,0$), были вычислены по ф-ле (2.4.2a).

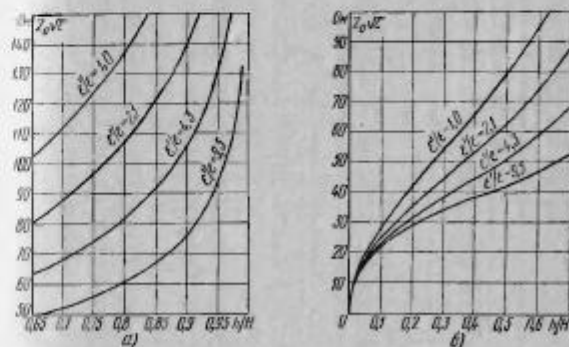


Рис. 2.7. Волновое сопротивление «круглой микрополоски» с диэлектрической постоянной подложки в качестве параметра: а — $h/H > 0,65$; б — $h/H < 0,65$.

Таблица 23

ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ КРУГЛОЙ МИКРОПОЛОСКИ
КАК ФУНКЦИЯ ЕЕ ПАРАМЕТРОВ

h/H	d/H	d/h	Z ₀ при различных значениях ε'/ε			
			1,0	2,1	4,3	9,5
0,005	1,99	398,00	6,01	5,85	5,77	5,73
0,015	1,97	131,33	10,45	9,97	9,74	9,61
0,025	1,95	78,00	13,55	12,75	12,35	12,14
0,035	1,93	55,14	16,10	14,98	14,41	14,10
0,045	1,91	42,44	18,33	16,89	16,15	15,75
0,055	1,89	34,36	20,36	18,59	17,68	17,17
0,065	1,87	28,77	22,23	20,14	19,05	18,44
0,075	1,85	24,67	23,98	21,59	20,30	19,58
0,085	1,83	21,53	26,65	22,93	21,46	20,62
0,095	1,81	19,05	27,24	24,20	22,54	21,59
0,105	1,79	17,05	28,76	25,41	23,55	22,49
0,115	1,77	15,39	30,24	26,57	24,52	23,33
0,125	1,75	14,00	31,68	27,69	25,44	24,12
0,135	1,73	12,81	33,07	28,77	26,32	24,87
0,145	1,71	11,79	34,44	29,82	27,16	25,58
0,155	1,69	10,90	35,78	30,84	27,98	26,26
0,165	1,67	10,12	37,09	31,84	28,76	26,91
0,175	1,65	9,43	38,39	32,83	29,53	27,53
0,185	1,63	8,81	39,67	33,79	30,28	28,13
0,195	1,61	8,26	40,93	34,74	31,01	28,71
0,205	1,59	7,76	42,18	35,67	31,72	29,27
0,215	1,57	7,30	43,42	36,59	32,42	29,81
0,225	1,55	6,80	44,64	37,51	33,10	30,34
0,235	1,53	6,31	45,87	38,41	33,78	30,85
0,245	1,51	6,16	47,08	39,31	34,44	31,35
0,255	1,49	5,84	48,29	40,21	35,10	31,84
0,265	1,47	5,55	49,49	41,10	35,75	32,31
0,275	1,45	5,27	50,69	41,98	36,39	32,78
0,285	1,43	5,02	51,89	42,86	37,03	33,23
0,295	1,41	4,78	53,09	43,75	37,66	33,68
0,305	1,39	4,56	54,29	44,63	38,29	34,12
0,315	1,37	4,35	55,49	45,51	38,92	34,56
0,325	1,35	4,15	56,69	46,39	39,55	34,99
0,335	1,33	3,97	57,90	47,27	40,17	35,41
0,345	1,31	3,80	59,11	48,16	40,80	35,83
0,355	1,29	3,63	60,32	49,05	41,42	36,24
0,365	1,27	3,48	61,54	49,94	42,05	36,66
0,375	1,26	3,33	62,77	50,84	42,67	37,06
0,385	1,23	3,19	64,00	51,74	43,30	37,47
0,395	1,21	3,06	65,24	52,65	43,93	37,88
0,405	1,19	2,94	66,49	53,57	44,57	38,28
0,415	1,17	2,82	67,75	54,49	45,20	38,68
0,425	1,15	2,71	69,02	55,43	45,85	39,08
0,435	1,13	2,60	70,30	56,37	46,49	39,49
0,445	1,11	2,49	71,59	57,32	47,15	39,89
0,455	1,09	2,40	72,89	58,28	47,81	40,30
0,465	1,07	2,30	74,21	59,25	48,47	40,70
0,475	1,06	2,21	75,55	60,23	49,15	41,11
0,485	1,03	2,12	76,90	61,23	49,83	41,52
0,495	1,01	2,04	78,26	62,24	50,52	41,94

Продолжение таблицы 23

h/H	d/H	d/h	Z ₀ при различных значениях ε'/ε			
			1,0	2,1	4,3	9,5
0,505	0,99	1,96	79,65	63,26	51,22	42,36
0,515	0,97	1,88	81,06	64,30	51,94	42,78
0,525	0,95	1,81	82,48	65,36	52,66	43,21
0,535	0,93	1,74	83,92	66,43	53,39	43,65
0,545	0,91	1,67	85,39	67,52	54,14	44,09
0,555	0,89	1,60	86,88	68,63	54,90	44,53
0,565	0,87	1,54	88,40	69,75	55,68	44,98
0,575	0,85	1,48	89,94	70,92	56,47	45,45
0,585	0,83	1,42	91,52	72,09	57,28	45,93
0,595	0,81	1,36	93,12	73,29	58,11	46,41
0,605	0,79	1,31	94,75	74,52	58,95	46,90
0,615	0,77	1,25	96,42	75,77	59,82	47,41
0,625	0,75	1,20	98,13	77,06	60,70	47,93
0,635	0,73	1,15	99,87	78,37	61,61	48,46
0,645	0,71	1,10	101,68	79,71	62,54	49,00
0,655	0,69	1,05	103,49	81,10	63,50	49,57
0,665	0,67	1,01	105,36	82,51	64,49	50,15
0,675	0,65	0,96	107,29	83,97	65,51	50,75
0,685	0,63	0,92	109,27	85,47	66,56	51,36
0,695	0,61	0,88	111,30	87,02	67,64	52,00
0,705	0,59	0,84	113,39	88,62	68,76	52,67
0,715	0,57	0,80	115,55	90,27	69,92	53,36
0,725	0,55	0,76	117,79	91,97	71,12	54,08
0,735	0,53	0,72	120,09	93,74	72,37	54,83
0,745	0,51	0,68	122,48	95,57	73,66	55,61
0,755	0,49	0,65	124,96	97,47	75,02	56,42
0,765	0,47	0,61	127,53	99,45	76,43	57,28
0,775	0,45	0,58	130,21	101,52	77,90	58,18
0,785	0,43	0,55	133,00	103,67	79,44	59,13
0,795	0,41	0,52	135,92	105,93	81,07	60,13
0,805	0,39	0,48	138,98	108,30	82,77	61,19
0,815	0,37	0,45	142,20	110,80	84,57	62,32
0,825	0,35	0,42	145,59	113,43	86,48	63,51
0,835	0,33	0,39	149,17	116,22	88,51	64,79
0,845	0,31	0,37	152,96	119,19	90,66	66,17
0,855	0,29	0,34	157,01	122,35	92,97	67,64
0,865	0,27	0,31	161,33	125,74	95,46	69,24
0,875	0,25	0,29	165,99	129,39	98,14	70,98
0,885	0,23	0,26	171,02	133,35	101,06	72,89
0,895	0,21	0,23	176,51	137,67	104,25	74,99
0,905	0,19	0,21	182,54	142,43	107,78	77,33
0,915	0,17	0,19	189,23	147,72	111,72	79,95
0,925	0,15	0,16	196,76	153,69	116,17	82,94
0,935	0,13	0,14	205,36	159,51	121,27	86,39
0,945	0,11	0,12	215,40	166,48	127,26	90,47
0,955	0,09	0,09	227,44	178,08	134,49	95,42
0,965	0,07	0,07	242,52	190,10	143,57	101,70
0,975	0,05	0,05	262,76	206,23	155,80	110,21
0,985	0,03	0,03	295,33	230,75	174,45	123,28

Z₀ — волновое сопротивление; h — толщина (высота) диэлектрической подложки; d — диаметр проводника; H = h + d/2; ε' — диэлектрическая постоянная подложки; ε — диэлектрическая постоянная окружающей среды.

2.4.3. Круглая микрополоска

Структуру одиночного проводника над заземленной пластиной, названную нами *круглая микрополоска* и показанную на рис. 2.6, проанализировать гораздо труднее. Строго говоря, это вообще не линия с ТЕМ-волной, так как граничные условия на поверхности раздела между двумя диэлектриками не могут быть удовлетворены электромагнитным полем, которое состоит только из поперечных составляющих. Однако действительная структура поля достаточно близко напоминает принятую поперечную электромагнитную волну, что позволяет провести анализ на основе такого предположения. Анализ был дан Каденом [2.11]; результаты, естественно, более сложны, чем в рассмотренном выше случае с однородной диэлектрической средой. Проведя ту же процедуру, что Каден, используя результаты, вытекающие из ур-ния (2.4.26) и вычисляя бесконечный интеграл, содержащийся в анализе, способом, проведенным в [2.12], получаем следующую формулу для погонной емкости C' :

$$C' = \frac{2\pi\epsilon}{\ln\left\{1 + \frac{1}{2x}(1 + \sqrt{1+4x})\right\} + \sum_{n=0}^{\infty} (-D)^{n+1} \ln \frac{n+2+1}{n+1}} \quad (2.4.4)$$

где $x = d/4h$, а D является функцией отношения между двумя диэлектрическими постоянными:

$$D = \frac{1 - \frac{\epsilon}{\epsilon'}}{1 + \frac{\epsilon}{\epsilon'}} \quad (2.4.5)$$

Емкость на единицу длины в случае однородной диэлектрической среды равна

$$C = \frac{2\pi\epsilon}{\ln\left\{1 + \frac{1}{2x}(1 + \sqrt{1+4x})\right\}} \quad (2.4.6)$$

Это позволяет определить эквивалентную или эффективную диэлектрическую постоянную ϵ_e для структуры из двух диэлектриков по формуле

$$\epsilon_e = \frac{C'}{C} \quad (2.4.7)$$

и, следовательно, скорость распространения квази ТЕМ-волны

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_e}} \quad (2.4.8)$$

Из ур-ния (1.5.2), используя ур-ния (2.4.7) и (2.4.8), получаем для волнового сопротивления круглой микрополоски выражение

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \sqrt{L(L+S)}, \quad (2.4.9)$$

где

$$L = \ln\left\{1 + \frac{1}{2x}(1 + \sqrt{1+4x})\right\}; \quad (2.4.10)$$

$$x = \frac{d}{4h}; \quad (2.4.11)$$

$$S = \sum_{n=0}^{\infty} (-D)^{n+1} \ln\left(1 + \frac{2}{n+x}\right); \quad (2.4.12)$$

$$D = \frac{1 - \epsilon/\epsilon'}{1 + \epsilon/\epsilon'}. \quad (2.4.13)$$

Эти формулы были использованы для вычисления величин, представленных графически на рис. 2.7 и сведенных в табл. 2.3, для трех наиболее распространенных значений ϵ' :

$\epsilon' = 2,1$ соответствует политетрафторэтилену; $\epsilon' = 4,3$ — некоторым сортам фольгированного стеклотекстолита, используемым в качестве плат для печатных схем; $\epsilon' = 9,5$ — типичной подложке из окиси алюминия, которая используется для СВЧ микрополосковых устройств.

2.5. Неэкранированная двухпроводная линия

Этот второй тип линии, упомянутый ранее в § 2.1, включен в справочник только из-за его тесной связи как с линиями, рассмотренными выше, так и с линиями, которые будут рассмотрены ниже. Из-за того, что линия совершенно не экранирована, потери на излучение очень высоки и фактически на частотах диапазона СВЧ передача не может осуществляться.

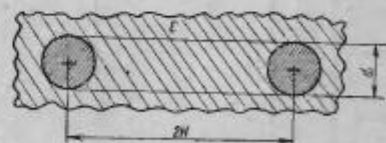
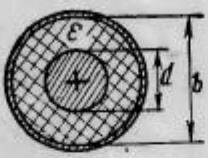
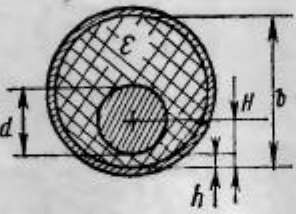


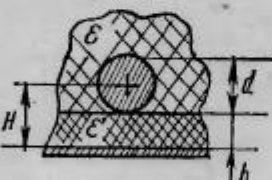
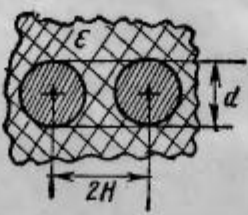
Рис. 2.8. Поперечное сечение неэкранированной двухпроводной линии, находящейся в бесконечной среде с диэлектрической постоянной ϵ

Линия состоит из двух цилиндрических проводников, диаметр каждого d , расстояние между их осями $2H$; проводники находятся в однородной изолирующей среде с диэлектрической постоянной ϵ , как показано на схеме поперечного сечения (рис. 2.8).

Такая линия может рассматриваться как совокупность двух линий типа «одиночный круглый проводник над заземленной пласти-

Таблица 2.3
СВОДКА ПОЛЕЗНЫХ ФОРМУЛ

Конструкция	Поперечное сечение	Формулы волнового сопротивления	Номер формулы в тексте
Ковкесальная линия		$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \ln (b/d)$	(2.2.2)
Эксцентрисичная коаксальная линия		$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \ln (X + \sqrt{X^2 - 1})$ $X = \frac{1}{2} \left[\frac{d}{b} + \frac{4H}{d} \left(1 - \frac{H}{b} \right) \right]$	(2.3.1) (2.3.2)

Конструкция	Поперечное сечение	Формулы волнового сопротивления	Номер формулы в тексте
Одиночный провод над заземленной пластиной		$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \ln (X + \sqrt{X^2 - 1})$ $X = 2H/d$	(2.4.2a) (2.4.1)
«Круглая микрополоска»		$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \sqrt{L(S)}$ $L = \ln \left[1 + \frac{1}{2x} (1 + \sqrt{1 + 4x}) \right]$ $x = d/4h$ $S = \sum_{n=0}^{\infty} (-D)^{n+1} \ln \left(1 + \frac{2}{n+x} \right)$ $D = \frac{\epsilon' - \epsilon}{\epsilon' + \epsilon}$	(2.4.9) (2.4.10) (2.4.11) (2.4.12) (2.4.13)
Неэкранированная двухпроводная линия		$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 119,904 \ln (X + \sqrt{X^2 - 1})$ $X = 2H/d$	(2.5.1)

ной» (§ 2.4) с общей проводящей плоскостью, расположенной симметрично между двумя проводниками. Допустимость такого рассмотрения вытекает из известного положения о том, что проводящая плоскость, образующая электрическую стенку (экран), не воздействует на поле, существующее и ее отсутствие.

Так как двухпроводная система легко анализируется элементарными электростатическими методами, ее волновое сопротивление может быть просто получено из ее электростатической емкости. Во многих работах волновое сопротивление, полученное таким путем, используется для определения волнового сопротивления одиночного проводника над заземленной пластиной путем простого умножения на $1/2$. Здесь поступим наоборот — удвоим результат, уже полученный выше [уравнение (2.4.2a)]. Тогда волновое сопротивление неэкранированной двухпроводной линии будет выглядеть следующим образом [2.1; 2.7]:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 119,904 \ln \left\{ \frac{2H}{d} + \sqrt{\frac{4H^2}{d^2} - 1} \right\}. \quad (2.5.1)$$

Для уравнения (2.5.1) не дается ни таблицы, ни графика, так как эта линия чрезвычайно мало используется на СВЧ частотах. Если такие данные потребуются, они могут быть получены удвоением волновых сопротивлений, представленных в табл. 2.3 или на рис. 2.7.

3. Фидерные линии, использующие проводники прямоугольного поперечного сечения

3.1. Введение

В отличие от некоторых линий, обсуждающихся в разд. 2, все линии, рассматриваемые в этом разделе, без сомнения, отнесены к СВЧ фидерным линиям. Некоторые, конечно, более широко используются, чем другие. Особого внимания заслуживают трехплоскостные (симметричные) полосковые линии (§ 3.5), широко используемые в производстве дешевых, высококачественных, миниатюрных СВЧ систем, особенно в диапазоне 1—10 ГГц. Микрополосковые линии, рассмотренные в § 3.6, также с недавнего времени подвергаются интенсивному исследованию и усовершенствованию в качестве средства при производстве СВЧ интегральных схем для использования в некоторых случаях при таких высоких частотах, как 70—100 ГГц.

Каждая из линий, рассматриваемых ниже, имеет свои недостатки и преимущества, которые определяют ее пригодность для того или иного специализированного применения. Нашей целью здесь является не обсуждение их, а представление рабочих характеристик каждого типа с тем, чтобы разработчик систем был в состоянии сделать свой собственный выбор. Система изложения материала уже формулировалась выше: обсуждение начинается с рассмотрения наиболее симметричной формы, а именно квадратной коаксиальной линии. Однако в связи с тем, что анализ этой и родственной ей типов линий включает использование эллиптических функций, глава начинается с краткого изложения сведений по этим функциям и установления соответствующих формул и таблиц полезных числовых данных.

3.2. Эллиптические интегралы в анализе фидерной линии

При использовании методов конформного отображения [3.1; 3.2] анализ фидерных линий, поперечные сечения которых содержат прямоугольные конфигурации, требует на той или иной стадии применения эллиптических интегралов. Так как полное их рассмотрение, очевидно, нецелесообразно включать в справочник, изложение ограничивается наиболее часто встречающимися примерами (интересующийся читатель найдет детальное и исчерпывающее описание эллиптических функций в [3.3]).

Полный эллиптический интеграл 1-го рода, обозначенный $K(k)$, определяется следующим образом:

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \varphi}} \quad (3.2.1)$$

или

$$K(k) = \int_0^1 \frac{dx}{\sqrt{(1-x^2)(1-k^2 x^2)}} \quad (3.2.2)$$

В (3.2.1) имеется в виду модуль K . Связанная с (3.2.1) дополнительная функция $K'(k)$ определяется из соотношения

$$K'(k) = K(k'), \quad (3.2.3)$$

где

$$k' = (1-k^2)^{1/2}. \quad (3.2.4)$$

Хотя эллиптические интегралы достаточно полно табулированы (см., например, [3.4]), прямое использование таблиц в данном случае нецелесообразно, так как в приложении к фидерным линиям эти эллиптические функции наиболее часто встречаются в виде отношения K/K' , а уже существует несколько простых и очень точных формул для этого отношения, выражаемых через k . Использование той или другой формулы зависит от требуемой точности. Хильберг [3.5] привел следующие три варианта:

1. Для $1 \leq K/K' \leq \infty$ и $0.5 \leq k^2 \leq 1$

$$K/K' = \frac{2}{\pi} \ln \left(2 \sqrt{\frac{1+k}{1-k}} \right) = F_1(k); \quad (3.2.5)$$

для $0 \leq K/K' \leq 1$ и $0 \leq k^2 \leq 0.5$

$$K/K' = \frac{1}{F_1(k')}. \quad (3.2.6)$$

Точность этой формулы не ниже, чем 0,003.

2. Следующие формулы впервые выведены Уиттекером и Ватсоном [3.6]. Хильберг дает независимый вывод: для $1 \leq K/K' \leq \infty$ и $0.5 \leq k^2 \leq 1$

$$K/K' = \frac{1}{\pi} \ln \left(2 \frac{1+\sqrt{k}}{1-\sqrt{k}} \right) = F_2(k); \quad (3.2.7)$$

для $0 \leq K/K' \leq 1$ и $0 \leq k^2 \leq 0.5$

$$K/K' = \frac{1}{F_2(k')}. \quad (3.2.8)$$

Хильберг утверждает, что точность равна $3 \cdot 10^{-6}$, в то время как Уиттекер и Ватсон указывают $-8 \cdot 10^{-6}$. Однако для всех практических целей эта разница имеет чисто теоретическое значение.

3. Для $1 \leq K/K' \leq \infty$ и $0.5 \leq k^2 \leq 1$

$$\frac{K}{K'} = \frac{1}{2\pi} \ln \left[2 \frac{\sqrt{1+k} + \sqrt[4]{4k}}{\sqrt{1+k} - \sqrt[4]{4k}} \right] = F_3(k) \quad (3.2.9)$$

для $0 \leq K/K' \leq 1$ и $0 \leq k^2 \leq 0.5$

$$K/K' = \frac{1}{F_3(k')}. \quad (3.2.10)$$

Утверждается, что точность этих формул составляет $4 \cdot 10^{-13}$, что несущественно отличается от истинного значения и фактически лучше, чем в любых таблицах, рассчитанных по (3.2.9) и (3.2.10). Для удобства читателей величины K/K' в зависимости от k , вычисленные по формулам (3.2.9) и (3.2.10), сведены в табл. 3.1. Замечим, что в каждой паре приведенных выше выражений одно получается из другого нахождением обратной ему величины после подстановки k' вместо k или наоборот. Следует отметить, что выражения (3.2.7) и (3.2.8), по-видимому, представляют собой наилучшее сочетание высокой точности с алгебраической простотой. Особенно легко могут они быть инвертированы для выражения k или k' через K/K' , например, из ур-ния (3.2.7). Получается

$$k = \left(\frac{e^x - 2}{e^x + 2} \right)^2, \quad (3.2.11)$$

где

$$x = \frac{\pi K}{K'}. \quad (3.2.12)$$

Аналогично из ур-ния (3.2.8) следует

$$k' = \left(\frac{e^x - 2}{e^x + 2} \right)^2, \quad (3.2.13)$$

где теперь

$$x = \frac{\pi K'}{K}. \quad (3.2.14)$$

Установив необходимые основные математические соотношения, можно перейти к основной тематике этой главы.

3.3. Квадратная коаксиальная линия

По поперечному сечению, показанному на рис. 3.1, эта линия, очевидно, аналогична цилиндрической коаксиальной линии, рассмотренной в § 2.2. Благодаря своей симметрии квадратная линия значительно проще для анализа с использованием конформного отображения [3.1; 3.2], чем общий случай прямоугольной линии.

Таблица 3.1

ВЕЛИЧИНЫ ОТНОШЕНИЯ ПОЛНЫХ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ
ИНТЕГРАЛОВ $K(k)/K'(k)$ К ФУНКЦИИ МОДУЛЯ

k	$K(k)/K'(k)$	k	$K(k)/K'(k)$	k	$K(k)/K'(k)$	k	$K(k)/K'(k)$
0,005	0,238632	0,230	0,552620	0,455	0,741984	0,680	0,966171
0,010	0,262567	0,235	0,556953	0,460	0,746324	0,685	0,972239
0,015	0,281210	0,240	0,561267	0,465	0,750681	0,690	0,978382
0,020	0,296487	0,245	0,565562	0,470	0,755053	0,695	0,984602
0,025	0,309500	0,250	0,569841	0,475	0,759447	0,700	0,990902
0,030	0,321061	0,255	0,574104	0,480	0,763858	0,705	0,997285
0,035	0,331502	0,260	0,578353	0,485	0,768288	0,710	1,003754
0,040	0,341124	0,265	0,582588	0,490	0,772738	0,715	1,010313
0,045	0,350087	0,270	0,586810	0,495	0,777209	0,720	1,016964
0,050	0,358516	0,275	0,591022	0,500	0,781701	0,725	1,023712
0,055	0,366499	0,280	0,595223	0,505	0,786216	0,730	1,030560
0,060	0,374106	0,285	0,599415	0,510	0,790754	0,735	1,037512
0,065	0,381391	0,290	0,603598	0,515	0,795316	0,740	1,044572
0,070	0,388395	0,295	0,607774	0,520	0,799903	0,745	1,051745
0,075	0,395154	0,300	0,611943	0,525	0,804516	0,750	1,059036
0,080	0,401695	0,305	0,616107	0,530	0,809155	0,755	1,066449
0,085	0,408043	0,310	0,620266	0,535	0,813822	0,760	1,073990
0,090	0,414217	0,315	0,624420	0,540	0,818517	0,765	1,081665
0,095	0,420234	0,320	0,628571	0,545	0,823241	0,770	1,089479
0,100	0,426109	0,325	0,632720	0,550	0,827996	0,775	1,097439
0,105	0,431855	0,330	0,636867	0,555	0,832782	0,780	1,105552
0,110	0,437483	0,335	0,641013	0,560	0,837600	0,785	1,113824
0,115	0,443003	0,340	0,645158	0,565	0,842451	0,790	1,122264
0,120	0,448423	0,345	0,649304	0,570	0,847337	0,795	1,130881
0,125	0,453751	0,350	0,653451	0,575	0,852259	0,800	1,139682
0,130	0,458994	0,355	0,657600	0,580	0,857217	0,805	1,148678
0,135	0,464156	0,360	0,661751	0,585	0,862212	0,810	1,157879
0,140	0,469249	0,365	0,665906	0,590	0,867247	0,815	1,167297
0,145	0,474272	0,370	0,670064	0,595	0,872322	0,820	1,176943
0,150	0,479232	0,375	0,674227	0,600	0,877438	0,825	1,186830
0,155	0,484133	0,380	0,678395	0,605	0,882597	0,830	1,196973
0,160	0,488978	0,385	0,682569	0,610	0,887800	0,835	1,207388
0,165	0,493772	0,390	0,686749	0,615	0,893048	0,840	1,218091
0,170	0,498517	0,395	0,690937	0,620	0,898344	0,845	1,229101
0,175	0,503217	0,400	0,695132	0,625	0,903688	0,850	1,240438
0,180	0,507874	0,405	0,699336	0,630	0,909083	0,855	1,252126
0,185	0,512492	0,410	0,703549	0,635	0,914529	0,860	1,264189
0,190	0,517072	0,415	0,707772	0,640	0,920028	0,865	1,276653
0,195	0,521618	0,420	0,712005	0,645	0,925582	0,870	1,289551
0,200	0,526130	0,425	0,716249	0,650	0,931194	0,875	1,302916
0,205	0,530612	0,430	0,720505	0,655	0,936864	0,880	1,316787
0,210	0,535064	0,435	0,724773	0,660	0,942595	0,885	1,331208
0,215	0,539490	0,440	0,729055	0,665	0,948389	0,890	1,346227
0,220	0,543890	0,445	0,733350	0,670	0,954249	0,895	1,361902
0,225	0,548266	0,450	0,737659	0,675	0,960175	0,900	1,378295

Продолжение таблицы 3.1

k	$K(k)/K'(k)$	k	$K(k)/K'(k)$	k	$K(k)/K'(k)$	k	$K(k)/K'(k)$
0,905	1,395481	0,955	1,641729	0,9900	2,126181	0,9950	2,347617
0,910	1,413547	0,960	1,680043	0,9905	2,142588	0,9955	2,381234
0,915	1,432593	0,965	1,723366	0,9910	2,159878	0,9960	2,418805
0,920	1,452739	0,970	1,773250	0,9915	2,178152	0,9965	2,461388
0,925	1,474127	0,975	1,832097	0,9920	2,197530	0,9970	2,510538
0,930	1,496930	0,980	1,903935	0,9925	2,218153	0,9975	2,568648
0,935	1,521358	0,985	1,996314	0,9930	2,240194	0,9980	2,639760
0,940	1,547672	0,990	2,126181	0,9935	2,263863	0,9985	2,731412
0,945	1,576200	0,995	2,347617	0,9940	2,289422	0,9990	2,860549
0,950	1,607367			0,9945	2,317198		

Соответствующие преобразования для данной конфигурации впервые получены Науманом [3.7], который позже [3.3] получил выражение следующего вида на единицу длины квадратной коаксиальной линии, ф/м:

$$C = 8\epsilon_0 \frac{K(k)}{K'(k)}, \quad (3.3.1)$$

Используя это выражение для вывода формулы волнового сопротивления, получаем

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 47,086 \frac{K'(k)}{K(k)}, \quad (3.3.2)$$

где ϵ — диэлектрическая постоянная среды, заполняющей линию. Модуль K связан с размерами линии через следующие уравнения:

$$k = \frac{(p-q)^2}{(p+q)^2}, \quad (3.3.3)$$

$$p^2 + q^2 = 1, \quad (3.3.4)$$

где

$$\frac{K(p)}{K'(p)} = \frac{1-t/b}{1+t/b}, \quad (3.3.5)$$

Аналогичный результат приводится также в [3.8] и [3.9]. Подобный, но несколько более простой вывод был дан в [3.10] (см. § 3.4.3), однако он менее удобен для расчетов. Результаты, вычисленные из ур-ний (3.3.1)–(3.3.5) с использованием ур-ния (3.2.9) для нахождения $K'(k)/K(k)$, выписаны во второй и пятой колонках табл. 3.2. Эти «точные» величины (в пределах точности отно-

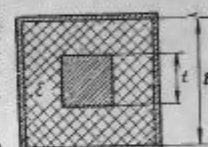


Рис. 3.1. Поперечное сечение квадратной коаксиальной линии (ϵ — диэлектрическая постоянная среды, заполняющей линию)

обычно (но не обязательно) соосно и симметрично расположена внутри замкнутого проводящего экрана прямоугольного поперечного сечения (шириной W' и высотой b), как показано на рис. 3.3.

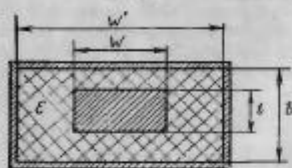


Рис. 3.3. Поперечное сечение общего вида прямоугольной коаксиальной линии (ϵ — диэлектрическая постоянная среды, заполняющей линию)

3.4.1. Анализ коаксиальной прямоугольной линии общего вида

Хотя эта структура обладает достаточно простой симметрией, точный общий анализ ее чрезвычайно труден и до последнего времени не был проведен. Этот пробел восполнен в [12]. Система уравнений, которые могут быть использованы для определения волнового сопротивления рассматриваемого типа фидерной линии, в принятых нами обозначениях имеет следующий вид:

$$\frac{W}{b} = \frac{I(\alpha_1, 1)}{I(0, \alpha_1) + I(1, 1/k)}; \quad (3.4.1)$$

$$\frac{\epsilon}{b} = \frac{I(0, \alpha_1)}{I(0, \alpha_1) + I(1, 1/k)}, \quad (3.4.2)$$

$$\frac{W'}{b} = \frac{I\left(\frac{1}{k}, 1/\alpha_2\right)}{I(0, \alpha_1) + I(1, 1/k)}, \quad (3.4.3)$$

где

$$I(t_1, t_2) = \int_{t_1}^{t_2} \sqrt{\frac{t^2 - \alpha_1^2}{(t^2 - 1)(t^2 - 1/k^2)(t^2 - 1/\alpha_2^2)}} dt.$$

Система уравнений (3.4.1)–(3.4.3) позволяет отыскать значение k . Тогда волновое сопротивление рассчитывается по следующей, сравнительно простой формуле:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 29,976 \pi \frac{K'(k)}{K(k)}. \quad (3.4.4)$$

Однако эллиптические функции, получающиеся при определении k из уравнений (3.4.1)–(3.4.3), нестандартны и нелогарифмированы. Поэтому, к сожалению, получение численных результатов для точного метода является весьма трудоемким процессом, сравнимым по объему вычислений с прямыми численными (например, разностными) методами решений той же задачи. Прямые численные методы использовались несколькими авторами, и некоторые наиболее полезные из

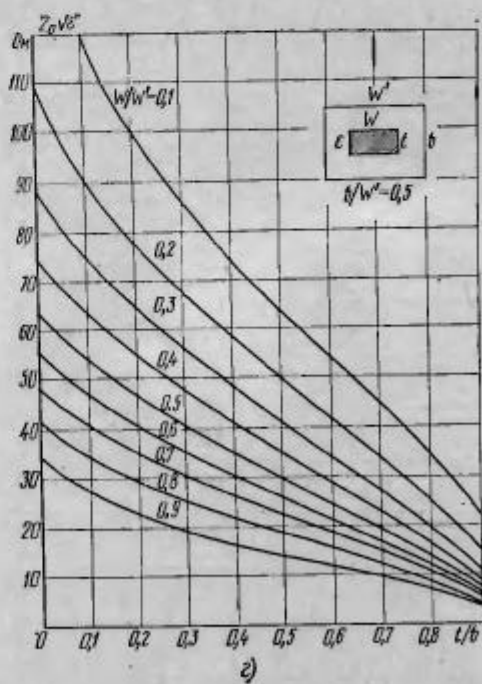
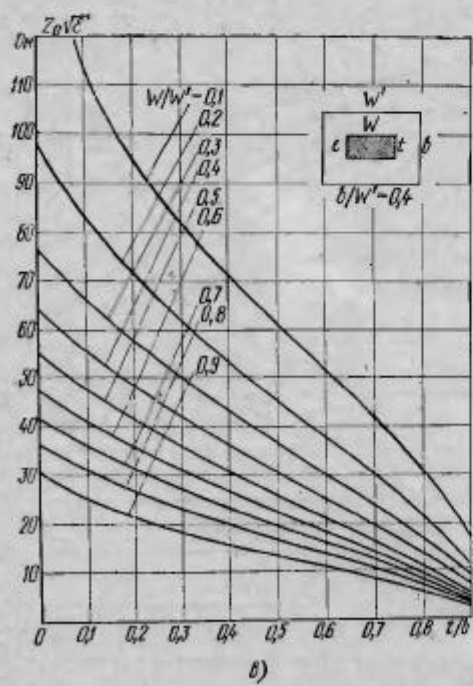
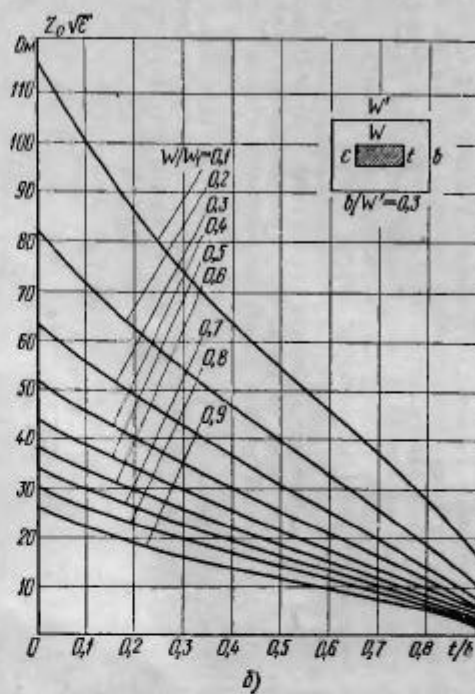
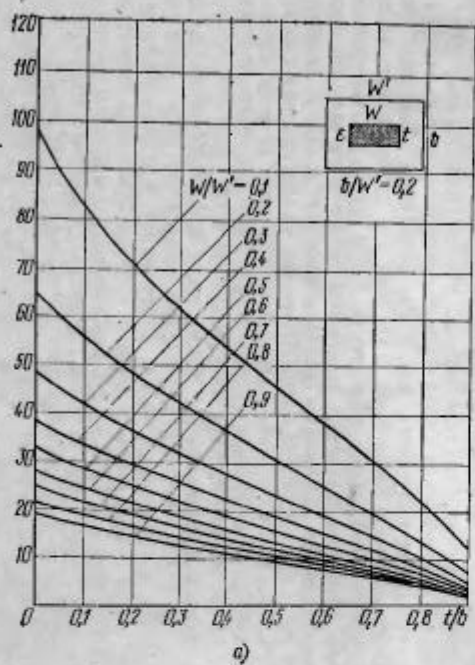
достигнутых результатов приведены ниже. Подход, основанный на применении конформных отображений, был применен также Лином и Чунгом [3.13] в общем анализе нескольких фидерных линий, включая и прямоугольную коаксиальную линию. Однако их результаты позволяют только оценить верхнюю и нижнюю границы значений волнового сопротивления, и, кроме того, полученные формулы являются довольно сложными функциями эллиптических интегралов. Поэтому они не имеют большого практического значения.

Бракемман [3.14] использовал другой подход для получения серии представлений волнового сопротивления прямоугольной коаксиальной линии, которые являются чрезвычайно общими, так как размеры поперечного сечения могут быть совершенно произвольными и ось проводящей полосы может не совпадать с осью экрана. Такой анализ, очевидно, имеет большую ценность при оценке влияния допусков в размерах. Статья [3.14] содержит исчерпывающий набор графиков Z_0 в функции от размеров поперечного сечения, но, к сожалению, у них слишком мелкие шкалы для точных расчетов. Бракемман приводит также довольно простую приближенную формулу для Z_0 :

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \ln \left(\frac{1 + W'/b}{W/b + t/b} \right), \quad (3.4.5)$$

причем утверждается, что точность ее лежит в пределах 10% для $t/b < 0,3$ и $W/W' < 0,8$. Общие уравнения Бракеммана [3.14] могут быть запрограммированы для вычисления на ЭВМ, однако получающиеся программы экономически невыгодны (будучи выраженными через машинное время) для составления таблиц и графиков. Нилтучеес применение это решение может найти лишь там, где специфически необходимы весьма точные результаты. Для большинства практических целей проектирования могут считаться столь же точными и полезными, как и все остальные, обширные графики, представленные в [3.20] (рис. 3.4). Как и в случае коаксиальной линии, здесь необходимо обеспечить такие размеры поперечного сечения, чтобы не допустить распространения волн высших порядков. Бракемман (и другие) в [3.15] оценивает границу пропускания многих типов подобных волн. Волновое сопротивление прямоугольных коаксиальных линий, размеры поперечного сечения которых соответствуют ГЕМ-волне, лежит в пределах 20–200 Ом; дальнейшие сведения приводятся Байером [3.16; 3.17].

