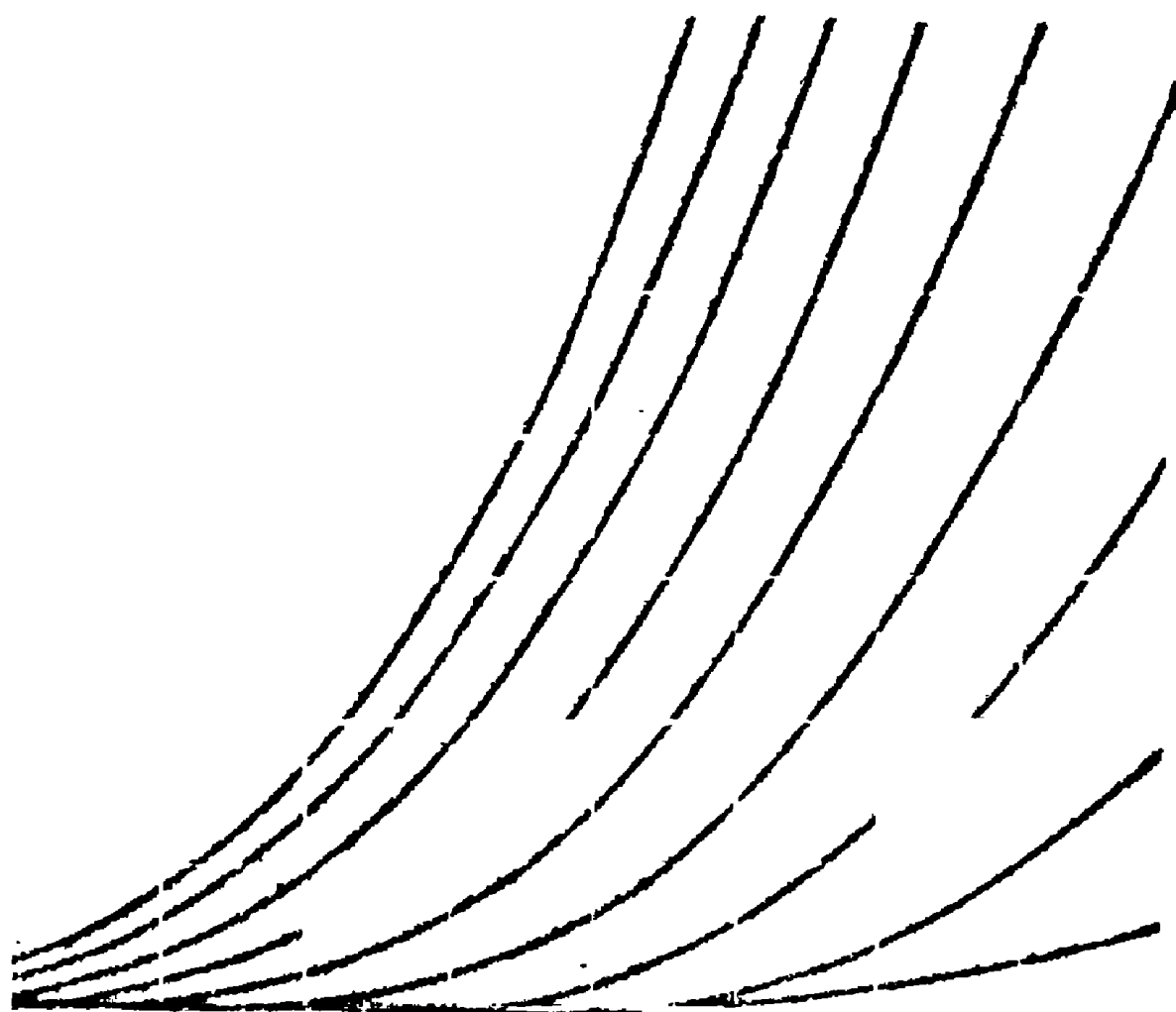


Д. Л. МАТТЕЙ · Л. ЯНГ · Е. М. Т. ДЖОНС



ФИЛЬТРЫ СВЧ
СОГЛАСУЮЩИЕ ЦЕПИ
И ЦЕПИ СВЯЗИ

**MICROWAVE FILTERS,
IMPEDANCE-MATCHING NETWORKS,
AND COUPLING STRUCTURES**

GEORGE L. MATTHAEI

*Professor of Electrical Engineering
University of California, Santa Barbara,
Formerly at Stanford Research Institute*

LEO YOUNG

*Head, Microwave Techniques Program
Electromagnetic Techniques Laboratory
Stanford Research Institute*

E. M. T. JONES

*Director of Engineering, TRG—West,
Formerly at Stanford Research Institute*

M c G R A W - H I L L B O O K C O M P A N Y

New York San Francisco Toronto London

**ФИЛЬТРЫ СВЧ,
СОГЛАСУЮЩИЕ ЦЕПИ И
ЦЕПИ СВЯЗИ**

Г. Л. МАТТЕИ, Л. ЯНГ, Е. М. Т. ДЖОНС

ПЕРЕВОД С АНГЛИЙСКОГО
ПОД ОБЩЕЙ РЕДАКЦИЕЙ

Л. В. АЛЕКСЕЕВА и Ф. В. КУШНИРА

ИЗДАТЕЛЬСТВО «СВЯЗЬ»
МОСКВА

УДК 621.372

Фильтры свч, согласующие цепи и цепи связи, т. I

Маттей Д. Л., Янг Л., Джонс Е.М.Т.
Перевод с английского под общей редакцией
Л. В. Алексеева и Ф. В. Кушнера

Год выпуска 1971

Книга посвящена вопросам проектирования фильтров свч и других полосовых устройств свч диапазона (направленных фильтров и ответвителей, согласующих цепей, цепей связи и т. д.).

В ней представлены основные понятия, методы расчета и сведения справочного характера (в виде таблиц и графиков), необходимые при проектировании устройств свч диапазона. Изложена теория, на которой основаны методы расчета, приведенные в книге.

Книга предназначена для научных и инженерно-технических работников, занимающихся вопросами техники связи, а также аспирантов и студентов соответствующих вузов.

Таблиц 50, иллюстраций 187, библи. 143.

3-4-1
19-71

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
От редакторов перевода	9
Предисловие авторов	12
Глава 1. Применение фильтрующих структур в технике свч	
1.01. Введение	15
1.02. Применение фильтров для разделения и суммирования сигналов	15
1.03. Цепи для согласования сопротивлений	16
1.04. Цепи связи для электронных ламп и усилителей с отрицательными сопротивлениями	19
1.05. Цепи временной задержки и замедляющие структуры	21
1.06. Применение теории фильтров для проектирования различных свч устройств	24
Литература	25
Глава 2. Основные понятия и соотношения теории цепей	
2.01. Введение	26
2.02. Комплексная частота, полюсы и нули	26
2.03. Собственные колебания и их связь с полюсами и нулями входного сопротивления	30
2.04. Основные свойства передаточных функций	30
2.05. Обобщенные параметры четырехполюсника	35
2.06. Параметры холостого хода и короткого замыкания четырехполюсника	39
2.07. Соотношения между обобщенными параметрами и параметрами холостого хода и короткого замыкания	39
2.08. Падающая и отраженная волны, коэффициенты отражения и один вид коэффициента передачи	41
2.09. Определение входного сопротивления нагруженного четырехполюсника	43

	Стр.
2.10. Определение функций передачи напряженки	43
2.11. Определение функций передачи мощности и затухания	44
2.12. Коэффициенты матрицы рассеяния	48
2.13. Анализ лестничных схем	50
Литература	52
Глава 3. Использование метода характеристических параметров для расчета фильтров	
3.01. Введение	53
3.02. Физическое и математическое определение характеристического сопротивления и характеристической постоянной передачи	53
3.03. Связь характеристических параметров с обобщенными параметрами и параметрами холостого хода и короткого замыкания	57
3.04. Характеристические параметры некоторых простых схем	57
3.05. Особые свойства характеристических параметров для цепей без потерь	58
3.06. Звенья фильтров типа постоянной k и m -производные	62
3.07. Влияние нагрузок, не согласованных с характеристическими сопротивлениями	67
3.08. Выбор окончательных согласующих звеньев для улучшения характеристик фильтров, рассчитанных по характеристическим параметрам	70
3.09. Измерение характеристических параметров	74
Литература	76
Глава 4. Фильтры-прототипы нижних частот, полученные методом синтеза цепей по рабочим параметрам	
4.01. Введение	77
4.02. Сравнение методов расчета фильтров по характеристическим и рабочим параметрам	77
4.03. Максимально плоская и чебышевская характеристики затухания	78
4.04. Определение параметров фильтров-прототипов нижних частот	85
4.05. Фильтры-прототипы с максимально плоской и чебышевской характеристиками, нагруженные с двух сторон	87
4.06. Фильтры-прототипы с максимально плоской и чебышевской характеристиками, нагруженные с одной стороны	95
4.07. Прототипы фильтров с максимально плоской характеристикой времени задержки	99
4.08. Сравнение характеристик времени задержки различных фильтров-прототипов	106
4.09. Согласующие цепи-прототипы с чебышевской характеристикой, обеспечивающие минимальное отражение	112
4.10. Расчет согласующих цепей-прототипов при заданной величине пульсаций или при минимальном отражении	118
4.11. Прототипы для усилителей с отрицательным сопротивлением	122
4.12. Преобразование фильтров-прототипов в эквивалентные схемы, содержащие инверторы сопротивления или инверторы проводимости и реактивные элементы только одного типа	131
4.13. Влияние диссипативных элементов в прототипах на фильтры нижних частот, полоснопропускающие и верхних частот	136
4.14. Приближенный расчет затухания прототипов в полсе запираания	141
4.15. Представление прототипов при учете потерь рассеяния в полосно-запирающих фильтрах	142
Литература	146