Многие другие авторы также дали численные анализы общего вида прямоугольной линии. Однако подробное обсуждение их результатов неуместно включать в эту книгу, предназначенную в основном для справочных данных. Интересующийся читатель может обратиться к [3.18–3.20], являющимся примерами типичных исследований, которые, в свою очередь, приводят многочисленную библиографию для дальнейшего изучения. Кроме точного или численного анализа общего случая, можно проделать точные анализы определенных частных случаев, зависящих от конкретного соотношения между различными размерами поперечного сечения W , W' , b и t . Очевидным примером является квадратная коаксиальная линия, уже обсуждавшаяся в § 3.3, для которой $W=W'$, $t=b$. В других



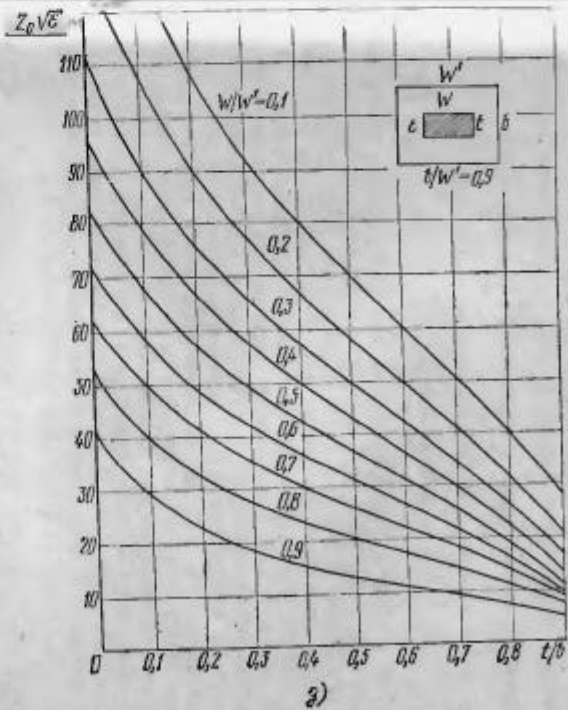
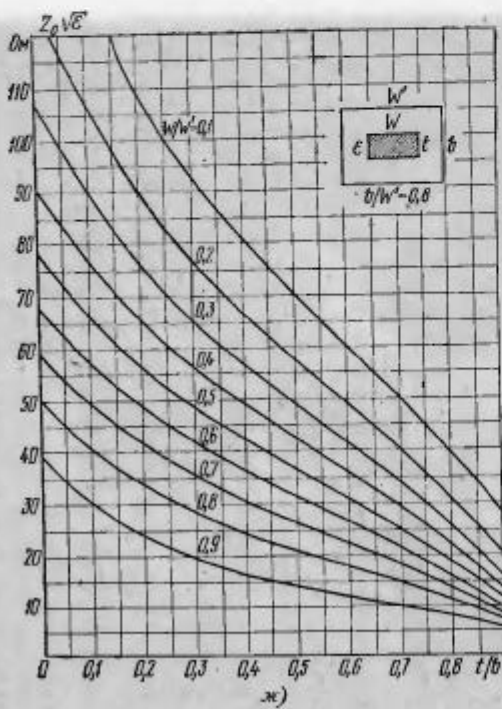
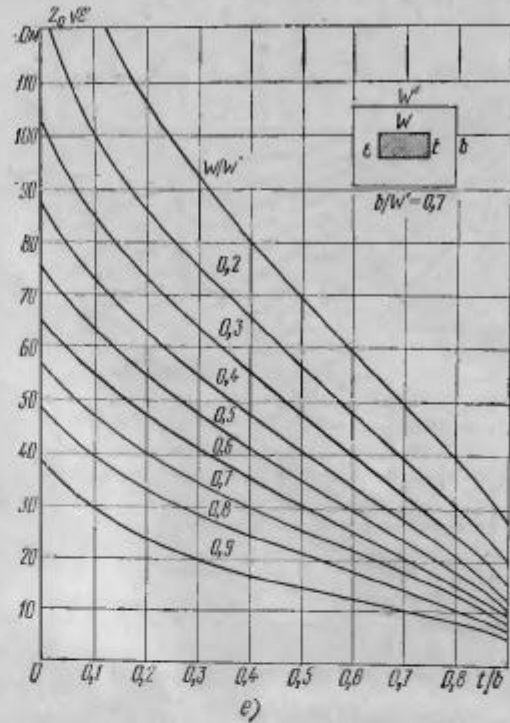
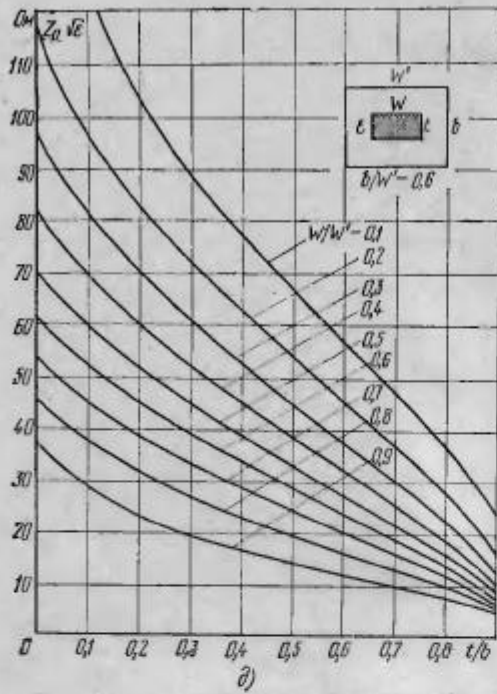


рис. 3.4. Волновое сопротивление прямоугольной коаксиальной линии как функция размеров ее поперечного сечения:
 а — при $W' = 0.2$; б — $b/W' = 0.3$; в — $b/W' = 0.4$; г — при $b/W' = 0.5$; д — при $b/W' = 0.6$; е — при $b/W' = 0.7$; ж — при $b/W' = 0.8$;
 з — при $b/W' = 0.9$

случаях могут быть выведены полуэмпирические формулы, которые дадут результаты различной степени точности.

Примеры обоих типов даются в следующих подпараграфах.

3.4.2. Прямоугольная линия с одинаковым зазором

Для этой линии справедливо соотношение размеров

$$W' - W = b - t. \quad (3.4.6)$$

В этом особом случае расстояние или зазор между проводниками одинаков в вертикальной и в горизонтальной плоскостях.

Как указывает Грин [3.11], это ограничение дает возможность вывести выражение для волнового сопротивления путем привлечения результатов, предварительно полученных для квадратной коаксиальной линии (§ 3.3). Если данную конструкцию разделить на три части двумя воображаемыми вертикальными плоскостями, расположенными на расстоянии $t/2$ от краев центральной полосы, можно представить себе, что две образованные таким образом конечные части могут быть объединены так, что образуют квадратную коаксиальную конфигурацию. Следовательно, общая емкость конструкции получается с очень хорошим приближением равной емкости квадратной коаксиальной линии плюс простая емкость параллельных плоскостей центральной части. Таким образом, используя ур-ние (3.3.1), общая емкость, Ф/м, будет равна

$$C = 8\epsilon\epsilon_0 \frac{K(k)}{K'(k)} + 4\epsilon\epsilon_0 \frac{W/b - t/b}{1 - t/b}. \quad (3.4.7)$$

Откуда волновое сопротивление

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = \frac{47,086}{K(k)/K'(k) + 1/2 \frac{W/b - t/b}{1 - t/b}}, \quad (3.4.8)$$

где k определяется через t/b по ур-ниям (3.3.3) и (3.3.5).

Случай с одинаковым зазором был рассмотрен также Ченом [3.22], который использует формулы Кокрофта [3.21] для того, чтобы вывести выражение в форме

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = \frac{94,172}{0,558 + \left\{ \frac{W/b + t/b}{1 - t/b} \right\}}. \quad (3.4.9)$$

Другие случаи, проанализированные Ченом, рассматриваются в подпараграфе 3.4.5.

3.4.3. Особый случай, рассмотренный Андерсоном

Андерсон [3.10] дал точное решение задачи о прямоугольной линии, но при довольно ограниченных условиях, приведенных ниже. Оно включено в справочник, главным образом, из-за его ценности при проверке результатов, полученных другими авторами, в основном численными методами описанными в подпараграфе 3.4.1,

а также потому, что оно дает гораздо более простые выражения для квадратной коаксиальной линии.

Формулы Андерсона для прямоугольной линии имеют следующий вид:

$$C = 2\epsilon\epsilon_0 \frac{K'(x)}{K(x)}; \quad (3.4.10)$$

откуда

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 188,344 \frac{K(x)}{K'(x)}. \quad (3.4.11)$$

Модуль x получается из следующей формулы:

$$x = \frac{k_2}{k_1} \sqrt{\frac{1 - k_1^2}{1 - k_2^2}}, \quad (3.4.12)$$

где

$$\frac{K(k_1)}{K'(k_1)} = \frac{W'/b + W/b}{1 - t/b} \quad (3.4.13)$$

и

$$\frac{K(k_2)}{K'(k_2)} = \frac{W'/b - W/b}{1 + t/b}. \quad (3.4.14)$$

Уравнения (3.4.10) и (3.4.11) справедливы только при условии

$$\frac{K(k_2)}{K'(k_2)} = \frac{W/b - W'/b}{1 - t/b}. \quad (3.4.15)$$

Несмотря на ограниченную ценность в общем случае, формулы Андерсона приводят к значительно более простому выражению для Z_0 , в частном случае, квадратной коаксиальной линии, чем у Баумана. Формула Андерсона имеет следующий вид:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 188,344 \frac{K(x)}{K'(x)}, \quad (3.4.16)$$

где

$$x = \frac{k^2}{1 - k^2} \quad (3.4.17)$$

и

$$\frac{K(k)}{K'(k)} = \frac{1 - t/b}{1 + t/b}. \quad (3.4.18)$$

3.4.4. Прямоугольная линия с центральным проводником нулевой толщины

Прямоугольная коаксиальная линия с центральным проводником нулевой толщины ($t=0$ на рис. 3.3) была проанализирована Изатом [3.30], использовавшим конформное преобразование Шварца-

Кристоффеля. Это дает следующее выражение для полного сопротивления:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 29,976 \pi \frac{K(k)}{K'(k)}, \quad (3.4.19)$$

где $k = \cos \varphi$, $(3.4.20)$

$$\frac{F(\varphi, x)}{K'(x)} = \frac{W}{b} \quad (3.4.21)$$

и

$$\frac{K(x)}{K'(x)} = \frac{W'}{b}. \quad (3.4.22)$$

Функция F является неполным эллиптическим интегралом 1-го рода, который табулирован в [3.4]. Z_0 может быть вычислено при использовании таблиц и сочетании с формулами эллиптических функций, данными в § 3.2. Однако для определения пределов параметров, которые включают много практически интересных случаев, могут быть использованы выведенные Изаттом [30] значительно более простые приближенные формулы:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = \frac{29,976 \pi b/W}{1 - 2(b/W)L}, \quad (3.4.23)$$

где

$$L = \ln \frac{1}{2} \left(1 - \exp - \pi \left(\frac{W'}{b} - \frac{W}{b} \right) \right); \quad (3.4.24)$$

и при $Z_0 \leq 70$, $W'/b \leq 2/3$.

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = \frac{14,988 \pi^2}{\ln(8/\pi) - \ln(1 - W/W')}. \quad (3.4.25)$$

3.4.5. Другие частные случаи

Используя конформные преобразования и, главным образом, работу Кокрофта [3.21], Чен [3.22] получил выражение для полного сопротивления прямоугольной коаксиальной линии, в которой центральная проводящая полоска либо очень тонка, либо очень толста. Его результаты для симметричного случая с одинаковым зазором уже были приведены в подпараграфе 3.4.2. Для $(W' - W)/2 < W$ и $(b - t)/2 < t$ Чен дает следующий результат:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = \frac{94,172}{\{(t/b)/(W'/b - W/b) + (W/b)/(1 - t/b)\} + C_1 + C_2}, \quad (3.4.26)$$

$$\text{где } C_1 = \frac{1}{\pi} \left\{ \ln \left(\frac{g^2 + h^2}{4h^2} \right) + 2 \left(\frac{h}{g} \right) \operatorname{arctg}(g/h) \right\}; \quad (3.4.27)$$

$$C_2 = \frac{1}{\pi} \left\{ \ln \left(\frac{g^2 + h^2}{4g^2} \right) + 2 \left(\frac{g}{h} \right) \operatorname{arctg}(h/g) \right\}; \quad (3.4.28)$$

здесь

$$g = \frac{1}{2}(W' - W) \text{ и } h = \frac{1}{2}(b - t). \quad (3.4.29)$$

В заключение необходимо подчеркнуть, что графики на рис. 3.4 пригодны для практической конструкторской работы. Вычисления порядка величины могут быть быстро проделаны при использовании простой формулы Бракеманна [ур-ние (3.4.5)].

В качестве расчетных формул для волнового сопротивления, которые можно использовать при особых соотношениях между размерами линии, служат ур-ния (3.4.8), (3.4.9), (3.4.11), (3.4.19), (3.4.23), (3.4.25) или (3.4.26).

3.5. Трехплоскостная (симметричная) полосковая линия

3.5.1. Введение

Эта конструкция, показанная в поперечном сечении на рис. 3.5, была впервые предложена для использования в качестве фидерной линии Барреттом и Барнсом [3.23]. До сих пор она была почти повсюду известна как полосковая линия, так как это была первая

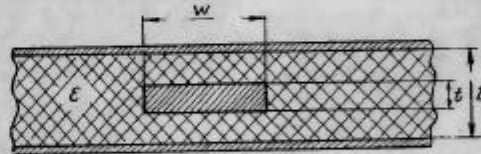


Рис. 3.5. Поперечное сечение трехплоскостной (симметричной) полосковой линии (ϵ — диэлектрическая постоянная среды, заполняющая внутреннее пространство между двумя заземленными пластинами)

форма плоской полосковой фидерной линии, получившая столь широкое распространение в СВЧ технике. Однако, с точки зрения нынешнего столь же широкого использования «микро» и «высокодобротных» полосковых линий, стало необходимым ввести для данной линии ограничивающее определение *трехплоскостная*. Очевидно, трехплоскостная линия может быть получена из прямоугольной коаксиальной линии простым увеличением W' до бесконечности.

Практически схемы полосковых линий часто конструируются из покрытых медью плат для печатного монтажа, в результате чего

толщина центрального проводника t обычно очень мала по сравнению с другими поперечными размерами линии. Поэтому в любых проводимых математических анализах разумно считать $t=0$, так как это приводит к значительному упрощению задачи. Оба условия, т. е. $t=0$ и $t>0$, обсуждаются в следующих разделах.

Здесь, как и в любых системах коаксиальных линий, обычно необходимо или желательно обеспечить отсутствие волн высших порядков. Это может быть выполнено при условии $b < \lambda/2$. Если требуется информация о волнах высших порядков, она может быть почерпнута из данных, имеющихся в [3.15—3.17].

3.5.2. Центральная полоска нулевой толщины

Когда $t/b=0$ (рис. 3.5), точный вывод погонной емкости может быть проведен методом конформного преобразования. Используя [3.24], Кон [3.25] этим методом получил следующее точное выражение для волнового сопротивления трехплоскостной полосковой линии с центральным проводом нулевой толщины:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 29,976 \pi \frac{K(k)}{K'(k)}, \quad (3.5.1)$$

где

$$k = \operatorname{sech} \left(\frac{\pi W}{2b} \right). \quad (3.5.2)$$

Используя приближенные формулы эллиптических интегралов, данные в § 3.2, волновое сопротивление может быть выражено в простой, близкой к приведенной выше форме следующим образом: для $W/b \leq 0,5$

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 29,976 \ln 2 \left(\frac{1 + \sqrt{k}}{1 - \sqrt{k}} \right); \quad (3.5.3)$$

для $W/b > 0,5$

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = \frac{29,976 \pi^2}{\ln^2 \left\{ (1 + \sqrt{k}) / (1 - \sqrt{k}) \right\}}, \quad (3.5.4)$$

где

$$k' = \operatorname{th} \left(\frac{\pi W}{2b} \right). \quad (3.5.5)$$

Точность результатов, рассчитанных по ф-лам (3.5.3)—(3.5.5), весьма высока.

3.5.3. Центральная полоска конечной толщины

Когда $t/b > 0$, точный анализ может быть проведен методами конформного преобразования. Однако получающиеся формулы сложны и дают волновое сопротивление, главным образом, в неявном

виде. Задача была впервые решена Бейтсом [3.26], затем подобное же рассмотрение было дано Уолдреном [3.27, 3.28] и Икеда и Сато [3.29]. Результаты Уолдрона выглядят следующим образом:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \frac{\pi}{2} \frac{K'(1/\alpha)}{K(1/\alpha)}, \quad (3.5.6)$$

где α выражается через размеры поперечного сечения линии посредством уравнений

$$\frac{t}{b} = \frac{-\{K(\beta') - R\Pi(R, \beta')\}}{R\{\Pi(R', \beta) + \Pi(1 - \alpha^2, \beta') - K(\beta')\}}; \quad (3.5.7)$$

$$\frac{W}{b} = \frac{K(\beta) - (1 - \beta^2/\alpha^2)\Pi(\beta^2/\alpha^2, \beta)}{R\{\Pi(R', \beta) + \Pi(1 - \alpha^2, \beta') - K(\beta')\}}; \quad (3.5.8)$$

$$R = \frac{\alpha^2 - \beta^2}{\alpha^2 - 1}; \quad R' = \frac{1 - \beta^2}{1 - \alpha^2}; \quad \beta' = \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (3.5.9)$$

а K, Π являются соответственно полными эллиптическими интегралами 1 и 3-го рода. Эти уравнения были запрограммированы для вычисления на ЭВМ. Получившиеся в результате расчета данные представлены в табл. 3.3.

Существует большое количество работ, исследующих трехплоскостную полосковую линию, из которых многие посвящены попыткам вывести достаточно точные, но простые приближенные формулы для волнового сопротивления, которыми легко можно было бы пользоваться инженерам-практикам. Вероятно, что наиболее точными и наиболее известными из них являются приближенные формулы Кона [3.25]. Чен [3.22] дал другую формулу, но, как было указано Ричардсоном [3.31], простые алгебраические преобразования показывают, что две эти формулы фактически идентичны и могут быть записаны в виде

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = \frac{94,172}{x(W/b) + (1/\pi) \ln F(x)}, \quad (3.5.10)$$

где

$$F(x) = \frac{(x+1)^{x+1}}{(x-1)^{x-1}} \quad (3.5.11)$$

и

$$x = \frac{1}{1 - t/b}. \quad (3.5.12)$$

Данные, полученные из уравнения (3.5.10), имеют точность выше 1% при следующих условиях:

$$\frac{W}{b} \geq 0,35 \left(1 - \frac{t}{b} \right) \quad (3.5.13)$$

Таблица 3.3

ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ТРЕХПЛОСКОСТНОЙ (СИММЕТРИЧНОЙ) ПОЛОСКОВОЙ ЛИНИИ, ВЫЧИСЛЕННОЕ ПО ФОРМУЛАМ УОЛДРОНА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ РИС. 3.5

Z_0, Ω	W/b при различных значениях t/b							
	0,01	0,05	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,35
10	8,8055	8,45272	7,95324	7,46362	6,98107	6,50322	6,03098	5,56278
12	7,31234	6,96209	6,54108	6,12975	5,72527	5,32637	4,93333	4,54577
14	6,30246	5,95704	5,53239	5,11682	4,70840	4,30654	3,91056	3,52006
16	5,37033	5,02626	4,77335	4,44212	4,11474	3,79143	3,47159	3,15466
18	4,72260	4,47656	4,18677	3,90624	3,63255	3,36444	3,10120	2,84244
20	4,20465	3,97996	3,71591	3,46183	3,21401	2,97206	2,73497	2,50237
22	3,78087	3,57331	3,33065	3,09768	2,87186	2,65102	2,43334	2,21414
24	3,42773	3,23443	3,00062	2,79448	2,59620	2,39348	2,18604	1,97227
26	3,13891	2,94769	2,73797	2,53792	2,34473	2,15711	1,97436	1,79608
28	2,87278	2,70191	2,55612	2,38101	2,21376	2,05307	1,89726	1,74579
30	2,65381	2,48890	2,30332	2,12743	1,95938	1,79490	1,63630	1,48217
32	2,45688	2,30252	2,12675	1,96066	1,80143	1,64776	1,49997	1,35646
34	2,28519	2,13806	1,97096	1,81352	1,66294	1,51783	1,37779	1,24212
36	2,13386	1,99188	1,83246	1,68272	1,53981	1,40252	1,27008	1,14210
38	1,99659	1,86109	1,70885	1,56570	1,42960	1,29926	1,17370	1,05261
40	1,87368	1,74337	1,59703	1,46037	1,33057	1,20633	1,08696	0,97237
42	1,76296	1,63687	1,49613	1,36504	1,24088	1,12225	1,00849	0,89920
44	1,66200	1,54005	1,40441	1,27815	1,15935	1,04681	0,93715	0,83196
46	1,56987	1,45164	1,32056	1,19936	1,08480	0,97602	0,87301	0,77248
48	1,48543	1,37061	1,24389	1,12386	1,01067	0,90205	0,80131	0,70704
50	1,40774	1,29606	1,17327	1,06015	0,95399	0,85320	0,75739	0,66604
52	1,33503	1,22775	1,10808	0,99859	0,89595	0,79835	0,70669	0,61988
54	1,26963	1,16354	1,04772	0,94159	0,84231	0,74860	0,65976	0,57541
56	1,20798	1,10438	0,99166	0,88657	0,79250	0,70151	0,61620	0,53446
58	1,15059	1,04931	0,93951	0,83940	0,74614	0,65845	0,57505	0,49732
60	1,09703	0,99792	0,89063	0,79343	0,70268	0,61791	0,53782	0,46221
62	1,04653	0,94885	0,84830	0,75403	0,66242	0,57969	0,50245	0,42939
64	0,99997	0,90479	0,80262	0,71014	0,62481	0,54447	0,46832	0,39666
66	0,95587	0,86248	0,76255	0,67230	0,58892	0,51112	0,43822	0,37082
68	0,91438	0,82267	0,72484	0,63671	0,55344	0,47576	0,40269	0,33472
70	0,87526	0,78515	0,68931	0,60317	0,52390	0,45023	0,38146	0,31722
72	0,83834	0,74973	0,65578	0,57163	0,49415	0,42237	0,35551	0,29319
74	0,80343	0,71625	0,62408	0,54162	0,46604	0,39606	0,33102	0,27063
76	0,77038	0,68455	0,59408	0,51332	0,43944	0,37119	0,30767	0,24833
78	0,73906	0,65450	0,56464	0,48650	0,41425	0,34763	0,28598	0,22884
80	0,70931	0,62508	0,53666	0,46106	0,39037	0,32532	0,26505	0,20970
82	0,68104	0,59889	0,51304	0,43891	0,36770	0,30415	0,24580	0,19171
84	0,65415	0,57312	0,48867	0,41596	0,34617	0,28407	0,22968	0,17459
86	0,62854	0,54858	0,46547	0,39312	0,32570	0,26499	0,20932	0,15839
88	0,60413	0,52518	0,44368	0,37132	0,30623	0,24685	0,19256	0,14305
90	0,58084	0,50280	0,42231	0,35151	0,28769	0,22961	0,17665	0,12854
92	0,55860	0,48159	0,40222	0,33263	0,27003	0,21321	0,16155	0,11480
94	0,53735	0,46125	0,38303	0,31460	0,25320	0,19760	0,14722	0,10182
96	0,51702	0,44181	0,36469	0,29740	0,23715	0,18275	0,13361	0,08955
98	0,49757	0,42321	0,34717	0,28007	0,22185	0,16861	0,12070	0,07787
100	0,47894	0,40540	0,33040	0,26527	0,20794	0,15514	0,10645	0,06705
102	0,46110	0,38835	0,31436	0,25027	0,19331	0,14233	0,09584	0,06279
104	0,44396	0,37201	0,29901	0,23592	0,18001	0,13014	0,08584	0,05743
106	0,42757	0,35634	0,28430	0,22220	0,16731	0,11853	0,07543	0,05115
108	0,41181	0,34132	0,27020	0,20907	0,15520	0,10750	0,06560	0,04297

Продолжение таблицы 3.3

Z_0, Ω	W/b при различных значениях t/b							
	0,01	0,05	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,35
110	0,39668	0,32690	0,25670	0,19651	0,14363	0,09700	0,06532	0,04202
112	0,38215	0,31306	0,24375	0,18448	0,13259	0,08704	0,05759	0,03693
114	0,36818	0,29977	0,23133	0,17296	0,12206	0,07758	0,05039	0,03255
116	0,35475	0,28700	0,21942	0,16167	0,11201	0,06880	0,04372	0,02832
118	0,34184	0,27474	0,20799	0,15143	0,10243	0,06011	0,03659	0,02359
120	0,32942	0,26255	0,19703	0,14134	0,09330	0,05208	0,03199	0,01999
122	0,31746	0,25161	0,18651	0,13168	0,08460	0,04736	0,02897	0,01797
124	0,30595	0,24072	0,17641	0,12244	0,07632	0,04336	0,02657	0,01693
126	0,29487	0,23023	0,16672	0,11361	0,06844	0,03967	0,02441	0,01589
128	0,28430	0,22015	0,15741	0,10515	0,06100	0,03641	0,02241	0,01485
130	0,27391	0,21045	0,14849	0,09707	0,05385	0,03385	0,02085	0,01381
132	0,26401	0,20112	0,13992	0,08935	0,04712	0,03032	0,01832	0,01277
134	0,25446	0,19213	0,13169	0,08197	0,04075	0,02683	0,01673	0,01173
136	0,24525	0,18349	0,12380	0,07492	0,03474	0,02344	0,01464	0,01069
138	0,23638	0,17517	0,11623	0,06820	0,02908	0,02048	0,01368	0,00965
140	0,22782	0,16716	0,10896	0,06179	0,02377	0,01677	0,01067	0,00861
142	0,21955	0,15945	0,10199	0,05568	0,01881	0,01381	0,00861	0,00757
144	0,21160	0,15202	0,09530	0,04987	0,01420	0,01020	0,00620	0,00516
146	0,20392	0,14487	0,08890	0,04434	0,00990	0,00790	0,00490	0,00386
148	0,19651	0,13799	0,08275	0,03908	0,00812	0,00612	0,00312	0,00208
150	0,18936	0,13137	0,07686	0,03412	0,00623	0,00423	0,00223	0,00119

Продолжение таблицы 3.3

$Z_0 \sqrt{\epsilon}$	W/b при различных значениях t/b							
	0,40	0,45	0,50	0,55	0,60	0,65	0,70	0,75
60	0,39087	0,32372	0,26075	0,20211	0,14803	0,09891	0,05545	0,01903
62	0,36061	0,29602	0,23864	0,17961	0,12918	0,08181	0,04129	0,00853
64	0,32228	0,27011	0,21216	0,15890	0,10971	0,06599	0,02844	0,00226
66	0,30571	0,24582	0,19019	0,13899	0,09263	0,05141	0,01693	
68	0,28076	0,22304	0,16661	0,12066	0,07656	0,03804	0,00698	
70	0,25730	0,20164	0,15032	0,10355	0,06176	0,02569		
72	0,23521	0,18153	0,13223	0,08757	0,04809	0,01602		
74	0,21441	0,16202	0,11528	0,07399	0,03563	0,00664		
76	0,19479	0,14482	0,09936	0,05885	0,02409			
78	0,17628	0,12809	0,08451	0,04603	0,01385			
80	0,15882	0,11234	0,07061	0,03423	0,00502			
82	0,14233	0,09754	0,05765	0,02346				
84	0,12678	0,08365	0,04561	0,01378				
86	0,11211	0,07073	0,03448	0,00637				
88	0,09838	0,05845	0,02428					
90	0,08525	0,04709	0,01516					
92	0,07299	0,03653	0,00694					
94	0,06149	0,02683	0,00339					
96	0,05073	0,01796						
98	0,04068	0,01002						

$Z_0 \sqrt{\epsilon}$	W/b при различных значениях t/b			
	0,80	0,85	0,90	0,95
10	1,55207	1,13699	0,73153	0,34369
12	1,23816	0,90086	0,57463	0,26521
14	1,01394	0,73070	0,46252	0,20916
16	0,84577	0,60657	0,37843	0,16711
18	0,71497	0,50847	0,31303	0,13442
20	0,61034	0,43000	0,26072	0,10825
22	0,52473	0,36579	0,21791	0,08885
24	0,45339	0,31228	0,18204	0,06902
26	0,39302	0,26701	0,15206	0,05360
28	0,34128	0,22820	0,12619	0,04100
30	0,29643	0,19487	0,10377	0,03161
32	0,25719	0,16514	0,08416	0,02407
34	0,22258	0,13918	0,06687	0,01861
36	0,19181	0,11612	0,05154	0,01444
38	0,16429	0,09630	0,03790	
40	0,13954	0,07609	0,02578	
42	0,11718	0,06039	0,01811	
44	0,09690	0,04531	0,01059	
46	0,07848	0,03181		
48	0,06172	0,01979		
50	0,04650	0,00934		
52	0,03274	0,00190		
54	0,02044			
56	0,00909			
58	0,00103			

$$\frac{t}{b} \leq 0,25. \quad (3.5.14)$$

Проще, но соответственно менее точно формула, которая также предложена Ричардсоном [3.31]:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 29,976 \pi \ln \left(\frac{1 + W/b}{W/b + t/b} \right). \quad (3.5.15)$$

Точность этой формулы составляет 1—2% для $W/b > 1,5$ и 5—6% для $W/b \geq 0,75$ при условии, что в обоих случаях $t/b < 0,2$. Интересно сравнить ур-ние (3.5.15) с почти идентичным ур-нием (3.4.5), выведенным Бракелманном [3.14] для волнового сопротивления прямоугольной коаксиальной линии.

3.5.4. Центральная полоска с закругленными краями

Этот вариант трехплоскостной полосковой линии (см. схематическое изображение поперечного сечения на рис. 3.6) был разработан для того, чтобы можно было применить полосковую линию при более высоких мощностях. Отсутствие острых углов на центральной проводнике является, очевидно, основным требованием при таком применении, что позволяет избежать областей с высокой напряженностью поля, которые могут привести к появлению разряда и к пробоем. Хотя графические данные об электрической прочности данного типа линии имеются в [3.85], автор не располагает какими бы то ни было опубликованными данными по волновому сопротивлению полосковой линии с закругленными краями у центральной пластины. Графики на рис. 3.6 были построены по данным, получен-

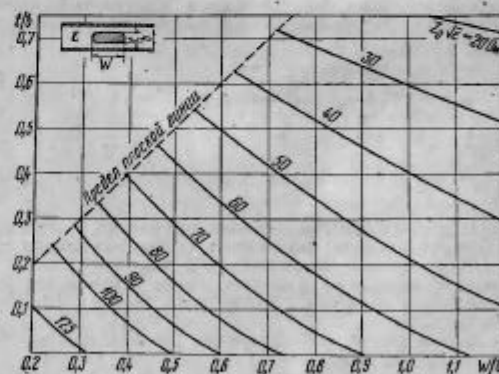


Рис. 3.6. Волновое сопротивление и вид поперечного сечения трехплоскостной (симметричной) линии с закругленными краями

ным численным решением невязок соотношений между размерами линии и волновым сопротивлением, выведенными методами конформного преобразования¹⁾.

Заметим, что когда $W/b=t/b$, поперечное сечение линии уменьшается так, что получается незатененная плоская линия (§ 4.4). В этом случае волновое сопротивление соответствует предельной границе, отмеченной пунктирной линией на графике рис. 3.6. Этот граничный случай может быть использован для получения простой приближенной формулы для волнового сопротивления методом, подобным тому, который был использован для прямоугольной коаксиальной линии с «одинаковым зазором» (подпараграф 3.4.2). Как можно видеть из схемы поперечного сечения на рис. 3.6, если полукруглые края пластины расщеплены диаметрными вертикальными плоскостями, емкость на единицу длины конструкции будет такой же, как у плоской линии, составленной из двух полукруглых частей, плюс емкость между параллельными плоскостями оставшейся прямоугольной части пластины, так как краевые эффекты на углах прямоугольника исчезают из-за наличия полукруглых частей, сопряженных с верхней и нижней плоскостями прямоугольника. При использовании этой простой модели волновое сопротивление полосовой линии с закругленными краями у центральной пластины равно

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = \frac{Z_e}{1 + 4(Z_e/Z) \{(W/b - t/b)/(1 - t/b)\}}, \quad (3.5.16)$$

где $Z_e = Z_0 \sqrt{\epsilon}$ — волновое сопротивление эквивалентной плоской линии ($d/b=t/b$); Z — волновое сопротивление свободного пространства (376, 687 Ом). Точность этой формулы целиком зависит от точности определения Z_e . Используя простую приближенную формулу Френкеля [см. ур-ние (4.4.2)], ур-ние (3.5.16) можно привести к виду

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = \frac{188,344 \ln x}{\pi + 2 \{(W/b - t/b)/(1 - t/b)\} \ln x}, \quad (3.5.17)$$

где

$$x = \frac{4}{\pi (t/b)}. \quad (3.5.18)$$

Эта формула дает результаты, точность которых не хуже 1% для $t/b \leq 0,5$. Следует отметить, что точность быстро ухудшается с увеличением t/b , но остается в пределах 10% для $0,5 < t/b < 0,7$.

Для точных вычислений, вероятно, лучше использовать ур-ние (3.5.16), подставляя величины Z_e , полученные из табл. 4.3 (результаты Уилера).

В заключение можно дать следующие рекомендации по применению полученных результатов:

1) для точных конструкторских работ целесообразно использовать данные, приведенные в табл. 3.4;

¹⁾ Д. Ф. Бланден, частное сообщение (примеч. автора).

Таблица 3.4
ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ Z_e И ЭФФЕКТИВНАЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПОСТОЯННАЯ ϵ_e МИКРОПОЛОСКОВОЙ ЛИНИИ С ПОЛОСКОЙ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ ПРИ $\epsilon = 3,78$ И $\epsilon = 9,6$

W/b	$\epsilon = 3,78$						$\epsilon = 9,6$					
	$t/b = 0$		$t/b = 0,01$		$t/b = 0,10$		$t/b = 0$		$t/b = 0,01$		$t/b = 0,10$	
	Z_e	ϵ_e	Z_e	ϵ_e	Z_e	ϵ_e	Z_e	ϵ_e	Z_e	ϵ_e	Z_e	ϵ_e
0,100	161,10	0,37	100,06	0,52	14,05	0,36	109,03	0,82	100,80	0,87	87,88	0,11
0,125	156,43	0,328	121,00	0,44	13,06	0,339	103,21	0,85	98,50	0,772	82,37	0,10
0,150	148,35	0,285	115,52	0,38	12,06	0,313	97,44	0,88	93,03	0,735	77,30	0,09
0,200	131,20	0,261	105,03	0,34	10,74	0,244	90,96	0,93	87,77	0,83	81,08	0,08
0,250	122,55	0,232	100,70	0,29	9,73	0,216	87,30	0,96	84,33	0,86	81,00	0,07
0,275	124,87	0,263	125,29	0,26	11,14	0,247	85,16	0,97	84,20	0,88	77,35	0,07
0,300	121,61	0,263	120,06	0,261	11,44	0,250	80,42	0,91	79,33	0,94	73,42	0,05
0,325	118,42	0,264	117,09	0,262	10,93	0,251	78,35	0,93	77,52	0,96	73,67	0,05
0,375	111,90	0,265	111,77	0,263	10,59	0,253	74,64	0,97	74,02	0,99	70,50	0,05
0,425	108,09	0,266	107,11	0,265	10,13	0,255	71,41	0,91	70,87	0,95	67,71	0,04
0,475	103,82	0,268	102,97	0,266	9,74	0,257	68,55	0,94	68,58	0,98	65,20	0,04
0,500	101,86	0,268	101,07	0,267	9,66	0,257	67,23	0,96	66,79	0,98	64,04	0,04
0,550	98,23	0,269	97,52	0,268	9,22	0,259	64,79	0,99	64,40	0,99	61,67	0,04
0,600	94,92	0,270	94,30	0,269	9,04	0,260	62,57	0,99	62,23	0,99	59,80	0,03
0,650	91,69	0,271	91,54	0,270	8,71	0,262	60,53	0,99	60,21	0,99	57,98	0,03
0,700	88,10	0,272	88,50	0,271	8,49	0,263	58,66	0,98	58,36	0,99	56,36	0,03
0,750	85,51	0,273	85,06	0,272	8,28	0,264	56,95	0,98	56,66	0,99	54,70	0,01
0,800	83,10	0,273	82,70	0,272	8,08	0,265	55,44	0,98	55,16	0,99	53,33	0,01
0,850	81,10	0,274	80,74	0,273	7,89	0,266	54,00	0,98	53,73	0,99	51,93	0,01
0,900	79,24	0,274	78,91	0,273	7,74	0,266	52,68	0,98	52,42	0,99	50,63	0,01
0,950	77,45	0,274	77,14	0,273	7,60	0,266	51,43	0,98	51,18	0,99	49,48	0,01
0,950	77,45	0,274	77,14	0,273	7,60	0,266	51,43	0,98	51,18	0,99	49,48	0,01

$\epsilon = 9,6$

W/h	$t/h = 0$			$t/h = 0,01$			$t/h = 0,10$		
	Z_0	ϵ_c	Z_e	Z_0	ϵ_c	Z_e	Z_0	ϵ_c	Z_e
0,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,05	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,10	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,15	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,20	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,25	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,30	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,35	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,40	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,45	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,50	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,55	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,60	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,65	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,70	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,75	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,80	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,85	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,90	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,95	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00

Продолжение таблицы 3.4

2) для линии с центральным проводником нулевой толщины точным является ур-ние (3.5.1);

3) для линии с центральным проводником конечной толщины высокую точность обеспечивает ур-ние (3.5.10) при $W/b \geq 0,35$ ($1-t/b$) и $t/b \leq 0,25$;

4) для полосковой линии с закругленными краями у центрального проводника данные, представленные на рис. 3.6, вполне достаточны для всех практических целей [возможно, что более удобно для конструкторских целей окажется использование ур-ния (3.5.16) в сочетании с табл. 4.3].

3.6. Микрополосковая (несимметричная полосковая) линия

3.6.1. Введение

Форма полосковой фидерной линии, схема поперечного сечения которой показана на рис. 3.7, в последние годы становится все более популярной. Первоначально задуманная в начале 50-х гг. [3.32; 3.33], она пользовалась популярностью и подвергалась интенсивному исследованию, а затем была, в конце концов, отвергнута из-за

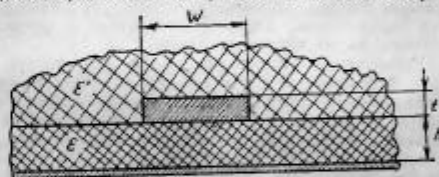


Рис. 3.7. Поперечное сечение микрополосковой линии (среда с диэлектрической постоянной ϵ' простирается неограниченно)

больших потерь на излучение (ср. с линией типа «одиночный провод над проводящей плоскостью», рассмотренного в разд. 2), что явилось в основном следствием малых величин диэлектрических постоянных (около 2) материалов, применявшихся тогда в качестве подложек. Дальнейшему развитию помешало как отсутствие материалов с низкими потерями и высокой диэлектрической постоянной, так и отсутствие пригодных методов технологии производства. В более поздние годы эти трудности были полностью преодолены, и это в сочетании со все возрастающим спросом на миниатюрные СВЧ схемы для использования в военной, космической, в том числе и на спутниках, областях привело к возобновлению значительного интереса к микрополосковой линии. Дальнейшее стимулирование для новых исследований микрополосковых схем происходит из несколько неожиданной области — быстродействующих электронных вычислительных машин (ЭВМ), которые предусматривают применение наносекундной импульсной техники, требующей, в свою очередь,

схем, пригодных для частот свыше 1 ГГц. Толщина полосок в используемых в настоящее время микрополосковых схемах невелика. В большинстве случаев она составляет 0,0003 и 0,003 дюйма. Это является в значительной степени следствием того факта, что первоначально соответствующие производственные процессы разрабатывались для низкочастотных схем на печатных платах или для микроволновых схем на тонких и толстых пленках. Следовательно, как и в случае трехполосковой полосковой линии, упрощение, связанное с принятием толщины полоски, равной нулю, оказывается достаточно точным для целей практического конструирования.

Существующий объем литературы по теме о микрополосковых линиях имеет поистине энциклопедические размеры и все еще продолжает увеличиваться. Даже весьма сжатый обзор должен был бы занять значительно больше места, чем это уместно в пределах настоящего справочника. Поэтому следующие подпараграфы будут ограничены кратким рассмотрением лишь тех работ, которые имеют практическую пользу для основ проектирования и анализа схем СВЧ. Тот факт, что распространение волны происходит в неоднородной диэлектрической среде, означает, что в линии не может существовать чисто ТЕМ-волна, так как граничные условия на границе диэлектриков не могут удовлетворяться только этой одной волной. Однако конфигурация поля распространяющегося в действительности волны близко напоминает структуру ТЕМ-волны, и в большинстве практических случаев допущение о квазиперпендикулярной электромагнитной волне вполне оправдано.

Из-за трудности выполнения только что упомянутого граничного условия в большинстве более ранних анализов была принята, наряду с нулевой толщиной полоски, единая однородная среда путем введения эффективной диэлектрической постоянной ϵ_e , определенной различным образом. Этот подход практиковался и в некоторых более поздних анализах, но для того, чтобы учесть как случай конечной толщины, так и двуэлектрический случай. Для удобства обсуждения приведенные ниже различные результаты размещены в четырех подпараграфах в соответствии с математическими моделями, принятыми в каждом случае. Для ясности конструкция, изображенная на рис. 3.7, будет называться *микрополоской*, а одноэлектрический вариант (где $\epsilon' = \epsilon$) будет называться *одноэлектрической микрополоской*.

3.6.2. Одноэлектрическая микрополосковая линия с полоской нулевой толщины

Первый анализ этой конструкции (при $\epsilon' = \epsilon$ и $t = 0$) был дан Ассадуряном и Риман [3.33], использовавшими методы конформного преобразования, но с точки зрения предельной точности и ограничивающих условий, при которых они справедливы, полученные результаты имеют лишь исторический интерес. Почти идентичное рассмотрение было позже дано Кивалем [3.34]. Однако гораздо более точный и полезный анализ, также использующий конформное преобразование, был представлен Уилером [3.35]. Его результаты даются ниже:

для $W/h < 2$

$$Z_0 \sqrt{\epsilon'} = 376,687 \left\{ \frac{1}{2\pi} \ln \left(\frac{8h}{W} \right) + \frac{1}{16\pi} \left(\frac{W}{2h} \right)^2 - \dots \right\}; \quad (3.6.1)$$

для $W/h > 2$

$$Z_0 \sqrt{\epsilon'} = \frac{376,687}{(W/4h) + (1/2\pi) \ln \{17,08 (W/2h + 0,92)\}}, \quad (3.6.2)$$

где ϵ' — диэлектрическая постоянная однородной среды.

Хилберг [3.36] с целью получения простой формулы приемлемой точности для широкого диапазона величин параметров также применил методы конформного преобразования и получил следующие результаты:

для $0 \leq h/W \leq 1,5$

$$Z_0 \sqrt{\epsilon'} = \frac{188,344\pi}{\operatorname{arccch}(F)}, \quad (3.6.3)$$

где функция F дается в неявной форме в виде

$$\frac{\pi W}{2h} = F - \ln F - 1, \quad (3.6.4)$$

а для $1,5 \leq h/W \leq \infty$

$$Z_0 \sqrt{\epsilon'} = \frac{188,344}{\pi} \ln \frac{8h}{W}. \quad (3.6.5)$$

Хотя эти результаты хорошо согласуются с результатами Уилера в области значений $0,3 \leq W/h \leq 30$, их практическая ценность несколько ограничена неявной формой уравнения (3.6.4), и с точки зрения простоты применения они не имеют преимуществ по сравнению с более сложными, но явными формулами Уилера [уравнение (3.6.1)].

Точный анализ одноэлектрической микрополосковой линии нулевой толщины был представлен Шнейдером [3.7]. Его формулы имеют следующий вид:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon'} = 188,344 \frac{K'(k)}{K(k)}; \quad (3.6.6)$$

$$\operatorname{dn}^2(2\alpha K(k)) = \frac{E(k)}{K(k)}; \quad (3.6.7)$$

$$\frac{W}{h} = \frac{2}{\pi} \frac{\partial}{\partial \alpha} \ln \Theta_4\left(\alpha, \frac{K'}{K}\right), \quad (3.6.8)$$

где $E(k)$ — полный эллиптический интеграл 2-го рода; dn — дельта-амплитуды эллиптической функции; Θ_4 — тэта-функция Якоби; ϵ' — диэлектрическая постоянная среды.

Эти уравнения дают неявные соотношения между Z_0 и параметрами линии, которые из-за сложности трудно или даже невозможно решить без помощи ЭВМ. Шнейдер поэтому дал следующие приближения с точностью, как он утверждает, $\pm 0,25\%$ при $0 \leq W/h \leq 10$:

для $W/h \leq 1$

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \ln \left(\frac{8h}{W} + \frac{W}{4h} \right), \quad (3.6.9)$$

а для $W/h \geq 1$

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = \frac{119,904 \pi}{(W/h) + 2,42 - 0,44 (h/W) + \{1 - (h/W)\}^2}. \quad (3.6.10)$$

Если $W/h > 10$, точность, получаемая при использовании ур-ния (3.6.10), составляет $\pm 1\%$.

Однодиэлектрическая форма микрополосковой линии практически хранилась мало из-за высоких потерь на излучение. Причина этого будет очевидна, если сравнить схемы распределения полей в линии (рис. 3.8). Явственно виден эффект концентрации поля в

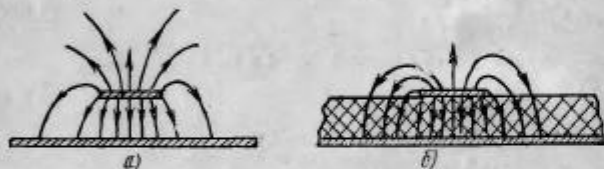


Рис. 3.8. Схематическое изображение распределения электрического поля в двух формах микрополосковой линии: а — без диэлектрической подложки; б — с электрической подложкой

микрополосковой линии с двумя диэлектриками. Тем не менее анализ однодиэлектрической микрополосковой линии имеет значительный интерес, так как полученные результаты используются при анализе реальной микрополосковой линии, изображенной на рис. 3.7.

3.6.3. Однодиэлектрическая микрополосковая линия с полоской конечной толщины

Для многих применений, в особенности в области схем для вычислительных машин, допущение нулевой толщины является обоснованным, и некоторые авторы, включая Ассадоряна и Рима [3.33], Уилера [3.38] и позже Кондратьева с соавторами [3.39], попытались использовать различные простые методы, учитывающие этот фактор. Как и в случае нулевой толщины, формулы Уилера представляют собой наилучшее сочетание простоты с точностью. Уравнения (3.6.1) и (3.6.2) сохраняют свою силу при условии подстановки эффективной ширины W_e вместо действительной ширины W :

$$W_e = W + \frac{t}{\pi} \left(1 + \ln \frac{2\epsilon}{t} \right), \quad (3.6.11)$$

где $x = h$ для $W > (h/2\pi) > 2t$ и $x = 2\pi W$ для $(h/2\pi) > W > 2t$.

Результаты Кондратьева, хотя и выведены из очень точного конформного преобразования и поэтому фактически точны, не могут, к сожалению, считаться разумно простыми, так как включают в себя сложные нелинейные соотношения между различными эллиптическими интегралами и гиперболическими функциями. Так как однодиэлектрическая микрополосковая линия имеет ограниченный практический интерес, в дальнейшем она не будет рассматриваться.

3.6.4. Микрополосковая линия с полоской нулевой толщины

Как и в двух предыдущих случаях, исчерпывающие исследования Уилера [3.35; 3.38] дают разумно простые и вместе с тем весьма точные формулы для волнового сопротивления микрополосковой линии с малой полоской нулевой толщины. Для узких полосок $W/h < 1$

$$Z_0 = \frac{376,687}{\pi \sqrt{\epsilon+1}} \left\{ \ln \left(\frac{8h}{W} \right) + \frac{1}{32} \left(\frac{W}{h} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon-1}{\epsilon+1} \right) \times \right. \\ \left. \times \left(\ln \frac{\pi}{2} + \frac{1}{\epsilon} \ln \frac{4}{\pi} \right) \right\}. \quad (3.6.12)$$

Для широких полосок $W/h > 1$

$$Z_0 = \frac{376,687}{2 \sqrt{\epsilon}} \left[\frac{W}{2h} + 0,441 + 0,082 \left(\frac{\epsilon-1}{\epsilon^2} \right) + \right. \\ \left. + \left(\frac{\epsilon+1}{2\pi\epsilon} \right) \left\{ 1,451 + \ln \left(\frac{W}{2h} + 0,94 \right) \right\} \right]^{-1}. \quad (3.6.13)$$

В этих формулах ϵ — диэлектрическая постоянная подложки, поддерживающей полоску. Хорошее совпадение с экспериментальными данными (при использовании полосок не нулевой, но очень малой толщины, т. е. при $t/h \leq 0,005$) получается для $2 < \epsilon < 10$ и $0,1 < W/h < 5$. Довольно простые приближенные формулы, выведенные Шнейдером [3.37] для однодиэлектрического случая (ур-ния (3.6.9) и (3.6.10)), могут быть распространены на настоящий случай путем простой замены однородной диэлектрической постоянной ϵ эффективной диэлектрической постоянной ϵ_e . Уилер [3.38] дал графики, из которых она может быть определена для данного набора параметров линии через так называемый *наполняющий множитель* q , определяемый из уравнения

$$\epsilon_e = 1 + q(\epsilon - 1), \quad (3.6.14)$$

где ϵ — диэлектрическая постоянная подложки. Подобные графики даны Прессером [3.40]. Однако, используя методы обработки

кривых, Шнейдер [3.37] вывел удовлетворительно точную формулу (эмпирическую) для ϵ_e следующего вида:

$$\epsilon_e = \frac{\epsilon + 1}{2} + \frac{\epsilon - 1}{2} \left(1 + \frac{10h}{W} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (3.6.15)$$

Утверждается, что эта формула дает значения для $\sqrt{\epsilon_e}$ с отклонением порядка 1% от результатов Уилера в пределах $0 \leq W/h < \infty$ и $1 \leq \epsilon < \infty$.

Кроме различных аналитических и эмпирических подходов, использовавшихся в анализе микрополосковых линий с полоской нулевой толщины, большое число представленных работ выполнено целиком или отчасти численными методами. Среди них примечательны, благодаря их важности в рассмотрении случая полоски конечной толщины, работы Сильвестра [3.41], Бриана и Вейса [3.42], Хилла, Рекорда и Визнера [3.43]; они обсуждаются ниже.

3.6.5. Микрополосковая линия с полоской конечной толщины

Это — реальная практически используемая конструкция (рис. 3.7), которая приобрела большое значение как в технологии СВЧ устройств, так и в схемах вычислительных машин. Наиболее ранний точный анализ микрополосковой линии с полоской конечной толщины был дан Уилером [3.38]. Его формулы (3.6.12) и (3.6.13) для полоски нулевой толщины остаются в силе и для случая полоски конечной толщины, при условии замены действительной ширины полоски эффективной шириной, данной в ур-нии (3.6.11).

Следует особо обратить внимание на утверждение Уилера о том, что эти формулы справедливы лишь для $\epsilon_e = \epsilon - 1$. При $\epsilon > 1$ он предлагает другую формулу для W_e . Однако на основе детальных экспериментальных и дополнительных теоретических исследований можно сделать вывод, что использование ф-лы (3.6.11) приводит к хорошему совпадению с экспериментом в значительно более широком диапазоне параметров.

Для применения в схемах вычислительных машин, которые обычно требуют диэлектрические постоянные от 2 до 6, очень простые и точные формулы были выведены Каупом [3.44] на основе численных экспериментальных измерений диэлектрических постоянных различных материалов для подложек. При этом используется простая формула для волнового сопротивления, полученная для «одиночного провода над проводящей плоскостью» [ур-ние (2.4.3)], в комбинации с хорошо известной эквивалентностью круглого и прямоугольного поперечных сечений [45, 46], что дает в результате

$$Z_0 \sqrt{\epsilon_e} = 59,952 \ln(4h/d), \quad (3.6.16)$$

где

$$\epsilon_e = 0,475\epsilon + 0,67 \quad (3.6.17)$$

и

$$d = 0,536 W + 0,67t. \quad (3.6.18)$$

Для величин параметров, лежащих в пределах $W/h < 1,25$ и $0,1 < t/W < 0,8$, приведенные формулы дают результаты, погрешность которых не превышает 5%, что подтверждено экспериментально для $2,5 < \epsilon < 6$.

Анализ Сильвестра микрополосковой линии с полоской нулевой толщины уже был упомянут в подпараграфе 3.6.4. Его применение в случае полоски конечной толщины также рассматривается в [3.41]. Здесь комбинируется метод отображений с обладающим большими возможностями методом функций Грина [3.47] для того, чтобы определить потенциалы и заряды системы из N элементарных субполосок, на которые разделяется действительная полоска. Хотя, в принципе, это чисто аналитический метод, чтобы получить конкретные результаты, необходимо прибегнуть к численным методам. Например, потенциал k -й субполоски определяется следующим образом:

$$V_k = \sum_j^M \left\{ \frac{1}{W_k} \frac{1}{W_j} \int_{W_k} \int_{W_j} G(x, y; x', y') dx dy dx' dy' \right\} q_j,$$

где W_k, W_j — ширины субполосок k и j ; G — соответствующая функция Грина; q_j — заряд на единицу длины j -й субполоски. Численные методы функций требуются здесь для вычисления интегралов (из-за сложности функций G), для выполнения суммирования (точность результатов будет, очевидно, зависеть от малости W_k и W_j) и для нахождения величин, получающихся при решении матричного уравнения в форме

$$\mathbf{V} = \mathbf{PQ},$$

где $\mathbf{V}$ и $\mathbf{Q}$ являются столбцами матриц с элементами V_k и q_j .

Большим достоинством метода Сильвестра является то, что он распространяется на многие другие подобные типы линий, в частности на две связанные линии (как будет показано в разд. 6) нулевой или конечной толщины и включающие два или более слоев диэлектрика. Главной трудностью при использовании этого метода является нахождение функции Грина. Но Сильвестр получил формулу для микрополосковой линии с полоской нулевой или конечной толщины, которая была использована для составления программы ЭВМ с целью расчета Z_0 . В качестве основы для вывода этой формулы используется метод вычисления емкости микрополосковой структуры как при наличии, так и при отсутствии диэлектрика. Здесь вычисляются Z_0 и $\sqrt{\epsilon_e}$. Некоторые полезные результаты показаны на рис. 3.9–3.11 и представлены в табл. 3.4. Эти результаты тщательно сверялись с данными экспериментальных исследований, подтверждающих их точность. Для всех практических целей они могут считаться как фактически точные. На рис. 3.9 представлена универсальная кривая для волнового сопротивления микрополосковой линии с полоской нулевой толщины, пригодная для любой

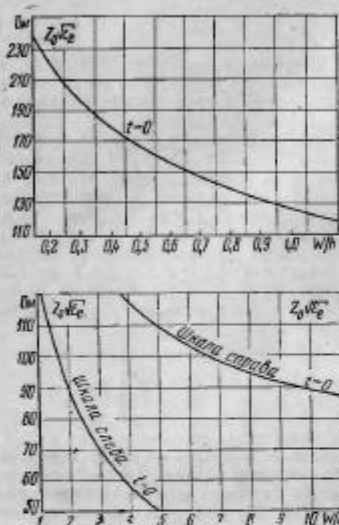


Рис. 3.9. Универсальная кривая для волнового сопротивления микрополосковой линии нулевой толщины (ϵ_e — эффективная диэлектрическая постоянная микрополосковой конструкции)

ные таблицы волнового сопротивления микрополосковой линии с полоской нулевой толщины для нескольких величин ϵ . Громадный интерес к микрополосковым схемам привел к такому положению, при котором многочисленные независимые группы исследователей одновременно работали над сходными проблемами. Отчасти печальным результатом этого явился обширный поток статей в основном на одни и те же темы, а именно вычисление волновых сопротивлений и параметров распространения волн в микрополосковых линиях. Исчерпывающая библиография составила бы сама по себе том внушительных размеров. Здесь мы упомянем лишь несколько ценных работ. Это, разумеется, не должно означать, что упомянутые работы лучше многих других, не упомянутых. Ямашита и Митра [3.49] опубликовали вариационный анализ, результаты которого находятся в общем согласии с результатами, полученными другими авторами другими методами, и с результатами экспериментальных измерений. Подобные результаты были получены Стайнхельфом [3.50], использовавшим метод конечных разностей, Юдд и другие [3.51], стремясь уменьшить время, необходимое при использовании метода конечных разностей, предложили для иссле-

формы микрополосковой линии, для которой известна эффективная диэлектрическая постоянная ϵ_e . Некоторые значения ϵ_e для подложек с диэлектрическими постоянными 3,78 и 9,6 даны в табл. 3.4. На рис. 3.10 представлены графики волнового сопротивления микрополосковой линии в зависимости от W/h для $\epsilon=3,78$ и $\epsilon=9,6$. В качестве параметра здесь взята толщина полоски. На рис. 3.11 показано изменение волнового сопротивления при изменении толщины полоски для некоторых типичных случаев.

Как было упомянуто в подпараграфе 3.5.4, подобные анализы, включающие использование функции Грина и численных методов, были представлены Брианом и Вейссом [3.42] и Хидлом с соавторами [3.43]. Работа Бриана и Вейсса была первоначально опубликована в [3.48]. В ней дается более детальное описание анализа и представлены обширные

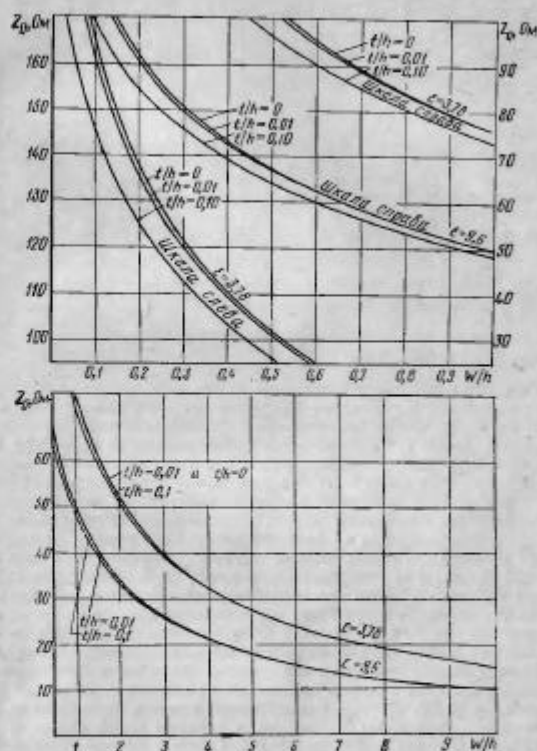


Рис. 3.10. Волновое сопротивление микрополосковой линии конечной толщины для трех величин толщины полоски, для подложек с диэлектрическими постоянными $\epsilon=3,78$ (кварц) и $\epsilon=9,6$ (окись алюминия)

дования аналитический метод, основанный на использовании теории групп. Этот метод дает точные, экспериментально подтвержденные величины волнового сопротивления микрополосковой линии. Все соответствующие уравнения даны в [51].

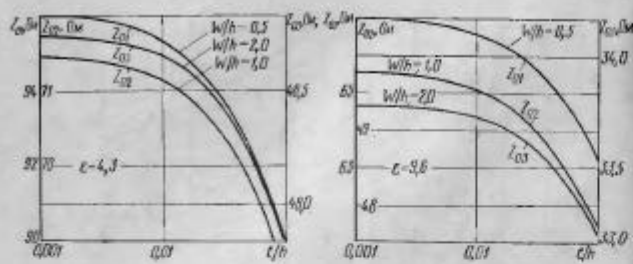


Рис. 3.11. Иллюстрация влияния толщины полоски на волновое сопротивление микрополосковой линии в некоторых типичных случаях

3.6.6. Истинная природа волн, распространяющихся в микрополосковой линии

Уже упоминалось, что наличие более чем одного диэлектрика в микрополосковой структуре накладывают граничные условия, которые не могут быть удовлетворены исключительно поперечной электромагнитной ТЕМ-волной. Хотя действительная структура поля близко напоминает ту, что должна была бы соответствовать поперечной электромагнитной ТЕМ-волне, существуют другие отличия между реальной и принятой волнами, важнейшим из которых является дисперсия реальной волны. Поперечная ТЕМ-волна не диспергирует, т. е. скорость ее распространения не зависит от частоты. Это не соблюдается для волны, распространяющейся в микрополосковой линии, и последствия этого могут быть достаточно серьезны при работе на более высоких частотах, особенно когда разрабатывается схема, содержащая четвертьволновые и полуволновые компоненты, или при разработке схем для вычислительных машин.

Поэтому значительное внимание привлекает вопрос определения полной структуры волн, распространяющихся в микрополосковой линии. Он был впервые качественно рассмотрен Дешаном [3.52] и позже Ву [3.53]. Другое рассмотрение и экспериментальные данные были опубликованы Хартингом и другими [3.54], Ивсом и Боллом [3.55] и Наполи и Хугесом [3.56]. Помимо эффектов дисперсии, большой интерес и значение имеют потери при распространении волн в микрополосковых линиях. В этой области важные работы были выполнены Уэлчем и Праттом [3.57], Пусегом с сотрудниками [3.58], Хартингом с сотрудниками [3.59], Шнейдером [3.60] и Китакура с сотрудниками [3.61].

3.6.7. Экранированная микрополосковая линия или «Микрополоска в коробке»

Большинство микрополосковых схем, использующихся на практике, расположено внутри контейнеров, каркасов или шкафов и, следовательно, умышленно или неумышленно, помимо заземленной

проводящей пластины, имеет другие проводящие границы, расположенные не на бесконечном расстоянии от полоски. Это, очевидно, повлияет на режим схемы, что в большей или меньшей степени зависит от расстояния между микрополосковой схемой и проводящими границами. Поэтому значительное внимание было уделено анализу экранированной микрополосковой конструкции, показанной в поперечном сечении на рис. 3.12. Эта задача, очевидно, более

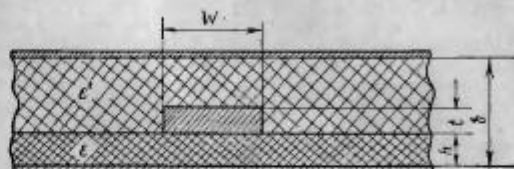


Рис. 3.12. Поперечное сечение экранированной микрополосковой линии:
 ϵ — диэлектрическая постоянная подложки; ϵ' — диэлектрическая постоянная среды, заполняющей оставшееся пространство, между двумя заземленными пластинами (обычно $\epsilon \gg \epsilon'$)

сложна, чем в случае «простой» микрополосковой линии, так что попытки получить аналитическое решение не увенчались до сих пор успехом. Численные анализы, основанные на допущении о квази-ТЕМ-волне, были даны рядом авторов. По-видимому, самое раннее из соответствующих исследований было опубликовано Гуккелем [3.62] и посвящено простому случаю наполненной воздухом микрополосковой линии нулевой толщины с «верхней пластиной», но без боковых стенок. Из графика [3.62] можно видеть, что если верхняя пластина расположена на расстоянии Nh над полоской, где h — высота полоски над нижней заземленной пластиной, N — целое число, то волновое сопротивление Z_0 становится не зависящим от N для $N > 10$. Ввиду эффекта концентрации поля в реальной микрополосковой линии, обусловленной наличием подложки с высокой диэлектрической постоянной, можно предположить, что верхняя пластина будет иметь слабое влияние на режим схемы, когда $N \gg 1$.

Это заключение подтверждается результатами проведенного вариационного анализа, который провел Ямашита, для микрополосковой линии нулевой толщины с верхней пластиной [3.79], где показано, что при сапфировой подложке ($\epsilon = 9.9$) как волновое сопротивление, так и длина распространяющейся волны в линии фактически не зависят от N при $N > 5$ (рис. 3.13).

В большинстве практических схем обычно N довольно велико, а также и боковые стенки расположены соответственно на большом расстоянии от полоски.

Более точный учет влияния боковых и верхней стенок был проведен Бражелманном [3.63]. В работе представлен общий анализ полоски прямоугольного сечения внутри прямоугольного проводящего экрана, содержащего вплоть до трех слоев различных диэлектриков.

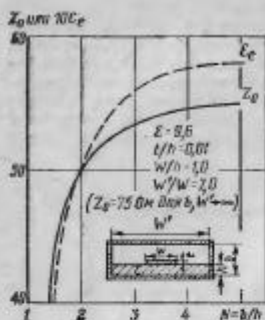


Рис. 3.13. Иллюстрация зависимости волнового сопротивления экранированной микрополосковой линии от высоты (N/h) верхней заземленной пластины над подложкой для частного случая $\epsilon_r = 9.6$

предложили не вполне строгий анализ многослойной экранированной микрополосковой конструкции, основанный на функционально-теоретических методах и дающий достаточно точные результаты для волнового сопротивления таких конструкций. Метод чрезвычайно сложен, и то, что авторы ограничили себя в графическом показе полученных ценных результатов, вызывает некоторое сожаление.

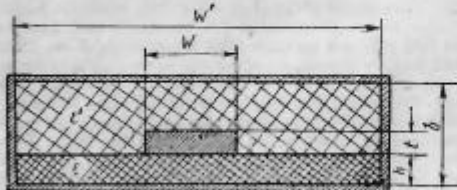


Рис. 3.14. Поперечное сечение микрополоски в коробе, т. е. экранированной микрополосковой линии с боковыми стенками

В заключение можно дать следующие рекомендации по использованию полученных результатов.

Микрополосковая линия. Данные, приведенные в табл. 3.4 и на рис. 3.9 и 3.10, могут считаться точными для всех практических целей. Для того чтобы рассмотреть подложки с другими диэлектрическими постоянными, можно использовать данные о полоске нуле-

ков; при этом оси полоски и экрана не обязательно должны совпадать.

Хотя, сформулировав основные уравнения, Бракелманн ограничился простым случаем (т. е. совпадающие оси, один диэлектрик) симметричной прямоугольной линии (§ 3.4), основной анализ может быть применен ко многим другим, уже обсуждавшимся фидерным линиям, включая «микрополоску в коробе» (рис. 3.14). В частности, наряду с границей пропускания частот волн высших порядков может быть получено волновое сопротивление для поперечной ТЭМ-волны. В более поздней публикации [3.64] Бракелманн распространяет анализ на две и более связанные полоски внутри прямоугольного экрана.

Другие (графические) данные относительно волнового сопротивления, постоянной распространения и потерь даны в статье Стайнхелфера [3.50]. Позднее Миттра и Ито [3.73]

«Производные» микрополосковой линии

67

вой толщины, что дает вполне точные результаты. Например, нужно использовать данные рис. 3.9 в сочетании с формулой Шнейдера для ϵ_r [уравнение (3.6.15)] или использовать формулы Уйлера для нулевой толщины (3.6.12) и (3.6.13) с «эффективной шириной», даваемой уравнением (3.6.11). Для большой простоты при разумной точности необходимо использовать формулы Кауппа (3.6.16) — (3.6.18) с учетом указанных пределов диэлектрических постоянных.

Экранированная микрополоска. В случае экранированной микрополосковой линии как при наличии, так и в отсутствие боковых стенок число независимых параметров так велико, что, очевидно, невозможно составить таблицы или графики, достаточные для охвата даже большинства общепотребительных комбинаций. При менее строгих требованиях могут быть использованы многие данные, предлагаемые для «обычной» микрополосковой линии, которые необходимо снабдить удобным выражением и конкретной величиной для ϵ_r , которая, в свою очередь, может быть выведена эмпирически или иным способом.

3.7. «Производные» микрополосковой линии

3.7.1. Введение

Широкое распространение микрополосковых схем привело к довольно интенсивным исследованиям конструкций подобных линий, и к моменту написания данной книги известно, но еще не опробовано несколько различных, но родственных вариантов. Поэтому для справочных целей казалось целесообразным включить в книгу некоторые наиболее многообещающие варианты.

3.7.2. Микрополосковая линия с «подвешенной» подложкой

Были предложены два ее варианта, оба показаны в поперечном сечении на рис. 3.15. Как можно видеть из рисунка, оба они со-

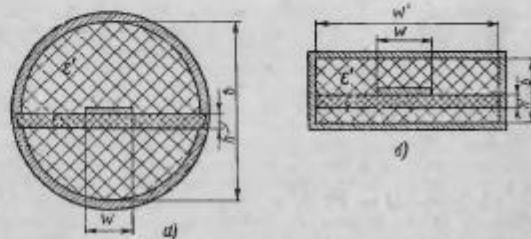


Рис. 3.15. Поперечные сечения двух вариантов микрополосковой линии с подвешенной подложкой: а — с круглым внешним проводником; б — с прямоугольным внешним проводником

держат полосковый проводник, поддерживаемый тонкой диэлектрической подложкой, нижняя поверхность которой неметаллизирована. Эти две конструкции отличаются лишь формой окружающего проводника, которая является круглой в одном случае и прямоугольной в другом. Круглый вариант (рис. 3.15а) был предложен и доведен до практического использования Окианом [3.65]. Ввиду принятой в этой книге системы классификации, возможно, более правильным было бы рассматривать эту линию в следующей главе, но ее очевидная тесная связь с обычной микрополосковой линией является достаточной причиной для включения в данный раздел. В § 4.6 рассматривается фидерная линия, представляющая собой граничный случай обсуждаемой здесь линии.

Точный анализ конструкции рис. 3.15 неизвестен, однако, если принять допущение, что распространяется квазипоперечная ТЕМ-волна, волновое сопротивление будет выглядеть в виде

$$Z_0 \sqrt{\epsilon_r} = \frac{3335,64}{C_0} \quad (3.7.1)$$

где ϵ_r — эффективная диэлектрическая постоянная конструкции:

$$\epsilon_r = \frac{C}{C_0} \quad (3.7.2)$$

Здесь C — емкость на единицу длины конструкции, пФ/м, и C_0 — емкость на единицу длины в отсутствие диэлектрика, пФ/м.

Приближенный анализ конструкции, использующий конформные преобразования и метод отображений [3.65], дает

$$C = 17,72 \left\{ \frac{K(k)}{K'(k)} + \frac{1}{2} (\epsilon - \epsilon') \frac{K(k_1)}{K'(k_1)} \right\}, \quad (3.7.3)$$

где

$$\sqrt{1 - k^2} = \frac{(1 - W/b)^2 + (h/b)^2}{(1 + W/b)^2 + (h/b)^2} \quad (3.7.4)$$

и

$$\sqrt{1 - k_1^2} = \frac{\text{th } X}{\text{th } Y} \quad (3.7.5)$$

при

$$X = \frac{\pi b}{8h} \left(1 + \frac{h^2}{b^2} \right) (1 - k^2)^{1/4} \quad (3.7.6)$$

и

$$Y = \frac{\pi b}{8h} \left(1 + \frac{h^2}{b^2} \right) (1 - k^2)^{-1/4}. \quad (3.7.7)$$

Несмотря на довольно грубые приближения, имеющие место в этом анализе, графики, представленные Окианом [65] для случая $\epsilon' = 1$, показывают, что совпадение теоретических с экспериментальными результатами вполне удовлетворительное с максимальной

ошибкой в волновом сопротивлении около 5%. Ввиду ограниченного применения этого варианта микрополосковой линии и довольно большого числа включаемых параметров не имело смысла приводить какие-либо детальные численные результаты. Ограниченное применение, возможно, вызывает удивление ввиду нескольких очевидных преимуществ: подобно прямоугольному варианту, обсуждаемому ниже, у такой линии низкие диэлектрические потери и, возможно, более дешевая стоимость изготовления, так как не нужна металлизация на нижней стороне подложки. У автора нет личного опыта в использовании этой разновидности линии, но, возможно, ограниченное применение вызвано тем, что упомянутые преимущества более чем перекрываются довольно очевидными трудностями изготовления подобной конструкции с соблюдением необходимых допусков.

Конструктивные данные линии могут быть достаточно легко получены из ур-ний (3.7.1)–(3.7.7) путем использования формул эллиптических интегралов, данных в § 3.2 [ур-ния (3.2.5)–(3.2.10)].

Прямоугольный вариант микрополосковой линии с подвешенной подложкой (рис. 3.15б) гораздо более популярен, хотя и не подвергается еще таким же интенсивным исследованиям и усовершенствованиям, как обычная микрополосковая линия. Основными его преимуществами по сравнению с круглой линией являются: меньшая зависимость характеристик при изменении диэлектрической постоянной подложки, более легкая реализация высоких значений волнового сопротивления и меньший уровень потерь в диэлектрике.

Довольно детальное описание конечно-разностного анализа «экранированной» микрополосковой линии с подвешенной подложкой, т. е. при наличии боковых и верхней стенок, было дано Бреннером [3.80; 3.81]. В работе [3.81], в частности, приводятся все конечно-разностные формулы и дана программа на языке FORTRAN, использованная на вычислительной машине IBM-7094. В работах [3.80; 3.81] дано несколько графиков волнового сопротивления и скорости распространения в функции от других параметров линии, однако лишь для полированных подложек из окиси алюминия ($\epsilon = 8,0$).

Подобные графики, в некоторых случаях подтвержденные экспериментальными данными, были даны в [3.79] как для микрополосковой линии с верхней стенкой, так и для «неэкранированной» микрополосковой линии с подвешенной подложкой, т. е. без боковых стенок. В последнем случае рассмотренные подложки были из полистирена ($\epsilon = 2,55$) и кварца ($\epsilon = 4,5$). Вычислительные данные получены с помощью вариационного анализа конструкции. Такой же метод был применен в [3.82] для получения некоторых кривых N/h в зависимости от ϵ при постоянном Z_0 (50 и 75 Ом), относящихся к микрополосковой линии с подвешенной подложкой и с верхней стенкой (экраном). Эта конструкция также может быть рассмотрена как частный случай трехслойной полосковой линии, содержащей три диэлектрических слоя, для которой аналитические уравнения детально даны Миттра и Ито [3.73], но они нуждаются (в частных случаях) в численном решении. Представленные данные ограничены несколькими графиками, относящимися к «обычной» микрополосковой линии с верхней стенкой (экраном) (рис. 3.12). Подобная кон-

струкция, но с полоской на нижней стороне подложки вместо верхней стороны была качественно обсуждена Шнейдером [3.37].

Типы линий, рассмотренные в этом параграфе, могут быть сконструированы путем использования данных и формул, представленных в разделах 3.6.2—3.6.7, при условии, что могут быть получены соответствующие величины ϵ_0 . В этой связи заметим, что Шнейдер [3.37] приводит некоторые подходящие графические данные. Для целей приближенного конструирования иногда подходят простые «электростатические» формулы для ϵ_0 .

3.7.3. «Щелевая» линия

Эта форма фидерной линии была впервые предложена С. Б. Коном [3.66] в качестве варианта микрополосковой линии и фактически может рассматриваться как волноводная двойная микрополосковая линия, так как она может быть получена из последней путем замены поверхностей раздела металл—диэлектрик поверхностями раздела диэлектрик—диэлектрик и наоборот, как можно видеть из рис. 3.16. Ее признаками достоинства являются простота изго-

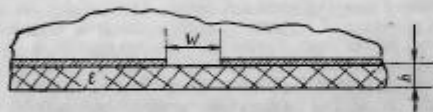


Рис. 3.16. Поперечное сечение щелевой линии

товления, более высокие достижимые значения Z_0 , низкие потери (при условии, что $\epsilon > 10$) и структура распространяющегося поля, которая имеет эллиптически-поляризованные области, что может быть удобно использовано для производства неотражающих ферритовых устройств. В дополнение к этому она легко совместима с микрополосковыми схемами на той же самой подложке. Основным недостатком щелевой линии состоит в ее рассеивающем характере, что делает допущение квазипоперечной ТЕМ-волны гораздо менее обоснованным, чем в ранее рассмотренных случаях; и, в частности, волновое сопротивление весьма сильно зависит от частоты, хотя эта зависимость становится менее заметной для малых значений W/h .

Кон дал довольно детальный анализ щелевой линии [3.67] и получил приближения 1 и 2-го порядка для оценки распространяющейся длины волны, волнового сопротивления и т. д. Однако Мариани с сотрудниками [3.68] показал, что, хотя теоретические и измеренные значения длины волны находятся в близком согласии (в пределах 2%), измеренные значения волнового сопротивления могут на 30% или более быть ниже значений, предсказанных теорией. Для предварительных вычислений довольно простое приближенное выражение для волнового сопротивления щелевой линии при квазипоперечной ТЕМ-волне может быть выведено из электростатической емкости конструкции при помощи хорошо известной формулы

$$Z_0 = \frac{1}{\epsilon C}, \quad (3.7.8)$$

где v — скорость распространения. Значение C , Ф/м, дается Вольфе [3.69] в виде следующей формулы:

$$C = \epsilon_0 \frac{1}{2} \frac{K(k)}{K'(k)}, \quad (3.7.9)$$

где

$$k = \text{th} \left(\frac{\pi W}{4h} \right), \quad (3.7.10)$$

а ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость свободного пространства. Так как $v = \lambda_e f$, где λ_e — эффективная длина распространяющейся волны, а f — частота, и так как Кон [3.67] дает простую приближенную формулу для λ_e , а именно:

$$\lambda_e = \lambda \sqrt{\frac{2}{1 + \epsilon}}, \quad (3.7.11)$$

то подстановкой в ур-ние (3.7.8) и преобразованием можно вывести

$$Z_0 = 533 \frac{\sqrt{1 + \epsilon}}{\epsilon} \frac{K(k)}{K'(k)}, \quad (3.7.12)$$

где ϵ — диэлектрическая постоянная подложки.

Для малых значений W/h эта формула, хотя и не зависящая от частоты, дает результаты, совпадающие с результатами Кона, но ввиду их очень низкой точности, как можно судить из сравнения с экспериментом, Ф-лу (3.7.12) следует использовать лишь для оценки порядка величины волнового сопротивления.

Полезные данные по ферритовым устройствам на щелевых линиях были опубликованы Робинсоном и Алленом [3.70]. Понятие щелевой линии было в дальнейшем развито Ивсом и Боллем [3.71]; они дают детальный анализ «экранированной щелевой линии», которая является просто щелевой линией с проводящими граничными плоскостями, расположенными над и под ней, причем внутри конструкция заполнена *единственным* однородным диэлектриком, как показано на рис. 3.17. Однако, так как Ивс и Болле установили,



Рис. 3.17. Поперечное сечение экранированной щелевой линии

что любая распространяющаяся в ней волна не является поперечной ТЕМ-волной, этот тип линии в дальнейшем рассматриваться не будет.