	Стр.
Глава 5. Элементы фильтров СВЧ и их свойства	
5.01. Введение	148
5.02. Общие свойства передающих линий с ТЕМ волной	148
5.03. Основные свойства коаксиальных линий	150
5.04. Основные свойства полосковых линий	152
5.05. Параллельно связанные линии и решетки из линий между заземленными пластинами	156
5.06. Основные свойства волноводов	170
5.07. Типичные неоднородности в передающих линиях	174
5.08. Отрезки передающих линий в качестве резонаторов	182
5.09. Звенья фильтров на связанных полосковых линиях передачи	184
5.10. Волноводные сочленения со связью через диафрагму	196
5.11. Резонансные частоты и неагруженная добротность объемных резонаторов	210
Литература	215
Глава 6. Ступенчатые трансформаторы и фильтры-прототипы	
Введение	217
6.01. Основные определения	217
6.02. Характеристики однородных четвертьволновых трансформаторов	220
6.03. Характеристики однородных полуволновых фильтров	228
6.04. Точный расчет трансформаторов с максимально плоской и чебышевской характеристиками, имеющих не больше четырех секций	231
6.05. Точный расчет трансформаторов с максимально плоской характеристикой, имеющих не больше восьми секций	243
6.06. Приближенный расчет при малых значениях R	246
6.07. Приближенный расчет для умеренно больших значений R	252
6.08. Учет емкостей сочленений в случае малых ступенчатых неоднородностей	258
6.09. Приближенный расчет в случае больших значений R	262
6.10. Асимптотическое поведение при R , стремящихся к бесконечности	270
6.11. Неоднородные четвертьволновые трансформаторы, состоящие из одной волноводной секции	275
6.12. Неоднородные четвертьволновые трансформаторы из двух или более волноводных секций	279
6.13. Несинхронный трансформатор	286
6.14. Внутренние потери рассеяния	287
6.15. Групповая задержка	293
Литература	299
Глава 7. Фильтры верхних и нижних частот на полусосредоточенных элементах и на рифленых волноводах	
Введение	301
7.01. Свойства рассматриваемых фильтров	301
7.02. Приближенная реализация сосредоточенных элементов в диапазоне СВЧ	306
7.03. Фильтры нижних частот на полусосредоточенных элементах	310
7.04. Фильтр нижних частот на рифленом волноводе	323
7.05. Фильтры нижних частот вафельного типа с очень широкими полосами запираания	330
7.06. Фильтры нижних частот, полученные с помощью четвертьволновых трансформаторов-прототипов	345
7.07. Фильтры верхних частот на полусосредоточенных элементах	347
7.08. Согласующие цепи нижних и верхних частот	353
7.09. Цепи временной задержки нижних частот	354
Литература	354

	Стр.
Глава 8. Полоснопропускающие фильтры (общие сведения о полоснопропускающих фильтрах и универсальная методика расчета фильтров с узкой и средней полосой пропускания)	
Введение	356
8.01. Основные свойства полоснопропускающих фильтров и фильтров псевдоверхних частот	356
8.02. Фильтры на связанных резонаторах	363
8.03. Практическая реализация K - и J -инверторов	370
8.04. Использование частотного преобразования для перехода от прототипа нижних частот к полоснопропускающему фильтру	373
8.05. Фильтры из отрезков передающих линий, связанных емкостными зазорами	375
8.06. Волноводные фильтры с параллельной индуктивной связью	382
8.07. Узкополосные фильтры из объемных резонаторов, связанных малыми диафрагмами	390
8.08. Фильтры, использующие четвертьволновые резонаторы (включенные как четырехполюсники)	393
8.09. Фильтры с параллельно связанными полосковыми резонаторами	400
8.10. Фильтры с четвертьволновыми связями	403
8.11. Фильтры на связанных резонаторах из сосредоточенных элементов	407
8.12. Полоснопропускающие фильтры с широкими полосами заграждения	411
8.13. Гребенчатые полоснопропускающие фильтры	420
8.14. Вывод некоторых расчетных соотношений	427
Литература	438

ОТ РЕДАКТОРОВ ПЕРЕВОДА

Книга «Фильтры свч, согласующие цепи и цепи связи» Г. Л. Маттея, Л. Янга и Е. М. Т. Джонса, известных советскому читателю по многочисленным работам в области свч техники, предлагаемая вниманию читателя в русском переводе, является единственной в своем роде монографией по теории и методам расчета свч устройств. В авторском предисловии достаточно подробно изложены принципы, положенные в основу построения книги. Можно добавить, что книга, отражая научный опыт и личные взгляды авторов, характеризует также и общее направление развития теории свч устройств.

За последние годы в этой теории явно наметилась и продолжает неуклонно развиваться тенденция рассмотрения свч устройств с позиций теории цепей. Повышение требований к свч узлам и элементам радиоаппаратуры, с одной стороны, и совершенствование технологии производства и развитие вычислительных методов, с другой, диктуют необходимость разработки такого теоретического аппарата, который соответствовал бы как возрастающим требованиям, так и тем возможностям, которые обеспечивают новая технология и вычислительные методы. Таким аппаратом является аппарат теории цепей, несравненно более наглядный и удобный при рассмотрении свч устройств, сложность которых все более возрастает.

В отличие от ранее господствовавших в технике свч методов электродинамики, более простые по форме методы теории цепей позволяют вскрыть самые существенные черты рассматриваемых явлений и предсказать направления развития возникающих изменений. Эти методы, как наиболее близко примыкающие к схеме и системотехнике, особенно удобны при анализе и синтезе сложных устройств, состоящих из большого числа элементов. Следует отметить, что они оказались плодотворными не только для техники свч, но и для целого ряда других областей науки и техники. Это привело в последние годы к появлению понятия «обобщенные цепи», включающего в себя целый класс систем, исследование которых проводится методами теории цепей.

Устройства свч в рамках теории цепей, или, точнее, теория обобщенных цепей, рассматриваются как цепи свч и представляют один из наиболее важных и многочисленных подклассов обобщенных цепей. Данная книга является, по существу, первой из книг по технике свч, где последовательно проводится рассмотрение устройств свч с позиций теории цепей. Вопросы теории поля, на которые ранее традиционно делался основной упор, здесь опущены и все изложение проводится на основе фильтрового подхода, причем отправным пунктом при построении методов расчета является фильтр-прототип. В качестве последнего используется либо фильтр нижних частот на сосредоточенных параметрах, либо четвертьволновый трансформатор. Принципы, положенные авторами в основу методов расчета свч устройств, а также сами методы прошли к настоящему времени большую практическую проверку, и приведенные сведения будут несомненно полезны при проектировании широкого круга этих устройств.

Одним из достоинств книги, с нашей точки зрения, является то, что она служит развитию практицизма мышления, умения приложить теорию к конкретной задаче, наконец, умения предельно упростить задачу (найти наиболее упрощенную схему устройства, решить задачу наиболее простыми путями). Книга изобилует многочисленными примерами такого рода. Так, почти все сложные структуры полосовых фильтров сводятся к трем типовым моделям и довольно приближенные методы расчета в конечном счете дают приемлемые для практики результаты. Точно так же при согласовании — простое одноконтурное представление комплексной нагрузки довольно сложного вида дает достаточно хороший результат.

Систематическое изложение материала в книге дает возможность рассматривать ее как полезное учебное или, точнее, методическое пособие по технике свч для инженеров, ибо на примере рассмотренных в книге устройств она учит, как подходить к проектированию и расчету устройств свч. В ней рассмотрен целый ряд вопросов, которые до этого не были представлены в систематизированном виде, например, теория направленных фильтров и ответвителей, теория четвертьволновых трансформаторов и полуволновых фильтров и др. Ввиду большого объема затронутых в книге вопросов, в ней не дается последовательного вывода используемых формул. Лаконизм в изложении материала потребует от читателя определенного напряжения и подготовки, чтобы извлечь из книги максимум полезной информации.

По широте охвата материала и уровню его изложения книга является важным вкладом в теорию свч устройств, а большое число сведений специального характера, представленных в книге в форме, близкой к справочнику (таблицы, графики, расчетные формулы, сводки расчетных данных для типовых структур и т. п.) позволяют считать ее справочным пособием, незаменимым для специалистов, работающих в области свч.

Естественно, что даже в книге такого объема нельзя охватить всех вопросов современной теории свч цепей. Остается лишь пожелать, чтобы как можно быстрее появился многотомный труд по теории и методам расчета свч цепей, в котором бы нашли отражение все современные достижения в данной области. В частности, это относится к так называемым точным методам синтеза, основанным на частотном преобразовании Ричардса, а также к методам анализа и синтеза микросхем свч.

В оригинале книга издана в одном томе, но ввиду большого ее объема перевод пришлось выпустить двумя отдельными частями (1-я часть содержит с 1-й по 8-ю, 2-я — с 9-й по 17-ю главы). Нумерация глав и параграфов и общая структура книги, а также все обозначения (за незначительным исключением) сохранены без изменений.

Вместе с тем при переводе книги было сочтено целесообразным несколько сократить либо добавить введения к отдельным главам. Объединены некоторые рисунки и таблицы; сводки расчетных данных для определенных типов устройств, представленные в оригинале в виде таблиц и рисунков, в ряде случаев вынесены непосредственно в текст. Это привело к частичному нарушению нумерации формул, рисунков и таблиц внутри параграфов по сравнению с оригиналом.

Все размерности в формулах и на большинстве рисунков переведены в метрическую систему мер. Термины, не нашедшие еще однозначного отражения в русской радиотехнической литературе, даны и в переводе, и в транскрипции оригинала. Там, где это оказалось целесообразным и необходимым, текст снабжен замечаниями редакторов перевода в виде сносок. Списки литературы пополнены отечественными изданиями; отмечены литературные источники, переведенные на русский язык.

Книга рекомендуется широкому кругу специалистов, работающих в области свч техники в промышленности, научно-исследовательских и учебных институтах. Она будет полезна также студентам старших курсов и аспирантам соответствующих специальностей.

Перевод выполнен группой сотрудников лаборатории «Синтеза свч устройств» ЛЭИС им. проф. М. А. Бонч-Бруевича под руководством канд. техн. наук Л. В. Алексеева. Над переводом первой части работали Л. В. Алексеев, Г. Н. Зеленский, Н. Ф. Орлова, В. Я. Павлов, Л. И. Чукунов, а над переводом второй части — Л. В. Алексеев и В. Я. Павлов.

*Л. В. Алексеев,
Ф. В. Кушнин*

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРОВ

При написании этой книги преследовались три главные цели. Во-первых, дать основные понятия, методы расчетов и различные сведения, которые обычно используются при проектировании целого ряда устройств свч диапазона. Во-вторых, представить сведения специального характера в форме, более или менее близкой к справочнику, так, чтобы проектировщик мог выполнить практические расчеты для систем с определенной конфигурацией без изучения теории и вывода соответствующих соотношений. (Следует заметить, однако, что работа большинства описываемых здесь устройств достаточно сложна и обычно требуется знание некоторых основных понятий и расчетных методов.) В-третьих, изложить теорию, на которой основаны различные методы расчета, с тем, чтобы проектировщики могли применять эти методы, а исследователи в области свч — использовать ее положения для дальнейшего совершенствования этих методов и разработки новых.

Многие методы расчета свч фильтров, описанные в книге, могут быть применены для расчета устройств свч, которые на первый взгляд не имеют ничего общего с фильтрами. Например, в схемах с электронными лампами, в параметрических устройствах и антеннах фильтровые системы можно использовать для согласования сопротивлений, чтобы обеспечить широкополосность. Их также можно использовать в качестве замедляющих структур и цепей задержки. Кроме того, методы расчета фильтров свч можно применить для устройств, не работающих в диапазоне свч, например, для фильтров инфракрасного и оптического диапазонов.

Порядок перечисления указанных выше целей никоим образом не связан со степенью их важности, и сама книга не разделена соответственно на три части. Однако в некоторых главах, где это представлялось возможным, в первом параграфе или в нескольких первых параграфах, рассматриваются общие положения, необходимые для лучшего использования расчетных данных, приводимых в этой главе; далее приводятся сведения, нужные для расчета определенных типов структур, а в конце главы — выводы расчетных выражений. Во многих параграфах даны ссылки на другие

главы и параграфы книги, где изложены вопросы, относящиеся к рассматриваемой структуре. Например, в главе 11 описываются методы измерения ненагруженной и внешней добротностей Q резонаторов и коэффициентов связи между резонаторами. Эти методы широко используются при создании многих типов полоснопропускающих фильтров и согласующих цепей.

В гл. 1 рассматриваются многочисленные устройства, в которых могут применяться фильтрующие системы свч. В гл. 2–6 содержатся справочные данные и основные положения, требуемые для остальной части книги, причем в гл. 2 приведены основные определения и математические соотношения, необходимые при анализе фильтрующих систем. Хотя метод характеристических параметров используется в книге для расчета фильтров только в определенных случаях, желательно некоторое общее знакомство с этим методом. В гл. 3 кратко изложены те его положения, которые особенно нужны применительно к целям книги. Гл. 1–3 будут полезны читателям, ощущающим некоторые пробелы в знаниях по тематике данной книги.

Большинство описываемых методов расчета фильтров и согласующих цепей основано на использовании фильтров-прототипов нижних частот. Глава 4 посвящена различным видам этих фильтров-прототипов на сосредоточенных элементах, значения которых приводятся здесь же в таблицах; рассмотрены временная задержка, согласование сопротивлений, а также влияние потерь рассеяния на их характеристики. В последующих главах эти фильтры-прототипы нижних частот используются для расчета полоснопропускающих и полоснозапирающих фильтров свч, фильтров нижних и верхних частот, а также согласующих цепей и цепей задержки.

В гл. 5 собраны различные графики, таблицы и формулы, относящиеся к расчету коаксиальных и полосковых линий, волноводов, различных резонаторов, элементов связи и неоднородностей.

В гл. 6 изложены вопросы расчета ступенчатых трансформаторов и приведены расчетные таблицы для определенных случаев. Такие ступенчатые трансформаторы используются не только как обычные трансформаторы сопротивления, но также в качестве прототипов для некоторых видов полоснопропускающих фильтров или фильтров псевдоверхних частот, рассматриваемых в гл. 9.

В гл. 7 рассматривается расчет фильтров нижних и верхних частот на полусосредоточенных элементах, а в гл. 8–10 расчет полоснопропускающих фильтров и фильтров псевдоверхних частот тремя различными методами. Выбор наилучшего метода зависит от структуры фильтра и требуемой ширины полосы. В начале гл. 8 приводятся таблицы различных фильтрующих структур, а также кратко излагаются их свойства, причем указывается номер параграфа, где можно найти расчетные данные для соответствующей структуры.

В гл. 11 описываются вспомогательные приемы и методы, используемые при практической разработке полоснопропускающих фильтров свч, согласующих и задерживающих цепей. Они носят общий характер и могут применяться к любым фильтрующим структурам вместе с другими методами, рассматриваемыми в книге.

В гл. 12 описываются полоснозапирающие фильтры, в гл. 13 — некоторые типы направленных ответвителей. Направленные ответвители на связанных передающих линиях с волной ТЕМ являются основными звеньями определенных типов направленных фильтров, рассмотренных в гл. 14, в то время как шлейфные направленные ответвители можно рассчитывать при помощи ступенчатых трансформаторов-прототипов, рассмотренных в гл. 6. В гл. 14 описаны волноводные и полосковые направленные фильтры, в гл. 15 — фильтры на большую мощность, в гл. 16 — мультиплексеры и диплексеры, в гл. 17 — фильтры, которые можно перестраивать либо механически, либо изменяя смещающее магнитное поле.

Авторы надеются, что предлагаемая книга удовлетворит назревшую, особенно в последние годы, потребность в справочном пособии по практическим методам проектирования с приложением необходимых примеров, расчетных и теоретических сведений для этой быстро развивающейся области техники.

Глава 1

ПРИМЕНЕНИЕ ФИЛЬТРУЮЩИХ СТРУКТУР В ТЕХНИКЕ СВЧ

1.01. Введение

Большинство читателей, вероятно, хорошо знакомо с применением фильтров для разделения и суммирования сигналов. Эти вопросы изложены в § 1.02. Однако материал данной книги, помимо таких классических применений фильтров, позволяет решать и многие другие задачи техники свч, которые не всегда относятся к задачам фильтрации, хотя при этом и используются фильтрующие структуры.

Цель первой главы заключается в том, чтобы обосновать полезность книги не только для специалистов по проектированию фильтров, но также и для инженеров-антенщиков при исследовании проблемы питания широкополосной антенны, инженеров по электронным приборам свч диапазона, когда возникает необходимость широкополосного согласования сопротивлений на входе и выходе лампы свч, инженеров, занимающихся системами, при разработке цепи временной задержки, и для многих других специалистов, озабоченных с проектированием различных цепей свч.

1.02. Применение фильтров для разделения и суммирования сигналов

Основным назначением фильтров является подавление одних частотных составляющих некоторого сложного сигнала и обеспечение хорошей передачи других. Характеристики затухания проектируемых для этой цели фильтров [нижних (ФНЧ) и верхних (ФВЧ) частот, полоснопропускающего (ППФ) или полоснозапирающего (ПЗФ)] показаны на рис. 1.02.1.

Фильтры также используются для разделения частот в двухканальных и многоканальных разделительных устройствах (диплексерах и мультиплексерах). На рис. 1.02.2 изображена схема мультиплексера, разделяющего сигналы в диапазоне от 2,0 до 4,0 Гц на три отдельных канала в соответствии с их частотными полосами. Правильно спроектированный мультиплексер этого типа имеет на входе очень низкий коэффициент стоячей волны (КСВ) во всем частотном диапазоне от 2,0 до 4,0 Гц. Чтобы получить

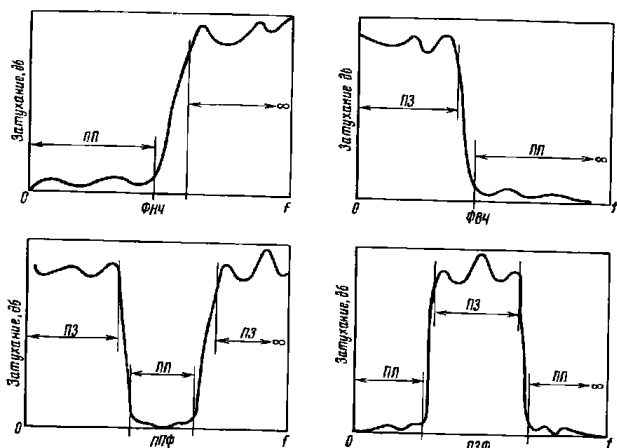


Рис. 1.02.1. Четыре типа характеристик фильтров.
ПП — полоса пропускания; ПЗ — полоса заграждения

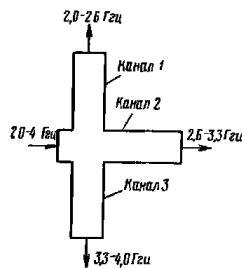


Рис. 1.02.2. Трехканальное разделительное устройство

такой результат, отдельные фильтры мультиплексера должны быть рассчитаны специально для указанного назначения совместно с согласующей цепью. Эти вопросы излагаются в гл. 16.

Часто дилексеры и мультиплексеры используются для суммирования сигналов различных частот. Предположим, что стрелки, показывающие направления сигналов на рис. 1.02.2, повернуты в обратную сторону. Тогда сигналы, входящие в разные каналы, суммируются с незначительным отражением и утечкой энергии, и на выходе мультиплексера получится суммарный сигнал. Если сигналы этих каналов с различными частотными диапазонами складывались бы с помощью простого соединения линий передачи (т. е. без мультиплексера), то в выходной линии имели бы место значительные потери энергии из-за отражения и утечки ее в другие каналы.

1.03. Цепи для согласования сопротивлений

Боде [1] первым установил, какие физические ограничения существуют при широкополосном согласовании нагрузок, состоящих

из реактивного и активного сопротивлений при последовательном или параллельном их соединении. Затем Фано [2] сформулировал общие ограничения на согласование сопротивлений при любой нагрузке. Он показал, что коэффициент передачи и ширина полосы согласования являются взаимосвязанными величинами, если нагрузка имеет реактивную составляющую.

Чтобы проиллюстрировать теоретические ограничения, которые возникают при широкополосном согласовании сопротивлений, рассмотрим схему на рис. 1.03.1, в которой нужно согласовать на-

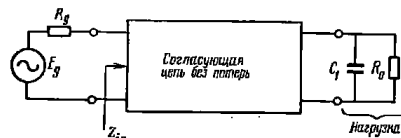


Рис. 1.03.1. Согласование комплексной нагрузки с помощью цепи без потерь

грузку, состоящую из емкости C_1 и сопротивления R_0 , соединенных параллельно. Между генератором и нагрузкой должна быть включена согласующая цепь без потерь, причем коэффициент отражения между генератором и согласующей цепью

$$\Gamma = \frac{Z_{in} - R_g}{Z_{in} + R_g} \quad (1.03.1)$$

В упомянутых работах Боде и Фано показано, что на коэффициент отражения Γ , рассматриваемый как функция частоты, накладываются определенные ограничения. Наилучшие возможные результаты ограничиваются следующим соотношением [1]¹⁾:

$$\int_0^{\infty} \ln \left| \frac{1}{\Gamma} \right|^2 d\omega = \frac{\pi}{R_0 C_1} \quad (1.03.2)$$

Напомним, что для пассивной цепи $0 \leq |\Gamma| \leq 1$, причем при полном отражении $|\Gamma| = 1$, а при полном согласовании $|\Gamma| = 0$. Таким образом, чем больше $\ln |1/\Gamma|$, тем лучше будет осуществляться передача. Но выражение (1.03.2) показывает, что площадь, ограниченная кривой $\ln |1/\Gamma|$, в функции частоты ω не может быть больше, чем $\pi/(R_0 C_1)$.

Если требуется получить хорошее согласование сопротивлений в некотором диапазоне частот от ω_a до ω_b , то наилучшие результаты будут получены, когда $|\Gamma| = 1$ на всех частотах, исключая

¹⁾ Это соотношение удовлетворяется, если согласующая цепь рассчитана так, что коэффициент отражения между сопротивлением R_0 и оставшейся частью цепи слева от него (см. рис. 1.03.1) имеет все нули только в левой полуоси частоты [1, 2].