3.7.4. Двухщелевой волновод

Эта конструкция, показанная в поперечном сечении на рис. 3.18, представляет собой другую модификацию микрополосковой линии и была разработана Уэном [3.72]. Признанные достоинства у нее

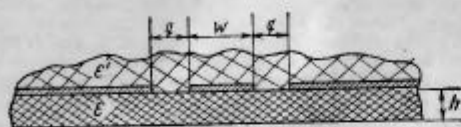


Рис. 3.18. Поперечное сечение двухщелевого волновода

те же самые, что у щелевой линии. Заслуживает внимания то, что, в отличие от щелевой линии, двухщелевой волновод может с разумным основанием считаться фидерной линией квазипоперечной ТЕМ-волны, поэтому может быть выполнен квазистатический приближенный анализ подобный тому, который использован для щелевой линии; предполагается, что диэлектрическая подложка является бесконечно толстой и с помощью конформного преобразования выводится следующая формула:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon + 1} = 133,2 \frac{K'(k)}{K(k)}, \quad (3.7.13)$$

где

$$k = (1 + 2g/W)^{-1}. \quad (3.7.14)$$

Эффект бесконечной толщины подложки уменьшается с увеличением ϵ . Уэн [3.72] показал, что ур-ние (3.7.13) дает результаты в удовлетворительном совпадении с экспериментом для $\epsilon = 9,5; 16$ и 130 .

3.7.5. Микрополосковая желобковая линия

Эта конструкция, показанная в поперечном сечении на рис. 3.19, отдаленно напоминает желобковую линию, рассматриваемую в § 4.5, и была предложена Фритце [3.86]. Она обладает комбинацией преимуществ трехслойной полосковой линии (экранированная конструкция), микрополосковой линии (открытая конструкция, легкость изготовления). Приближенные формулы для параметров линии выводятся при допущении квазипоперечной ТЕМ-волны и имеют следующий вид (предполагается, что у полоски нулевая толщина):

$$Z_0 \sqrt{\epsilon_e} = 59,952 \ln \left\{ \frac{W'}{W} \Phi \left(\frac{h}{b}, \frac{W'}{b} \right) \right\}, \quad (3.7.15)$$

где эффективная диэлектрическая постоянная ϵ_e дается выражением

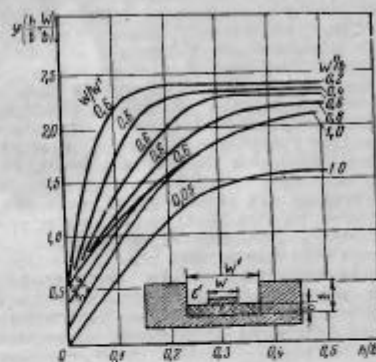


Рис. 3.19. Значения Ф-функции, необходимой при вычислении волнового сопротивления микрополосковой желобковой линии

$$\epsilon_e = \epsilon \left(1 - \frac{2}{9} \Phi \right) + \frac{2}{9} \Phi, \quad (3.7.16)$$

а Φ — функция размеров линии.

Характер функции Φ остается неопределенным, но ниже даются графики Φ в зависимости от h/b как функции от W/b (рис. 3.19).

3.8. Высокодобротная трехслойная полосковая линия

3.8.1. Введение

Из схемы поперечного сечения, показанной на рис. 3.20, очевидно, что можно рассматривать эту линию либо как производную от микрополосковой (если расположить зеркально отраженную плос-

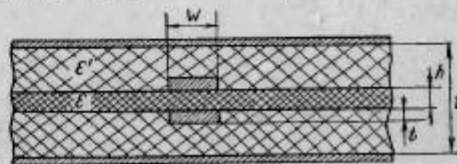


Рис. 3.20. Поперечное сечение высокодобротной трехслойной полосковой линии

кость в середине между двумя полосками), либо, возможно, как производную от трехплоскостной линии (считая ее вариантом трехплоскостной линии с расщепленной полоской). Ни та, ни другая точки зрения, к сожалению, не приводят к сколько-нибудь значительному упрощению проблемы анализа, но, как и во многих предыдущих случаях, допущение квазиперпендикулярной ТЕМ-волны является разумно обоснованным и на этой основе конструкция, в принципе, может быть проанализирована либо с помощью конформного преобразования, либо с помощью численных методов. Эта форма полосковой линии развивалась фактически параллельно с трехплоскостной и микрополосковой линиями; хотя она пользуется не такой широкой популярностью, как первая, тем не менее она нашла весьма широкое применение, возможно, потому, что ее довольно легко и дешево изготовить стандартными методами из двусторонних плат для печатных схем стандартного типа.

Первоначально представлялось, что такая конфигурация проводников и диэлектрика должна дать гораздо более низкие потери, чем стандартная трехслойная линия, наполненная диэлектриком, из-за малого количества диэлектрика, заключенного в область распространения. Однако это ожидание было не вполне удовлетворено, потому что хотя и справедливо, что лишь малая часть длин волн электрического поля «погружена» в диэлектрик, но, к сожалению, дело в том, что простирающаяся к полоскам область диэлектрика имеет высокую напряженность поля. Таким образом, потери здесь все еще далеко не малы, хотя определенно меньше, чем в трехслойной линии, заполненной диэлектриком. Первый и до последнего времени единственный подробный анализ высокочастотной трехслойной линии был дан Фостером [74]. Вначале он определил волновое сопротивление линии, изображенной на рис. 3.20, но при $\epsilon' = \epsilon = 1$ и $t = 0$, а затем вычислил скорость распространения v , из которой можно вывести эффективную диэлектрическую постоянную ϵ_e . Тот же способ будет принят в подпараграфах, следующих ниже.

3.8.2. Волновое сопротивление высокочастотной трехслойной линии

Обозначая волновое сопротивление полностью заполненной воздухом линии Z_0 , результат Фостера [3.74] можно изложить в виде

$$Z_b = 29,976 \pi \frac{K'(x)}{K(x)}. \quad (3.8.1)$$

К сожалению, формулы, связывающие x с размерами поперечного сечения линии, являются чрезвычайно сложными и неявными функциями эллиптических интегралов (полных и неполных) и тета- и дзета-функций Якоби. Весьма сходные формулы, очевидно, независимо выведенные, были представлены Ямамото с сотрудниками [3.76] и Сато и Икеда (принимавшими участие в работе Ямамото) [3.12]. Для сугубо практических применений проще будет использовать другие выражения, выведенные Коном [3.75], которые хотя и не точны, но близки к этому.

Кон при анализе линии предположил, что две полосы являются разделенными и различными и в то же время сведенными фидерными линиями. Отсюда он вывел выражения для четной и нечетной форм волновых сопротивлений этих пар сведенных линий. Ссылаясь на определения этих параметров, приведенные в разделе 1 (§ 1.5), очевидно, что четная форма волнового сопротивления конструкции Коны идентична $2Z_b$. Следовательно, его формулы могут быть непосредственно применены с результатом, даваемым уравнением (3.8.1), но X теперь дается много более простой, хотя и по-прежнему неявной функцией параметров линии:

$$\frac{\pi W}{2b} = \operatorname{arctg} \sqrt{X} - \frac{h}{b} \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{X}}{x}, \quad (3.8.2)$$

где

$$X = \frac{x(x-h/b)}{1-xh/b}. \quad (3.8.3)$$

Уравнения (3.8.1)–(3.8.3) фактически точны при условии, что $W/h > 0,35$, которое обычно выполняется на практике.

В дополнение к указанному условию справедливо также следующее ограничение, которое часто встречается:

$$\frac{W/b}{1-h/b} \geq 0,35 \quad (3.8.4)$$

и при котором могут быть использованы с хорошей точностью следующие явные формулы:

$$Z_b = \frac{29,976 \pi (1-h/b)}{W/b + 0,4413(1-h/b) - C/\pi}, \quad (3.8.5)$$

где

$$C = \left(1 - \frac{h}{b}\right) \ln \left(1 - \frac{h}{b}\right) + \frac{h}{b} \ln \left(\frac{h}{b}\right). \quad (3.8.6)$$

Получив Z_b , необходимо затем определить скорость распространения v , соответствующую конструкции, где присутствуют требуемые диэлектрические среды. Волновое сопротивление высокочастотной трехслойной линии тогда будет

$$Z_v = Z_b \frac{v}{c}, \quad (3.8.7)$$

где c — скорость света в вакууме. Фостер [3.74] получил значения v , используя вариационный метод, который имеет тот очевидный недостаток, что требует длинных вычислений для каждой конкретной комбинации размеров и диэлектрических постоянных. Однако опубликованные им результаты включают много практически ин-

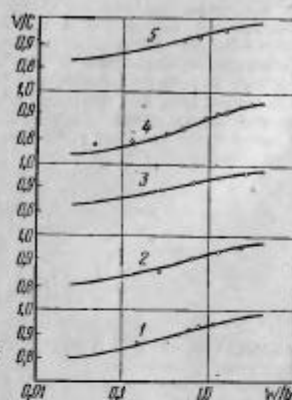


Рис. 3.21. Отношения v/c скорости волны в высокодобротной трехслойной полосковой линии к скорости света в функции от W/b : 1 — подложка из стекловолнока, пропитанного силиконовой смолой ($\epsilon=4,16$; $\epsilon'=1$; $h/b=0,125$ (при 3 ГГц); 2 — подложка из бумаги, пропитанной смолой ($\epsilon=3,76$; $\epsilon'=1$; $h/b=0,17$ (при 1 ГГц); 3 — подложка из стекловолнока, пропитанного тефлоном ($\epsilon=3,16$; $\epsilon'=1$; $h/b=0,17$ (при 1 ГГц); 4 — подложка из стекловолнока, пропитанного силиконовой смолой ($\epsilon=4,16$; $\epsilon'=1$; $h/b=0,25$ (при 9 ГГц); 5 — подложка из полиэтлена ($\epsilon=2,25$; $\epsilon'=1$; $h/b=0,50$ (при 3 ГГц).

интересных случаев и воспроизводятся на рис. 3.21 вместе с экспериментальными результатами, которые дают соответствующее подтверждение вычисленным кривым.

Другой подход к вычислению Z_0 дается с помощью численных методов. Как и только что упомянутый вариационный метод, численные методы страдают тем недостатком, что требуют длинных вычислений, но их применение в значительной мере уравнивается тем достоинством, что непосредственно в результате одного вычислительного процесса получаются значения Z_0 , Z_0 и v . Численный анализ высокодобротной трехслойной или любой подобной конструкции (например, трехслойной или микрополосковой) может быть проведен с наибольшим удобством, если продлить проводящие границы, т. е. с учетом боковых стенок, так что анализируемая конструкция должна более точно называться «экранированной высокодобротной трехслойной». Она обсуждается в следующем разделе.

3.8.3. Экранированная высокодобротная трехслойная линия

Эта конструкция является «высокодобротным» аналогом прямоугольной коаксиальной или экранированной микрополосковой линии и, следовательно, не нуждается в иллюстрации, будучи точно такой же, как конструкция на рис. 3.20 с добавлением пары симметрично расположенных боковых стенок, разделенных расстоянием W' . Аналитических рассмотрений такой линии неизвестно, но численные анализы частных случаев были даны Грини и Пайлоном [3.77] и Эрле и Бендеком [3.78]; оба рассмотрения ограничиваются случаем, где $2,55 \leq \epsilon \leq 2,65$ и расстояние между боковыми стенками W' таково, что $W/W' \leq 0,35$. Данные, представленные в [3.77], даются в форме графиков Z_0 и v в зависимости от W для $t=1/16$ дюйма и $b=5/16$ дюйма, тогда как гораздо более обширные данные, показанные в [3.78], представляют Z_0 и v в зависимости от W/b

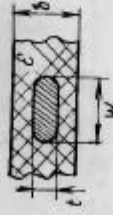
Таблица 3.5
СВОДКА ПОЛЕЗНЫХ ФОРМУЛ

Поперечное сечение линии	Формулы для Z_0 , v , ϵ , ϵ'	Точность	Область применения	Номера формул в тексте
	$47,086 K' (b/K) (b)$, где $K = \left(\frac{p-q}{p+q} \right)^2$ $K(p)/K'(p) = \frac{(1-t/b)}{(1+t/b)}$ $q = \sqrt{1-p^2}$ $47,085 (1-t/b)$ $0,279 + 0,791 t/b$ $136,7 \log_{10} (0,0050 b/t)$	Точная	Неограничена	(3.3.2) (3.3.3) (3.3.8) (3.3.4) (3.3.6) (3.3.7)
	$59,952 \ln \left(\frac{1+W'/b}{W/b+t/b} \right)$	1%	$t/b > 0,26$ $t/b < 0,5$	(3.4.5)
	$\frac{94,172}{0,558 + \left(\frac{W'/b + t/b}{1-t/b} \right)}$	10%	$t/b < 0,3$ $W/W' < 0,6$	(3.4.9)

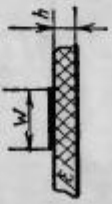
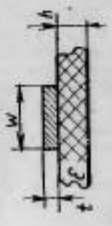
Неограничена при условии $W' - W = b - t$

Неизвестно. Возможно, лучше, чем 20%

Продолжение таблицы 3.3

Поперечное сечение линии	Формулы для Z_0 , V , ϵ , Ом	Точность	Область применения	Номера формул в тексте
	$Z_0 = 29,970 \pi \frac{K(k)}{K'(k)},$ где $k = \tanh(\pi W/2b)$	Точная	Неограничена	(3.5.1) (3.5.2)
	$\frac{94,172}{\pi (W/b) + (1/\pi) \ln F(x)},$ где $x = \frac{1}{1 - t/b}$ $F(x) = \frac{(x+1)^{x+1}}{(x-1)^{x-1}}$	1%	$\frac{W}{b} > 0,35 \left(1 - \frac{t}{b}\right)$ и $\frac{t}{b} < 0,25$	(3.5.10) (3.5.12) (3.5.11)
	$\frac{188,344 \ln X}{\pi + 2 \left\{ (W/b - 1/b) (1 - t/b) \right\} \ln X},$ где $X = \frac{4}{\pi (t/b)}$	Лучше чем 1%	$t/b < 0,5$	(3.5.17) (3.5.18)

Продолжение таблицы 3.5

Поперечное сечение линии	Формулы для Z_0 , V , ϵ , Ом	Точность	Область применения	Номера формул в тексте
	$V \frac{e}{e_2} \frac{59,952 \ln \left(\frac{8h}{W} + \frac{W}{4h} \right)}{(W/b) + 2,42 - 0,44 (h/W) + (1-h/W)},$ где $e = \frac{e+1}{2} + \frac{e-1}{2} \left(1 + \frac{10h}{W} \right)^{-1/2}$ $e_2 = 0,475 e + 0,67$	1%, или лучше	$0 < W/h < 1$ $1 < W/h < 10$	(3.6.9) (3.6.10) (3.6.16)
	$59,952 \sqrt{\frac{e}{e_2}} \ln (4h/d),$ где $d = 0,536 W + 0,674$ $e_2 = 0,475 e + 0,67$	Приближенно 5%	$W/h < 1,25$ $0,1 < t/W < 0,8$ $2,5 < e < 6$	(3.6.16) (3.6.18) (3.6.17)
	$\frac{29,975 \pi (1 - h/b)}{(W/b) + 0,443 (1 - 2(h/b)) - 2(C/\pi)},$ где $C = \left(1 - \frac{h}{b} \right) \ln \left(1 - \frac{h}{b} \right) + \frac{h}{b} \ln \left(\frac{h}{b} \right)$	Лучше, чем 1%	$W/h > 0,35$ и $\frac{W/h}{(1-h/b)} > 0,35$	(3.8.5) (3.8.6)

для ряда значений t/b . Гиш и Грэхэм [83] дали гораздо более подробное и более точное рассмотрение вариационного метода решения задачи, использующего функции Грина [347]. Затем для вычисления Z_0 и v применен метод Рэлея — Ритца. Даются подробные, крупномасштабные графики этих параметров функций от W/b для $0,05 \leq t/b \leq 0,5$ и для $1 \leq W/b \leq 4$, но лишь для $\epsilon' = 1$, $\epsilon'' = 2,35$. Указывается, что это гораздо более экономичный метод анализа, чем разностный метод Грина и Пайла, так как он почти в семь раз «быстрее», если выразить его через машинное время. Полученные результаты были подтверждены экспериментальными измерениями, и анализ дается достаточно подробно с тем, чтобы вычислитель, если нужно, приготовил свою собственную программу для вычислительной машины.

Однако достаточно точные для многих конструкторских требований данные, возможно, могут быть вычислены с использованием обширных графиков Гиша и Грэхэма в сочетании с данными Фостера, полученными для других диэлектрических постоянных (рис. 3.21). Графики рис. 3.21 позволяют рассчитать поправочный коэффициент для использования с некоторыми результатами Гиша и Грэхэма.

В заключение отметим, что распространение волн более высоких порядков в экранированной трехслойной линии было с некоторыми подробностями рассмотрено в [384]. Необходимые уравнения выводятся аналитически с использованием метода сшивания составляющих поля и затем решаются численными методами. Вычисляются границы пропускания частот волн E_{11} , H_{10} и H_{01} для широкого диапазона значений h/b , W/W и t/b и для трех диэлектрических постоянных — $\epsilon = 2,32$ (рексолан), $\epsilon = 2,6$ (обычный QR полимер) и $\epsilon = 9,0$ (окись алюминия). Эти данные представлены на многочисленных, хотя и мелкомасштабных графиках.

4. Фидерные линии, использующие проводники как круглого, так и прямоугольного поперечного сечения

4.1. Введение

Типы линий, представленных в этой главе, можно рассматривать как гибриды линий, разобранных в двух предыдущих главах, так как из двух проводников, образующих каждую линию, один имеет круглое, а другой — прямоугольное поперечное сечение. Это, к сожалению, увеличивает трудности анализа и находит свое отражение в том факте, что, по сведениям автора, ни для одной из линий, которые будут описаны, даже для наиболее симметричной плоской линии с квадратным экраном, рассмотренной в разделе 4.2, нет общего, точного анализа. Тем не менее имеются и будут здесь представлены весьма точные формулы и другие данные. С практической, конструкторской точки зрения линии, рассматриваемые в этой главе, могут в некотором отношении считаться линиями, сочетающими достоинства линий, рассмотренных в предыдущих главах. Вообще говоря, легче и дешевле делать стержни круглого поперечного сечения, чем делать прямоугольные полосковые проводники. Подобно этому легче и обычно дешевле делать внешние проводники с плоскими поверхностям, чем цилиндрической формы, если размеры последних не совпадают со стандартными размерами промышленных труб.

Кроме того, для таких применений, как передача больших мощностей, где требуется значительная толщина центрального проводника (в противоположность тем линиям, которые делаются методами печатных схем), лучшая конструкция достигается скорее использованием стержня, чем полоски. Это происходит потому, что для данного Z_0 уменьшение емкости, вызванное закруглением острых кромок, влечет за собой уменьшение зазора между проводниками при сохранении неизменной емкости, а следовательно, и Z_0 , что и приводит к необходимости применения более толстого центрального проводника. Линии, рассматриваемые в этой главе, широко используются при создании СВЧ фильтров [41]. Подобные конструкции используются также в качестве линий задержки в некоторых типах СВЧ электронных ламп. До сих пор обсуждались линии, имеющие круглый внутренний и прямоугольный внешний проводники. Очевидно, возможен и обратный случай — конструкция с прямоугольным внутренним и круглым внешним проводниками. Однако эта конструкция редко встречается на практике из-за трудности изготовления и гораздо меньшей электрической прочности. Единственным известным автору примером, и то лишь в теорети-

ческом плане, является «коаксиальная полосковая линия», которая кратко обсуждается в § 4.6.

Следует отметить, что нет общепринятой терминологии для линий с круглым внутренним и прямоугольным внешним проводниками. Однако термин *плоская линия* используется довольно широко и будет здесь применяться. Заметим, что, по крайней мере, в одном случае [4.2] этот термин был применен к линии, в которой оба проводника имеют прямоугольную форму поперечного сечения.

4.2. Плоская линия с квадратным экраном

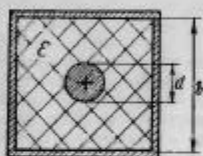


Рис. 4.1. Поперечное сечение плоской линии с квадратным экраном

Как уже указывалось в предыдущих главах, первой рассматривается наиболее симметричная форма плоской линии. Ее поперечное сечение показано на рис. 4.1. Заметим, что исключительная симметрия и формальная простота этой линии обманчивы, так как, хотя за последние тридцать лет было опубликовано довольно много исследований этой конструкции, ни одно из них не является одновременно общим и точным. Наиболее интересный анализ самых широкоизвестных из этих исследований дан Коном [4.3]. Некоторые из них вместе с другими исследованиями обсуждаются ниже.

а) *Анализ Френкеля* [4.4]. Френкель, видимо, был первым, представившим в явном виде формулу для волнового сопротивления плоской линии с квадратным экраном:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \left\{ \ln \left(\frac{4b}{\pi d} \tanh \frac{\pi}{2} \right) - \sum_{m=1}^{\infty} \ln X_m \right\}, \quad (4.2.1)$$

где

$$X_m = \frac{\operatorname{ch} 2m\pi + \operatorname{ch} \pi}{\operatorname{ch} 2m\pi - \operatorname{ch} \pi} \tanh^2 m\pi. \quad (4.2.2)$$

Суммированием рядов и вычислением гиперболических функций можно эти формулы привести к простому выражению

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \ln (1,0787 b/d). \quad (4.2.3)$$

Уравнения (4.2.1) и (4.2.2) были получены методами конформного преобразования и, строго говоря, относятся к конструкции, состоящей из почти круглого (эллиптического) стержня внутри квадратного внешнего проводника. Точность ур-ния (4.2.3) зависит поэтому от степени эллиптичности, т. е. от d/b .

Согласно Кону [3] ф-ла (4.2.3) фактически точна для $d/b < 0,65$ ($Z_0 > 30$)

и дает ошибку в пределах 1,5% для

$$d/b < 0,80.$$

Френкель рассматривает еще несколько других конструкций, состоящих из стержней и параллельных плоскостей, и дает формулы для их волновых сопротивлений (см. § 4.4, п. 6).

б) *Анализ Щелкунова* [4.5]. Формулы Френкеля были получены при анализе не вполне круглого проводника внутри совершенно квадратного внешнего проводника. Щелкунов же рассматривает случай совершенно круглого проводника внутри «не вполне квадратного» внешнего проводника, используя аналогичные методы конформного преобразования для получения формулы для погонной емкости. Она приводит к следующему выражению для волнового сопротивления:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \{ \ln (b/d) \} + 0,0704. \quad (4.2.4)$$

Очевидно, ур-ние (4.2.4) может быть приведено к той же форме, что и ур-ние (4.2.3):

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \ln (1,0729 b/d). \quad (4.2.5)$$

Оба результата фактически идентичны и справедливы для одного и того же диапазона значений d/b .

в) *Анализ Кристэла* [4.6; 4.7]. Используя численные методы для решения интегрального уравнения совместно с граничной задачей для плоской линии с прямоугольным экраном, показанной на рис. 4.2, Кристэл получил таблицы и графики значений волновых сопротивлений, представляющие интерес для случая $W' = b$ (который относится к рис. 4.1). Кон [4.3] считает, что представленные данные имеют высокую точность. Кристэл утверждает, что точность составляет 1–2%, в то время как Кэрзон [4.19] считает это утверждение чрезмерно pessimистичным.

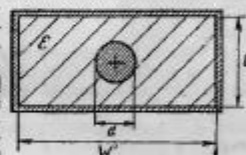


Рис. 4.2. Поперечное сечение плоской линии с прямоугольным экраном

г) *Анализ Лина и Чанга* [4.8]. Подробный анализ фидерных линий, проведенный этими авторами, уже был сделан в разд. 3 в связи с прямоугольной коаксиальной линией. Они уделили внимание также рассматриваемой здесь плоской линии с квадратным экраном.

Используя методы конформного преобразования, Лин и Чанг вывели аналитические выражения для верхнего и нижнего пределов величины волнового сопротивления плоской линии с квадратным экраном, которые могут быть записаны в следующем виде:

$$\text{верхний предел } Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \ln U; \quad (4.2.6a)$$

$$\text{нижний предел } Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \ln L, \quad (4.2.6b)$$

где

$$U^2 = \frac{1 + \operatorname{sn}^2 \left\{ \left(\frac{d}{V\sqrt{2b}} \right) K(0,707107), \frac{1}{V\sqrt{2}} \right\}}{1 - \operatorname{sn}^2 \left\{ \left(\frac{d}{V\sqrt{2b}} \right) K(0,707107), \frac{1}{V\sqrt{2}} \right\}} \quad (4.2.7)$$

и

$$L^2 = \frac{1 + \operatorname{sn} \left\{ \left(\frac{d}{b} \right) K(0,707107), \frac{1}{V\sqrt{2}} \right\}}{1 - \operatorname{sn} \left\{ \left(\frac{d}{b} \right) K(0,707107), \frac{1}{V\sqrt{2}} \right\}} \quad (4.2.8)$$

В этих выражениях sn — косинус амплитуды эллиптической функции; K — полный эллиптический интеграл 1-го рода (§ 3.2). Хотя их довольно трудно вычислять без помощи ЭВМ, ур-ния (4.2.6) — (4.2.8) имеют два достоинства: они точны и являются близкими по форме выражениями. Еще более важно то, что, как было эмпирически обнаружено, если взять среднее геометрическое ур-ний (4.2.6а) и (4.2.6б), то величины $Z_0 \sqrt{\epsilon}$, полученные таким путем, находятся (в пределах соответствующих значений d/b) в близком согласии с вычисленными по формуле Френкеля и полученными численно Кристлом. Благодаря использованию этого приема были рассчитаны данные, приведенные во второй колонке табл. 4.1 (т. е. для случая $W/b=1$, как показано на рис. 4.1). Вероятно, эти данные являются наиболее точными из доступных пока результатов. Графическое представление дано на рис. 4.3. Следует заметить, что верхний и нижний пределы $Z_0 \sqrt{\epsilon}$ можно также вывести из работы Андерсона и Артура [4.20], но так как они менее точно ограничены, чем пределы, приведенные Ликом и Чангом, и так как метод среднего геометрического дает неудобные результаты, эта работа в данном контексте имеет чисто академический интерес.

Подробности других исследований плоской линии с квадратным экраном могут быть получены интересующимся читателем из библиографии, приведенной в [4.3] (см. также [4.9], [4.17], [4.18]).

В заключение следует отметить, что величины, приведенные в табл. 4.1, могут рассматриваться как фактически точные для практического применения.

4.3. Плоская линия с прямоугольным экраном

Это — непосредственное обобщение рассмотренной выше симметричной конструкции, что иллюстрируется на рис. 4.2. Уменьшение симметрии приводит, конечно, к увеличению трудностей анализа. По сведениям автора, аналитические формы решения отсутствуют, а имеются в наличии лишь некоторые численные решения. Наиболее известной и надежной из них, возможно, является работа Кристала [4.6; 4.7] уже упоминавшаяся в § 4.2. Однако Лин и Чанг [4.8] применили методы конформных преобразований также к анализу плоской линии с прямоугольным экраном; результаты, приведенные в разд. 4.2, для плоской линии с квадратным экраном были просто частным случаем гораздо более общего анализа, который дает сходные алгебраические формулы для верхнего и ниж-

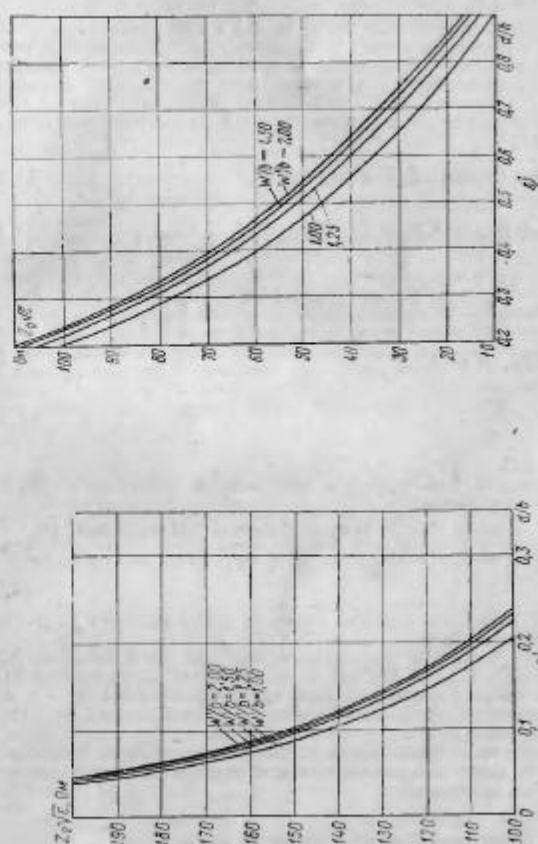
Таблица 4.1

ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ПЛОСКОЙ ЛИНИИ С КВАДРАТНЫМ И ПРЯМОУГОЛЬНЫМ ЭКРАНАМИ КАК ФУНКЦИЯ ОТ ПАРАМЕТРОВ ЛИНИИ

d/b	$Z_0 \sqrt{\epsilon}$ при различных значениях W/b						
	1,0	1,25	1,50	1,75	2,00	2,50	3,00
0,05	184,14	189,45	191,95	193,10	193,64	193,99	194,06
0,06	173,21	178,52	181,02	182,17	182,70	183,06	183,13
0,07	163,97	169,28	171,78	172,93	173,46	173,82	173,89
0,08	155,96	161,27	163,77	164,93	165,46	165,81	165,89
0,09	148,90	154,21	156,71	157,87	158,40	158,75	158,82
0,10	142,59	147,89	150,39	151,55	152,08	152,43	152,51
0,11	136,87	142,18	144,68	145,83	146,37	146,72	146,79
0,12	131,66	136,96	139,46	140,62	141,15	141,50	141,58
0,13	126,86	132,16	134,66	135,82	136,35	136,70	136,78
0,14	122,41	127,72	130,22	131,38	131,91	132,26	132,33
0,15	118,28	123,58	126,08	127,24	127,77	128,12	128,20
0,16	114,41	119,71	122,21	123,37	123,90	124,25	124,33
0,17	110,77	116,08	118,58	119,73	120,27	120,62	120,69
0,18	107,35	112,65	115,15	116,31	116,84	117,19	117,27
0,19	104,11	109,41	111,91	113,06	113,60	113,95	114,02
0,20	101,03	106,33	108,83	109,99	110,52	110,87	110,95
0,21	98,11	103,41	105,91	107,06	107,59	107,95	108,02
0,22	95,32	100,62	103,12	104,28	104,80	105,16	105,23
0,23	92,65	97,95	100,45	101,61	102,14	102,49	102,57
0,24	90,10	95,40	97,90	99,05	99,59	99,94	100,01
0,25	87,65	92,95	95,45	96,60	97,14	97,49	97,56
0,26	85,30	90,59	93,09	94,25	94,78	95,14	95,21
0,27	83,04	88,33	90,83	91,99	92,52	92,87	92,95
0,28	80,86	86,15	88,65	89,80	90,34	90,69	90,76
0,29	78,76	84,04	86,54	87,70	88,23	88,58	88,66
0,30	76,72	82,00	84,50	85,66	86,19	86,55	86,62
0,31	74,76	80,03	82,53	83,69	84,23	84,58	84,65
0,32	72,85	78,13	80,63	81,79	82,32	82,67	82,75
0,33	71,01	76,28	78,78	79,94	80,47	80,82	80,90
0,34	69,22	74,48	76,98	78,14	78,68	79,03	79,10
0,35	67,48	72,74	75,24	76,40	76,93	77,29	77,36
0,36	65,79	71,04	73,54	74,71	75,24	75,59	75,67
0,37	64,15	69,39	71,90	73,06	73,59	73,94	74,02
0,38	62,55	67,79	70,29	71,45	71,98	72,34	72,41
0,39	60,99	66,22	68,73	69,89	70,42	70,77	70,85
0,40	59,48	64,70	67,20	68,36	68,89	69,25	69,32
0,41	57,99	63,21	65,71	66,87	67,41	67,76	67,83
0,42	56,55	61,75	64,26	65,42	65,95	66,31	66,38
0,43	55,14	60,33	62,84	64,00	64,53	64,89	64,96
0,44	53,76	58,94	61,45	62,61	63,14	63,50	63,57
0,45	52,41	57,58	60,09	61,25	61,78	62,14	62,21
0,46	51,10	56,25	58,76	59,92	60,45	60,81	60,88
0,47	49,81	54,95	57,46	58,62	59,15	59,51	59,58
0,48	48,54	53,67	56,18	57,34	57,87	58,23	58,30
0,49	47,31	52,42	54,93	56,09	56,62	56,98	57,05
0,50	46,10	51,19	53,70	54,86	55,39	55,75	55,82
0,51	44,91	49,99	52,50	53,66	54,19	54,54	54,62
0,52	43,74	48,80	51,31	52,47	53,01	53,36	53,43
0,53	42,60	47,64	50,15	51,31	51,84	52,20	52,27
0,54	41,48	46,50	49,01	50,17	50,70	51,05	51,13

Продолжение таблицы 4.1

d/b	Z_0 в при различных значениях W/b						
	1,0	1,25	1,50	1,75	2,00	2,50	3,00
0,55	40,38	45,37	47,89	49,04	49,58	49,93	50,00
0,56	39,30	44,27	46,78	47,94	48,47	48,82	48,90
0,57	38,24	43,18	45,69	46,85	47,38	47,73	47,81
0,58	37,19	42,11	44,62	45,78	46,31	46,66	46,73
0,59	36,17	41,06	43,57	44,72	45,25	45,60	45,68
0,60	35,16	40,02	42,53	43,68	44,21	44,56	44,64
0,61	34,17	39,00	41,50	42,66	43,18	43,54	43,61
0,62	33,19	37,98	40,49	41,64	42,17	42,52	42,59
0,63	32,23	36,99	39,49	40,64	41,17	41,52	41,59
0,64	31,29	36,00	38,51	39,66	40,18	40,53	40,60
0,65	30,35	35,03	37,53	38,68	39,21	39,55	39,63
0,66	29,44	34,07	36,57	37,72	38,24	38,59	38,66
0,67	28,53	33,12	35,62	36,76	37,29	37,63	37,71
0,68	27,64	32,19	34,68	35,82	36,34	36,69	36,76
0,69	26,76	31,26	33,75	34,88	35,40	35,75	35,82
0,70	25,90	30,34	32,82	33,96	34,48	34,82	34,89
0,71	25,04	29,43	31,91	33,04	33,56	33,90	33,97
0,72	24,20	28,53	31,00	32,13	32,64	32,99	33,06
0,73	23,37	27,64	30,11	31,23	31,74	32,08	32,15
0,74	22,55	26,76	29,21	30,33	30,84	31,18	31,25
0,75	21,73	25,88	28,33	29,44	29,94	30,28	30,35
0,76	20,93	25,01	27,44	28,55	29,05	29,39	29,46
0,77	20,14	24,15	26,57	27,67	28,17	28,50	28,57
0,78	19,36	23,29	25,70	26,79	27,28	27,61	27,68
0,79	18,58	22,43	24,83	25,91	26,40	26,73	26,79
0,80	17,81	21,58	23,96	25,03	25,52	25,84	25,91
0,81	17,05	20,73	23,09	24,15	24,64	24,96	25,02
0,82	16,29	19,89	22,23	23,28	23,75	24,07	24,13
0,83	15,55	19,05	21,36	22,40	22,87	23,18	23,24
0,84	14,80	18,20	20,49	21,51	21,98	22,28	22,35
0,85	14,07	17,36	19,62	20,63	21,08	21,38	21,45
0,86	13,33	16,52	18,74	19,73	20,18	20,47	20,54
0,87	12,60	15,67	17,86	18,83	19,27	19,56	19,62
0,88	11,87	14,82	16,96	17,91	18,34	18,62	18,68
0,89	11,14	13,96	16,06	16,98	17,40	17,67	17,73
0,90	10,41	13,10	15,14	16,03	16,44	16,71	16,76
0,91	9,68	12,22	14,19	15,06	15,45	15,71	15,77
0,92	8,94	11,33	13,23	14,06	14,44	14,69	14,74
0,93	8,19	10,42	12,23	13,07	13,43	13,67	13,73
0,94	7,42	9,47	11,19	11,94	12,28	12,50	12,55
0,95	6,63	8,49	10,10	10,80	11,11	11,32	11,36
0,96	5,80	7,46	8,99	9,56	9,85	10,04	10,08
0,97	4,91	6,33	7,64	8,20	8,45	8,62	8,65
0,98	3,92	5,07	6,16	6,63	6,84	6,98	7,01
0,99	2,70	3,51	4,31	4,64	4,80	4,90	4,91

Дальнейшие результаты при $W/b=5$ даны в табл. 4.3.Рис. 4.3. Зависимость характеристического сопротивления плоской линии с прямоугольным экраном, вычисленное по формулам Лина и Чога: а — $d/b < 0.25$; б — $d/b > 0.25$

него пределов значений волнового сопротивления плоской линии с прямоугольным экраном.

Несколько произвольная процедура нахождения среднего геометрического предельных значений $Z_0 \sqrt{\epsilon}$ дает результаты, находящиеся в точном согласии с величинами Кристала, насколько можно судить из графического представления, данного в [4.7]. Поскольку точность последнего была подтверждена практически применением (см., например, [4.10]), по-видимому, формулы Линна и Чанга можно пользоваться с полным доверием. Формулы имеют следующий вид:

$$\text{верхний предел: } Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \ln \frac{1}{|Z|_{\min}}; \quad (4.3.1)$$

$$\text{нижний предел: } Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \ln \frac{1}{|Z|_{\max}}; \quad (4.3.2)$$

где

$$|Z|^2 = \frac{1 - \operatorname{sn}(2\alpha K \cos \theta, k) \operatorname{cn}(2\alpha K \sin \theta, k')}{1 + \operatorname{sn}(2\alpha K \cos \theta, k) \operatorname{cn}(2\alpha K \sin \theta, k')}, \quad (4.3.3)$$

$$\alpha = d/2b, \quad K = K(k) \quad (4.3.4)$$

и

$$\frac{K'(k)}{K(k)} = \frac{W'}{b} \quad (4.3.5)$$

(см. § 2.2).

Параметр θ получается в виде решения следующего трансцендентного уравнения:

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\operatorname{cn}(2\alpha K \cos \theta, k) \operatorname{sn}(2\alpha K \sin \theta, k') \operatorname{dn}(2\alpha K \sin \theta, k')}{\operatorname{cn}(2\alpha K \sin \theta, k') \operatorname{sn}(2\alpha K \cos \theta, k) \operatorname{dn}(2\alpha K \cos \theta, k)}, \quad (4.3.6)$$

где cn , sn и dn — косинус-, синус- и дельта-амплитуды эллиптических функций соответственно.

Этот метод был запрограммирован для вычисления на ЭВМ. Результаты в виде среднего геометрического выражений (4.3.1) и (4.3.2) сведены в табл. 4.1 (для диапазона значений W'/b и d/b). Графическое представление наиболее полезных из этих результатов дано на рис. 4.3.

Величины, приведенные в табл. 4.1 и в виде графиков на рис. 4.3, могут рассматриваться как фактически точные для практического применения.