указанный диапазон. Тогда $\ln|1/\Gamma|=0$ на всех частотах, кроме него и, следовательно, для данного диапазона частот получаем предельно возможное значение площади, ограниченное кривой $\ln|1/\Gamma|$. При этом условии соотношение (1.03.2) преобразуется к виду

$$\int_{\omega_a}^{\omega_b} \ln \left| \frac{1}{\Gamma} \right| d\omega = \frac{\pi}{R_0 C_1}. \quad (1.03.3)$$

Если предположить, что величина $|\Gamma|$ является постоянной в пределах полосы согласования, то как функцию частоты ее можно представить в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} |\Gamma| &= e^{\frac{-\pi}{(\omega_b - \omega_a) R_0 C_1}} \text{ при } \omega_a \leq \omega \leq \omega_b \\ |\Gamma| &= 1 \text{ при } 0 \leq \omega \leq \omega_a \text{ и } \omega_b \leq \omega \leq \infty \end{aligned} \right\} \quad (1.03.4)$$

Выражение (1.03.4) показывает, что идеальной согласующей цепью для нагрузки, приведенной на рис. 1.03.1, является полоснопропускающий фильтр с резкими скатами характеристики на краях полосы согласования. Кривые на рис. 1.03.2 иллюстрируют

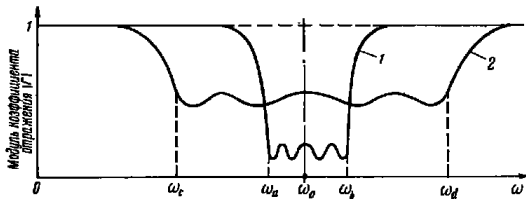


Рис. 1.03.2. Связь между шириной полосы и степенью согласования при одной и той же нагрузке с реактивной составляющей

зависимость коэффициента отражения $|\Gamma|$ от частоты ω для согласующей цепи в виде полоснопропускающего фильтра. Кривая 1 относится к случаю согласования данной нагрузки в пределах относительно узкой полосы частот от ω_a до ω_b , в то время как кривая 2 — к согласованию той же самой нагрузки в пределах более широкой полосы от ω_c до ω_d при использовании одного и того же количества элементов в согласующей цепи. Прямоугольная характеристика $|\Gamma|$, соответствующая выражению (1.03.4), может быть получена только с помощью оптимального полосового согласующего фильтра с бесконечным числом элементов¹⁾.

¹⁾ Простые согласующие цепи могут дать значительное улучшение согласования, однако с каждым дополнительным элементом эффект улучшения быстро уменьшается. По этой причине довольно простые согласующие цепи практически обеспечивают характеристику, очень близкую к теоретически оптимальной характеристике.

В работе [2] показано, что подобные условия справедливы для любого типа комплексных нагрузок. Таким образом, широкополосные согласующие цепи неизбежно являются структурами со скатами фильтра. Вопросы расчета фильтрующих структур, используемых в качестве согласующих цепей, рассмотрены в §§ 4.09—4.11, 7.08 и 11.08—11.10.

1.04. Цепи связи для электронных ламп и усилителей с отрицательными сопротивлениями

Пентодная лампа со стороны выхода может быть представлена генератором тока с бесконечно большим внутренним сопротивлением, шунтированным емкостью. Широкополосную выходную цепь для таких ламп можно рассчитать как обычный фильтр, питаемый генератором тока и нагруженный на одно лишь активное сопротивление (включенное за выходе фильтра). При этом выходная емкость лампы используется как один из элементов фильтра, и, таким образом, учитывается вредный эффект шунтирующей емкости [3]. В последующих главах приводятся необходимые данные для расчета широкополосных свч цепей связи для случаев, когда источник питания может быть представлен как генератор тока или напряжения с реактивным элементом.

В некоторых случаях входное или выходное сопротивление генератора или усилителя можно представить как активное сопротивление с одним или двумя реактивными элементами. В таких случаях, как показано выше, необходимы согласующие фильтры, если должна быть получена оптимальная широкополосная характеристика.

Усилители с отрицательным сопротивлением являются еще одним классом приборов, которые требуют использования фильтровых структур для обеспечения оптимальной работы в широкой полосе. Рассмотрим цепь на рис. 1.04.1а и определим для нее коэффициент отражения слева:

$$\Gamma_1 = \frac{Z_1 - R_0}{Z_1 + R_0} \quad (1.04.1)$$

и справа:

$$\Gamma_3 = \frac{Z_3 - R_4}{Z_3 + R_4} \quad (1.04.2)$$

Так как промежуточная цепь в виде полоснопропускающего фильтра не обладает потерями, то

$$|\Gamma_1| = |\Gamma_3|, \quad (1.04.3)$$

хотя фазы Γ_1 и Γ_3 не обязательно одинаковы. Максимальная мощность генератора, подводимая к циркулятору справа, направляется в цепь фильтра, причем часть ее отражается обратно к циркулятору и выделяется в нагрузке R_L . Коэффициент передачи мощ-

ности от генератора к R_L равен

$$\frac{P_r}{P_m} = |\Gamma_3|^2, \quad (1.04.4)$$

где P_m — максимальная мощность генератора (мощность, отдаваемая в согласованную нагрузку);

P_r — мощность, отраженная от цепи фильтра.

Если сопротивление R_0 слева на рис. 1.04.1а является положительным, то частотная характеристика коэффициента передачи

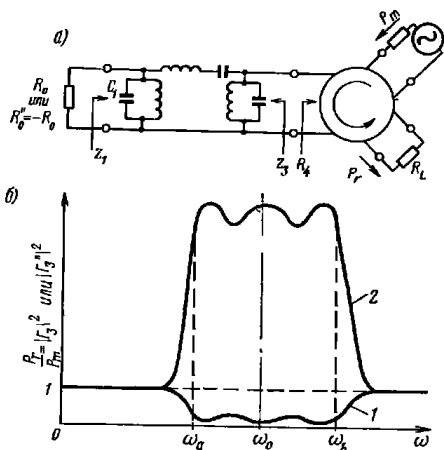


Рис. 1.04.1. Схема усилителя на отрицательном сопротивлении с циркулятором и согласующей цепью в виде полосового фильтра (а) и ее характеристика передачи (б)

мощности будет соответствовать кривой 1 на рис. 1.04.1б. При этом передача мощности в R_L в полосе пропускания фильтра мала, так как $|\Gamma_1| = |\Gamma_3|$ тоже малы. Однако, если R_0 заменить отрицательным сопротивлением $R_0^* = -R_0$, то коэффициент отражения слева будет равен

$$\Gamma_1^* = \frac{Z_1 - R_0^*}{Z_1 + R_0^*} = \frac{Z_1 + R_0}{Z_1 - R_0}. \quad (1.04.5)$$

В результате получаем

$$|\Gamma_3^*| = |\Gamma_1^*| = \frac{1}{|\Gamma_1|}. \quad (1.04.6)$$

При замене R_0 отрицательным сопротивлением $-R_0$ коэффициент отражения $|\Gamma_3|$ будет заменяться на $|\Gamma_3^*| = 1/|\Gamma_3|$ и коэффициент передачи мощности будет соответствовать кривой 2 на рис. 1.04.1б. При этих условиях мощность на выходе значительно превосходит максимальную мощность генератора на частотах в пределах полосы пропускания фильтра.

Таким образом, используя выражения (1.04.1) и (1.04.6), легко рассчитать цепи связи для усилителей с отрицательным сопротивлением при помощи методов расчета согласующих фильтров. Реальные приборы с отрицательным сопротивлением не являются чисто активными сопротивлениями, эквивалентные схемы их содержат также и реактивные элементы. Например, для туннельных диодов основным реактивным элементом является относительно большая емкость, включенная параллельно отрицательному сопротивлению. Удовлетворительная работа усилителя в диапазоне свч невозможна без специальной цепи связи, компенсирующей влияние этой емкости. На рис. 1.04.1а R_0^* и C_1 могут рассматриваться как отрицательное сопротивление и емкость туннельного диода, а остальная часть полоснопропускающего фильтра — как широкополосная цепь связи.

Подобные принципы также применяются при расчете широкополосных цепей связи для лазеров и параметрических усилителей. Однако в последнем случае расчет цепей связи несколько усложняется ввиду сравнительно сложных эффектов преобразования сопротивления элемента с изменяющимися во времени параметрами [4, 7].

Цепь связи, показанная на рис. 1.04.1а, состоит из сосредоточенных элементов и поэтому не очень удобна для практической реализации в диапазоне свч. Методы, которые применяются для расчета практических структур свч фильтров такого назначения, рассматриваются в § 11.10 с использованием результатов, полученных в §§ 11.08 и 11.09. Фильтры-прототипы нижних частот для цепей связи в усилителях с отрицательным сопротивлением протабулированы в § 4.11.

1.05. Цепи временной задержки и замедляющие структуры

Рассмотрим схему фильтра нижних частот, приведенную на рис. 1.05.1а, для которого функция передачи напряжения равна E_0/E_6 . Фазовая характеристика передаточной функции определяется как

$$\varphi = \arg \frac{E_0}{E_6}, \text{ рад.} \quad (1.05.1)$$

Фазовая задержка фильтра на любой частоте ω равна

$$t_p = \frac{\varphi}{\omega}, \text{ сек,} \quad (1.05.2)$$

а групповая задержка

$$t_d = \frac{d\varphi}{d\omega}, \text{ сек.} \quad (1.05.3)$$

где φ — в рад; а ω — в рад/сек.

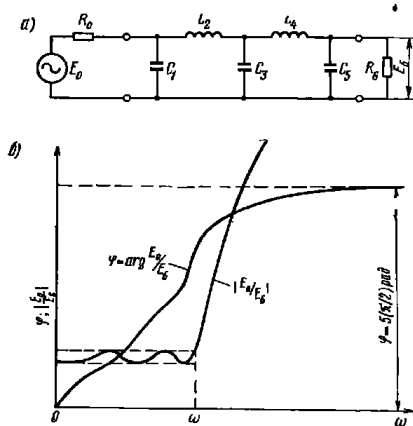


Рис. 1.05.1. Фильтр нижних частот (а) и амплитудная и фазовая характеристики его передаточной функции (б)

В различных задачах могут иметь значения оба вида задержки, однако именно групповая задержка определяет время, требуемое для прохождения сигнала через цепь [5, 6]¹⁾.