4.4. Незаэкранированная плоская линия

Этот вариант плоской линии получается из прямоугольного варианта в предположении, что размер W' становится бесконечным. Получающееся при этом поперечное сечение изображено на рис. 4.4. Помимо широкого применения в производстве СВЧ фильт-

ров [4.1; 4.10], эта фидерная линия была использована в технике СВЧ измерений как в качестве устройства для измерения стоячих волн [4.11], так и в качестве эталона для волнового сопротивления

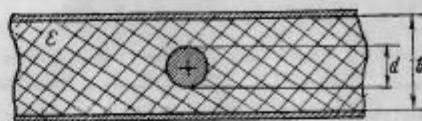


Рис. 4.4. Поперечное сечение незаэкранированной плоской линии

[4.12]. Поэтому ее анализ привлек значительное внимание. Некоторые из наиболее значительных работ в этой области кратко обсуждаются ниже.

а) *Анализ Кнайта* [4.13]. Кнайт вывел выражение для емкости цилиндра, симметрично расположенного между двумя бесконечными проводящими плоскостями. Расчет по полученному решению включает в себя некоторые чрезвычайно утомительные вычисления и суммирование рядов. Однако в [4.13] приводятся некоторые табулированные значения. Их использование для расчета волнового сопротивления конструкции дает результаты, идентичные соответствующим значениям, полученным из много более простых формул Уилера [4.12] (см. п. г) ниже). Результат Кнайта, используя принятые обозначения в систему МКС, следующий:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = \frac{59,952}{F(d/b)}, \quad (4.4.1)$$

где $F(d/b)$ табулирована в табл. 4.2.

Таблица 4.2

Функция КНАЙТА $F(d/b)$

d/b	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8
$F(d/b)$	0,3931	0,5403	0,6921	0,8653	1,0761	1,3498	1,7369	2,3686

б) *Анализ Френкеля* [4.4]. Он уже обсуждался в § 4.2 в связи с плоской линией с квадратным экраном. Для данного случая незаэкранированной плоской линии Френкель получил с использованием методов конформного преобразования следующую простую формулу для волнового сопротивления:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \ln(4b/\pi d). \quad (4.4.2)$$

Формула точна для $d \ll b$; доверительный диапазон ее точности может быть получен из анализа сравнительной табл. 4.3, в которой приводятся данные, вычисленные из ур-ния (4.4.2) для всего диапазона значений d/b .

Таблица 4.3

СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ВЕЛИЧИН ВОЛНОВОГО
СОПРОТИВЛЕНИЯ НЕЭКРАНИРОВАННОЙ ПЛОСКОЙ ЛИНИИ,
ВЫЧИСЛЕННЫЕ ПО РАЗЛИЧНЫМ ФОРМУЛАМ

d/b	Значения $Z_0 \sqrt{\epsilon}$, полученные различными авторами					
	Уэллс	Кинг	Фрогель	Ческолым	Махатагра	Лин и Чанг
0,10	152,54	152,51	152,53	152,53	152,53	152,53
0,11	146,83		146,81	146,81	146,81	146,81
0,12	141,61		141,60	141,60	141,60	141,60
0,13	136,81		136,80	136,80	136,80	136,80
0,14	132,37		132,35	132,35	132,35	132,35
0,15	128,23	110,96	128,22	128,21	128,22	128,22
0,16	124,36		124,35	124,34	124,35	124,35
0,17	120,72		120,71	120,71	120,71	120,71
0,18	117,30		117,29	117,28	117,29	117,29
0,19	114,05		114,05	114,03	114,04	114,04
0,20	110,96	86,62	110,97	110,95	110,97	110,97
0,21	108,05		108,05	108,04	108,04	108,04
0,22	105,26		105,26	105,23	105,25	105,25
0,23	102,59		102,59	102,56	102,59	102,59
0,24	100,03		100,04	100,01	100,03	100,03
0,25	97,58	69,28	97,59	97,55	97,58	97,58
0,26	95,23		95,24	95,19	95,23	95,23
0,27	92,96		92,98	92,92	92,97	92,97
0,28	90,78		90,80	90,79	90,78	90,78
0,29	88,67		88,70	88,69	88,68	88,68
0,30	86,63	55,71	86,66	86,58	86,64	86,64
0,31	84,66		84,70	84,69	84,67	84,67
0,32	82,75		82,79	82,68	82,77	82,77
0,33	80,90		80,95	80,82	80,92	80,92
0,34	79,10		79,16	79,15	79,12	79,12
0,35	77,35	45,48	77,42	77,41	77,38	77,38
0,36	75,65		75,73	75,72	75,69	75,69
0,37	74,00		74,09	74,07	74,04	74,04
0,38	72,39		72,49	72,47	72,43	72,43
0,39	70,82		70,93	70,91	70,87	70,87
0,40	69,29	35,32	69,42	69,39	69,34	69,34
0,41	67,80		67,94	67,91	67,85	67,85
0,42	66,34		66,49	66,47	66,40	66,40
0,43	64,91		65,08	65,05	64,98	64,98
0,44	63,52		63,70	63,67	63,59	63,59
0,45	62,15	25,34	62,35	62,32	62,23	62,23
0,46	60,81		61,04	61,00	60,90	60,90
0,47	59,50		59,75	59,71	59,60	59,60
0,48	58,22		58,49	58,44	58,32	58,32
0,49	56,96		57,25	57,20	56,63	57,07
0,50	55,72	15,32	56,04	55,99	55,84	55,84
0,51	54,50		54,85	54,79	54,64	54,64
0,52	53,31		53,69	53,63	53,45	53,45
0,53	52,14		52,54	52,48	52,29	52,29
0,54	50,98		51,42	51,35	50,50	51,15
0,55	49,85	10,58	50,32	50,25	49,33	50,02
0,56	48,73		49,24	49,16	48,17	48,92
0,57	47,63		48,18	48,09	47,03	47,83
0,58	46,54		47,14	47,04	45,90	46,75
0,59	45,48		46,11	46,01	44,79	45,70

Продолжение таблицы 4.3

d/b	Значения $Z_0 \sqrt{\epsilon}$, полученные различными авторами					
	Уэллс	Кинг	Фрогель	Ческолым	Махатагра	Лин и Чанг
0,60	44,42	44,42	45,11	45,00	43,69	44,65
0,61	43,38		44,12	44,00	42,59	43,63
0,62	42,35		43,14	43,02	41,51	42,61
0,63	41,34		42,16	42,05	40,44	41,61
0,64	40,33		41,24	41,09	39,38	40,62
0,65	39,34	34,52	40,31	40,15	38,33	39,65
0,66	38,36		39,39	39,23	37,28	38,68
0,67	37,39		38,49	38,32	36,24	37,72
0,68	36,42		37,60	37,42	35,21	36,78
0,69	35,47		36,73	36,53	34,18	35,84
0,70	34,52	25,34	35,87	35,65	33,16	34,91
0,71	34,58		35,02	34,79	32,14	33,99
0,72	33,65		34,18	33,94	31,12	33,08
0,73	31,73		33,35	33,09	30,11	32,17
0,74	30,80		32,53	32,26	29,10	31,27
0,75	29,89	15,32	31,73	31,44	28,09	30,37
0,76	28,98		30,94	30,63	27,08	29,47
0,77	28,07		30,15	29,83	26,05	28,58
0,78	27,16		29,36	29,03	25,06	27,70
0,79	26,26		28,61	28,28	24,04	26,81
0,80	25,35	10,58	27,86	27,47	23,03	25,93
0,81	24,45		27,12	26,71	22,01	25,04
0,82	23,54		26,38	26,05	20,98	24,15
0,83	22,63		25,65	25,19	19,95	23,26
0,84	21,72		24,94	24,45	18,91	22,36
0,85	20,80	5,58	24,23	23,71	17,86	21,46
0,86	19,87		23,52	22,98	16,81	20,55
0,87	18,93		22,83	22,25	15,74	19,63
0,88	17,98		22,15	21,53	14,66	18,70
0,89	17,01		21,47	20,82	13,57	17,75
0,90	16,03	5,58	20,80	20,11	12,46	16,78
0,91	15,02		20,14	19,40	11,33	15,78
0,92	13,98		19,48	18,71	10,19	14,75
0,93	12,90		18,83	18,01	9,02	13,68
0,94	11,77		18,19	17,32	7,83	12,56
0,95	10,58	4,17	17,56	16,63	6,62	11,37
0,96	9,29		16,93	15,95	5,37	10,09
0,97	7,87		16,31	15,27	4,09	8,66
0,98	6,24		15,69	14,59	2,77	7,02
0,99	4,17		15,08	13,91	1,41	4,92

в) Анализ Вули и Эдгрета [4.11]. Эти авторы использовали конформные преобразования для вывода хотя и приближенной, но вполне точной формулы волнового сопротивления неэкранированной плоской линии:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \{ X \ln(\operatorname{ctg} \pi d/4b) + XY (\operatorname{cth} \pi d/4b) \}, \quad (4.4.3)$$

где $X = \frac{1}{1+Y}$,

$$Y = \left\{ \frac{\operatorname{tg}^4(\pi d/4b) - 1}{\operatorname{th}^4(\pi d/4b) - 1} \right\} \frac{\operatorname{th}^2(\pi d/4b)}{\operatorname{tg}^2(\pi d/4b)}. \quad (4.4.4)$$

Следует заметить, что для малых значений d/b эта довольно сложная формула упрощается до простой формы, предложенной Френкелем [ур-ние (4.4.2)].

г) Анализ Уилера [4.12]. Результаты анализа Уилера дают формулу, которая, возможно, является наиболее точной из предложенных (ошибка меньше, чем 0,00002%) и в то же время имеет сравнительно простую форму, позволяющую легко получить численные значения. Формула имеет вид

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \left\{ \ln \frac{(V\bar{X} + Y\bar{Y})}{V\bar{X} - Y} - \frac{R^4}{30} + 0,014R^6 \right\}, \quad (4.4.5)$$

где $X = 1 + 2 \operatorname{sh}^2 R$; $Y = 1 - 2 \sin^2 R$; $R = (\pi/4)(d/b)$.

Величины, рассчитанные по ф-ле (4.4.5), даны в табл. 4.3 для сравнения вместе с результатами анализов других авторов. Графическое представление дается на рис. 4.5.

д) Анализ Чисольма [4.14]. Был использован вариационный метод для получения выражения для волнового сопротивления желобковой линии (см. § 4.5), которая состоит из круглого цилиндра, расположенного внутри и параллельно стенкам полубесконечного прямоугольного желоба. Плоская линия является частным случаем этой линии при удалении дна желоба в бесконечность. Анализ является чрезвычайно общим для случая, когда цилиндр расположен несимметрично между тремя стенками желоба. Поэтому результирующие формулы чрезвычайно сложны. Однако для случая симметричной плоской линии они делаются значительно более простыми. Окончательная формула для волнового сопротивления имеет вид

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \left\{ \ln \left(\frac{4b}{\pi d} \right) - \frac{0,01346 (d/b)^4}{1 - 0,355125 (d/b)^4} \right\}. \quad (4.4.6)$$

Следует заметить, что первый член в этом выражении такой же, как в выражении Френкеля, а второй член стремится к нулю при малых значениях d/b .

е) Анализ Махалатра [4.15]. Махалатра использовал конформное преобразование для преобразования поперечного сечения плоской линии в поперечное сечение коаксиальной линии с эллиптическим центральным проводником. Предварительно [4.16] он дал приближенное выражение для волнового сопротивления такой коакси-

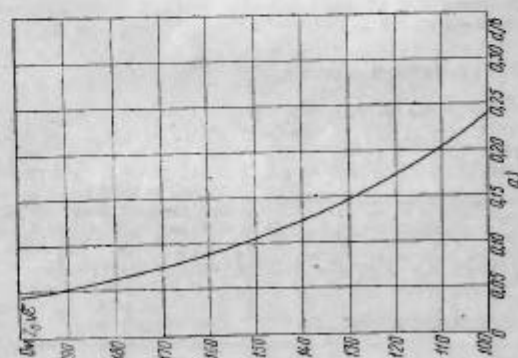
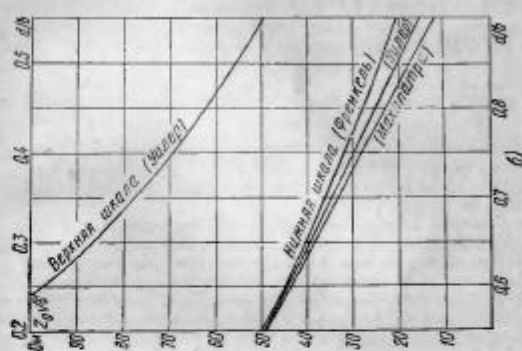


Рис. 4.5. Волновое сопротивление неэкранированной плоской линии: а — $d/b < 0,25$; б — $d/b > 0,25$.

альной линии и отсюда вывел формулу, применимую к незкранированной плоской линии, которая в некоторых отношениях напоминает формулу Уилера [у-ние (4.4.5)]:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \ln \left\{ \frac{1 + \sqrt{1 - (\lg^2 R - \text{th}^2 R)}}{\lg R + \text{th} R} \right\}, \quad (4.4.7)$$

где $R = \frac{\pi d}{4b}$.

Утверждается, что формула фактически точна для $d/b < 0,6$, но что ошибка быстро возрастает для $d/b > 0,75$. Это подтверждается результатами, приведенными в табл. 4.3 (колонка 6), которые были вычислены из у-ния (4.4.7).

ж) Анализ Лина и Чанга [4.8]. Об исследовании этими авторами плоской линии с прямоугольным экраном уже было сказано в § 4.2. Как видно из рис. 4.2, если боковые стенки удалены в бесконечность, то получается незкранированная конструкция, рассматриваемая здесь. Следовательно, анализ Лина и Чанга должен давать вполне точные данные для незкранированной плоской линии при больших значениях W/b , о чем и свидетельствуют результаты, приведенные в последней колонке табл. 4.3, которые вычислены нахождением среднего геометрического выражений (4.3.1) и (4.3.2) при $W/b = 5$. То, что эта величина W/b действительно велика, можно увидеть при сравнении с данными в табл. 4.1 для $W/b = 3$.

Простая формула Уилера (4.4.5) дает результаты, которые являются фактически точными для практического использования. Они приведены во второй колонке табл. 4.3.

4.5. «Желобковая» линия

Это довольно необычное сочетание круглого и прямоугольного проводников (рис. 4.6) не вызывает такого интереса, как конструкции, рассмотренные ранее в этой главе. Но эта линия имеет некоторое практическое значение для конструирования измерительных

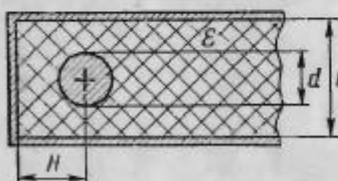


Рис. 4.6. Поперечное сечение желобковой линии

желобках может быть использована для вывода формулы, которая является самой ранней из известных формул волнового сопротивления желобковой линии.

Френкель вывел формулу для волнового сопротивления двух проводников с нечетной формой колебаний, т. е. имеющих противоположные полярности по отношению к земле и симметрично расположенных внутри прямоугольной коробки. При таком возбуждении, очевидно, можно ввести электрическую стенку посередине между двумя проводниками, перпендикулярно к линии, соединяющей их центры, без какого-либо нарушения конфигурации электрического поля. Если теперь боковые стенки коробки удалить в бесконечность, получим желобковую линию плюс ее зеркальное изображение или две уже упоминавшиеся спаренные плоские незкранированные линии. В любом случае деление пополам соответствующей величины волнового сопротивления дает соответствующий результат для желобковой линии с одним проводником. Эта модификация уравнения Френкеля [4.4] приводит к следующему результату:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \ln \left\{ \frac{4b}{\pi d} \text{th} \left(\frac{\pi h}{b} \right) \right\} \quad (4.5.1)$$

Формула (4.5.1) была использована Уилером [4.9] при подготовке набора кривых волнового сопротивления фидерной линии.

Весьма общий анализ желобковой линии был дан Чисольмом [4.14], использовавшим вариационный метод для вывода выражения для расчета волнового сопротивления конструкции, в которой расположение цилиндрического проводника не ограничено центрально-симметричной позицией. Это выражение имеет определенную ценность при определении эффектов конструктивных допусков. Однако соответствующие формулы крайне сложны и неудобны и поэтому не будут здесь воспроизведены. Ограничимся приведением более простого выражения для волнового сопротивления симметричной желобковой линии [4.14]:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \ln \left\{ \frac{4b}{\pi d} \text{th} \left(\frac{\pi h}{b} \right) \right\} + F \left(\frac{d}{b}, \frac{h}{b} \right). \quad (4.5.2)$$

Здесь

$$F \left(\frac{d}{b}, \frac{h}{b} \right) = 376,687 R^2 \frac{(N_1 + N_2 R^2 + N_3 R^4)}{1 + D_1 R^2 + D_2 R^4 + D_3 R^6}, \quad (4.5.3)$$

где $R = d/b$, а N_j и D_j ($j=1, 2, 3$) — числовые коэффициенты. Они были вычислены Чисольмом для большинства практических случаев и приводятся в табл. 4.4а. В табл. 4.4б приводятся для сравнения результаты, вычисленные по ф-лам Френкеля и Чисольма.

Таблица 4.4а
ЗНАЧЕНИЯ ЧИСЛОВЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ДЛЯ РАСЧЕТА ВОЛНОВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ЖЕЛОБКОВЫХ ЛИНИЙ ПО ФОРМУЛЕ ЧИСОЛЬМА

h/b	N _j при различных значениях f			D _j при различных значениях f		
	1	2	3	1	2	3
0,25	-0,2966	-0,7312	+0,680	-6,321	-54,90	+174,8
0,50	-0,01177	-0,04932	+0,3353	-2,503	-10,11	+21,58
0,75	-0,0005068	-0,1714	+0,3220	-1,822	-6,559	+11,80
∞	0	-0,2153	0	0	-5,682	0

Таблица 4.46

СРАВНИТЕЛЬНАЯ ТАБЛИЦА, ДАЮЩАЯ ВЕЛИЧИНЫ ВОЛНОВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ, ВЫЧИСЛЕННЫЕ ПО ФОРМУЛАМ ФРЭНКЕЛЯ И ЧИСЛОМ

d/b	Значения $Z_0 \sqrt{\epsilon}$, полученные различными авторами при разных значениях h/b							
	1/4		1/2		3/4		∞	
	Френкель	Числом	Френкель	Числом	Френкель	Числом	Френкель	Числом
0,05	168,79	168,72	188,90	188,89	193,01	193,01	194,08	194,08
0,06	157,86	157,76	177,97	177,96	182,07	182,07	183,15	183,15
0,07	148,62	148,48	168,73	168,72	172,83	172,83	173,91	173,91
0,08	140,61	140,43	160,72	160,71	164,83	164,83	165,90	165,90
0,09	133,55	133,32	153,66	153,65	157,77	157,77	158,84	158,84
0,10	127,23	126,95	147,34	147,33	151,45	151,45	152,53	152,53
0,11	121,52	121,17	141,63	141,61	145,74	145,73	146,81	146,81
0,12	116,30	115,89	136,41	136,40	140,52	140,52	141,60	141,60
0,13	111,50	111,01	131,61	131,59	135,72	135,72	136,80	136,80
0,14	107,06	106,49	127,17	127,15	131,28	131,27	132,35	132,35
0,15	102,92	102,26	123,03	123,01	127,14	127,14	128,22	128,22
0,16	99,05	98,30	119,16	119,13	123,27	123,27	124,35	124,35
0,17	95,42	94,56	115,53	115,50	119,64	119,63	120,71	120,71
0,18	91,99	91,02	112,10	112,07	116,21	116,20	117,29	117,28
0,19	88,75	87,66	108,86	108,82	112,97	112,96	114,05	114,04
0,20	85,68	84,45	105,79	105,74	109,89	109,89	110,97	110,96
0,21	82,75	81,39	102,86	102,81	106,97	106,96	108,05	108,04
0,22	79,96	78,45	100,07	100,01	104,18	104,17	105,26	105,25
0,23	77,30	75,62	97,41	97,34	101,52	101,50	102,59	102,58
0,24	74,75	72,90	94,86	94,79	98,96	98,95	100,04	100,02
0,25	72,30	70,27	92,41	92,33	96,52	96,50	97,59	97,57
0,26	69,95	67,73	90,06	89,97	94,16	94,14	95,24	95,22
0,27	67,69	65,26	87,79	87,70	91,90	91,88	92,98	92,95
0,28	65,50	62,85	85,61	85,52	89,72	89,69	90,80	90,77
0,29	63,40	60,51	83,51	83,40	87,62	87,59	88,70	88,66
0,30	61,37	58,22	81,48	81,36	85,59	85,55	86,66	86,62
0,31	59,40	55,99	79,51	79,39	83,62	83,58	84,70	84,65
0,32	57,50	53,79	77,61	77,48	81,72	81,67	82,79	82,74
0,33	55,65	51,63	75,76	75,62	79,87	79,82	80,95	80,89
0,34	53,86	49,51	73,97	73,82	78,08	78,02	79,16	79,09
0,35	52,13	47,41	72,24	72,07	76,34	76,28	77,42	77,34
0,36	50,44	45,33	70,56	70,37	74,66	74,58	75,73	75,65
0,37	48,80	43,27	68,90	68,72	73,01	72,93	74,09	73,99
0,38	47,20	41,21	67,31	67,11	71,41	71,32	72,49	72,38
0,39	45,64	39,16	65,75	65,54	69,86	69,75	70,93	70,82
0,40	44,12	37,11	64,23	64,01	68,34	68,23	69,42	69,28
0,41	42,64	35,05	62,75	62,51	66,86	66,73	67,94	67,79
0,42	41,20	32,90	61,31	61,05	65,41	65,28	66,49	66,33
0,43	39,79	30,85	59,92	59,63	64,00	63,85	65,08	64,90
0,44	38,41	28,70	58,52	58,23	62,62	62,46	63,70	63,51
0,45	37,06	26,49	57,17	56,87	61,28	61,10	62,35	62,14
0,46	35,74	24,22	55,85	55,53	59,96	59,76	61,04	60,81
0,47	34,45	21,86	54,56	54,23	58,67	58,46	59,75	59,50
0,48	33,19	19,39	53,30	52,95	57,41	57,18	58,49	58,21
0,49	31,95	16,77	52,06	51,69	56,17	55,92	57,25	56,95
0,50	30,74		50,85	50,46	54,90	54,69	56,04	55,71
0,51	29,56		49,67	49,25	53,77	53,48	54,85	54,50
0,52	28,39		48,50	48,06	52,61	52,29	53,69	53,31

«Желобовая» линия

Продолжение таблицы 4.46

d/b	Значения $Z_0 \sqrt{\epsilon}$, полученные различными авторами при разных значениях h/b							
	1/4		1/2		2/4		∞	
	Френкель	Числом	Френкель	Числом	Френкель	Числом	Френкель	Числом
0,53	27,25		47,36	46,90	51,47	51,12	52,54	52,13
0,54	26,13		46,24	45,76	50,35	49,98	51,42	50,98
0,55	25,03		45,14	44,63	49,25	48,85	50,32	49,84
0,56	23,96		44,06	43,53	48,17	47,74	49,24	48,73
0,57	22,89		43,00	42,44	47,11	46,64	48,18	47,63
0,58	21,85		41,95	41,37	46,06	45,57	47,14	46,54
0,59	20,82		40,93	40,31	45,04	44,51	46,11	45,47
0,60	19,81		39,92	39,28	44,03	43,46	45,11	44,42
0,61	18,82		38,93	38,26	43,04	42,43	44,12	43,38
0,62	17,85		37,96	37,25	42,06	41,41	43,14	42,35
0,63	16,89		37,00	36,26	41,11	40,41	42,18	41,34
0,64	15,94		36,05	35,28	40,16	39,41	41,24	40,33
0,65	15,01		35,12	34,31	39,23	38,43	40,31	39,34
0,66	14,10		34,21	33,36	38,32	37,46	39,39	38,36
0,67	13,20		33,31	32,42	37,41	36,51	38,49	37,39
0,68	12,31		32,42	31,49	36,53	35,56	37,60	36,43
0,69	11,43		31,54	30,57	35,65	34,62	36,73	35,48
0,70	10,57		30,68	29,67	34,79	33,68	35,87	34,54
0,71	9,72		29,83	28,77	33,94	32,77	35,02	33,60
0,72	8,88		28,99	27,89	33,10	31,86	34,18	32,67
0,73	8,06		28,17	27,01	32,27	30,95	33,35	31,75
0,74	7,24		27,35	26,14	31,46	30,06	32,53	30,83
0,75	6,44		26,54	25,29	30,65	29,16	31,73	29,92
0,76	5,64		25,75	24,44	29,86	28,27	30,94	29,02
0,77	4,86		24,97	23,60	29,07	27,39	30,15	28,12
0,78	4,08		24,19	22,76	28,30	26,51	29,38	27,22
0,79	3,32		23,43	21,94	27,54	25,64	28,61	26,32
0,80	2,57		22,68	21,12	26,78	24,77	27,86	25,43
0,81	1,82		21,93	20,31	26,04	23,90	27,12	24,54
0,82	1,09		21,20	19,50	25,30	23,03	26,38	23,65
0,83	0,36		20,47	18,70	24,58	22,17	25,65	22,76
0,84			19,75	17,91	23,86	21,30	24,94	21,87
0,85			19,04	17,12	23,15	20,44	24,23	20,98
0,86			18,34	16,34	22,45	19,57	23,52	20,08
0,87			17,65	15,56	21,75	18,70	22,83	19,19
0,88			16,96	14,78	21,07	17,83	22,15	18,28
0,89			16,28	14,01	20,39	16,95	21,47	17,38
0,90			15,61	13,24	19,72	16,07	20,80	16,49
0,91			14,95	12,48	19,06	15,18	20,14	15,54
0,92			14,30	11,72	18,40	14,28	19,48	14,61
0,93			13,65	10,95	17,76	13,38	18,83	13,67
0,94			13,01	10,19	17,11	12,46	18,19	12,72

4.6. Коаксиальная полосковая линия

Как отмечалось во введении к этой главе (§ 4.1), эта конструкция (рис. 4.7), хотя и представляет собой возможную форму СВЧ фидерной линии, по сведениям автора, не имеет какого-либо практического применения и включена сюда, главным образом, для завершенности, так как она является предельным случаем одной из микрополосковых линий с подвешенной подложкой, рассмотренной в разд. 3 (§ 3.7.2). Она получается уменьшением толщины подложки до нуля и, следовательно, заполнением линии единым однородным диэлектриком с диэлектрической постоянной ϵ , что приводит к конструкции, показанной на рис. 4.7. Прямой анализ с конформным преобразованием приводит к следующей формуле для волнового сопротивления:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 94,172 \frac{K'(x)}{K(x)}, \quad (4.6.1)$$

где

$$x = \frac{2(W/b)}{1 + (W/b)^2}. \quad (4.6.2)$$

Подобный, хотя и не идентичный результат, может быть получен из ур-ний (3.7.1), (3.7.3) и (3.7.4) при выполнении предельного перехода к нулевой толщине подложки ($h=0$) и к одному диэлектрику ($\epsilon'=\epsilon$). Таким образом получается формула

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 188,344 \frac{K'(k)}{K(k)}, \quad (4.6.3)$$

где

$$(1 - k^2)^{1/2} = \frac{(1 - W/b)^2}{(1 + W/b)^2}. \quad (4.6.4)$$

Хотя эти формулы и отличаются от двух предшествующих, подстановка численных данных показывает, что они дают фактически одинаковый результат.

Как часть более общего анализа эта линия была рассмотрена Бойдом [4.21]. Простыми алгебраическими преобразованиями соответствующих формул может быть показано, что формулы Бойда идентичны ур-ниям (4.6.1) и (4.6.2). График зависимости $Z_0 \sqrt{\epsilon}$ от W/b дан на рис. 4.8. Он построен по данным табл. 4.5.

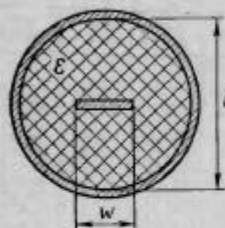


Рис. 4.7. Поперечное сечение коаксиальной полосковой линии

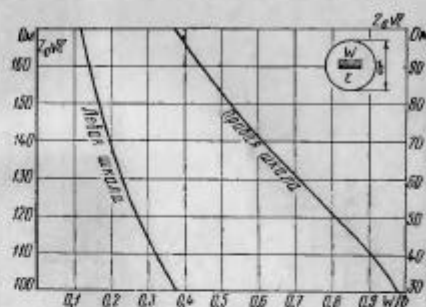


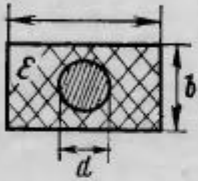
Рис. 4.8. Волновое сопротивление коаксиальной полосковой линии

Таблица 4.5

ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ КОАКСИАЛЬНОЙ ПОЛОСКОВОЙ ЛИНИИ КАК ФУНКЦИЯ ЕЕ ПАРАМЕТРОВ

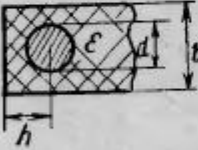
W/b	$Z_0 \sqrt{\epsilon}$	W/b	$Z_0 \sqrt{\epsilon}$	W/b	$Z_0 \sqrt{\epsilon}$	W/b	$Z_0 \sqrt{\epsilon}$
0.05	221.15	0.30	113.67	0.55	76.69	0.80	51.24
0.06	210.22	0.31	111.70	0.56	75.55	0.81	50.27
0.07	200.98	0.32	109.79	0.57	74.43	0.82	49.26
0.08	192.98	0.33	107.93	0.58	73.33	0.83	48.29
0.09	185.92	0.34	106.13	0.59	72.24	0.84	47.29
0.10	179.60	0.35	104.38	0.60	71.16	0.85	46.27
0.11	173.88	0.36	102.68	0.61	70.09	0.86	45.25
0.12	168.67	0.37	101.02	0.62	69.04	0.87	44.20
0.13	163.67	0.38	99.41	0.63	68.00	0.88	43.14
0.14	159.42	0.39	97.83	0.64	66.97	0.89	42.05
0.15	155.29	0.40	96.29	0.65	65.94	0.90	40.93
0.16	151.42	0.41	94.79	0.66	64.93	0.91	39.77
0.17	147.78	0.42	93.33	0.67	63.93	0.92	38.57
0.18	144.35	0.43	91.89	0.68	62.93	0.93	37.32
0.19	141.11	0.44	90.49	0.69	61.94	0.94	36.00
0.20	138.03	0.45	89.12	0.70	60.95		
0.21	135.10	0.46	87.77	0.71	59.97		
0.22	132.31	0.47	86.45	0.72	59.00		
0.23	129.64	0.48	85.15	0.73	58.02		
0.24	127.09	0.49	83.88	0.74	57.05		
0.25	124.64	0.50	82.63	0.75	56.09		
0.26	122.28	0.51	81.40	0.76	55.13		
0.27	120.01	0.52	80.20	0.77	54.16		
0.28	117.83	0.53	79.01	0.78	53.19		
0.29	115.71	0.54	77.84	0.79	52.22		

Таблица 4.6
СВОДКА ПОЛЕЗНЫХ ФОРМУЛ

Конструкция	Формулы для $\frac{Z_0 \sqrt{\epsilon}}{59,952}$	Пределы точности	Номер формулы в тексте
	$\ln (1,0787 b/d)$	Точна для $d/b < 0,65$ 1 — 5% для $d/b < 0,8$	(4.2,3)
	Неизвестна: см. табл. 4.1		
	$\ln (4b/\pi d)$	В пределах 1% для $d/b < 0,55$; в пределах 5% для $d/b < 0,75$	(4.4.2)
	$\ln \left(\frac{\sqrt{X} + \sqrt{Y}}{\sqrt{X} - \sqrt{Y}} \right) - \frac{R^4}{30} + 0,014 R^4$ где $X = 1 + 2 \sin^2 R$ $Y = 1 - 2 \sin^2 R$ $R = (\pi d/4b)$	Фактически точна	(4.4.5)

4. Фидерные линии, использующие проводники

Продолжение таблицы 4.6

Конструкция	Формулы для $\frac{Z_0 \sqrt{\epsilon}}{59,952}$	Пределы точности	Номер формулы в тексте
	$\ln \left(\frac{4b}{\pi d} \operatorname{tgh} \left(\frac{\pi h}{b} \right) \right)$	Неизвестна. Возможно, очень точна для $d/b < 0,5, h/b < 0,5$	(4.5.1)
	$\frac{\pi}{2} \frac{K'(x)}{K(x)}$ где $x = \frac{2(W/b)}{1 + (W/b)^2}$	Точна для полоски нулевой толщины	(4.6.1) (4.6.2)

Неаксиальная полосковая линия

5. Фидерные линии необычного поперечного сечения

5.1. Введение

В некотором смысле эта глава является «каталогом редкостей», состоящим из описаний фидерных линий, которые нашли применение лишь в слишком необычных или особых случаях или которые никогда в действительности не использовались, но были предложены в качестве возможных. Главная цель представления подобной информации, помимо естественного желания возможно более полно охватить тематику данной книги, заключается в том, чтобы обратить внимание совершенствующегося инженера на ряд идей возможного решения специализированных задач фидерных линий.

Естественно, чем необычнее форма поперечного сечения линии, тем она труднее для анализа. Поэтому данные и информация, представленные в этой главе, в некоторых случаях гораздо менее исчерпывающи и менее точны, чем данные в других главах книги. Тем не менее можно считать, что задача автора будет выполнена, если читатель осознает, что предложенный ему большой ряд необычных типов фидерных линий дает достаточную информацию для того, чтобы он имел возможность провести более подробные исследования тех линий, которые могут быть использованы в отдельных случаях. В противоположность другим главам, которые, как предполагается, в значительной мере послужат источником информации и данных для немедленного использования, эта глава послужит источником идей.

5.2. Эллиптическая коаксиальная линия

Как отмечалось выше (§ 2.1), эллиптическую коаксиальную фидерную линию, со строго логической точки зрения, следовало включить в разд. 2, так как эта линия является наиболее общей коаксиальной фидерной линией, из которой выведены все остальные типы, рассмотренные в разд. 2. Однако так как ее проводники не круглого поперечного сечения и так как она имеет сравнительно ограниченное применение, было сочтено более уместным включить ее в настоящую главу.

Для случая, когда поперечные сечения проводников являются софокусными эллипсами, как показано на рис. 5.1, Смит [5.1] дает в качестве ответа к ряду задач выражение для индуктивности на единицу длины. Используя его для вывода формулы волнового сопротивления, получаем

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \ln \left(\frac{W' + b}{W' + t} \right). \quad (5.2.1)$$

Полный формальный анализ этой конструкции, использующий уравнения Максвелла в софокусных эллиптических координатах, был выполнен Кингом и Уилтсом [5.3] и дает после небольших приближений, требующих асимптотических выражений для бесселевых функций J_n и Y_n , формулу, которая может быть записана в форме, идентичной ур-нию (5.2.1). Заметим, что при $W' \rightarrow b$

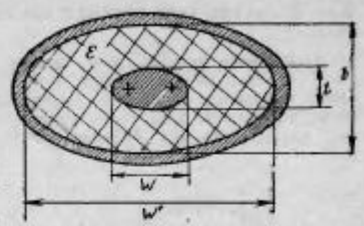


Рис. 5.1. Поперечное сечение эллиптической коаксиальной линии

и $W' \rightarrow t$ это выражение сводится к выражению для простой круглой коаксиальной линии (ур-ние (2.2.2)). В другой задаче Смит [5.2] дает формулу для емкости на единицу длины конструкции, которая может приближенно рассматриваться как предельная форма эллиптической коаксиальной линии, в которой $t=0$. Эта формула может быть использована для вывода следующего выражения для волнового сопротивления этой конструкции:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \operatorname{arc} \operatorname{ch} (W'/W). \quad (5.2.2)$$

Следующим особым случаем эллиптической коаксиальной линии является линия, в которой внешний проводник круглого поперечного сечения. Она была проанализирована Махалатрой [5.4], который дает следующее приближенное выражение для ее волнового сопротивления:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \ln \left(\frac{1 + \sqrt{1 - (W/b)^2 + (t/b)^2}}{(W/b + t/b)} \right). \quad (5.2.3)$$

В общем, величины волнового сопротивления, вычисленные по этому выражению, заметно больше, чем истинные значения. Но Махалатра утверждает, что при

$$\left(\frac{W}{b} \right)^2 - \left(\frac{t}{b} \right)^2 \leq 0,06$$

ошибка меньше 1%.

Примененная выше информация относится целиком к случаю распространения в эллиптической коаксиальной линии ТЕМ-волны. Однако, как и в случае простой круглой коаксиальной линии (разд. 2), при достаточно высоких частотах могут распространяться волны более высоких порядков типов H_{mn} и E_{mn} . Информация об этом имеется в [5.7] и [5.8]. Последний источник, в частности, дает обширные таблицы граничного пропускания волн типов H и E как функции от t/b и от b/W' .

5.3. Частично заполненная коаксиальная линия

Поперечные сечения двух вариантов этой линии показаны на рис. 5.2. Они иногда используются при разработке ступенчатых преобразователей волнового сопротивления. Вариант линии, показанный на рис. 5.2а, более прост для анализа. Его приближенный анализ был дан Ангелакосом [5.5]. Конечно, ни в том, ни

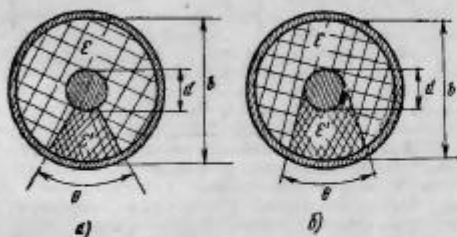


Рис. 5.2. Поперечные сечения двух вариантов частично заполненной коаксиальной линии

в другом типе линии не может распространяться чисто ТЕМ-волна из-за наличия поверхностей раздела диэлектриков, создающих граничные условия, которые не могут удовлетворяться ТЕМ-волной. Однако, как и в предыдущих подобных случаях (например, микрополосковая линия), конфигурация поля может рассматриваться как квазиТЕМ-волна и анализ проводится при этом допущении.

Результат Ангелакоса для конструкции рис. 5.2а может быть записан в следующем виде:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = \frac{59,952 \ln(b/d)}{\sqrt{(8/2\pi) \{(\epsilon'/\epsilon) - 1\} + 1}}. \quad (5.3.1)$$

Конструкция, показанная на рис. 5.2б, была предложена Салливаном и Парксом [5.6] как имеющая преимущества в прочности и легкости. Приближенный анализ [5.6], основанный на выводе общей электростатической емкости конструкции, дает следующее выражение для волнового сопротивления квазиТЕМ-волны:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = \frac{59,952 \ln(b/d)}{\sqrt{(8/2\pi) \{(\epsilon' \ln(b/d))/(\epsilon \ln(c/d) + \epsilon' \ln(b/c)) - 1\} + 1}}, \quad (5.3.2)$$

где

$$c = 2b \sin \frac{\theta}{2} + d; \quad (5.3.2a)$$

ϵ и ϵ' — диэлектрические постоянные диэлектрических сред, показанных на рис. 5.2.

5.4. Коаксиальная линия со щелью

Как и в случае частично заполненной коаксиальной линии, рассмотренной в § 5.3, были предложены два варианта коаксиальной линии со щелью и оба иллюстрируются в поперечном сечении на рис. 5.3. Ни один из вариантов всерьез не предназначался

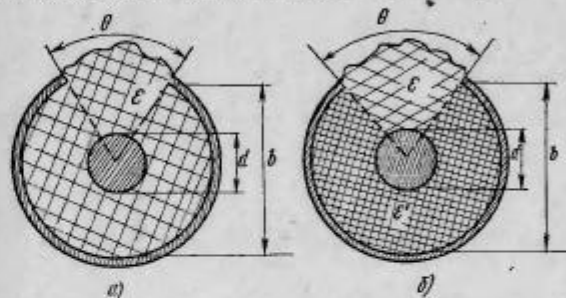


Рис. 5.3. Поперечные сечения двух вариантов коаксиальной линии со щелью

для использования в качестве фидерной линии, т. е. в качестве тракта передачи энергии. Но оба варианта были использованы в разработке симметрирующих трансформаторов, т. е. устройств, осуществляющих переход от симметричной к несимметричной линии, например, от коаксиальной или микрополосковой линии к двухпроводной. В дополнение к этому вариант, показанный на рис. 5.3а, довольно широко используется при конструировании коаксиальной измерительной линии. Точный анализ этой конструкции, приводящий к законченному по форме выражению, по сведениям автора не был дан. Однако Дункан и Минерва [5.9] предложили обширный вариационный анализ этой задачи, который дает довольно сложные, но тем не менее законченные по форме формулы для верхнего и нижнего пределов Z_0 .

Они имеют следующий вид:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \left\{ \ln(b/d) + \frac{8}{(2\pi - \theta)^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin^2(n\theta/2) (1 + \alpha N^2)^2}{n^2 X_n} \right\}, \quad (5.4.1)$$

где

$$\alpha = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} \{N^2 \sin^2(n\theta/2)\} / n^3 X_n}{\sum_{n=1}^{\infty} \{N^2 \sin^2(n\theta/2)\} / n X_n}, \quad (5.4.2)$$

$$N^2 = n^2 / (n^2 - k^2), \quad (5.4.3)$$

$$k = \frac{1}{1 - (\theta/2\pi)}, \quad (5.4.4)$$

$$X_n = 1 + \operatorname{cth}(n \ln b/d), \quad (5.4.5)$$

а d , b , θ определены на рис. 5.3а;
нижний предел

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \frac{\ln(b/d)}{1 - \frac{4}{5} (\theta/2\pi) F(\theta)}, \quad (5.4.6)$$

где

$$\frac{1}{F(\theta)} = \frac{4}{5} \left(\frac{\theta}{2\pi} \right) + \frac{40}{\pi} \ln(b/d) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{X_n}{(b/2)^n} \times \\ \times \left(\frac{A_n \cos(n\theta/2) - B_n \sin(n\theta/2)}{(n\theta/2)^4} \right)^2, \quad (5.4.7)$$

$$A_n = (n\theta/2)^3 - 6(n\theta/2), \quad (5.4.8)$$

$$B_n = 3(n\theta/2)^2 - 6. \quad (5.4.9)$$

Используя измерения, выполненные на аналоге коаксиальной линии со щелью, Дункан и Минерва утверждают, что среднее арифметическое величин верхнего и нижнего предельных значений волновых сопротивлений находится в хорошем совпадении с измеренными результатами. Но поскольку приводятся только три случая измерений (для номинальных сопротивлений коаксиальных линий 50, 60 и 70 Ом), один из которых предположительно неточен, это утверждение кажется отчасти сомнительным. Из результатов, данных в [5.9], создается впечатление, что для практического применения (разрезных коаксиальных линий) должна быть более четкая формулировка, касающаяся точности результатов, а именно:

а) для линий, в которых отношение b/d соответствует стандартной (т. е. без щели) 50-омной линии, находятся почти в точном согласии с измеренными значениями величины, получающиеся из ф-лы (5.4.6);

б) для линий, в которых отношение b/d соответствует 75-омной стандартной коаксиальной линии, почти в точном совпадении с измеренными значениями находятся величины, полученные подсчетом среднего арифметического результатов ур-ний (5.4.1) и (5.4.6). Ввиду возможного интереса исследователей, занимающихся измерениями, результаты, вычисленные, как описано в пп. а и б, сведены в табл. 6.1.

Таблица 5.1

ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ КОАКСИАЛЬНОЙ ЛИНИИ СО ЩЕЛЮЮ, ВЫЧИСЛЕННОЕ ПО ФОРМУЛАМ ДУНКАНА И МИНЕРВЫ ДЛЯ ДВУХ СЛУЧАЕВ, ПРИ КОТОРЫХ ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ КОАКСИАЛЬНЫХ ЛИНИЙ БЕЗ ЩЕЛИ ДОЛЖНО БЫТЬ 50 И 75 ОМ

θ°	Значения $Z_0 \sqrt{\epsilon}$ для двух случаев		θ°	Значения $Z_0 \sqrt{\epsilon}$ для двух случаев	
	50 Ом	75 Ом		50 Ом	75 Ом
10	50,06	75,09	180	66,98	94,72
20	50,22	75,32	190	69,08	97,58
30	50,49	75,67	200	71,38	100,13
40	50,87	76,15	210	73,90	103,10
50	51,35	76,76	220	76,67	106,38
60	51,92	77,45	230	79,68	109,98
70	52,62	78,35	240	83,03	114,11
80	53,37	79,27	250	86,77	118,42
90	54,24	80,21	260	90,94	123,39
100	55,21	81,53	270	95,66	128,87
110	56,29	82,83	280	101,51	135,47
120	57,44	83,81	290	107,20	142,78
130	58,73	85,71	300	114,16	150,93
140	60,18	87,35	310	122,71	161,21
150	61,62	89,01	320	132,42	172,96
160	63,25	90,85	330	144,82	188,16
170	65,04	92,95	340	160,50	208,09

Двухдиэлектрический вариант коаксиальной линии со щелью, показанный на рис. 5.3б, был первоначально предложен Хатсуда и Мацумото [5.10] в качестве возможного широкополосного преобразователя от стандартной коаксиальной линии к плоскопараллельным или микрополосковым фидерным линиям. Наличие поверхностей раздела диэлектриков приводит к усложненным граничным условиям. Поэтому не известны аналитические выражения для характеристик линии. Хатсуда и Мацумото использовали релаксационные методы в сочетании с конформным преобразованием из цилиндрических в прямоугольные координаты, чтобы рассчитать численно волновое сопротивление и скорость распространения. Для частных случаев $\epsilon'/\epsilon = 1$, 2,26 и 5,0 они графически представлены в [5.10] и в [5.11]; последняя работа дает более подробное описание метода вычисления. Результаты были экспериментально проверены для случаев $\epsilon'/\epsilon = 2,26$ и $\theta = \pi/4$; $\pi/2$; $3\pi/4$ и показано их точное соответствие с вычислениями.

5.5. Разрезная коаксиальная линия

Из вида поперечного сечения, показанного на рис. 5.4, видно, что эта конструкция может считаться модификацией линии, рассмотренных в двух предыдущих параграфах настоящей главы. Ее анализ отчасти усложнен тем фактом, что большая симметрия этой конструкции допускает распространение двух различных типов волн, конфигурация электрических полей которых схематически показана на рис. 5.5. Распределение на рис. 5.5а характеризует возмущенную волну коаксиальной линии, что и представляет наибольший интерес в данном контексте, тогда как распределение на рис. 5.5б, иллюстрирующее процесс излучения через щель фидерной линии, наиболее интересно для специалистов-антенщиков. Коллина выводит довольно сложные выражения для верхнего и нижнего пределов волнового сопротивления и считает, что их среднее арифметическое дает близкое приближение к истинному значению волнового сопротивления. Хотя указанное приближение не представляет большого

Рис. 5.4. Поперечное сечение разрезной коаксиальной линии

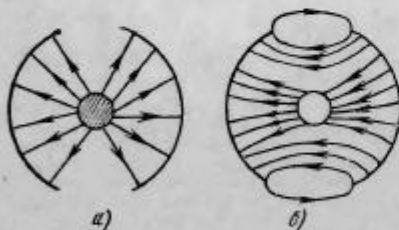


Рис. 5.5. Распределение электрических полей, соответствующие двум формам распространения ТЕМ-волн в разрезной коаксиальной линии

интереса в данном изложении, но для справочных целей формулы Коллина даны ниже.

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 59,952 \frac{32}{(\pi - \theta)^2} \sum_{n=1, 3, 5, \dots}^{\infty} \frac{\cos^2(n\theta/2) (1 + \alpha N^2)^2}{n^3 X_n}, \quad (5.5.1)$$

где

$$\alpha = \frac{\sum_{n=1, 3, 5, \dots}^{\infty} \{N^2 \cos^2(n\theta/2)\}/n^3 X_n}{\sum_{n=1, 3, 5, \dots}^{\infty} \{N^2 \cos^2(n\theta/2)\}/n^3 X_n}, \quad (5.5.2)$$

$$N^2 = n^2/(n^2 - k^2); \quad (5.5.3)$$

$$k = \frac{2}{1 - (\theta/\pi)}; \quad (5.5.4)$$

$$X_n = 1 + \operatorname{cth}(n \ln b/d). \quad (5.5.5)$$

Отметим очень близкое сходство ур-ний (5.5.1) — (5.5.5) с ур-ниями (5.4.1) — (5.4.5), которые относятся к коаксиальной линии со щелью:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = \frac{296}{1,5 - \ln(\theta/2) + 4S(\theta)}, \quad (5.5.6)$$

где

$$S(\theta) = \sum_{n=1, 3, 5, \dots}^{\infty} \frac{(X_n - 2) \sin^2(n\theta/2)}{n^3 \theta^2}. \quad (5.5.7)$$

Более подробный анализ разрезной коаксиальной линии при $t=0$ дается в [5.13]. Он содержит аналитические выражения для обоих возможных типов распространяющихся волн. Для квази-ТЕМ-волны, представляющей интерес, формулы в [5.13] очень сложны. При использовании некоторых допущений можно сделать определенные упрощения, которые, как установлено, являются обоснованными в большинстве случаев, представляющих интерес; результирующие формулы остаются довольно громоздкими. Волновое сопротивление дается в виде

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = 94,172 \frac{K(k)}{K'(k)}, \quad (5.5.8)$$

где

$$k = \sqrt{\alpha}, \quad (5.5.9)$$

а K и K' являются полными эллиптическими интегралами, определенными и табулированными в § 3.2. Эти формулы по виду достаточно просты. Однако Z_0 сложно связано с размерами линии и углом щели θ через α , и, как это будет видно из дальнейшего, процедура расчета получается весьма громоздкой.

Выберем определенные значения для $\alpha (\leq 1)$ и для b/d , подставим их в следующее выражение и решим его относительно γ :

$$\gamma - \left[\ln(b/d) - \frac{\pi}{2} \frac{K(k)}{K'(k)} \right] + \sqrt{\gamma} E(k) + \frac{\pi}{2} (1 + \alpha) \frac{K(k)}{K'(k)} - \ln(b/d) = 0. \quad (5.5.10)$$

Затем подставим значения α и γ в следующее выражение и решим его относительно β :

$$\left(\frac{1+\beta}{\gamma+\beta} \right) K'(k) = \frac{\pi}{2\sqrt{\gamma}}. \quad (5.5.11)$$

В заключение θ может быть вычислено из формулы

$$\pi - \theta = \frac{2\alpha\sqrt{\gamma}}{\gamma+\beta} \left\{ \frac{(\beta+\alpha)}{\alpha} F(\varphi, k') - \frac{(\gamma+\beta)}{\gamma} \times \right. \\ \left. \times \Pi(\varphi - 1, k') \right\}, \quad (5.5.12)$$

где F и Π являются соответственно неполными эллиптическими интегралами 1 и 3-го родов;

$$\varphi = \arcsin \sqrt{\frac{\beta}{\alpha+\beta}}. \quad (5.5.13)$$

В дальнейшем анализ разрезной коаксиальной линии был проведен Кого [5.14]. Им дается несколько графиков Z_0 в зависимости от θ для внешнего проводника конечной толщины ($t \neq 0$), а частности, для $t/b = 0,1; 0,5$ и $1,0$, относящихся к случаям, когда коаксиальная линия без щелей имела бы волновое сопротивление 15, 25, 50 Ом соответственно. Приводятся экспериментальные результаты, которые вполне подтверждают точность теоретических кривых. Кого утверждает, что для $t=0$ его результаты согласуются с результатами [5.13].

5.6. Многоугольная коаксиальная линия

5.6.1. Многоугольная коаксиальная линия с цилиндрическим центральным проводником

Правильные многоугольные коаксиальные линии с внутренним проводником цилиндрической формы образуют довольно общий класс возможных фидерных линий, два частных случая из которых уже встречались в этой книге: плоская линия с квадратным экраном в § 4.2 (правильный N -угольник с $N=4$) и обычная коаксиальная линия в § 2.2 (которая может рассматриваться как правильный N -угольник с $N=\infty$). Кроме этих случаев, трудно представить себе, что многоугольная линия может иметь практи-

ческое значение, исключая, возможно, применение при преобразовании волнового сопротивления или в системе, требующей высокой плотности упаковки множества фидерных линий. В последнем случае может оказаться полезной треугольная ($N=3$) или шестиугольная ($N=6$) линия. Шестиугольный вариант показан в поперечном сечении на рис. 5.6.

Общий случай был проанализирован Сешагири [5.15; 5.16], который использовал новый подход, названный им «принципом неизменной деформации при наименее нагруженной площади». Как и следовало ожидать, окончательные формулы довольно сложны и громоздки. Они требуют для расчетов применения ЭВМ. Как показано сравнением результатов для $N=4$ (т. е. для плоской линии с квадратным экраном) с уже известными результатами других анализов (§ 4.2), метод является весьма точным. В табл. 5.2 приводятся величины $Z_0 \sqrt{\epsilon}$ в функции от параметров линии, вычисленные по формулам Сешагири для случая от $N=3$ до $N=6$. Параметр d/b представляет собой отношение диаметра центрального проводника к диаметру окружности, вписанной в многоугольник.

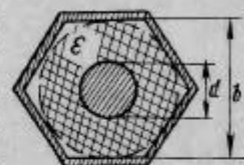


Рис. 5.6. Многоугольная коаксиальная линия с цилиндрическим центральным проводником

5.6.2. Многоугольная коаксиальная линия с многоугольным центральным проводником

Как и в предыдущем случае многоугольной линии, трудно указать практические применения данного типа линии, исключая частный случай $N=4$, т. е. квадратную коаксиальную линию, уже встречавшуюся в § 3.3. Вероятно, можно было бы доказать, что обычная коаксиальная линия (§ 2.2) является в большей степени частным случаем многоугольной линии, чем линии, описанные выше в подпараграфе 5.6.1, учитывая указанный процесс предельного перехода к $N=\infty$. Наиболее вероятной областью практического применения этих типов линий является разработка особых преобразователей волнового сопротивления. Имея это в виду, Грин [5.17] дал численный и полуаналитический выводы выражений для волнового сопротивления.

Полная емкость на единицу длины может быть вычислена при допущении, что углы многоугольника (вернее, емкость углов) могут быть рассмотрены изолированно от остальной конструкции. Грин приводит формулу, выведенную на основе преобразования Шварца—Кристоффеля [18], которая может быть использована для получения следующего выражения для волнового сопротивления:

$$Z_0 \sqrt{\epsilon} = \frac{188,344 (b/d - 1)}{N (\lg(\pi/N) + (b/d - 1) X)}, \quad (5.6.1)$$

Таблица 5.2

ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ МНОГОУГОЛЬНОЙ КОАКСИАЛЬНОЙ ЛИНИИ С ЦИЛИНДРИЧЕСКИМ ЦЕНТРАЛЬНЫМ ПРОВОДНИКОМ, ВЫЧИСЛЕННОЕ ПО ФОРМУЛАМ СЕШАГИРИ [5,15; 5,16] ДЛЯ $N = 3, 4, 5, 6$

d/b	$Z_0 \sqrt{\epsilon}$ при различных значениях N				d/b	$Z_0 \sqrt{\epsilon}$ при различных значениях N			
	3	4	5	6		3	4	5	6
0,05	184,32	183,28	182,58	181,64	0,50	46,24	44,95	44,30	43,43
0,06	173,35	172,31	171,62	170,69	0,51	45,08	43,77	43,12	42,25
0,07	164,07	163,04	162,36	161,63	0,52	43,93	42,61	41,96	41,08
0,08	156,02	155,01	154,34	153,42	0,5	42,82	41,48	40,82	39,93
0,09	148,93	147,92	147,26	146,34	0,54	41,72	40,37	39,71	38,83
0,10	142,58	141,58	140,92	140,01	0,55	40,64	39,28	38,61	37,73
0,11	136,84	135,85	135,20	134,29	0,56	39,59	38,21	37,54	36,65
0,12	131,60	130,61	129,97	129,06	0,57	38,55	37,16	36,48	35,60
0,13	126,78	125,79	125,15	124,26	0,58	37,53	36,12	35,44	34,56
0,14	122,32	121,33	120,70	119,80	0,59	36,53	35,11	34,42	33,54
0,15	118,16	117,18	116,55	115,66	0,60	35,55	34,11	33,42	32,53
0,16	114,28	113,30	112,67	111,78	0,61	34,58	33,13	32,44	31,55
0,17	110,63	109,65	109,03	108,14	0,62	33,63	32,18	31,47	30,58
0,18	107,19	106,21	105,59	104,71	0,63	32,69	31,22	30,52	29,62
0,19	103,94	102,96	102,34	101,46	0,64	31,77	30,28	29,58	28,68
0,20	100,86	99,87	99,26	98,38	0,65	30,86	29,36	28,65	27,76
0,21	97,93	96,94	96,33	95,45	0,66	29,97	28,46	27,74	26,85
0,22	95,13	94,14	93,53	92,66	0,67	29,09	27,56	26,85	25,95
0,23	92,47	91,47	90,86	89,99	0,68	28,22	26,69	25,97	25,07
0,24	89,91	88,91	88,30	87,43	0,69	27,36	25,82	25,10	24,20
0,25	87,46	86,45	85,85	84,98	0,70	26,52	24,97	24,24	23,34
0,26	85,11	84,10	83,50	82,63	0,71	25,69	24,12	23,39	22,49
0,27	82,85	81,83	81,23	80,36	0,72	24,86	23,29	22,55	21,66
0,28	80,68	79,65	79,05	78,18	0,73	24,05	22,47	21,74	20,84
0,29	78,58	77,54	76,94	76,08	0,74	23,25	21,66	20,93	20,02
0,30	76,55	75,50	74,91	74,04	0,75	22,45	20,86	20,13	19,22
0,31	74,59	73,54	72,94	72,07	0,76	21,66	20,07	19,33	18,43
0,32	72,70	71,63	71,03	70,17	0,77	20,89	19,29	18,55	17,65
0,33	70,86	69,79	69,19	68,32	0,78	20,12	18,52	17,78	16,88
0,34	69,08	68,00	67,40	66,53	0,79	19,35	17,75	17,02	16,12
0,35	67,36	66,26	65,66	64,79	0,80	18,59	16,99	16,26	15,37
0,36	65,68	64,57	63,97	63,11	0,81	17,84	16,25	15,52	14,63
0,37	64,05	62,93	62,33	61,46	0,82	17,09	15,50	14,78	13,89
0,38	62,47	61,34	60,73	59,86	0,83	16,35	14,77	14,04	13,16
0,39	60,92	59,78	59,17	58,31	0,84	15,61	14,03	13,32	12,44
0,40	59,42	58,27	57,65	56,79	0,85	14,87	13,31	12,60	11,73
0,41	57,96	56,79	56,17	55,31	0,86	14,14	12,59	11,88	11,02
0,42	56,53	55,35	54,73	53,87	0,87	13,40	11,87	11,17	10,32
0,43	55,14	53,95	53,32	52,46	0,88	12,66	11,15	10,47	9,63
0,44	53,78	52,57	51,95	51,08	0,89	11,92	10,43	9,76	8,94
0,45	52,45	51,23	50,60	49,74	0,90	11,17	9,72	9,06	8,25
0,46	51,15	49,92	49,29	48,42	0,91	10,42	9,00	8,36	7,57
0,47	49,88	48,64	48,00	47,13	0,92	9,65	8,27	7,66	6,89
0,48	48,64	47,38	46,74	45,87	0,93	8,87	7,54	6,95	6,20
0,49	47,43	46,15	45,51	44,64	0,94	8,07	6,80	6,23	5,52

где

$$X = \frac{1}{\pi} \left\{ \Psi \left(\frac{N+2}{2N} \right) - \Psi \left(\frac{1}{2} \right) \right\}, \quad (5.6.2)$$

$$\text{здесь } \Psi(x) = -C + \sum_{N=1}^{\infty} \left\{ \frac{x-1}{N(N+x-1)} \right\}, \quad (5.6.3)$$

$C=0,577216$ (постоянная Эйлера); N — число сторон многоугольника; b — диаметр окружности, вписанной во внешний многоугольник; d — диаметр окружности, вписанной во внутренний многоугольник (на рис. 5.7 иллюстрируется частный случай при $N=6$).

Указанные формулы были использованы для расчета данных, приведенных в табл. 5.3, которая дает значения $Z_0 \sqrt{\epsilon}$ в функции от d/b для N -угольных линий, где $N=3, 4, 5, 6$. Данные для $N=4$ можно сравнить с данными Кокрофта для квадратной коаксиальной линии, которые приведены в табл. 3.2; можно показать, что ур-ние (5.6.1) идентично формуле Кокрофта для случая $N=4$. Полученные результаты точны для $d/b > 0,25$.

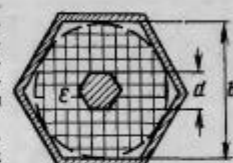


Рис. 5.7. Многоугольная коаксиальная линия с многоугольным центральным проводником

5.7. Многореберная коаксиальная линия

Эта необычная конструкция состоит из цилиндрического внешнего проводника, включающего центральный проводник, составленный из N радиальных ребер. Случай, когда $N=6$, иллюстрируется на рис. 5.8 в допущении, что ребра имеют незначительную толщину. Анализ, основанный на использовании конформных преобразований, был дан Бойдом [5,19]. Им показано, что волновое сопротивление любой многореберной линии может быть выражено через волновое сопротивление двухреберной линии, которая фактически идентична коаксиальной полосковой линии, описанной и проанализированной в § 4.6.

Формула Бойда имеет следующий вид:

$$Z_{0N} = \frac{2}{N} Z_{02} \quad (5.7.1)$$

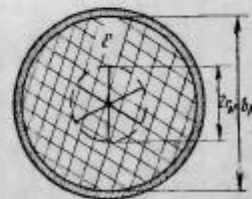


Рис. 5.8. Поперечное сечение многореберной коаксиальной линии

Таблица 5.3

ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ МНОГОУГОЛЬНОЙ КОАКСИАЛЬНОЙ ЛИНИИ С МНОГОУГОЛЬНЫМ ЦЕНТРАЛЬНЫМ ПРОВОДНИКОМ, ВЫЧИСЛЕННОЕ ПО ФОРМУЛЕ ГРИНА (5.18)

d/b	$Z_0 \sqrt{\epsilon}$ при различных значениях N				a/b	$Z_0 \sqrt{\epsilon}$ при различных значениях N			
	3	4	5	6		3	4	5	6
0,05	145,10	141,80	137,00	133,10	0,50	30,28	36,80	39,11	40,10
0,06	138,87	137,18	133,06	129,55	0,51	29,28	35,66	37,94	38,93
0,07	133,04	132,76	129,27	126,11	0,52	28,31	34,55	36,79	37,78
0,08	127,67	128,52	125,61	122,78	0,53	27,36	33,46	35,67	36,65
0,09	122,42	124,46	122,07	119,55	0,54	26,44	32,40	34,57	35,54
0,10	117,57	120,57	118,66	116,43	0,55	25,54	31,36	33,49	34,45
0,11	113,00	116,83	115,37	113,40	0,56	24,66	30,34	32,43	33,38
0,12	108,67	113,25	112,18	110,46	0,57	23,80	29,34	31,40	32,34
0,13	104,58	109,80	109,09	107,60	0,58	22,97	28,36	30,38	31,30
0,14	100,69	106,48	105,11	104,83	0,59	22,15	27,40	29,38	30,29
0,15	97,01	103,28	103,22	102,13	0,60	21,36	26,46	28,46	29,30
0,16	93,50	100,20	100,42	99,32	0,61	20,58	25,54	27,43	28,32
0,17	90,17	97,34	97,71	96,97	0,62	19,82	24,64	26,48	27,36
0,18	86,99	94,37	95,07	94,49	0,63	19,08	23,76	25,56	26,41
0,19	83,95	91,61	92,52	92,08	0,64	18,35	22,89	24,65	25,48
0,20	81,06	88,94	90,04	89,74	0,65	17,64	22,04	23,75	24,57
0,21	78,29	86,36	87,63	87,45	0,66	16,95	21,20	22,87	23,67
0,22	75,64	83,86	85,29	85,23	0,67	16,27	20,39	22,01	22,79
0,23	73,10	81,45	83,02	83,06	0,68	15,61	19,58	21,15	21,92
0,24	70,66	79,11	80,81	80,95	0,69	14,96	18,80	20,32	21,06
0,25	68,32	76,84	78,66	78,89	0,70	14,32	18,02	19,50	20,22
0,26	66,08	74,65	76,56	76,88	0,71	13,70	17,26	18,69	19,39
0,27	63,92	72,52	74,53	74,92	0,72	13,09	16,52	17,90	18,57
0,28	61,85	70,46	72,54	73,00	0,73	12,50	15,78	17,11	17,77
0,29	59,85	68,45	70,61	71,14	0,74	11,91	15,06	16,35	16,98
0,30	57,93	66,51	68,73	69,31	0,75	11,34	14,36	15,59	16,20
0,31	56,07	64,62	66,89	67,53	0,76	10,78	13,66	14,85	15,43
0,32	54,28	62,78	65,10	65,79	0,77	10,22	12,98	14,11	14,68
0,33	52,55	61,00	63,33	64,08	0,78	9,68	12,31	13,39	13,94
0,34	50,88	59,26	61,65	62,42	0,79	9,16	11,65	12,68	13,20
0,35	49,27	57,57	59,99	60,79	0,80	8,64	11,00	11,99	12,48
0,36	47,71	55,93	58,36	59,20	0,81	8,13	10,37	11,30	11,77
0,37	46,20	54,33	56,78	57,65	0,82	7,63	9,74	10,62	11,07
0,38	44,74	52,77	55,23	56,12	0,83	7,14	9,12	9,95	10,38
0,39	43,33	51,25	53,72	54,63	0,84	6,65	8,52	9,36	9,70
0,40	41,96	49,77	52,24	53,17	0,85	6,18	7,92	8,65	9,03
0,41	40,63	48,33	50,79	51,74	0,86	5,72	7,33	8,02	8,37
0,42	39,34	46,92	49,38	50,34	0,87	5,26	6,75	7,39	7,71
0,43	38,09	45,53	48,00	48,97	0,88	4,81	6,19	6,77	7,07
0,44	36,88	44,21	46,64	47,63	0,89	4,37	5,63	6,16	6,44
0,45	35,70	42,90	45,32	46,31	0,90	3,94	5,07	5,56	5,81
0,46	34,55	41,62	44,02	45,02	0,91	3,52	4,53	4,97	5,19
0,47	33,44	40,38	42,76	43,75	0,92	3,10	4,00	4,32	4,59
0,48	32,38	39,16	41,51	42,51	0,93	2,69	3,47	3,81	3,99
0,49	31,30	37,97	40,30	41,29	0,94	2,28	2,95	3,24	3,39

при

$$\frac{2r}{b_N} = \left(\frac{W}{b} \right)^{N/2} \quad (5.7.2)$$

где r_N — радиус ребра в N -реберной линии; b_N — диаметр внешнего проводника; Z_{0N} — волновое сопротивление линии с симметричными радиальными ребрами; Z_{02} — волновое сопротивление двухреберной линии, т. е. коаксиальной полосковой линии, рассмотренной в § 4.6; $W=2r_2$ — ширина полоски в коаксиальной полосковой линии.

Из ур-ний (4.6.1) и (4.6.2) получаем

$$Z_{02} \sqrt{\epsilon} = 94,172 \frac{K'(x)}{K(x)} \quad (5.7.3)$$

где

$$x = \frac{2W/b}{1 + (W/b)^2} \quad (5.7.4)$$

График Z_{02} в зависимости от W/b был представлен на рис. 4.8. Как указывает Бойд [5.19], можно ожидать, что для больших N Z_{0N} будет приближаться к величине Z_{02} , соответствующей обычной коаксиальной линии, рассмотренной в разд. 2. Это подтверждается графиками, приведенными в цитируемой работе.

6. Связанные фидерные линии

6.1. Введение

Когда две (или больше) неэкранированные фидерные линии расположены близко одна от другой, они становятся электромагнитно связанными через их объединенные поля, особенно если оси линий параллельны. Во многих случаях такая связь крайне нежелательна, так как она ведет к возрастанию перекрестных воздействий, фоновых шумов, искажений, потерь энергии и других вредных эффектов. Обычно можно этого избежать или, по крайней мере, уменьшить до приемлемого уровня экранировкой проводов всей конструкции фидерной линии либо частично. Например, внешний проводник коаксиальной линии (разд. 2) при достаточной толщине служит ее высокоэффективным экраном.

Однако в данном параграфе нас интересуют, главным образом, те случаи, когда связь между смежными линиями желательна, например, при практической реализации СВЧ устройств таких, как частотные фильтры (для выделения или подавления определенной полосы частот), направленные ответвители, фазовращатели и т. д. При разработке таких устройств требуемая степень связи обычно известна или задается и требуется определить размеры линий и их размещение, необходимое для достижения этой степени связи. Эта задача может быть решена, если знать четную и нечетную формы волнового сопротивления Z_{0e} и Z_{0o} пары связанных линий, которые были определены в подпараграфе 1.5.2. Было показано, например, в [6.1; 6.2], что, когда две (соответствующие) фидерные линии электромагнитно связаны параллельными участками, расположенными на расстоянии S , мощность связи P_2 во второй линии, когда по первой линии передается мощность P_1 , определяется формулой

$$P_2 = \frac{P_1 k^2 \sin^2 \theta}{1 - k^2 \cos^2 \theta}, \quad (6.1.1)$$

где θ — электрическая длина параллельных связанных сегментов линий, а k — коэффициент связи, определяемый как

$$k = \frac{Z_{0e} - Z_{0o}}{Z_{0e} + Z_{0o}}. \quad (6.1.2)$$

Этот раздел поэтому посвящается формулам, таблицам и графикам Z_{0e} и Z_{0o} в функции от параметров линии для связанных СВЧ фидерных линий, имеющих широкое или сравнительно широкое применение. Из анализа конфигураций линий различных конструкций, рассмотренных в предыдущих разделах, следует, что

число различных возможных типов связанных линий будет значительно меньше числа различных типов одиночных линий. Поэтому было сочтено целесообразным рассматривать их в разных параграфах, но в пределах одного раздела.

6.2. Линии со связанными проводниками круглого поперечного сечения

6.2.1. Связанные плоские линии

Различные виды одиночной плоской линии обсуждались в разд. 4. Рассматриваемая в данном разделе конструкция связанных линий (рис. 6.1, на котором дано поперечное сечение) нашла

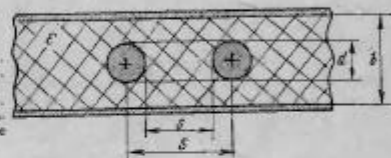


Рис. 6.1. Поперечное сечение связанных плоских линий:
 S — расстояние между центрами цилиндрических проводников; a — кратчайшее расстояние между ними

широкое применение при конструировании фильтров [6.3; 6.4] и направленных ответвителей [6.5]. При разработке этих устройств необходимо иметь возможность определять Z_{0e} и Z_{0o} в функции от параметров линии. Одна из формул для волнового сопротивления Френкеля [6.6] может быть легко представлена в виде выражения для Z_{0o} следующим образом:

$$Z_{0o} \sqrt{\epsilon} = 59,952 \ln \left| \frac{4b}{\pi d} \operatorname{th} \left(\frac{\pi S}{2b} \right) \right|. \quad (6.2.1)$$

Однако из работы Френкеля не удастся получить формулу для Z_{0e} , аналогичную (6.2.1), и так как эта формула справедлива лишь для $d \ll b$ и $S \gg d$, то данный результат представляет только исторический интерес. Несколько более точные и простые формулы были выведены Р. С. Хонга и даны без доказательства в работе Джонса и Боллджана [6.1]:

$$Z_{0e} - Z_{0o} = \frac{119,904}{\sqrt{\epsilon}} \ln \operatorname{cth} \left(\frac{\pi S}{2b} \right); \quad (6.2.2)$$

$$Z_{0e} + Z_{0o} = \frac{119,904}{\sqrt{\epsilon}} \ln \operatorname{cth} \left(\frac{\pi d}{4b} \right). \quad (6.2.3)$$

В более поздней работе Боллджан и Маттей [6.7] установили, что ф-лы (6.2.2) и (6.2.3), по-видимому, точны при $d/b < 0,25$ и $S/b > 3d/b$. Они были использованы с большим успехом Вадопала-сом [6.8] в разработке гребенчатых фильтров. Заметим, что, в частности, когда d/b мало (например, $d/b \ll 0,25$), данные выше уравнения, решенные совместно, дают:

$$Z_{\text{св}} \sqrt{\epsilon} = 59,952 \ln \left\{ \frac{4b}{\pi d} \operatorname{cth} \left(\frac{\pi S}{2b} \right) \right\}. \quad (6.2.4)$$

$$Z_{\text{св}} \sqrt{\epsilon} = 59,952 \ln \left\{ \frac{4b}{\pi d} \operatorname{th} \left(\frac{\pi S}{2b} \right) \right\}. \quad (6.2.5)$$

Приведенные выражения в точности соответствуют формулам, представленным Лени [6.10], где установлено, что они точны, по-видимому, для $d/b \leq 0,6$. Это представляется маловероятным, так как формулы были выведены в предположении $d/b \ll 0,25$. Заметим, что (6.2.5) идентично формуле Френкеля (6.2.1), которая справедлива также при тех же ограничивающих условиях.

Хотя приведенные выше формулы весьма полезны для целей конструирования из-за их простоты и законченности формы, классическим источником по связанным плоским линиям является несомненно работа Кристала [6.9]. Она дает в подробной графической форме результаты обширного и точного численного анализа конструкции со многими связанными стержнями. Полученные данные состоят из межэлектродных емкостей C_m и C_e в функции от параметров линии, где C_m — емкость между смежными проводниками, а C_e — полная емкость между одним проводником и двумя заземленными плоскостями.

Необходимо подчеркнуть здесь, что величины емкостей, полученные таким образом, относятся только к четному и нечетному режимам возбуждения пары связанных проводников, которые составляют часть бесконечного ряда идентичных равноотстоящих проводников. Как указывалось выше, эти данные могут быть непосредственно использованы для разработки, например, гребенчатых фильтров. Однако при разработке параллельно связанных фильтров или направленных ответвителей, состоящих из одиночной пары идентичных проводников, для правильного определения емкостей между проводниками, выраженных через размеры линии, необходимо скорректировать метод. Это довольно легко обосновать, что сделано в работах [6.4] и [6.9], в которых приводятся все подробности (с ссылкой на конкретный проводник в рассматриваемом ряду). Для удобства подобных расчетов Николсон воспроизвел графики Кристала и представил их в форме одного графика со многими шкалами, который приводится на рис. 6.2.

После вычисления емкостей, соответствующих конкретной конструкции и режиму возбуждения, с помощью следующих формул находятся четная и нечетная формы волнового сопротивления:

$$Z_{\text{св}} \sqrt{\epsilon} = \frac{376,687}{C_e}; \quad (6.2.6)$$

$$Z_{\text{св}} \sqrt{\epsilon} = \frac{376,687}{C_e + 4C_m}, \quad (6.2.7)$$

где

$$C_e = C_e/\epsilon\epsilon_0 \text{ и } C_m = C_m/\epsilon\epsilon_0.$$

Хотя представленные графические данные широко используются для разработки фильтров и ответвителей, они страдают серьезными недостатками. Поэтому требуется некоторая экспериментальная доработка изготовленных устройств для получения удовлетворительных результатов. Чтобы это преодолеть и ускорить развитие совершенных машинных методов проектирования, ряд разработчиков пытаются использовать методы обработки кривых и численной интерполяции данных Кристала. Точность таких исследовательских методов, очевидно, сильно зависит от используемых способов численной интерполяции и обработки кривых.

Задачи анализа и синтеза были также рассмотрены Конингтоном [6.11], который использовал графики Кристала

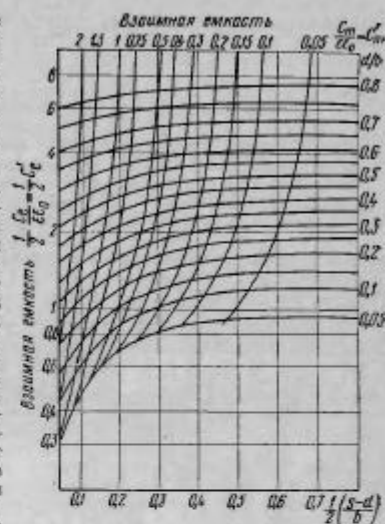


Рис. 6.2. Графики межэлектродных емкостей для связанных плоских линий, вычисленные Кристалом [6.9]

для расчета емкости в качестве отправной точки, но применил методику обработки кривых для вывода полуэмпирических формул для C_e и C_m . Эти формулы, очевидно, имеют значительные преимущества при пользовании машинными методами разработки, обеспечивая достижение точности, соответствующей целям разработки. Конингтон утверждает, что точность формул, полученных им путем обработки кривых Кристала, лежит в пределах 2% для $S \geq 0,2$ и $0,1 < d/b < 0,8$. Следует иметь в виду, что сами кривые все же не вполне точны, так что полная ошибка может быть больше или меньше номинальных 2%. Эмпирические формулы имеют вид

$$C_m = 3,75 \left(\frac{d}{b} \right)^{0,42} \left\{ e^{-\pi d/b} + \left(1 - 0,036 \frac{b}{d} \right) E \right\}, \quad (6.2.8)$$

$$\text{где } E = \left(1 - \frac{1}{2} \frac{d^2}{b^2} \right) e^{-3\pi d/b} + e^{-2,5\pi d/b},$$

$$C_e + 2C_m = \frac{2\pi}{\ln(4b/\pi d) + \frac{2}{9}(\pi d/4b)^4} + 14 \left(\frac{d}{b} \right)^{0,7} e^{-8\pi d/b}. \quad (6.2.9)$$

Выражения (6.2.8) и (6.2.9) могут быть использованы для того, чтобы совместно с уравнениями (6.2.6) и (6.2.7) получить окончательные формулы для Z_{α} и $Z_{0\alpha}$.