Цепи нижних частот лестничной структуры, подобные схеме на рис. 1.05.1а, имеют нулевую фазу функции передачи при $\omega=0$; с увеличением ω фаза увеличивается. В пределе

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \varphi = \frac{n\pi}{2}, \text{ рад,} \quad (1.05.4)$$

где n — число реактивных элементов в цепи. На рис. 1.05.1б показан возможный вид амплитудной характеристики передаточной функции $|E_0/E_n|$ для рассматриваемого фильтра и приведена приблизительно соответствующая ей фазовая характеристика. Заметим, что наибольший фазовый сдвиг имеет место в пределах полосы пропускания от $\omega=0$ до $\omega=\omega_1$. В этом случае групповое

¹⁾ Если отсутствуют амплитудные искажения и $d\varphi/d\omega$ является постоянной величиной в пределах частотного спектра сигнала, то выходной сигнал будет точно соответствовать входному сигналу, но запаздывать во времени на t_d сек.

время задержки в полосе пропускания таких фильтров может быть приблизительно определено из формулы

$$t_d = \frac{n\pi}{2\omega_1}, \text{ сек.} \quad (1.05.5)$$

Конечно, в некоторых случаях величина t_d может заметно изменяться в пределах полосы пропускания, и выражение (1.05.5) оказывается весьма приближенным¹⁾.

На рис. 1.05.2а показан пятирезонаторный полоснопропускающий фильтр, соответствующий фильтру нижних частот на рис. 1.05.1а, а на рис. 1.05.2б — его типичная фазовая характери-

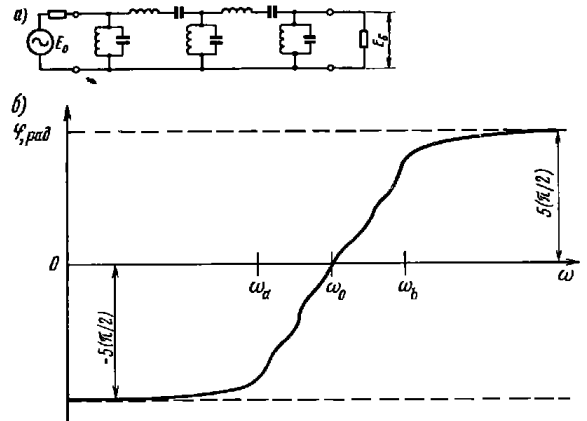


Рис. 1.05.2. Полоснопропускающий фильтр (а) и его фазовая характеристика (б)

стика. В этом случае полный фазовый сдвиг на частотах от $\omega=0$ до $\omega=\infty$ равен $n\pi$, рад, где n — число резонаторов; грубая оценка группового времени задержки в полосе пропускания дается формулой²⁾

$$t_d = \frac{n\pi}{\omega_b - \omega_a}, \text{ сек.} \quad (1.05.6)$$

Здесь ω_a и ω_b — граничные частоты полосы пропускания в рад.

¹⁾ Так как в полосе пропускания фаза, как правило, не достигает своего максимального значения, то время задержки по ф-ле (1.05.5) будет больше действительного (обычно в два раза).

²⁾ Так же, как и выражение (1.05.5), эта формула будет всегда давать завышенное значение времени задержки.

В следующих главах будет представлена более исчерпывающая информация о характеристиках временной задержки фильтров. Формулы (1.05.5) и (1.05.6) приведены в этом параграфе просто для более полного изложения общих ее свойств. Предположим, что в некоторой системе желательнее осуществить задержку импульсов в 10-сантиметровом диапазоне волн на 0,05 мксек и при этом полоса, необходимая для размещения спектра сигнала, при некотором изменении несущей частоты равна 50 Мгц. Если такую задержку осуществить с помощью воздушной коаксиальной линии, то потребовалась бы линия длиной 15 м. Выражение (1.05.6) показывает, что эта задержка может быть получена с помощью пятирезонаторного фильтра, имеющего ширину полосы 50 Мгц. Спроектированный для этой цели полоснопропускающий фильтр 10-сантиметрового диапазона по длине будет меньше 30 см и может быть сделан весьма легким.

В замедляющих структурах представляют интерес:

фазовая скорость

$$v_p = \frac{l}{t_p} \quad (1.05.7)$$

или *групповая скорость*

$$v_g = \frac{l}{t_d}, \quad (1.05.8)$$

где l — длина замедляющей структуры, а t_p и t_d — величины, определяемые выражениями (1.05.2) и (1.05.3). Не все замедляющие структуры являются фильтрами, но большинство из них так или иначе связаны с ними, например, волноводы с периодически расположенными емкостными или индуктивными диафрагмами, линии со встречными стержнями и гребенчатые линии. Методы, изложенные в этой книге, будут полезными для расчета таких замедляющих структур, которые в своей осеве являются фильтрами. Применение фильтров в качестве цепей задержки рассматривается в §§ 4.07, 4.08, 6.15, 7.09 и 11.11.

1.06. Применение теории фильтров для проектирования различных свч устройств

Из предыдущих параграфов следует, что наиболее общий подход, используемый при расчетах фильтров свч, применим также для оптимального проектирования самых разнообразных устройств диапазона свч. Вообще говоря, методы теории фильтров являются основными в тех случаях, когда необходимо обеспечить выделение, подавление или разделение сигналов различных частот; когда важно осуществить передачу с малым отражением энергии в пределах широкой полосы или когда требуется обеспечить заданную величину времени задержки сигнала. Подобные задачи слишком многочисленны и разнообразны, что, разумеется, не позволяет

рассмотреть здесь каждую из них в отдельности. Однако тель, ознакомившись с изложенными в книге общими методами расчета, вероятно не встретит затруднений при пользовании ими для решения целого ряда специальных задач.

Литература

- *1. Bode H. W. Network Analysis and Feedback Amplifier Design, p. p. 360—371 (D. Van Nostrand Co. New York, N. Y., 1945).
- Боде Г. Теория цепей и проектирование усилителей с обратной связью. Перевод с англ., под ред. А. А. Колосова и Л. А. Мееровича. Издательство иностранной литературы, М., 1948.
- *2. Fano R. M. Theoretical Limitations on the Broadband Matching of Arbitrary Impedance, Journal of the Franklin Institute, Vol. 249, pp. 57—84 and 139—154 (January—February 1950).
- Фано Р. М. Теоретические ограничения полосы согласования произвольных импедансов. Перевод с англ. (и послесловие) Ю. Л. Хотунцева, под ред. Г. И. Слободенюка. М., «Советское радио», 1965.
3. Valley G. E. and Wallman H. Vacuum Tube Amplifiers, Chapter 2 and 4 (McGraw-Hill Book Co., New York, N. Y., 1948).
4. Matthaei G. L. A Study of the Optimum Design of Wide-Band Parametric Amplifiers and Up-Converters, IRE Trans. PGMT—9, pp. 23—38 (January 1961).
5. Guillemin E. A. Communication Networks. Vol. 2. pp. 99—106 and 490—498 (John Wiley and Sons, Inc., New York, N. Y., 1935).
6. Di Toro M. J. Phase and Amplitude Distortion in Linear Networks, Proc. IRE, Vol. 36, pp. 24—36 (January) 1948.
7. Kуп E. S. and Fukada M. Optimum Synthesis of Wide-Band Parametric Amplifiers and Converters, IRE Trans. PGCT—8, pp. 410—415 (December 1961).

* Звездочками здесь и во всех главах обозначена литература переведенная на русский язык.

Глава 2

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И СООТНОШЕНИЯ ТЕОРИИ ЦЕПЕЙ

2.01. Введение

В этой главе представлена сводка некоторых важных понятий и соотношений теории цепей, полезных при анализе фильтров. Хотя большинству специалистов, по-видимому, знаком изложенный здесь материал, однако для удобства ссылок целесообразно было сгруппировать его в одном месте. Кроме того, несомненно для некоторых читателей отдельные вопросы явятся новыми. В таких случаях проведенное рассмотрение их будет служить кратким введением, необходимым для понимания книги.

2.02. Комплексная частота, полосы и нули

Синусоидальное напряжение

$$e(t) = |E_m| \cos(\omega t + \varphi) \quad (2.02.1)$$

может быть также записано в ином виде

$$e(t) = \operatorname{Re} (E_m e^{j\omega t}), \quad (2.02.2)$$

где t — время, сек;

ω — круговая частота, рад/сек;

$E_m = |E_m| e^{j\varphi}$ — комплексная амплитуда напряжения.

Величина E_m связана с действующим значением напряжения с помощью известного соотношения $E = E_m / \sqrt{2}$. Синусоидальные колебания или волны являются частным случаем более общей формы функциональной зависимости, для которой далее использован термин волновая форма (wave form):

$$e(t) = |E_m| e^{\sigma t} \cos(\omega t + \varphi) \quad (2.02.3)$$

или

$$e(t) = \operatorname{Re} [E_m e^{pt}], \quad (2.02.4)$$

— 26 —

В этом случае переменная

$$p = \sigma + j\omega \quad (2.02.5)$$

является комплексной частотой и колебание (волновая форма) может быть экспоненциальной функцией¹⁾ (рис. 2.02.1а); синусоидальным, с амплитудой, затухающей по экспоненте (рис. 2.02.1б), или чисто синусоидальным, если $p = j\omega$.

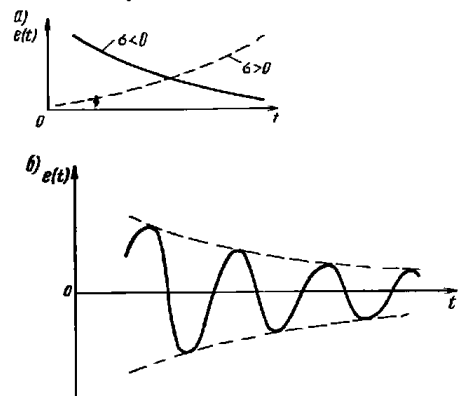


Рис. 2.02.1. Формы колебаний в цепи:
а — при $p = \sigma + j\omega$; б — при $p = \sigma + j\omega$ и $\sigma < 0$

При рассмотрении линейных цепей с постоянными (независящими от времени) параметрами, таких как в этой книге, представление колебаний волновыми формами с комплексными частотами имеет фундаментальное значение. Преимущество такого представления перед другими возможными формами записи колебательного процесса обусловлено следующими свойствами линейных цепей с постоянными параметрами:

1. В установившемся режиме реакция цепи²⁾ на приложенное к цепи возбуждение (ток или напряжение) частоты p в любом ее участке будет иметь форму, аналогичную форме возбуждающего колебания с тем же значением комплексной частоты p . Амплитуда и фаза колебания будут, в общем случае, различными в разных участках цепи. Однако как амплитуда, так и фаза реакции цепи будут линейными функциями соответственно амплитуды и фазы возбуждения.

¹⁾ Вырожденное колебание (прим. ред.).

²⁾ Если не оговорено обратное, то под термином «цепь» будет подразумеваться линейная цепь с постоянными параметрами.

2. Собственные колебания (моды) цепи будут волновыми формами с комплексными частотами (под собственными колебаниями цепи, как известно, понимаются колебания тока и напряжения, существующие в цепи после отключения источников возбуждения).