6.2.2. Расщепленные связанные плоские линии

Эта довольно необычная конструкция связанной линии получается простым расщеплением центрального проводника одиночной плоской линии (§ 4.4) вертикально вдоль диаметра и разделением двух половин. Таким образом получаются две разделенные, но связанные фидерные линии. На рис. 6.3 показан вид поперечного сечения и приведены обозначения размеров. Рассматриваемая форма связи используется при разработке направленных ответвителей, особенно для сильной связи (порядка 3 дБ) и широкой полосы пропускания. Ее основные преимущества (как установил Пон [6.12]) заключаются в большой области связи, малом поперечном сечении, что допускает работу на высоких частотах и приемлемых размерах

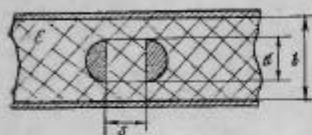


Рис. 6.3. Поперечное сечение расщепленных связанных плоских линий

проводника и обеспечивает простоту изготовления. Основными недостатками являются трудность поддержания требуемой параллельности расстановки, а также проблемы, возникающие при необходимости преобразования (перехода) от центрального проводника полукруглого сечения к «стандартным» линиям — плоской, коаксиальной или трехплоскостной.

Для очень сильной связи ($S \ll d$) необходимые формулы волнового сопротивления были выведены Мак-Дермоттом и приводятся Леви [6.10] в следующем виде:

$$Z_{\alpha} \sqrt{\epsilon} = 119,9 \ln \left(\frac{4b}{\pi d} \right); \quad (6.2.10)$$

$$Z_{0\alpha} \sqrt{\epsilon} = \frac{Z_{\alpha} \sqrt{\epsilon}}{1 + 0,0531 Z_{\alpha} \sqrt{\epsilon} (d/S + 0,441)} \quad (6.2.11)$$

Представляется необходимым указать, что в [6.10] содержится несколько сомнительная диаграмма, в которой размер $d+S$ ошибочно обозначен через d .

Величина $Z_{\alpha} \sqrt{\epsilon}$, полученная из ур-ния (6.2.10), в действительности точно соответствует двойной величине $Z_0 \sqrt{\epsilon}$ для неэкранированной плоской линии, получаемой из формулы Френкеля (4.4.2), которая справедлива при малых d/b . До некоторой степени более общие формулы, выведенные при допущении, что возрастание емкостей у диаметральных (заостренных) граней проводников имеет приблизительно такой же характер, как на углах внутреннего проводника прямоугольного сечения, представил Пон [6.12]:

$$Z_{\alpha} \sqrt{\epsilon} = \frac{376,687}{C_{\epsilon} + 2C_{\epsilon 0}}; \quad (6.2.12)$$

$$Z_{0\alpha} \sqrt{\epsilon} = \frac{376,687}{C_{\epsilon} + 2C_{\epsilon 0}}, \quad (6.2.13)$$

где

$$C_{\epsilon} = \frac{\pi}{\ln(4b/\pi d)}; \quad (6.2.14)$$

$$C_{\epsilon 0} = \frac{2}{\pi} \left(0,89 + 2,14 \frac{d}{b} \right) \ln \left(1 + \operatorname{th} \frac{\pi S}{2b} \right); \quad (6.2.15)$$

$$C_{\epsilon 0} = \frac{2}{\pi} \ln \left(1 + \operatorname{cth} \frac{\pi S}{2b} \right) + \frac{d}{S} \left(1 - \frac{S}{2b} \right). \quad (6.2.16)$$

Точность этих полуэмпирических формул была подтверждена при разработке экспериментальных трехдецибелных направленных ответвителей [12].

6.3. Линии со связанными проводниками прямоугольного поперечного сечения

6.3.1. Трехплоскостная полосковая линия нулевой толщины со связанными краями полосок

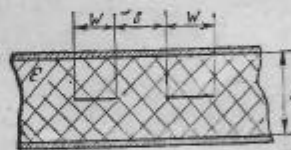


Рис. 6.4. Поперечное сечение трехплоскостной полосковой линии с полосками нулевой толщины

Как и в случае несвязанной трехплоскостной линии, наиболее ранний и лучший всех известных анализ был дан Коном [6.13]. Методом конформного преобразования поперечное сечение линии с полосками нулевой толщины (рис. 6.4) может быть проанализировано точно, и Кон приводит следующие формулы:

$$Z_{\alpha} \sqrt{\epsilon} = 29,976 \pi \frac{K'(k_0)}{K(k_0)}; \quad (6.3.1)$$

$$Z_{0\alpha} \sqrt{\epsilon} = 29,976 \pi \frac{K'(k_0)}{K(k_0)}, \quad (6.3.2)$$

где K и K' — полные эллиптические интегралы 1-го рода (§ 3.2), а

$$k_0 = \operatorname{th} \left(\frac{\pi W}{2b} \right) \operatorname{th} \left(\frac{\pi}{2} \frac{W+s}{b} \right); \quad (6.3.3)$$

$$k_0 = \operatorname{th} \left(\frac{\pi W}{2b} \right) \operatorname{cth} \left(\frac{\pi}{2} \frac{W+s}{b} \right). \quad (6.3.4)$$

Как указывалось в разд. 3, толщины полосок, используемых в СВЧ печатных схемах, часто достаточно малы, чтобы элементы схем могли быть вполне точно рассчитаны при пользовании формулами для нулевой толщины полосок. При разработке фильтров и направленных ответвителей требующиеся значения Z_{0e} и Z_{0o} являются заданы. Тогда встает задача определения величин W/b и s/b , от которых зависят соответствующие сопротивления. Из ур-ний (6.3.3) и (6.3.4) могут быть получены следующие формулы для параметров линии, выраженных через k_e и k_o [6.13]:

$$\frac{W}{b} = \frac{2}{\pi} \operatorname{arcth} \sqrt{k_e k_o}; \quad (6.3.5)$$

$$\frac{s}{b} = \frac{2}{\pi} \operatorname{arcth} \left(\frac{\sqrt{k_e}}{1 - k_o} \frac{1 - k_o}{\sqrt{k_o}} \right). \quad (6.3.6)$$

При заданных Z_{0e} и Z_{0o} могут быть легко определены k_e и k_o из ур-ний (6.3.1) и (6.3.2) при помощи таблиц эллиптических интегралов, данных в § 3.2. Требуемые размеры связанной линии могут быть затем определены из ур-ний (6.3.5) и (6.3.6). Эта задача конструктивного синтеза была также решена Синглетари [6.14], использовавшим результаты анализа Кона для вывода явных соотношений между размерами линии и соответствующими им волновыми сопротивлениями:

$$\frac{s}{b} = -\frac{1}{\pi} \ln \left\{ \operatorname{th} 47,086\pi \left(\frac{1}{Z_{0e} \sqrt{\epsilon}} - \frac{1}{Z_{0o} \sqrt{\epsilon}} \right) \right\}; \quad (6.3.7)$$

$$\frac{W}{b} = \frac{94,172}{Z_{0e} \sqrt{\epsilon}} - \frac{5}{2b} + \frac{1}{\pi} \ln \left(\frac{1}{2} \operatorname{ch} \frac{\pi s}{2b} \right). \quad (6.3.8)$$

Задача двух связанных полосок нулевой толщины и неодинаковой ширины была рассмотрена Сато и Икэда [6.15]. Ими выведено несколько чрезвычайно сложных выражений для заряда и потенциала каждой полоски, откуда принципиально могут быть получены выражения для емкостей и волнового сопротивления. Однако формул в явном виде для этих величин не дается.

6.3.2. Трехслойная полосковая линия конечной толщины со связанными краями полосок

Хотя с помощью данных по волновому сопротивлению полосковых линий нулевой толщины были решены многие проблемы синтеза цепей, существует много других случаев, когда желательно применение полосковых проводников заметной толщины. В этих случаях необходимо иметь более точные конструктивные данные, так как нулевая толщина полоски значительно недооценивает различные емкости, содержащиеся в расчетах четной и нечетной форм волнового сопротивления. Эта задача конечной толщины или «толстой» полоски была впервые рассмотрена Коном [6.13] в качестве развития случая нулевой толщины. Он вывел корректирующие вы-

ражения, которые должны применяться в точных формулах для полосок нулевой толщины. Такой же подход применил Хорган [6.16]. Более прямой метод анализа конструкции связанных толстых полосок, как показано на рис. 6.5, был дан Гетсингером [6.17].

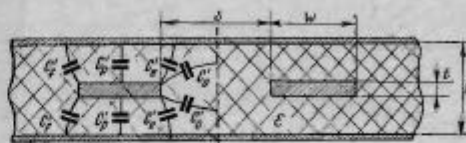


Рис. 6.5. Поперечное сечение трехслойной полосковой линии с полосками конечной толщины (приведены значения междоузлиных емкостей, как они определены Гетсингером [6.17])

Он основан, как обычно, на применении методов конформного отображения, включающих использование преобразования Шварца — Кристоффеля. Полученные формулы являются чрезвычайно сложными функциями эллиптических интегралов и функций Якоби [17]. Поэтому Гетсингер представил свои результаты в графической форме. Графики имеют сомнительную точность для малых значений s/b (слабо связанные полоски). Гулта [41] вычислил их заново и распространил на $0,02 \leq s/b \leq 0,2$. Графики Гетсингера и Гулта воспроизводятся в слегка видоизмененной форме на рис. 6.6 и 6.7. Они были широко использованы в практических разработ-

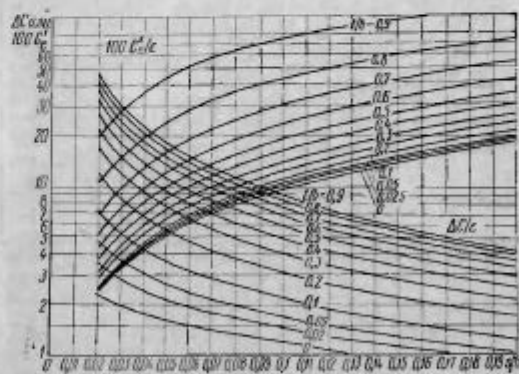


Рис. 6.6. Графики четной формы взаимной емкости C' и ΔC для трехслойной полосковой линии со связанными краями полосок конечной толщины

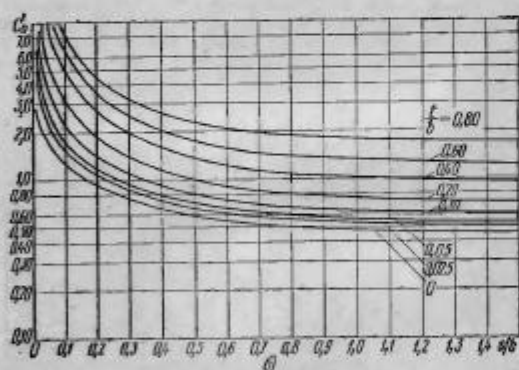
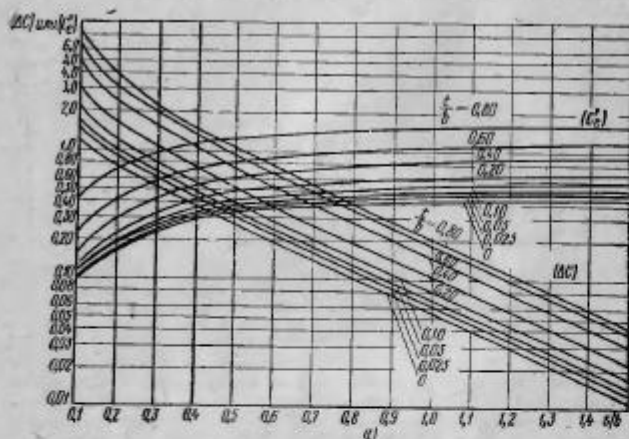


Рис. 6.7. Графики взаимных емкостей для трехслойной полосковой линии со связанными крайними полосками конечной толщины:
а — C_e и ΔC ; б — C'_e .

как фильтров, направленных ответвителей и других подобных устройств.

Получив из этих графиков емкости на единицу длины, можно вычислить четную и нечетную формы волнового сопротивления

трехслойной полосковой линии со связанными полосками конечной толщины из выражений

$$Z_{\alpha} V \bar{\epsilon} = \frac{188,344}{C_p + C'_f + C'_e}; \quad Z_{\infty} V \bar{\epsilon} = \frac{188,344}{C_p + C'_f + C'_0}. \quad (6.3.10)$$

В этих формулах C'_p — простая погонная емкость между параллельными плоскостями, т. е.

$$C'_p = \frac{2W/b}{1 - t/b}. \quad (6.3.11)$$

Смешанная емкость C'_f не зависит от s/b и дается асимптотическими величинами C_e или C_0 ($s/b \rightarrow \infty$). С достаточной точностью для большинства практических целей C'_f можно получить как $1/2(C'_e + C'_0)$ для $s/b = 1.5$, используя кривые, относящиеся к соответствующим величинам t/b на рис. 6.7.

Для конструкторских целей, когда обычно требуется определить величины W/b и s/b , дающие возможность реализовать заданные значения $Z_{\alpha} V \bar{\epsilon}$ и $Z_{\infty} V \bar{\epsilon}$ при известном t/b , формулы могут быть преобразованы в более удобную для пользования форму. Из работы Гетсингера [6.17] получаем (при других обозначениях)

$$\Delta C = 188,344 \left(\frac{1}{Z_{\infty} V \bar{\epsilon}} - \frac{1}{Z_{\alpha} V \bar{\epsilon}} \right) \quad (6.3.12)$$

и

$$\frac{W}{b} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{t}{b} \right) \left(\frac{1}{2} C_{\alpha} - C_e - C'_f \right), \quad (6.3.13)$$

где

$$\frac{1}{2} C_{\alpha} = C_p + C_e + C'_f. \quad (6.3.14)$$

Последовательность вычисления следующая: используя Z_{α} , Z_{∞} и ϵ , вычисляется ΔC из ур-ния (6.3.12). Так как t/b нам также задано, то могут быть определены соответствующие величины s/b из графиков рис. 6.6. Далее с графиков рис. 6.6 и 6.7 считываются соответствующие значения C_e и C'_f . Затем вычисляется $1/2 C_{\alpha}$ из ур-ний (6.3.14) и (6.3.9). Наконец, когда стали известны все параметры, необходимые для подстановки в ур-ние (6.3.13), определяется W/b .

Сато и Икеда [6.15] рассмотрели случай, когда имеются боковые стенки и связанные полоски полностью экранированы от внешнего воздействия. Однако ими не дано результатов, пригодных непосредственно для расчетов. Все формулы у них выражены через двойные интегралы, которые остаются невычисленными. В [6.18] описан метод, позволяющий вычислять четную и нечетную формы волнового сопротивления пары связанных толстых полосок неравной ширины, причем используются данные Гетсингера для

одинаковой ширины полосок (рис. 6.6 и 6.7). Иленбург и Прегла [6.19] вычислили критическую частоту волн более высоких порядков в трехслойной конструкции со связанными краями полосок. Показано, что в конструкции на рис. 6.5 могут распространяться только H -волны и что их критическая частота выше, чем в случае полностью экранированной линии (т. е. с боковыми стенками). Хортоном [6.42] рассмотрен метод вычисления потерь в связанных трехслойных конструкциях, использующий диаграммы Гетснера или Гунта.

6.3.3. Полосковая линия со связью через широкие стороны полосок (горизонтальный вариант)

Эта конструкция, показанная на рис. 6.8, была разработана для того, чтобы достичь большей связи, чем это возможно при расположении полосок копланарно. Анализ и вывод формул для

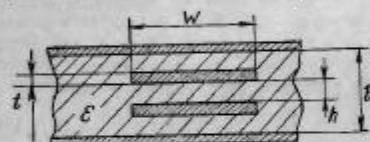


Рис. 6.8. Поперечное сечение полосковой линии со связью через широкие стороны полосок (горизонтальный вариант)

волнового сопротивления были выполнены Коном [6.20; 6.21]. Некоторые из этих формул уже встречались в разд. 3.8.2 в связи с рассмотрением высокочастотной трехслойной полосковой линии. Для случая полоски нулевой толщины методы конформного преобразования могут быть использованы для вывода следующих формул, справедливых при тех значениях W/b и h/b , которые соответствуют величине отношения этих параметров, превышающей 0,35; т. е. справедливых для $(W/b)/(h/b) > 0,35$:

$$Z_{\alpha} \sqrt{\epsilon} = \frac{59,952\pi}{K(k)} \frac{K'(k)}{K(k)}; \quad (6.3.15)$$

$$Z_{\epsilon 0} \sqrt{\epsilon} = \frac{94,172\pi h/b}{\operatorname{arctg} k}, \quad (6.3.16)$$

где

$$\frac{W}{b} = \frac{2}{\pi} \left\{ \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{k(k-h/b)}{(1-kh/b)}} - \frac{h}{b} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{(k-h/b)}{k(1-kh/b)}} \right\}. \quad (6.3.17)$$

В дополнение к этому, если размеры поперечного сечения таковы, что $W/b \geq 0,35(1-h/b)$, могут быть использованы следующие явные модифицированные формулы:

$$Z_{\alpha} \sqrt{\epsilon} = \frac{59,952\pi}{\{(W/b)/(1-h/b)\} + C_e}; \quad (6.3.18)$$

$$Z_{\epsilon 0} \sqrt{\epsilon} = \frac{59,952\pi}{\{(W/b)/(1-h/b)\} + \{(W/b)/(h/b)\} - C_e}, \quad (6.3.19)$$

где

$$C_e = 0,4413 - H; \quad (6.3.20)$$

$$C_0 = Hb/k; \quad (6.3.21)$$

$$H = \frac{(1-h/b) \ln(1-h/b) + (h/b) \ln(h/b)}{\pi(1-h/b)}. \quad (6.3.22)$$

Случай полоски нулевой толщины был рассмотрен также Ямамото [6.22]. Используя методы конформного преобразования, он показал, что и Z_{α} и $Z_{\epsilon 0}$ определяются одним уравнением (6.3.15), но с различным значением k для четной и нечетной форм волнового сопротивления. Неявные формулы, выражающие k через параметры линии, довольно запутаны. Поэтому для пользования при конструкторских разработках рекомендуются, главным образом, более простые формулы Кона: (6.3.16) — (6.3.22).

Автору неизвестно точное исследование случая полоски конечной толщины, однако Кон [6.21] предлагает использовать формулы нулевой толщины в сочетании с некоторыми корректирующими формулами, данными в [6.23].

6.3.4. Смещенная связанная полосковая линия

Этот вид связанной полосковой фидерной линии, поперечное сечение которого показано на рис. 6.9, сочетает в себе достоинства описанных выше симметричных линий со связью через широкие

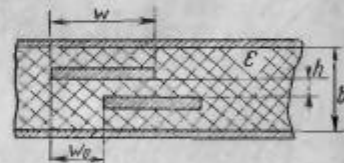


Рис. 6.9. Поперечное сечение связанной полосковой линии со смещенными полосками

сторон полосок с достоинствами линий со связанными краями. Он дает средство достижения широкого диапазона величин связи при использовании довольно простых и легких для изготовления конфигураций полосок и диэлектрических слоев.

Приближенный анализ этой конструкции для бесконечно тонких полосок был дан Шелтоном [6.24], использовавшим методы конформного преобразования для вывода формул межэлектронных емкостей. Отсюда следуют формулы для четной и нечетной форм волнового сопротивления. Эти формулы крайне громоздки. Так как, кроме того, для обеспечения расчетов «сильной» и «слабой» связи требуются два различных набора формул, они здесь не приведены. Вместо этого читатель может обратиться к рис. 6.10, которые графически представляют зависимость $Z_{\alpha} \sqrt{\epsilon}$ и $Z_{\epsilon 0} \sqrt{\epsilon}$ от

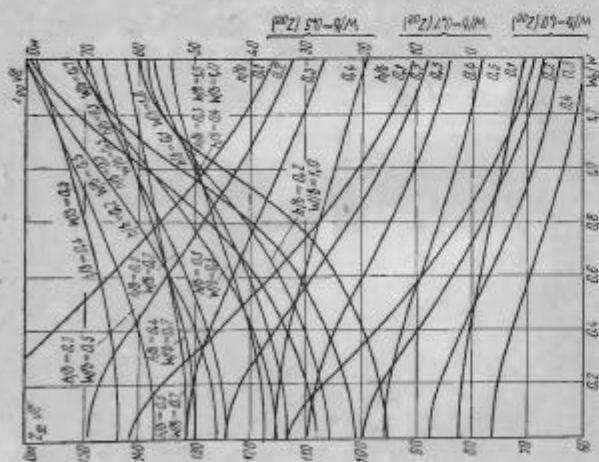
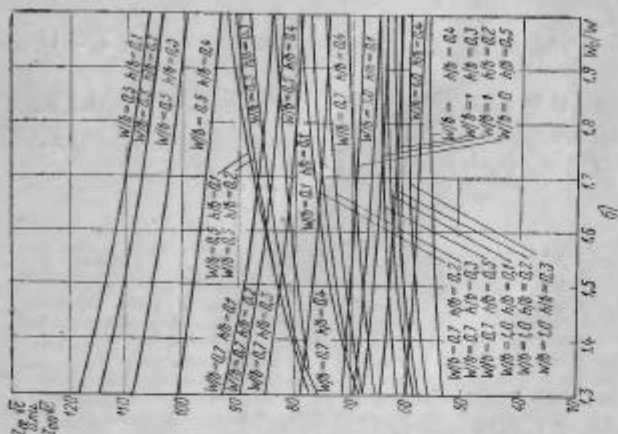


Рис. 6.10. Графики $Z_{\text{св}}$ и $Z_{\text{св}} \sqrt{b}$ для связанной полосковой линии со смещенными полосками, вычисленные по формулам Шелтона [6.25]: $b = W \cdot W' - 1$; $g = W' - W$; $W' \sim 1.2$

размеров линии. Они построены по результатам решения формул Шелтона. Необходимо обратить особое внимание на то, что следующие ограничения обусловлены приближениями, содержащимися в исходном анализе. Справедливость результатов обеспечивается, если

$$\frac{W/b}{1 - h/b} > 0,35,$$

и далее, для слабой связи

$$\frac{2W/b}{1 + g/b} > 0,85,$$

для сильной связи

$$\frac{W/b - W_0/b}{s/b} > 0,7.$$

Результаты (взяты с графиков), которые не отвечают этим требованиям, должны использоваться с осторожностью.

6.3.5. Полосковая линия со связью через широкие стороны полосок (вертикальный вариант)

Этот вид связанной полосковой линии был первоначально предложен Парком [6.25] (рис. 6.11) для использования в качестве одиночной фидерной линии, подобно высокодобротной трехполосковой линии, рассмотренной в § 3.8. Она, по-видимому, не обла-

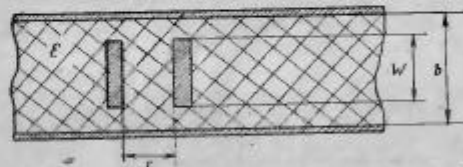


Рис. 6.11. Поперечное сечение связанной полосковой линии со связью через широкие стороны полосок (вертикальный вариант)

дает какими-либо преимуществами по сравнению с другими, уже рассмотренными видами полосковых фидерных линий. Более того, она страдает двумя очевидными недостатками: ее не так легко изготовить, она непригодна для работы с большими мощностями из-за близости острых краев к заземленным пластинам. Тем не менее она нашла, хотя и ограниченное, применение в ряде разработок [6.26], [6.27].

Анализ этой конструкции связанной линии для полосок нулевой толщины был дан Коном в уже упомянутой работе [6.21], где

рассмотрен и горизонтальный вариант (§ 6.3.3). Им же была предложена коррекция для случая конечной толщины полосок. Однако более точное исследование было дано позже [6.20]. Выведенные формулы, приведенные также Леви в [6.10], имеют следующий вид для полосок нулевой толщины ($t = 0$):

$$Z_{\alpha} \sqrt{\epsilon} = 188,344 \frac{K(k)}{K'(k)}; \quad (6.3.23)$$

$$Z_{00} \sqrt{\epsilon} = \frac{295,849}{(b/s) \arccos k - \ln k}. \quad (6.3.24)$$

Для каждого заданного значения k , Z_{α} и Z_{00} связаны с размерами линии посредством следующих соотношений:

$$\frac{W}{b} = \frac{2}{\pi} \left(\arctg RX - \frac{s}{b} \arctg X \right), \quad (6.3.25)$$

где

$$R = k'/k; \quad k' = \sqrt{1 - k^2}. \quad (6.3.26)$$

и

$$Z = \sqrt{\frac{1 - s/bR}{1 + sR/b}}. \quad (6.3.27)$$

Эти формулы справедливы для всех значений W/b и s/b при условии, что $W/s > 1$.

Для полосок конечной толщины ($t \neq 0$) формулы для волнового сопротивления выносятся следующим образом:

$$Z_{\alpha} \sqrt{\epsilon} = \frac{188,344}{\{K(k)/K'(k)\} + \{(2t/b)/(1 - W/b)\}}; \quad (6.3.28)$$

$$Z_{00} \sqrt{\epsilon} = \frac{94,172\pi}{\{(b/s) \arccos k - \ln k\} + \{(\pi t/b)/(1 - W/b)\}}, \quad (6.3.29)$$

где k выражается через W , s , t и b с помощью тех же самых формул, что и прежде, — (6.3.25) — (6.3.27). Уравнения (6.3.28) и (6.3.29) дают точные результаты при условии, что

$$\frac{2t/b}{1 - W/b} \ll 1.$$

Однако результаты в любом случае имеют неточность, не превышающую нескольких процентов при любых значениях t .

6.3.6. Связанная высокочастотная трехслойная микрополосковая линия

Эта конструкция (рис. 6.12), в принципе, такая же, как две полосковые линии со связями через широкие стороны полосок (горизонтальный вариант), рассмотренные в разд. 6.3.3, за исключением того, что полоски поддерживаются плоским слоем диэлектрика



Рис. 6.12. Поперечное сечение связанной трехслойной микрополосковой линии. ϵ — диэлектрическая постоянная подложки; ϵ' — диэлектрическая постоянная среды, заполняющей остальное пространство между заземленными пластинами

рика с более высокой диэлектрической постоянной, чем остальная среда, заполняющая пространство между заземленными пластинами. Как обычно, наличие двух различных диэлектриков означает, что невозможно распространение в чистом виде ТЕМ-волны, хотя, как и в двухдиэлектрических линиях с одиночным проводником, структура поля очень близка к структуре чистой ТЕМ-волны. Это означает, что могут быть использованы обычные электростатические методы или методы с использованием квазиТЕМ-волны для вычисления четной и нечетной форм волнового сопротивления, но каждая форма будет связана со своей величиной эффективной диэлектрической постоянной ϵ_e . Они могут быть обозначены ϵ_{ee} (четная форма) и ϵ_{eo} (нечетная форма). Иными словами, можно сказать, что эти две формы (два режима колебаний) имеют разные скорости распространения и разные длины волн, что затрудняет определение длин четверть- и полуволновых секций линии, требующихся для создания фильтров и направленных ответвителей. На практике при создании таких секций обычно берут среднее арифметическое или среднее геометрическое двух длин волн. Главный эффект отличия длин волн заключается в уменьшении ширины рабочей полосы частот по сравнению с той, которая должна быть при равных длинах волн. С некоторыми подробностями это обсуждает Леви [6.10].

Итак, хотя высокочастотная трехслойная конструкция проста и дешева в изготовлении, трудности, связанные с ее анализом, расхолаживают любые интенсивные исследования. В результате, для разработчиков имеется весьма скудная информация. Кон рассмотрел эту задачу в [13] и предполагает, что четная форма волнового сопротивления Z_{α} для связанной высокочастотной

трехслойной линии нулевой толщины будет приблизительно такой же, как для трехслойной линии со связанными краями полосковой толщины (как дается, например, ур-нием (6.3.9), если принять $t=h$ и $\epsilon=\epsilon_0$). При условии, что $s/h \gg 10$, подобным образом может быть получено Z_{00} из соответствующих формул для трехслойной линии. Но при меньших значениях s/h результаты будут слишком неточными для проектирования. Чтобы исправить это положение, Кон дает очень сложную формулу, включающую взаимные емкости и волновые сопротивления трехслойной линии со связанными краями нулевой и конечной толщины.

Другая полезная информация может быть получена из обширного анализа многопроводниковых полосковых линий, опубликованного Дунканом [6.28]. Он рассматривает четыре возможных вида возбуждения двух пар полосок между заземленными пластинами, содержащими один однородный диэлектрик. Это соответствует «основной» линии, рассмотренной в § 3.8 в связи с одиночной высокочастотной трехслойной линией. Для получения точных значений волновых сопротивлений четырех режимов используется вариационный метод. Соотношения между сопротивлениями Дункана и сопротивлениями Z_0 и Z_{00} трехслойной высокочастотной линии, рассматриваемой здесь, имеют следующий вид:

$$Z_{0e} = \frac{1}{4} Z_{00}; \quad (6.3.30)$$

$$Z_{00} = Z_{0e}. \quad (6.3.31)$$

В [6.28] дано несколько достаточно подробных графиков $Z_{0e}/\sqrt{\epsilon}$ и $Z_{00}/\sqrt{\epsilon}$ в функции размеров линии. В сочетании с ур-ниями (6.3.30) и (6.3.31) они могут быть использованы для конструкторских целей при условии, конечно, получения соответствующих значений для ϵ_{0e} и ϵ_0 путем предварительных измерений или из формул. В последнем случае может оказаться полезной приближенная формула, данная Коном [6.13]. Кон устанавливает, что в высокочастотной трехслойной конструкции с полосками нулевой толщины отношение скоростей волн нечетного и четного режимов имеет вид

$$\frac{v_0}{v_e} = \sqrt{\frac{Z^2 + 2Z_0Z_e}{Z^2 + 2\epsilon Z_0Z_e}}, \quad (6.3.32)$$

где $Z=376,687$ Ом (волновое сопротивление свободного пространства); Z_e — нечетная форма волнового сопротивления трехслойной линии нулевой толщины со связанными краями полосок шириной W (подпараграф 6.3.1), расстоянием между полосками s и расстоянием между заземленными пластинами b ; Z_0 — волновое сопротивление одиночной трехслойной линии (разд. 3.5.2) нулевой толщины, но с шириной $W=s$, расстоянием между заземленными пластинами $b=h$ и с $\epsilon=1$; ϵ — диэлектрическая постоянная плоского диэлектрического слоя, поддерживающего полоски (рис. 6.12).

Так как v_e приблизительно равна скорости света, особенно при малых h , приближенное значение для v_0 может быть получено из ур-ния (6.3.32). Отсюда

$$\epsilon_{0e} = \frac{C^2}{v_e^2} = 1; \quad (6.3.33)$$

$$\epsilon_{00} = \frac{C^2}{v_0^2} = \frac{v_e^2}{v_0^2}. \quad (6.3.34)$$

6.3.7. Связанная микрополосковая линия

Различные виды связанных микрополосковых линий широко применяются в настоящее время в СВЧ интегральных схемах. Литература, посвященная их разработке, анализу и измерению характеристик, почти так же обширна, как литература, посвященная одиночной микрополосковой линии. Дополнительный стимул исходит из области высокоскоростных вычислительных машин, которые во все увеличивающихся масштабах используют одиночные микрополосковые линии в совокупности параллельных схем с высокой плотностью монтажа. Здесь, конечно, упор делается на устранение связи между линиями для того, чтобы избежать перекрестных наводок (помех) и подобных нежелательных эффектов. Вычисление перекрестной связи с помощью четной и нечетной форм волнового сопротивления имеет большое значение, при определении минимального разделения линий, совместного с приемлемым уровнем перекрестных помех.

Основной конструкцией связанной микрополосковой линии является показанная на рис. 6.13. Много методов, как полуаналитических, так и численных, было использовано для вычисления ее параметров распространения.

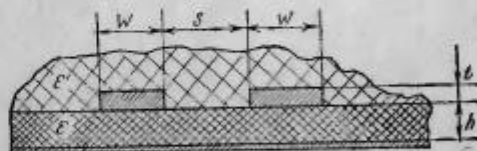


Рис. 6.13. Поперечное сечение связанной микрополосковой линии

Шварцман [6.29; 6.30] представил эмпирические завершенные по форме выражения для Z_{0e} и Z_{00} . Однако они включают в себя термин «log» без указания, имеет ли этот логарифм основание 10 или «e». При использовании любым из них получаются результаты, по-видимому, не очень точные и надежные.

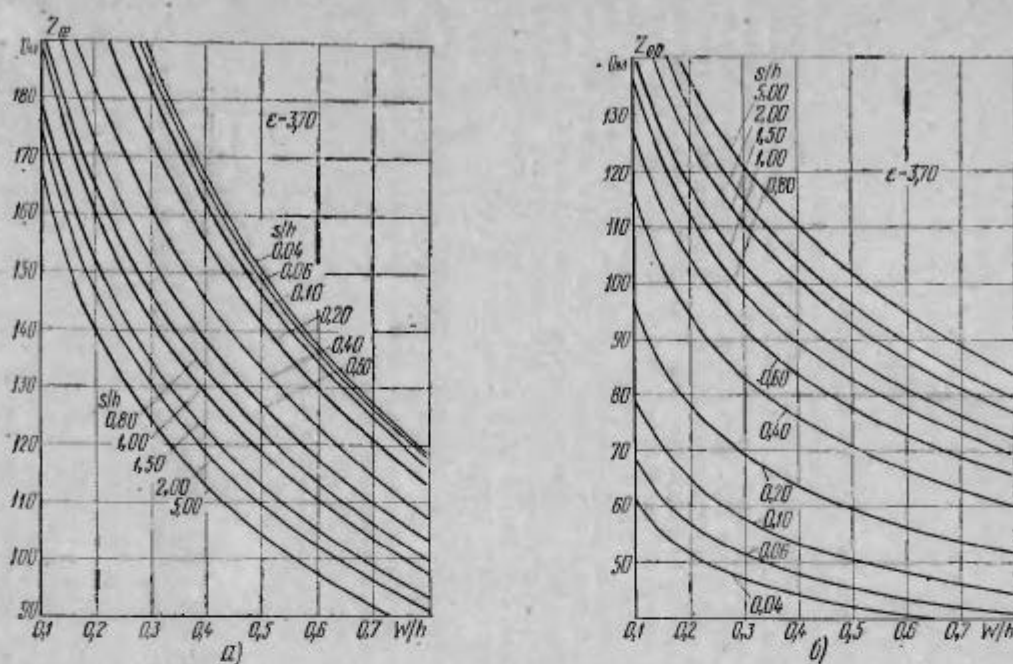


Рис. 6.14. Графики четной и нечетной форм волнового сопротивления связанных микрополосковых линий нулевой толщины на подложке с диэлектрической постоянной $\epsilon=3.7$ (кварц):

а — четная форма $W/h < 0.8$; б — нечетная форма $W/h < 0.8$; в — обе формы $b - \frac{W}{h} > 0.8$

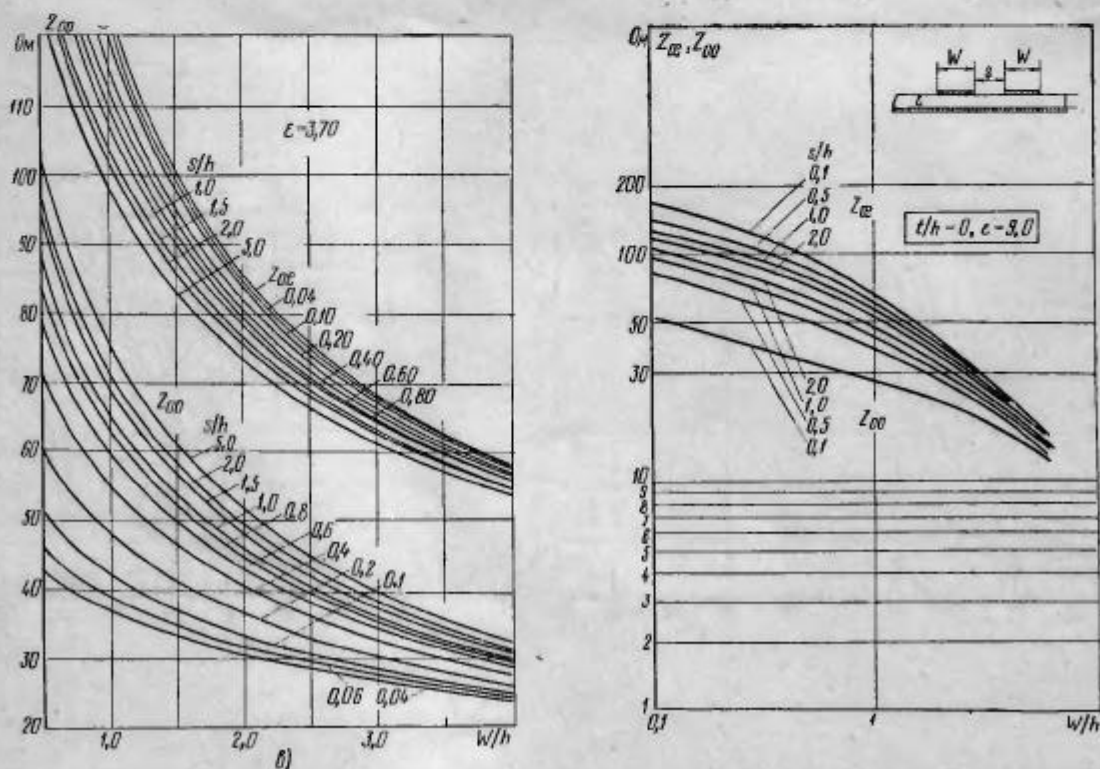


Рис. 6.15. Графики четной и нечетной форм волнового сопротивления, связанных микрополосковых линий нулевой толщины на подложке с диэлектрической постоянной $\epsilon=9.6$ (окись алюминия)

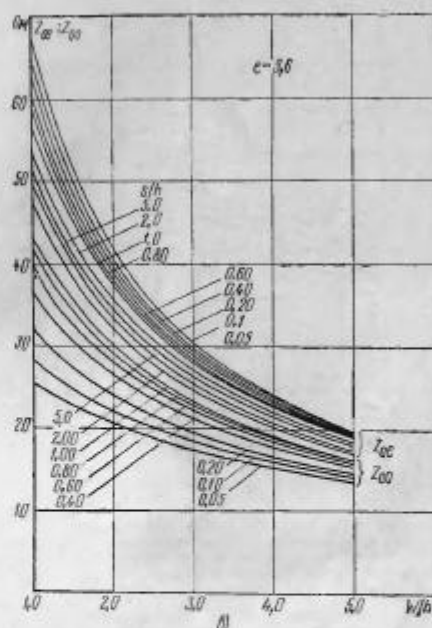
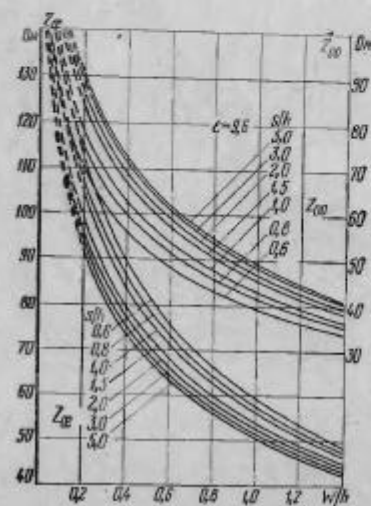
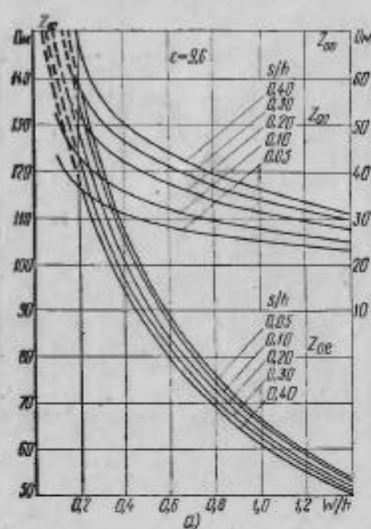


Рис. 6.16. Графики четной и нечетной формы волнового сопротивления связанных микрополосковых линий нулевой толщины на подложке с диэлектрической постоянной $\epsilon=9.6$ (окисл алюминия):
 а — $W/h < 1.4$, $s/h < 0.4$; б — $W/h < 1.4$, $s/h > 0.4$;
 в — $W/h > 1.4$

Все другие известные автору исследования включают в себя использование численных методов либо непосредственно, либо для решения систем уравнений, выведенных аналитическим путем. Большинство из них использует допущение о квазиТЕМ-волне. Данные, представленные на рис. 6.14—6.17, были получены численными методами из анализа Сильвестра [6.31], как описано в § 3.6. Подобные данные в табличной форме были представлены Брантом и Вейссом [6.32] для полоски нулевой толщины и для ряда различных материалов подложки, а также Хиллом с сотрудниками [6.33] для случая $\epsilon=4.4$ (соответствует материалам, включенным в схемы вычислительных машин). Другие методы анализа связанных микрополосковых линий как экранированных, так и неэкранированных можно найти в [6.34—6.40].