Понятия входной и передаточной функций следуют из первого свойства, так как обе функции характеризуют собой отношения комплексных амплитуд возбуждения и реакции цепи. Следствием второго свойства является то, что переходная характеристика цепи представляется в виде суперпозиции волновых форм собственных колебаний цепи с комплексными частотами.

Входное сопротивление цепи в функции комплексной частоты может быть представлено как

$$Z(p) = \frac{E_m}{I_m} = \frac{E}{I} = \frac{a_n p^n + a_{n-1} p^{n-1} + \dots + a_1 p + a_0}{b_n p^n + b_{n-1} p^{n-1} + \dots + b_1 p + b_0} \quad (2.02.6)$$

С помощью разложения числителя и знаменателя на множители это выражение может быть записано иначе:

$$Z(p) = \left(\frac{a_n}{b_n} \right) \frac{(p-p_1)(p-p_2)(p-p_3) \dots}{(p-p_2)(p-p_3)(p-p_4) \dots} \quad (2.02.7)$$

На частотах $p=p_1, p_2, p_3$ и т. д., на которых полином числителя обращается в нуль, входное сопротивление равно нулю. Эти частоты называются нулями данной функции. На частотах $p=p_2, p_4, p_6$ и т. д., на которых полином знаменателя равен нулю, функция входного сопротивления обращается в бесконечность; эти частоты называются полюсами данной функции. Полюсы и нули передаточной функции определяются аналогичным образом.

Цепь с конечным числом сосредоточенных реактивных элементов будет иметь конечное число полюсов и нулей. Однако цепь, содержащая элементы с *распределенными параметрами* (которые могут быть представлены в виде бесконечного числа бесконечно малых сосредоточенных элементов), будет обладать бесконечным числом полюсов и нулей.

Таким образом, цепи, содержащие линии передачи, имеют трансцендентную функцию входного сопротивления. Эта функция, представленная в форме выражения (2.02.7), обладает бесконечным числом множителей. Например, входное сопротивление короткозамкнутой линии передачи без потерь, длиной в $1/4$ волны, на частоте ω_0 может быть записано в следующем виде:

$$Z(p) = Z_0 \operatorname{th} \left(\frac{\pi p}{2\omega_0} \right) = Z_0 \frac{\pi p}{2\omega_0} \prod_{k=1}^{\infty} \left(\frac{2k-1}{2k} \right)^2 \frac{(p+i2k\omega_0)(p-i2k\omega_0)}{[p+i(2k-1)\omega_0][p-i(2k-1)\omega_0]} \quad (2.02.8)$$

где Z_0 — волновое сопротивление линии. Следовательно, эта цепь имеет полюсы на частотах $p = \pm i(2k-1)\omega_0$ и нули при $p=0$ и $p = \pm i2k\omega_0$, где $k=1, 2, 3, \dots, \infty$.

Использование более общего понятия комплексной частотной переменной $p = \sigma + i\omega$ вместо ограниченной в определенном смысле переменной $i\omega$ расширяет рамки теории цепей. Входные и передаточные функции становятся при этом функциями комплексной переменной (т. е. функциями комплексной частоты $p = \sigma + i\omega$) и к ним может быть применен мощный аппарат теории функций комплексной переменной.

Очень удобным в таком случае становится исследование свойств входных и передаточных функций по расположению их полюсов и нулей в *плоскости комплексной частоты* или *p-плоскости*.

На рис. 2.02.2а показано расположение полюсов и нулей (обозначенных соответственно крестиками и кружочками) функции входного сопротивления короткозамкнутого отрезка линии без потерь, представленной выражением 2.02.8, а на рис. 2.02.2б — примерный ход ее амплитудной характеристики при $p=i\omega$. На рисунках показано также влияние потерь: все полюсы и нули при этом смещаются влево от оси $i\omega$, и функция $|Z(i\omega)|$ становится более оглаженной.

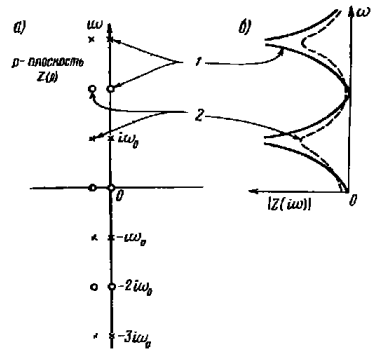


Рис. 2.02.2. Функция входного сопротивления $Z(p)$ короткозамкнутой линии, четвертьволновой при $p=i\omega_0$: а — распределение полюсов и нулей функции; б — частотная зависимость модуля функции.

1 — линия без потерь; 2 — линия с потерями

Понятия комплексной частоты, полюсов и нулей весьма полезны при исследовании цепей и широко используются в литературе по анализу и синтезу цепей [1—5]. Кроме того, полюсы и нули позволяют воспользоваться методом электростатической аналогии, на основе которого модуль и фаза входной или передаточной функции соответствуют потенциалу и потоку в электростатической задаче.

Этот метод важен и как инструмент для математического исследования, и как способ для непосредственного измерения модуля и фазы (на аналоговом устройстве). Некоторые из перечисленных вопросов изложены в работах [2, 3, 6, 7]. Дальнейшее применение понятий комплексной частоты, полюсов и нулей будет рассмотрено в следующих двух параграфах.

2.03. Собственные колебания и их связь с полюсами и нулями входного сопротивления

Собственные или свободные типы колебаний цепи — суть колебания токов и напряжений в цепи с комплексными частотами, возникающие при возмущениях цепи. Они могут продолжаться даже после того, как все возбуждающие сигналы обратились в нуль. Следует заметить, что здесь термин *колебание* учитывает как аperiodические изменения токов и напряжений, т. е. при $p = \sigma$, так и затухающие синусоидальные изменения, т. е. при $p = \sigma + i\omega$. Предположим, что входное сопротивление цепи задано функцией

$$Z(p) = \frac{E}{I} = \frac{(p - p_1)(p - p_2)(p - p_3) \dots}{(p - p_4)(p - p_5)(p - p_6) \dots} \quad (2.03.1)$$

Из выражения (2.03.1) следует, что

$$E = IZ(p) \quad (2.03.2)$$

Если входные зажимы рассматриваемой цепи разомкнуты и в ней имеются собственные колебания, соответствующие одной из собственных частот, то на сопротивлении $Z(p)$ окажется напряжение комплексной частоты, даже если $I = 0$. Из выражения (2.03.2) следует, что напряжение E не будет равняться нулю при $I = 0$ только в том случае, когда $Z(p)$ равно бесконечности. Таким образом, если входное сопротивление цепи $Z(p)$ разомкнуто (разомкнуты входные зажимы цепи), то собственные колебания цепи соответствуют частотам p_2, p_4, p_6 и т. д., которые являются полюсами функции этого входного сопротивления. Совершенно аналогично можно показать, что если входные зажимы цепи замкнуты накоротко, то частоты собственных колебаний цепи будут соответствовать нулям $Z(p)$.

Возбуждение собственного колебания в любом участке цепи всегда приводит к тому, что оно будет наблюдаться во всей цепи (исключение составляют особые случаи, когда одно или несколько собственных колебаний ограничены определенными участками цепи). Частота $p_n = \sigma_n + i\omega_n$ каждого собственного колебания должна лежать в левой половине комплексной плоскости или на оси $i\omega$. Если бы это было не так, то амплитуда и энергия колебаний возрастали бы по экспоненте, что невозможно в пассивной цепи. Так как при разомкнутой и замкнутой накоротко цепи полюсы и нули функции входного сопротивления являются частотами собственных колебаний цепи, то любое сопротивление пассивной цепи имеет все полюсы и нули в левой полуплоскости и на оси $i\omega$.

2.04. Основные свойства передаточных функций

Определим функцию передачи напряжения или функции ослабления по напряжению (voltage attenuation function) E_g/E_L цепи на рис. 2.04.1 в следующей форме:

$$T(p) = \frac{E_g}{E_L} = \frac{c(p - p_1)(p - p_2)(p - p_3) \dots}{(p - p_4)(p - p_5)(p - p_6) \dots} \quad (2.04.1)$$

где c — вещественная постоянная и p — комплексная частотная переменная. Теперь кратко сформулируем некоторые основные

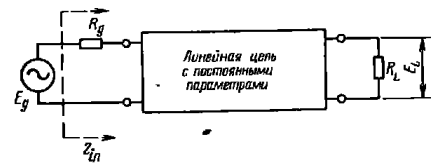


Рис. 2.04.1. К определению функции передачи напряжения линейной цепи с постоянными параметрами

свойства линейных пассивных цепей, используя обозначения, указанные на рисунке, и передаточную функцию приведенной цепи:

1. Нули функции $T(p)$, т. е. p_1, p_3, p_5 являются частотами собственных колебаний этой цепи. Они зависят от всех ее элементов, включая нагрузки, так что если, например, величина R_g или R_L изменилась, изменятся и частоты всех собственных колебаний.

2. Полюсы функции $T(p)$, т. е. p_2, p_4, p_6 вместе с полюсами на частотах $p = 0$ и $p = \infty$ (если они есть) являются частотами бесконечного затухания или полюсами затухания. Они зависят только от элементов самой цепи и не изменяются при изменении R_g или R_L . За исключением некоторых особых (вырожденных) случаев, два четырехполюсника, соединенные каскадно, будут иметь результирующую характеристику передачи с полюсами затухания, соответствующими обоим составляющим четырехполюсникам.

3. В лестничной схеме полюс затухания возникает, когда последовательная ветвь обладает бесконечным сопротивлением или когда параллельная ветвь обладает нулевым сопротивлением. Если на данной частоте сопротивления последовательных ветвей обращаются в бесконечность и одновременно равны нулю сопротивления параллельных ветвей, то полюс затухания будет уже высшего порядка (кратный полюс).

4. В цепях, где имеются два или более параллельных канала передачи, полюсы затухания соответствуют частотам, на которых амплитудные и фазовые соотношения на выходе параллельных каналов таковы, что сигналы взаимно компенсируются. Это имеет место, например, в мостовых схемах, в мостовых Т-образных схемах и в структурах с параллельным включением лестничных схем.

5. Частоты собственных колебаний [нули функции $T(p)$] должны лежать в левой половине p -плоскости (или на оси $i\omega$, если отсутствуют потери).

6. Полюсы затухания могут лежать в любой части p -плоскости. Если E_g — ЭДС генератора с нулевым внутренним сопротивлением, то нули функции Z_{in} на рис. 2.04.1 будут частотами собственных колебаний цепи и должны, следовательно, соответствовать нулям функции затухания $T(p)$ ¹⁾.

8. Если генератор напряжения E_g с нулевым внутренним сопротивлением заменить генератором тока I_g с бесконечно большим внутренним сопротивлением, то частоты собственных колебаний цепи будут соответствовать полюсам функции Z_{in} . При замене $T(p)$ на $T'(p) = I_g/E_L$ нули функции $T'(p)$ будут опять частотами собственных колебаний, но теперь они уже соответствуют полюсам функции Z_{in} .

Рассмотрим на конкретных примерах применение изложенных выше свойств электрических цепей. Предположим, что прямо-

условиях функция передачи напряжения $T(p)$ имеет распределение нулей и полюсов на p -плоскости, как показано на рис. 2.04.2а. Так как линия передачи является цепью с распределенными параметрами, то существует бесконечное число частот собственных колебаний и, следовательно, бесконечный ряд нулей функции $T(p)$. У всех входных и передаточных функций число полюсов и нулей должно быть равным, если учитывается и точка $p = \infty$. В рассматриваемом случае отсутствуют полюсы затухания на конечной плоскости, все они группируются в бесконечности. Функция $|T(i\omega)|$ имеет осциллирующий характер, как показано на рис. 2.04.2б. Это связано с периодическим расположением нулей функции $T(p)$. Когда значение Z_0 приближается к $R_g = R_L$, то нули функции $T(p)$ смещаются влево, а полюсы остаются фиксированными на бесконечности. При этом величина осцилляций функций $|T(i\omega)|$ уменьшается. Когда окажется, что $R_g = R_L = Z_0$, то нули сместятся влево к минус бесконечности и функция передачи примет простой вид:

$$\frac{E_g}{E_L} = T(p) = 2e^{\pi p/2\omega_0}, \quad (2.04.2)$$

а ее модуль $|T(i\omega)|$ при всех значениях $p = i\omega$ будет равен двум.

Из приведенного примера видно, что трансцендентная функция e^p имеет бесконечное число полюсов и нулей, которые сгруппированы в бесконечности. Полюсы группируются вблизи оси $p = +\sigma$, так что при соответствующем приближении к бесконечности в этом направлении e^p стремится к бесконечности. Приближение к бесконечности со стороны отрицательных значений $p = -\sigma$ приводит e^p к нулю. С другой стороны, если приближаться к бесконечности в направлении оси $p = i\omega$, то модуль e^p будет всегда равен единице, но фаза изменяется. Это постоянство модуля объясняется равным влиянием вдоль оси $i\omega$ нулей слева и полюсов справа. Расположение бесконечного числа полюсов и нулей в бесконечности образует так называемую *существенную особенность* функции.

На рис. 2.04.3а показан полоснопропускающий фильтр, использующий три резонатора из отрезков линий передачи, которые имеют четвертьволновую длину на частоте ω_0 , а на рис. 2.04.3б — типичная функция передачи для этого фильтра. Она является периодической и имеет бесконечное число полюсов и нулей. Частоты собственных колебаний [т. е. нули функции $T(p)$] расположены вблизи оси $i\omega$ около частот $i\omega_0, i3\omega_0, i5\omega_0$ и т. д., на которых отрезки линии равны нечетному числу четвертей волны.

При $p=0$ и на частотах $p=i2\omega_0, i4\omega_0, i6\omega_0$ и т. д., для которых длины отрезков линий равны четному числу четвертей волны, цепь разомкнута в последовательной ветви и замкнута накоротко в обеих параллельных ветвях. В соответствии со свойством 3 (см. выше) это приводит к полюсам затухания *третьего порядка*, как отмечено на рис. 2.04.3б. На рис. 2.04.3в показан примерный график $|T(i\omega)|$. При изменении величин нагрузочных сопротивлений

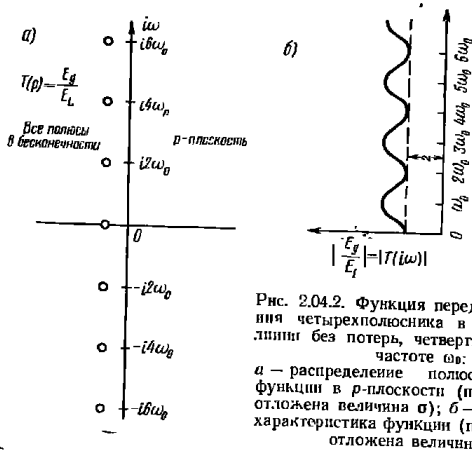


Рис. 2.04.2. Функция передачи напряжения четырехполюсника в виде отрезка линии без потерь, четвертьволнового на частоте ω_0 : а — распределение полюсов и нулей функции в p -плоскости (по оси абсцисс отложена величина σ); б — амплитудная характеристика функции (по оси ординат отложена величина ω)

угольник на рис. 2.04.1 представляет собой линию передачи без потерь, длиной в $1/4$ волны на частоте ω_0 . Предположим далее, что $R_g = R_L \neq Z_0$, где Z_0 — волновое сопротивление линии. При этих

¹⁾ Иногда это не выполняется, потому что в некоторых частных случаях производится сокращение множителей в числителе и знаменателе функций, относящихся к совпадающим полюсам и нулям. Указанный вывод всегда справедлив в предположении, что такие сокращения множителей, даже если они возможны, не производились.

R_g и R_L частоты собственных колебаний [иули $T(p)$] сдвигаются и форма кривой $|T(i\omega)|$ в полосах пропускания и вблизи их изменяется. Однако расположение полюсов затухания остается при этом неизменным (см. свойство 2).

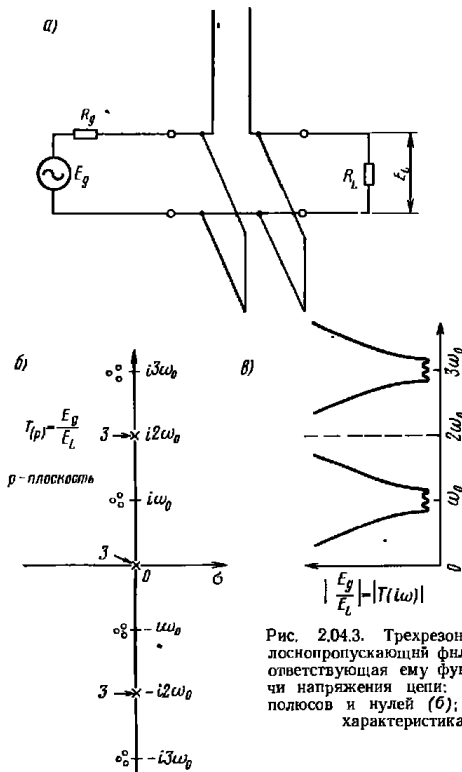


Рис. 2.043. Трехрезонаторный полонпропускающий фильтр (а) и соответствующая ему функция передачи напряжения цепи: распределение полюсов и нулей (б); амплитудная характеристика (в)

Цепь, изображенную на рис. 2.04.3а, трудно реализовать практически с помощью экранированных линий передачи из-за последовательного разомкнутого шлейфа в середине цепи. Структура фильтра, показанная на рис. 2.04.4, более обычна и легко реализуется на практике. В ней используются короткозамкнутые, параллельно включенные шлейфы, соединенные отрезками линий пере-

дачи, причем длина шлейфов и соединительных линий равняется четверти длины волны на частоте ω_0 . Эта цепь имеет такое же число собственных колебаний, как и цепь на рис. 2.04.3а, и может обеспечить аналогичную характеристику вблизи частот $p=i\omega_0$,

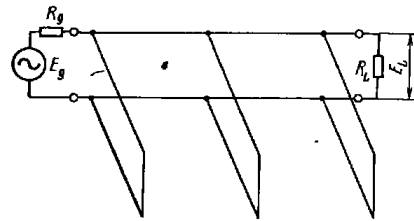


Рис. 2.044. Полонпропускающий фильтр с короткозамкнутыми параллельными шлейфами, разделенными отрезками линий

$i3\omega_0$ и т. д. Однако на частотах $p=0, i2\omega_0, i4\omega_0$ и т. д. цепь действует, подобно трем короткозамкнутым цепям, включенным параллельно (что эквивалентно одной короткозамкнутой параллельной ветви). В результате полюсы затухания на этих частотах являются *полосами* только *первого порядка*. Таким образом, можно заключить, что данный фильтр не будет иметь такой крутизны характеристики, как фильтр на рис. 2.04.3а, полюсы которого на оси $i\omega$ являются полюсами *третьего порядка*. Соединительные линии также дают полюсы затухания, но как и в случае, рассмотренном на рис. 2.04.2, эти полюсы находятся в бесконечности. Они оказывают очень малое влияние на крутизну характеристики. Ответствует равное число нулей, которое ближе, и, следовательно,

Приведенные примеры колебаний и частоты фильтра, содержащий анализ имеет значе-

2.05. Обобщенный

В обозначениях рис. 2. четырехполюсника определ

$$E_1 =$$

$$I_1 =$$

или в матричной форме:

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \dots \\ \dots \end{bmatrix}$$

Если $\text{ch } \gamma l$ — коэффициент распространения на ед. длины; $\text{sh } \gamma l$ — волновое сопротивление линии, Ω .
 Если $\text{ch } \gamma l$ — коэффициент распространения на ед. длины; $\text{sh } \gamma l$ — волновое сопротивление линии, Ω .
 Если $\text{ch } \gamma l$ — коэффициент распространения на ед. длины; $\text{sh } \gamma l$ — волновое сопротивление линии, Ω .

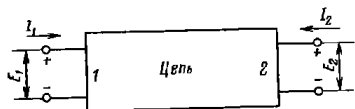


Рис. 2.05.1. Направления токов и напряжений на входе и выходе четырехполюсника

Эти параметры являются особенно полезными, если необходимо связать характеристики отдельных четырехполюсников, включенных каскадно, с общей характеристикой каскадного соединения. Обобщенные параметры для двух каскадно включенных четырех-

полюсников (рис. 2.05.2) определяются путем умножения их матриц:

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_a & B_a \\ C_a & D_a \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_b & B_b \\ C_b & D_b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (A_a A_b + B_a C_b) & (A_a B_b + B_a D_b) \\ (C_a A_b + D_a C_b) & (C_a B_b + D_a D_b) \end{bmatrix} \quad (2.05.3)$$

Повторением этой операции могут быть вычислены обобщенные параметры для каскадного соединения любого числа четырех-

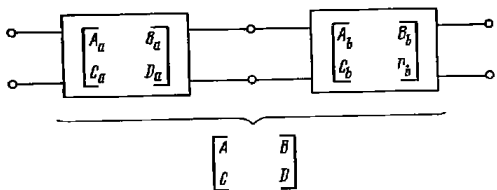


Рис. 2.05.2. Каскадное соединение двух четырехполюсников

полюсников. В табл. 2.05.1 приведены обобщенные параметры для ряда наиболее распространенных схем.