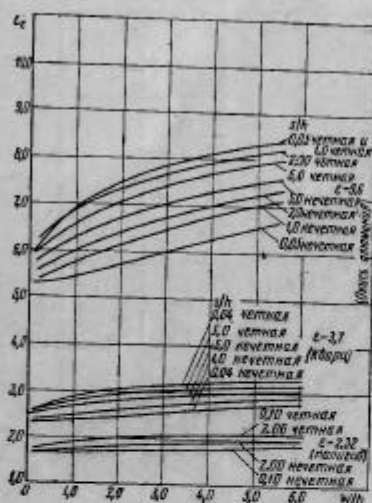


Рис. 6.17. Графики четной и нечетной формы эффективной диэлектрической постоянной ϵ_{eff} для связанных микрополосковых линий нулевой толщины на подложках с диэлектрическими постоянными: $\epsilon=2.32$ (поликарбонат); $\epsilon=3.7$ (кварц); $\epsilon=9.60$ (оксид алюминия).

Анализ рассеяния, вызываемого присутствием двух различных диэлектрических сред, был обсужден рядом исследователей. Однако, по сведениям автора, он до сих пор еще усвоению не завершен. Большинство имеющихся в наличии данных было получено эмпирическим путем. Дейч и Юнг [6.43] выполнили измерения величин ϵ_{eff} , используя подложки из окиси алюминия в диапазоне частот 2–12 ГГц. Они обнаружили отклонения от 2 до 7% от теоретически вычисленных результатов, полученных при допущении о квазиТЕМ-волне. Подобная работа и результаты были опубликованы Наполи и Хутесом [6.44] для частот 4 ГГц.

Список литературы

- 2.1. Афанасьев Б. П. и др. Теория линейных электрических цепей. М., «Высшая школа», 1973.
- 2.2. Вольман В. И., Пименов Ю. В. Техническая электродинамика. М., «Связь», 1971. 487 с.
- 2.3. Poincelot P. Théorie du cable coaxial. — «Ann. Télécommun.», 1962, v. 17, N 5–6, p. 94–98.
- 2.4. Poincelot P. Théorie de la ligne coaxiale. — «Cables Trans.», 1963, v. 17, N 4, p. 227–238.
- 2.5. Moreno T. Microwave Transmission Design Data. Dover, New York, 1958.
- 2.6. King R. W. P. Transmission-line Theory. McGraw-Hill, New York, 1955.
- 2.7. Reference Data for Radio Engineers. 5th edn, Section 22–24. Howard W. Sams and Co, New York, 1968.
- 2.8. Microwave J. Microwave Engineers' Technical and Buyers' Guide Edition. Horizon House, Dedham, Mass., Feb. 1969, p. 34.
- 2.9. Hasse J. A. Eccentric-Line Impedance Nomograph. — «Electronics», Sept. 1956, p. 190.
- 2.10. Abaka E., Baier W. TE and TM modes in transmission lines with circular outer conductor and eccentric circular inner conductor. — «Electronic Lett.», May 29th, 1969, v. 5, p. 251–252.
- 2.11. Kaden H. Leitungs und Kopplungskonstanten bei Streifenleitungen. — «A.E.U.», 1967, v. 21, p. 109–111.
- 2.12. James G., James R. C. Mathematics Dictionary. Formula 400 on page 406, Van Nostrand, Princeton, N.J., 1959.
- 2.13. Igushkin L. P., Urazakov E. L. Excitation of the TEM-Wave in an imperfectly conducting Coaxial Line. — Radio Engng electron. Phys., 1969, v. 14, N 5, p. 776–778.
- 2.14. Yee H. Y., Audet N. F. Cutoff Frequencies of Eccentric Waveguides. — «Trans. IEEE», Oct. 1966, v. MTT-14, p. 487–493.
- 2.15. Jackson W. High-Frequency Transmission Lines. 3rd edn, Methuen and Ltd. Lond. 1958.
- 3.1. Schelkunoff S. A. Applied Mathematics for Engineers and Scientists. Chapter XIV. 2nd edn, Van Nostrand, Princeton, N.J., 1965.
- 3.2. Припалов И. И. Введение в теорию функций комплексного переменного. М., Физматгиз, 1960.

- 3.3. Bowman F. Introduction to Elliptic Functions. Dover, New York, 1961.
- 3.4. Abramowitz M., Stegun I. A. Handbook of Mathematical Functions. Applied Mathematics Series N 55. National Bureau of Standards, Washington, D.C. 1965.
- 3.5. Hilberg W. From Approximations to Exact Relations for Characteristic Impedances. — Trans. IEEE, May 1969, v. MTT-17, p. 259—265.
- 3.6. Уатткер Е. Т., Ватсон Г. Н. Курс современного анализа. Ч. 1 и 2. М., Физматгиз, 1963.
- 3.7. Bowman F. «Proc. Lond. math. Soc.», 1935, v. 39, p. 211; 1936, v. 41, p. 271.
- 3.8. Conning S. W. The Characteristic Impedance of Square Coaxial Line. — «Trans. IEEE, July 1964, v. MTT-12, p. 468.
- 3.9. Green H. E. In Advances in Microwaves, Ed. Leo Young. Academic Press, New York, 1967, v. 2, p. 350.
- 3.10. Anderson G. M. The Calculation of the Capacitance of Coaxial Cylinders of Rectangular Cross-Section. — «Trans. AIEE», 1950, v. 69, pt. 11, p. 728—731.
- 3.11. Green H. E. The Characteristic Impedance of Square Coaxial Line. — «Trans. IEEE», Nov. 1963, v. MTT-11, p. 554—555.
- 3.12. Matsumoto A. (Ed). Microwave Filters and Circuits, Supplement I to Advances in Microwaves, Ch. V, Academic Press, New York, 1970.
- 3.13. Lin W. G., Chung S. L. A New Method of Calculating the Characteristic Impedances of Transmission Lines. Acta Phys. sin., in Chinese, 1963, v. 19, p. 249—257.
- 3.14. Brückelmann W. Wellentypen auf der Streifenleitung mit rechteckigem Schlrm. — «A.E.U.», Dec. 1967, v. 21, p. 641—648.
- 3.15. Brückelmann W. et al. Die Grenzfrequenzen von höheren Eigenwellen in Streifenleitungen. — «A.E.U.», March 1967, v. 21, p. 112—120.
- 3.16. Baier W. Wellentypen in Leitungen aus Leitern rechteckigen Querschnitts. — «A.E.U.», April 1968, v. 22, p. 179—185.
- 3.17. Baier W. The Calculation of TEM, TE and TM-Waves in Shielded Strip Transmission Lines. — Digest of the IEEE G-MTT Symposium, 1968, p. 21—31.
- 3.18. Skiles J. J., Higgins T. J. Determination of the Characteristic Impedance of UHF Coaxial Rectangular Transmission Lines. — «Proc. natn. electron. Conf.» (Chicago), 1964, v. 10, p. 97—108.
- 3.19. Schneider M. V. Computation of Impedance and Attenuation of TEM-Lines by Finite Difference Methods. — «Trans. IEEE», Nov. 1965, v. MTT-13, p. 793—800.
- 3.20. Metcalf W. S. Characteristic impedance of rectangular transmission lines. — «Proc. IEE», Nov. 1965, v. 112, p. 2033—2039.
- 3.22. Chen T. S. Determination of the Capacitance, Inductance and Characteristic Impedance of Rectangular Lines. — «Trans. IRE», Sept. 1960, v. MTT-8, p. 510—519.
- 3.23. Barrett R. M., Barnes M. H. Microwave Printed Circuits. — «Radio TV News», 1961, 46, p. 16.
- 3.24. Oberhettinger F., Magnus W. Anwendung der Elliptischen Funktionen in Physik und Technik. Springer-Verlag, 1949.

- 3.25. Cohn S. B. Characteristic Impedance of Shielded-Strip Transmission Line. — «Trans. IRE», July 1954, v. MTT-2, p. 52—55.
- 3.26. Bates R. H. T. Characteristic Impedance of the Shielded Strab Line. — «Trans. IRE», Jan. 1956, v. MTT-4, p. 28—33.
- 3.27. Waldron R. A. Theory of Guided Electromagnetic Waves. Van Nostrand Reinhold, Lond., 1970, p. 187—191.
- 3.28. Waldron R. A. Theory of a strip-line cavity for measurement of dielectric constants and gyromagnetic-resonance line-widths. — «Trans. IEEE, 1964, v. MTT-12, p. 123—131.
- 3.29. Ikeda T., Sato R. Analysis of the Characteristic Impedance and the Effective Resistance of Strip Transmission Lines with a Rectangular Inner Conductor by the use of Conformal Mapping. — «Electronics Commun. Jap.», March 1967, v. 50, p. 111—117 (see also 121).
- 3.30. Izatt J. B. Characteristic Impedance of two special forms of transmission Line. — «Proc. IEE», Sept. 1964, v. 111, p. 1551—1555.
- 3.31. Richardson J. K. An Approximate Formula for Calculating Zo of a Symmetric Strip Line. — «Trans. IEEE», Feb. 1967, v. MTT-15, p. 130—131.
- 3.32. Greig D. D., Engelmann H. F. Microstrip - A New Transmission Technique for the Kilomegacycle Range. — «Proc. IRE», Dec. 1952, v. 40, p. 1644—1650.
- 3.33. Assadourian F., Rimal E. Simplified Theory of Microstrip Transmission Systems. — «Proc. IRE», Dec. 1952, v. 40, p. 1651—1657.
- 3.34. Ковалева Н. С. Расчет поля несимметричной полосковой линии с учетом толщины токоведущей полоски. — «Известия вузов СССР», серия «Энергетика», 1965, т. 8, № 1, с. 105—109.
- 3.35. Wheeler H. A. Transmission Line Properties of Parallel Wide Strips by a Conformal-Mapping Approximation. — «Trans. IEEE», May 1964, v. MTT-12, p. 280—289.
- 3.36. Hilberg W. Eine einfache und gute Näherung für den Wellenwiderstand paralleler Streifenleitungen. — «A.E.U.», March 1968, v. 22, p. 122—126.
- 3.37. Scheider M. V. Microstrip—Line Properties of Parallel Strips Separated by a Dielectric Lines for Microwave Integrated Circuits. — «BSTJ», May—June 1969, v. 48, p. 1421—1444.
- 3.38. Wheeler H. A. Transmission Sheet. — «Trans. IEEE», March 1965, v. MTT-13, p. 172—185.
- 3.39. Кондратьев Б. В. и др. Исследование несимметричной полосковой линии с заряженной полоской любой толщины. — «Радиотехника и электроника», 1969, т. 14, с. 524—527.
- 3.40. Presser A. RF Properties of Microstrip Line. — «Microwaves», March 1968, v. 7, p. 53—55.
- 3.41. Silvester P. TEM wave properties of microstrip transmission lines. — «Proc. IEE», Jan. 1968, v. 115, p. 43—48.
- 3.42. Bryant T. G., Weiss J. A. Parameters of Microstrip Transmission Lines and of Coupled Pairs of Microstrip Lines. — «Trans. IEEE», Dec. 1968, v. MTT-16, p. 1021—1027.
- 3.43. Hill Y. M. et al. A General Method for obtaining Impedance and Coupling Characteristics of Practical Microstrip and Trip-

- late Transmission Line Configurations. — «IBM JI Res. Dev.», May 1969, v. 13, p. 314—322.
- 3.44. Kaupp H. Characteristics of Microstrip Transmission Lines. — «Trans. IEEE», April 1967, EC-16, p. 185—193.
- 3.45. Springfield W. K. Designing Transmission Lines into Multilayer Boards. — «Electronics», Nov. 1 st, 1965, v. 38, p. 90—108.
- 3.46. Cohn S. B. Problems in Strip Transmission Lines. — «Trans. IRE», March 1955, v. MTT-3, p. 119—126.
- 3.47. Roach G. F. Green's Functions-Introductory theory with applications. Van Nostrand Reinhold, Lond., 1970.
- 3.48. Bryant T. J., Weiss J. A. Parameters of Microstrip Transmission Lines and of Coupled Pairs of Microstrip Lines. Worcester Polytechnic Institute Report, July, 15-th, 1968.
- 3.49. Yamashita E., Mittra R. Variational Method for the Analysis of Microstrip Lines. — «Trans. IEEE», April 1968, v. MTT-16, p. 251—256.
- 3.50. Stineheller H. E. An Accurate Calculation of Uniform Microstrip Transmission Lines. — «Trans. IEEE», July 1968, v. MTT-16, p. 439—444.
- 3.51. Judd S. V. et al. An Analytical Method for Calculating Microstrip Transmission Line Parameters. — «Trans. IEEE», Feb. 1970, v. MTT-18, p. 78—87.
- 3.52. Deschamps G. A. Theoretical Aspects of Microstrip Waveguides. — «Trans. IRE», Jan. 1954, v. MTT-2, p. 100.
- 3.53. Wu T. T. Theory of the Microstrip. — «J. appl. Phys.», March 1957, v. 28, p. 299—302.
- 3.54. Hartwig C. P. et al. Frequency Dependent Behaviour of Microstrip. — «Int. Microwave Symp.» (Digest of Papers), Detroit, 1968, p. 110—116.
- 3.55. Eaves R. E., Boile D. M. Guided Waves in Limit Cases of Microstrip. — «Trans. IEEE», April 1970, v. MTT-18, p. 231—232.
- 3.56. Napoli L. S., Hughes J. J. High Frequency Behaviour of Microstrip Transmission Lines. — «RCA Rev.», 30, June 1969, p. 268—276.
- 3.57. Welch J. D., Pratt H. J. Losses in Microstrip Transmission Systems for Integrated Microwave Circuits. Boston, Nov. 1968, NEREM Rec. 8, p. 100—101.
- 3.58. Pucel R. A. et al. Losses in Microstrip. — «Trans. IEEE», June 1968, v. MTT-16, p. 342—350.
- 3.59. Hartwig C. P. et al. Microstrip Technology. — «Proc. NEC.», 24, Dec. 1968, p. 314—317.
- 3.60. Schneider M. V. Dielectric Loss in Integrated Microwave Circuits. — «BSTJ», 48, Sept. 1969, p. 2325—2332.
- 3.61. Kitamura Z. et al. Characteristics of a Stripline with Skin Effect. — «Electronics Commun. Jap.», Sept. 1969, v. 52-A, p. 34—40.
- 3.62. Guckel H. Characteristic Impedances of Generalized Rectangular Transmission Lines. — «Trans. IEEE», May 1965, v. MTT-13, p. 270—274.
- 3.63. Bräckelmann W. Wellentypen auf der Streifenleitung mit rechteckigem Schirm. — «A.E.U.», 21, Dec. 1967, p. 641—648.

- 3.64. Bräckelmann W. Kapazitäten und Induktivitäten gekoppelter Streifenleitungen. — «A.E.U.», 22, July 1968, p. 313—321.
- 3.65. Okean H. C. Properties of a TEM Transmission Line Used in Microwave Integrated Circuit Applications. — «Trans. IEEE», May 1967, v. MTT-15, p. 327—328.
- 3.66. Cohn S. B. Slot-line: An alternative transmission medium for integrated circuits. — «IEEE», v. G-MTT Internatl. Microwave Symposium Digest, p. 104—109, 1968.
- 3.67. Cohn S. B. Slot Line on a Dielectric Substrate. — «Trans. IEEE», Oct. 1969, v. MTT-17, p. 786—778.
- 3.68. Mariani E. A. et al. Slot Line Characteristics. — «Trans. IEEE», Dec. 1969, v. MTT-17, p. 1091—1096.
- 3.69. Wolfe P. N. Capacitance Calculations for Several Simple Two-Dimensional Geometries. — «Proc. IRE», Oct. 1962, v. 50, p. 2131—2132.
- 3.70. Robinson G. H., Allen G. L. Slot Line Application to Miniature Ferrite Devices. — «Trans. IEEE», Dec. 1969, v. MTT-17, p. 1097—1100.
- 3.71. Eaves R. E., Boile D. M. Modes on Shielded Slot Lines. — «A.E.C.», Sept. 1970, v. 24, p. 389—394.
- 3.72. Wen C. P. Coplanar Waveguide: A Surface Strip Transmission Line Suitable for Nonreciprocal Gyromagnetic Device Applications. — «Trans. IEEE», Dec. 1969, v. MTT-17, p. 1087—1090.
- 3.73. Mittra R., Itoh T. Charge and Potential Distributions in Shielded Striplines. — «Trans. IEEE», March 1970, v. MTT-18, p. 149—156.
- 3.74. Foster K. The Characteristic Impedance and Phase Velocity of High-Q Triplate Line. — «J. Br. Instn. Radio Engrs.», 1958, v. 18, p. 715—723.
- 3.75. Cohn S. B. Characteristic Impedances of Broadside-Coupled Strip Transmission Lines. — «Trans. IRE», Nov. 1960, v. MTT-8, p. 633—637.
- 3.76. Yamamoto S. et al. Slit-Coupled Strip Transmission Lines. — «Trans. IEEE», Nov. 1966, v. MTT-14, p. 542—553.
- 3.77. Green H. F., Pyle J. R. The Characteristic Impedance and Velocity Ratio of Dielectric-Supported Strip Transmission Line. — «Trans. IEEE», Jan. 1965, v. MTT-13, p. 135—137.
- 3.78. Earle M. A., Benedek P. Characteristic Impedance of Dielectric Supported Strip Transmission Line. — «Trans. IEEE», Oct. 1968, v. MTT-14, p. 884—885.
- 3.79. Yamashita E. Variational Method for the Analysis of Microstrip-Like Transmission Lines. — «Trans. IEEE», Aug. 1968, v. MTT-16, p. 529—535.
- 3.80. Brenner H. E. Numerical Solution of TEM-Line Problems involving inhomogeneous Media. — «Trans. IEEE», Aug. 1967, v. MTT-15, p. 485—487.
- 3.81. Brenner H. E. Use a Computer to Design Suspended-Substrate IC's. — «Microwaves», Sept. 1968, v. 7, p. 38—45.
- 3.82. Yamashita E., Atsuki K. Design of Transmission-Line Dimensions for a Given Characteristic Impedance. — «Trans. IEEE», Aug. 1969, v. MTT-17, p. 638—639.
- 3.83. Gish D. L., Graham O. Characteristic Impedance and Phase Velocity of a Dielectric-Supported Air Strip Transmission Line

- with Side Walls. — «Trans. IEEE», March 1970, v. MTT-18, p. 131—148.
- 3.84. Preiga R., Schlosser W. Waveguide Modes in Dielectrically Supported Strip Lines. — «A.E.U.», Aug. 1968, v. 22, p. 379—386.
- 3.85. Matthaei G. L. et al. Microwave Filters, Impedance-Matching Networks and Coupling Structures. — «McGraw-Hill», New York, 1964.
- 3.86. Fritzsche H. A. Wellenwiderstand einer Mikrowellen-Kammerleitung. — «Frequenz», Jan. 1968, v. 22, p. 20—23.
- 3.87. Ковалев И. С. Теория и расчет полосковых волноводов. Минск, «Наука и техника», 1967.
- 3.88. Ковалев И. С. Конструирование и расчет полосковых устройств. М., «Советское радио», 1974.
- 3.89. Седых В. М. Полосковые линии и устройства сверхвысоких частот. Харьков. Издательское объединение «Вища школа», 1974.
- 3.90. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. Эллиптические и автоморфные функции, функции Ламэ и Матте. М., «Наука», 1967.
- 4.1. Manna G. L., Young L., Jones E. M. T. Microwave Filters, Impedance-Matching Networks and Coupling Structures. Chs 8 and 10, McGraw-Hill, New York, 1964.
- 4.2. Bates R. H. T. The Characteristic Impedance of the Shielded Slab Line. — «Trans. IRE», Jan. 1956, v. MTT-4, p. 28—33.
- 4.3. Cohn S. B. Beating a Problem to Death. — «Microwave J.», Nov. 1969, v. 12, p. 22—24.
- 4.4. Frankel S. Characteristic Impedance of Parallel Wires in Rectangular Troughs. — «Proc. IRE», April 1942, v. 30, p. 182—190.
- 4.5. Schelkunoff S. A. Applied Mathematics for Engineers and Scientists. 2nd edn, Van Nostrand, Princeton, 1965, p. 298—300.
- 4.6. Cristal E. G. Coupled Circular Cylindrical Rods Between Parallel Ground Planes. — «Trans. IEEE», July 1964, v. MTT-12, p. 428—439.
- 4.7. Cristal E. G. Characteristic Impedances of Coaxial Lines of Circular inner and Rectangular Outer Conductors. — «Proc. IEEE», Oct. 1964, v. 52, p. 1265—1266.
- 4.8. Lin W. G., Chung S. L. A New Method of Calculating the Characteristic Impedances of Transmission Lines. — «Acta phys. sin.», in Chinese, April 1963, v. 19, p. 249—258.
- 4.9. Wheeler H. A. Transmission-Line Impedance Curves. — «Proc. IRE», Dec. 1950, v. 38, p. 1400—1403.
- 4.10. Nicholson B. F. The Practical Design of Interdigital and Comb-line Filters. — «Radio and Electronic Engr.», July 1967, v. 34, p. 39—52.
- 4.11. Wholey W. B., Eldred W. N. A New Type of Slotted Line Section. — «Proc. IRE», March 1950, v. 38, p. 244—248.
- 4.12. Wheeler H. A. The Transmission-Line Properties of a Round Wire between Parallel Planes. — «Trans. IRE», Oct. 1955, v. AP-3, p. 203—207.

- 4.13. Knight R. C. The Potential of a Circular Cylinder between Two Infinite Planes. — «Proc. math Soc.», Dec. 14, 1933, v. 39, p. 272—281.
- 4.14. Chisholm R. M. The Characteristic Impedance of Trough and Slab Lines. — «Trans. IRE», July 1956, v. MTT-4, p. 166—172.
- 4.15. Mahapatra S. Characteristic Impedance of a Slab-line. — «Proc. IRE», Sept. 1960, v. 48, p. 1652—1653.
- 4.16. Mahapatra S. Coaxial Transmission Lines. — «Electronic and Radio Engr.», Feb. 1958, v. 35, p. 63—67.
- 4.17. Microwave Engineers Technical and Buyers Guide. — «Horison House, Dedham, Mass.», Feb. 1970, p. 19—24.
- 4.18. Seshagiri N. Least-Weighted-Square Method for Analyses and Synthesis of Transmission Lines. — «Trans. IEEE», Sept. 1967, v. MTT-15, p. 497.
- 4.19. Carson C. T. The Numerical Solution of TEM Mode Transmission Lines with Curved Boundaries. — «Trans. IEEE», April 1967, v. MTT-15, p. 269—270.
- 4.20. Anderson N., Arthurs A. M. Bounds for Capacities in Microwave Filter Problems. — «Int. J. Electron.», March 1970, v. 28, p. 259—262.
- 4.21. Boyd C. R. Characteristic Impedance of Multilin Transmission Lines. — «Trans. IEEE», Aug. 1967, v. MTT-15, p. 487—488.
- 5.1. Smythe W. R. Static and Dynamic Electricity. New York, McGraw-Hill, 1960, p. 406.
- 5.2. Smythe W. R. Static and Dynamic Electricity. McGraw-Hill, New York, 1960.
- 5.3. King M. J., Wiltse J. C. Coaxial Transmission Lines of Elliptical Cross-Section. — «Trans. IRE», Jan. 1961, v. AP-9, p. 116—118.
- 5.4. Mahapatra S. Coaxial Lines. — «Electronic and Radio Engr.», Feb. 1968, v. 23, p. 63—67.
- 5.5. Angelakos D. J. A Coaxial Line Filled with Two Non-Concentric Dielectrics. — «Trans. IRE», July 1954, v. MTT-2, p. 39—44.
- 5.6. Sullivan D. J., Parkes D. A. Stepped Transformers for Partially-Filled Transmission Lines. — «Trans. IRE», March 1960, v. MTT-8, p. 212—217.
- 5.7. Smorgonsky S. Y. Determination of the Types of waves in a Coaxial Cable with Elliptical Conductors. — «Radio Engng. and Electron. Phys.», Jan. 1964, p. 85—90.
- 5.8. Bracketmann W. Die Grenzfrequenzen von höheren Wellentypen in Koaxialkabel mit elliptischem Querschnitt. — «A.E.U.», Aug. 1967, v. 21, p. 421—426.
- 5.9. Duncan J. W., Minerva V. P. 100:1 Bandwidth Balun Transformer. — «Proc. IRE», Feb. 1960, v. 48, p. 156—164.
- 5.10. Hatsuda T., Matsumoto. Computation of Impedance of Partially Filled and Slotted Coaxial Line. — «Trans. IEE», Nov. 1967, v. MTT-15, p. 643—644.
- 5.11. Hatsuda T. et al. Computation of Characteristic Impedance of Inhomogeneous Slotted Coaxial Lines by Relaxation Method. — «Electronics Commun. Jap.», April 1968, v. 51—54, p. 91—99.

- 5.12. Collin R. E. The Characteristic Impedance of a Slotted Coaxial Line. — «Trans. IRE», Jan. 1956, v. MTT-4, p. 4—8.
- 5.13. Smolarska J. Characteristic Impedances of the Slotted Coaxial Line. — «Trans. IRE», April 1958, v. MTT-6, p. 161—166.
- 5.14. Kogo H. Characteristic Impedances of Split Coaxial Line. — «Trans. IRE», July 1959, v. MTT-7, p. 393—394.
- 5.15. Seshagiri N. Least-Weighted-Square Method for Analysis and Synthesis of Transmission Lines. — «Trans. IEEE», Sept. 1967, v. MTT-15, p. 494—503.
- 5.16. Seshagiri N. Regular Polygon Circular Coaxial Transmission Line. — «Proc. IEEE», Nov. 1965, v. 53, p. 1749—1750.
- 5.17. Green H. E. The Numerical Solution of Transmission Line Problems. — «Advances in Microwaves», Academic Press, New York, 1967, v. 2, p. 352—354.
- 5.18. Cunningham J. Complex Variable Methods. Van Nostrand, Lond., 1965.
- 5.19. Boyd C. R. Characteristic Impedance of Multi-fin Transmission Lines. — «Trans. IEEE», Aug. 1967, v. MTT-15, p. 487—488.
- 6.1. Jones E. M. T., Bolljahn J. T. Coupled — Strip Transmission Line Filters and Directional Couplers. «Trans. IRE», April 1956, v. MTT-4, p. 71.
- 6.2. Duncan J. W., Jones E. M. T. «Trans. IRE», Interdigital and Comb — Line Filters. 1956, v. MTT-4, p. 400.
- 6.3. Gundham M. A. R., Nicholson B. F. The Marconi Review, 1966, 3-rd Qr., p. 135—147.
- 6.4. Nicholson B. F. The Practical Design of Interdigital and Comb-Line Filters «Radio and Electronic Engrg», July 1967, v. 34, p. 36—42.
- 6.5. Horinghews G. G. Coaxial-Line Components for Use at Microwave Frequencies I.E.E.E. Conf. Digest «Components for Microwave Circuits», Sept. 1962, p. 68—72.
- 6.6. Frankel S. Characteristic Impedance of Parallel wires in Rectangular Troughs. — «Proc. IRE», 1948, v. 30, p. 189—190.
- 6.7. Bolljahn J. T., Matthai G. L. A Study of the Phase and Filter Properties of Arrays of Parallel Conductors between Ground Planes. — «Proc. IRE», March 1962, v. 58, p. 299—311.
- 6.8. Vadopalas P. Coupled Rods between Ground Planes. — «Trans. IEEE», March 1965, v. MTT-13, p. 254—255.
- 6.9. Cristal E. G. Coupled Circular Cylindrical Rods between Parallel Ground Planes. — «Trans. IEEE», July 1964, v. MTT-12, p. 428—438.
- 6.10. Levy R. Dielectrical Couplers. Advances in Microwaves, Academic Press, New York, 1966, v. 1, p. 115—209, see also «Proc. IEE», March 1965, v. 112, p. 469—476.
- 6.11. Conning S. W. The Capacitances of Cylindrical Bars between Parallel Ground Planes. — «Proc. IREE» (Australia), April, 1970, p. 131.
- 6.12. Pon C. Y. A Wide-Band 3db Hybrid Using Semi-Circular Coupled Cross-Section. — «Microwave J.», Oct. 1969, v. 12, p. 81—85.
- 6.13. Cohn S. B. Shielded Coupled — Strip Transmission Line. — «Trans. IRE», Oct. 1955, v. MTT-3, p. 29—38.

- 6.14. Singletary J. Fringing Capacitances in Strip-Line Coupler Design. — «Trans. IEEE», Aug. 1966, v. MTT-14, p. 398.
- 6.15. Sato R., Ikeda T. Line Constants, Ch. V in «Microwave Filters and Circuits» (Ed. A. Matsumoto). Supplement 1 to Advances in Microwaves, Academic Press, New York, 1970.
- 6.16. Horgan J. D. Coupled Strip Transmission Lines with Rectangular Inner Conductors. — «Trans. IRE», April, 1957, v. MTT-5, p. 92—99.
- 6.17. Getsinger W. J. Coupled Rectangular Bars between Parallel Plates. — «Trans. IRE», Jan. 1962, v. MTT-10, p. 65—72.
- 6.18. Matthai G. L. et al. Microwave Filters, Impedance-Matching Networks and Coupling Structures. McGraw-Hill, New York, 1964, p. 194—196.
- 6.19. Ilgenburg W. R., Pregla R. Die Grenzfrequenzen von Höheren Wellenformen in einer Anordnung mit mehreren Streifenleitungen. — «A.E.U.», May 1968, v. 22, p. 230—238.
- 6.20. Cohn S. B. et al. Design Criteria for Microwave Filters and Coupling Structures. Tech. Rept. 2. Stan. Research, Inst. Project 2326, June 1968.
- 6.21. Cohn S. B. Characteristic Impedance of Broadside-Coupled Strip Transmission Lines. — «Trans. IRE», Nov. 1960, v. MTT-8, p. 633—637.
- 6.22. Yamamoto S. et al. Side-Coupled Strip Transmission Lines. — «Trans. IEEE», Nov., 1966, v. MTT-14, p. 542—543.
- 6.23. Cohn S. B. Thickness Correction for Capacitive Obstacles and Strip Conductors. — «Trans. IRE», Nov. 1960, v. MTT-8, p. 638—644.
- 6.24. Shelton J. P. Impedances of Offset Parallel-Coupled Strip Transmission Lines. — «Trans. IEEE», Jan. 1966, v. MTT-14, p. 7—15.
- 6.25. Park D. Planar Transmission Lines. — «Trans. IRE», April 1955, v. MTT-3, p. 8—12; Oct. 1955, p. 7—11.
- 6.26. Pregla R. Delay Equalization with Transmission Line Circuits. — «Proc. Colloquium on Microwave Communications», Budapest, 1968, p. 315—325.
- 6.27. Tu P. J. A Computer-Aided Design of a Microwave Delay Equalizer. — «Trans. IEEE», Aug. 1969, v. MTT-17, p. 626—634.
- 6.28. Duncan J. W. Characteristic Impedances of Multi-conductor Strip Transmission Lines. — «Trans. IEEE», Jan. 1965, v. MTT-13, p. 107—118.
- 6.29. Schwarzmann A. Microstrip plus Equations adds up to fast Designs. — «Electronics», Oct. 2nd, 1967, p. 109—112.
- 6.30. Schwarzmann A. Approximate Solution for a coupled pair of microstrip lines in microwave integrated circuits. — «Microwave J.», May 1969, v. 12, p. 79—82.
- 6.31. Silvester P. TEM wave properties of Microstrip transmission lines. — «Proc. IEE», Jan. 1968, v. 115, p. 43—48.
- 6.32. Bryant T. G., Weiss J. A. Parameters of Microstrip Transmission Lines and of Coupled Pairs of Microstrip Lines. Worcester Polytechnic Inst. Dept. of Physics, July, 15 th., 1968. See also same title in «Trans. IEEE», Dec. 1968, v. MTT-16, p. 1021—1027.

- 6.33. Hill Y. M. et al. A General Method for obtaining Impedance and Coupling Characteristics of Practical Microstrip and Triplate Transmission Line Configurations. — «I.B.M. J.», Res. Dev., May 1969, p. 314—322.
- 6.34. Bräckelmann W. Wellentypen auf der Streifenleitung mit rechteckigem Schirm. — «A.E.U.», Dec. 1967, v. 21, p. 641—648.
- 6.35. Hellman M. E., Palocz I. The Effect of Neighbouring Conductors on the Currents and Fields in Plane Parallel Transmission Line. — «Trans. IEEE», May 1969, v. MTT-17, p. 254—259.
- 6.36. Zysman G. Y., Johnson A. K. Coupled Transmission Line Networks in an Inhomogeneous Dielectric Medium. — «Trans. IEE», Oct. 1969, Mtt-17, p. 753—759.
- 6.37. Weeks W. T. Calculation of Coefficients of Capacitance of Multiconductor Transmission Lines in the Presence of a Dielectric Interface. — «Trans. IEEE», Jan. 1970, v. MTT-18, p. 35—43.
- 6.38. Chen W. H. Even and Odd Mode Impedance of Coupled Pairs of Microstrip Lines, *ibid.*, p. 55—67.
- 6.39. Judd S. V. et al. An Analytical Method for Calculating Microstrip Transmission Line Parameters. — «Trans. IEEE», Feb. 1970, v. MTT-18, p. 78—87.
- 6.40. Krage M. K., Haddad G. I. Characteristics of Coupled Microstrip Transmission Lines. — «Trans. IEEE», April 1970, v. MTT-18, p. 217—228.
- 6.41. Gupta R. R. Fringing Capacitance Curves for Coplanar Rectangular Coupled Bars. — «Trans. IEEE», Aug. 1969, v. MTT-17, p. 637—638.
- 6.42. Horton M. C. Loss Calculations for Rectangular Coupled Bars. — «Trans. IEEE», Oct. 1970, v. MTT-18, p. 736—738.
- 6.43. Deutsch J., Jung H. J. Measurement of the Effective Dielectric Constant Of Microstrip Lines in the Frequency Range from 2GHz to 12 GHz. — «NTZ», Dec. 1970, v. 23, p. 620—624.
- 6.44. Napoli L. S., Hughes J. J. Characteristics of Coupled Microstrip Lines. — «RCA Rev.», Sept. 1970, v. 31, p. 479—482.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Предисловие к русскому изданию	3
Предисловие автора	4
Условные обозначения	6
1. Введение	7
1.1. Основные положения	7
1.2. Объем охваченного материала	7
1.3. Порядок изложения	8
1.4. Представление данных	8
1.5. Определение и примечания	9
Список литературы	11
2. Фидерные линии, использующие проводники круглого поперечного сечения	12
2.1. Введение	12
2.2. Круглая коаксиальная линия	12
2.3. Экспоненциальная коаксиальная линия	15
2.4. Одиночный круглый провод над заземленной пластиной	20
2.5. Незакранированная двухпроводная линия	25
Сводка полезных формул	26
3. Фидерные линии, использующие проводники прямоугольного поперечного сечения	29
3.1. Введение	29
3.2. Эллиптические интегралы в анализе фидерной линии	29
3.3. Квадратная коаксиальная линия	31
3.4. Прямоугольная коаксиальная линия	35
3.5. Треугольная (симметричная) полосковая линия	45
3.6. Микрополосковая (несимметричная) полосковая линия	55
3.7. «Производные» микрополосковой линии	67
3.8. Высокодобротная трехслойная полосковая линия	73
Сводка полезных формул	77
4. Фидерные линии, использующие проводники как круглого, так и прямоугольного поперечного сечения	81
4.1. Введение	81

4.2. Плоская линия с квадратным экраном	82
4.3. Плоская линия с прямоугольным экраном	84
4.4. Незранированная плоская линия	88
4.5. «Желобковая» линия	94
4.6. Коаксиальная полосковая линия	98
Сводка полезных формул	100
5. Фидерные линии необычного поперечного сечения	102
5.1. Введение	102
5.2. Эллиптическая коаксиальная линия	102
5.3. Частично заполненная коаксиальная линия	104
5.4. Коаксиальная линии со щелью	105
5.5. Разрезная коаксиальная линия	108
5.6. Многоугольная коаксиальная линия	110
5.7. Многореберная коаксиальная линия	113
6. Связанные фидерные линии	116
6.1. Введение	116
6.2. Линии со связанными проводниками круглого поперечного сечения	117
6.3. Линии со связанными проводниками прямоугольного поперечного сечения	121
Список литературы	138

М. А. Р. Ганстон

СПРАВОЧНИК ПО ВОЛНОВЫМ СОПРОТИВЛЕНИЯМ ФИДЕРНЫХ ЛИНИЙ СВЧ

Переводчик *П. М. Гальперин*
 Ответственный редактор *О. П. Фролов*
 Редакторы *В. Ф. Цейтлин, В. Н. Вяльцев*
 Обложка художника *В. Ф. Хромилина*
 Технический редактор *К. Г. Маркоц*
 Корректор *Р. М. Шишкова*

Сдано в набор 23/IV 1976 г. Подл. в печ. 11/VI 1976 г.
 Формат 84×108/32 Бумага писч. № 2 7,98 усл.-печ. л. 10,16 уч.-изд. л.
 Тираж 14 000 экз. Изд. № 17512 Зак. № 120 Цена 51 коп.
 Издательство «Связь», Москва 101000, Чистопрудный бульвар, д. 2

Типография издательства «Связь» Госкомиздата СССР
 Москва 101000, ул. Кирова, д. 40