При определенных условиях обобщенные параметры удовлетворяют следующим соотношениям:

Если четырехполюсник взаимный, то $AD - BC = 1$. (2.05.4)

Если четырехполюсник симметричный, то $A = D$. (2.05.5)

Если четырехполюсник не обладает потерями (т. е. не содержит диссипативных элементов), то для частот $p = i\omega$ A и D будут чисто вещественными, а B и C — чисто мнимыми величинами.

Если у четырехполюсника на рис. 2.05.1 поменять местами вход и выход, то квадратная матрица в ур-нии (2.05.2) заменится на

$$\begin{bmatrix} A_t & B_t \\ C_t & D_t \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D & B \\ C & A \end{bmatrix}, \quad (2.05.6)$$

ОБЩЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ НЕКОТОРЫХ ПРОСТЫХ СХЕМ

№ пп.	Схема	Обобщенные параметры
1		$A = 1; B = Z_c; C = 0; D = 1$
2		$A = 1; B = 0; C = Y; D = 1$
3		$A = 1 + \frac{Z_a}{Z_c}; B = Z_a + Z_b + \frac{Z_a Z_b}{Z_c}; C = \frac{1}{Z_c}; D = 1 + \frac{Z_b}{Z_c}$
4		$A = 1 + \frac{Y_2}{Y_1}; B = \frac{1}{Y_1}; C = Y_1 + Y_2 + \frac{Y_1 Y_2}{Y_3}; D = 1 + \frac{Y_1}{Y_3}$
5		$A = \text{ch } \gamma l; B = Z_0 \text{ sh } \gamma l; C = \frac{\text{sh } \gamma l}{Z_0}; D = \text{ch } \gamma l$ где $\gamma = \alpha + i\beta$ — коэффициент распространения на ед. длины; Z_0 — волновое сопротивление линии, ом

R_g и R_L частоты собственных колебаний [нули $T(p)$] сдвигаются и форма кривой $|T(i\omega)|$ в полосах пропускания и вблизи их изменяется. Однако расположение полюсов затухания остается при этом неизменным (см. свойство 2).

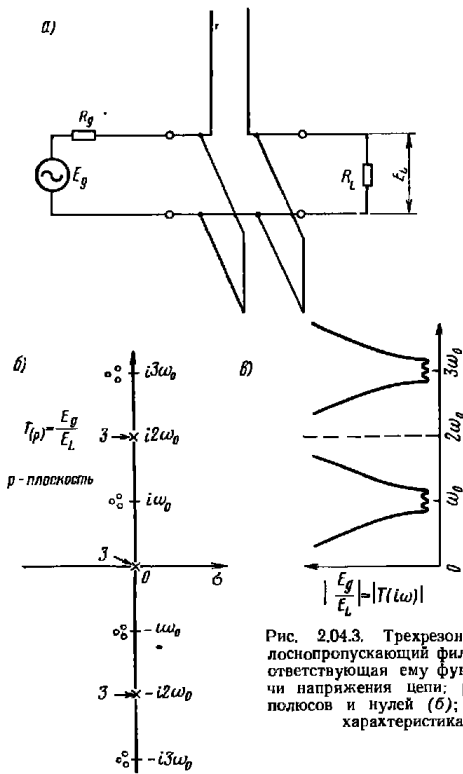


Рис. 2.04.3. Трехрезонаторный полоснопропускающий фильтр (а) и соответствующая ему функция передачи напряжения цепи; распределение полюсов и нулей (б); амплитудная характеристика (в)

Цепь, изображенную на рис. 2.04.3а, трудно реализовать практически с помощью экранированных линий передачи из-за последовательного разомкнутого шлейфа в середине цепи. Структура фильтра, показанная на рис. 2.04.4, более обычна и легко реализуется на практике. В ней используются короткозамкнутые, параллельно включенные шлейфы, соединенные отрезками линий пере-

дачи, причем длина шлейфов и соединительных линий равняется четверти длины волны на частоте ω_0 . Эта цепь имеет такое же число собственных колебаний, как и цепь на рис. 2.04.3а и может обеспечить аналогичную характеристику вблизи частот $p=i\omega_0$,

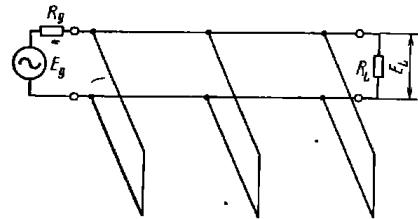


Рис. 2.04.4. Полоснопропускающий фильтр с короткозамкнутыми параллельными шлейфами, разделенными отрезками линий

$i3\omega_0$ и т. д. Однако на частотах $p=0, i2\omega_0, i4\omega_0$ и т. д. цепь действует, подобно трем короткозамкнутым цепям, включенным параллельно (что эквивалентно одной короткозамкнутой параллельной ветви). В результате полюсы затухания на этих частотах являются полюсами только первого порядка. Таким образом, можно заключить, что данный фильтр не будет иметь такой крутизны характеристики, как фильтр на рис. 2.04.3а, полюсы которого на оси $i\omega$ являются полюсами третьего порядка. Соединительные линии также дают полюсы затухания, но как и в случае, рассмотренном на рис. 2.04.2, эти полюсы находятся в бесконечности. Они оказывают очень малое влияние на крутизну характеристик, так как им соответствует равное число нулей, которые расположены значительно ближе, и, следовательно, сильнее влияют на характеристику.

Приведенные примеры иллюстрируют влияние частот собственных колебаний и частоты бесконечного затухания на характеристики фильтра, содержащего отрезки передающих линий. Подобный анализ имеет значение при оценке той или иной структуры.

2.05. Обобщенные параметры четырехполюсника

В обозначениях рис. 2.05.1 обобщенные (цепные) параметры четырехполюсника определяются уравнениями:

$$\begin{aligned} E_1 &= AE_2 + B(-I_2); \\ I_1 &= CE_2 + D(-I_2) \end{aligned} \quad (2.05.1)$$

или в матричной форме:

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_2 \\ -I_2 \end{bmatrix} \quad (2.05.2)$$

ТАБЛИЦА 2.06.1
ПАРАМЕТРЫ ХОЛОСТОГО ХОДА И КОРОТКОГО ЗАМЫКАНИЯ
НЕКОТОРЫХ ПРОСТЫХ СХЕМ

№ пп.	Схема	Параметры лх и кз
1		$z_{11} = (Z_a + Z_c); \quad z_{12} = Z_c; \quad z_{21} = Z_c;$ $z_{22} = (Z_c + Z_b); \quad \Delta_z = Z_a Z_b + Z_b Z_c + Z_c Z_a;$ $y_{11} = \frac{Z_b + Z_c}{\Delta_z}; \quad y_{12} = \frac{-Z_c}{\Delta_z};$ $y_{21} = \frac{-Z_c}{\Delta_z}; \quad y_{22} = \frac{Z_a + Z_c}{\Delta_z}$
2		$y_{11} = Y_1 + Y_3; \quad y_{12} = -Y_3; \quad y_{21} = -Y_3;$ $y_{22} = Y_2 + Y_3; \quad \Delta_y = Y_1 Y_2 + Y_2 Y_3 + Y_3 Y_1;$ $z_{11} = \frac{Y_2 + Y_3}{\Delta_y}; \quad z_{12} = \frac{Y_3}{\Delta_y};$ $z_{21} = \frac{Y_3}{\Delta_y}; \quad z_{22} = \frac{Y_1 + Y_3}{\Delta_y}$
3		$z_{11} = Z_0 \operatorname{cth} \gamma l; \quad z_{12} = \frac{Z_0}{\operatorname{sh} \gamma l}$ $z_{21} = \frac{Z_0}{\operatorname{sh} \gamma l}; \quad z_{22} = Z_0 \operatorname{cth} \gamma l;$ $y_{11} = \frac{\operatorname{cth} \gamma l}{Z_0}; \quad y_{12} = \frac{-1}{Z_0 \operatorname{sh} \gamma l}$ $y_{21} = \frac{-1}{Z_0 \operatorname{sh} \gamma l}; \quad y_{22} = \frac{\operatorname{cth} \gamma l}{Z_0}$ <p>где $\gamma l = \alpha l + i\beta l$ — коэффициент распространения на ед. длины; Z_0 — волновое сопротивление, ом</p>

где параметры с индексом l относятся к полученному после такого преобразования четырехполюснику, а параметры без индексов — к исходному. В обоих случаях E_1 и I_1 соответствуют зажимам слева, а E_2 и I_2 — зажимам справа.

Для взаимного симметричного четырехполюсника можно, используя ур-ния (2.05.6), (2.05.3) и (2.05.4) и параметры A', B', C', D' , относящиеся к его левой половине, получить матрицу его обобщенных параметров в виде

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (1 + 2B'C') & (2A'B') \\ (2C'D') & (1 + 2B'C') \end{bmatrix}. \quad (2.05.7)$$

2.06. Параметры холостого хода и короткого замыкания четырехполюсника

В обозначениях рис. 2.05.1 *сопротивления холостого хода* четырехполюсника могут быть определены с помощью уравнений:

$$\begin{aligned} z_{11}I_1 + z_{12}I_2 &= E_1; \\ z_{21}I_1 + z_{22}I_2 &= E_2. \end{aligned} \quad (2.06.1)$$

Физически z_{11} является входным сопротивлением со стороны зажимов $1-1'$, когда зажимы $2-2'$ разомкнуты. Параметр z_{12} может быть измерен как отношение E_1/I_2 при разомкнутых зажимах $1-1'$. Смысл параметров z_{21} и z_{22} поясняется аналогичным образом.

Точно также, используя опять те же обозначения, можно определить *проводимости короткого замыкания* на основе уравнений:

$$\begin{aligned} y_{11}E_1 + y_{12}E_2 &= I_1; \\ y_{21}E_1 + y_{22}E_2 &= I_2. \end{aligned} \quad (2.06.2)$$

В этом случае y_{11} — проводимость со стороны зажимов $1-1'$, когда зажимы $2-2'$ замкнуты. Параметр y_{12} может быть вычислен как отношение I_1/E_2 , когда зажимы $1-1'$ замкнуты и к зажимам $2-2'$ приложено напряжение E_2 .

В табл. 2.06.1 приведены параметры холостого хода и короткого замыкания для некоторых распространенных схем. Для взаимных четырехполюсников $z_{12} = z_{21}$ и $y_{12} = y_{21}$. Для четырехполюсников без потерь (т. е. состоящих только из реактивных элементов) параметры холостого хода и короткого замыкания являются чисто мнимыми величинами на всех частотах $p = i\omega$.

2.07. Соотношения между обобщенными параметрами и параметрами холостого хода и короткого замыкания

Соотношения между обобщенными параметрами и параметрами холостого хода и короткого замыкания имеют следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} A) \quad \frac{z_{11}}{z_{21}} &= \frac{-y_{22}}{y_{21}} = \frac{n_{20}}{m_{21}}, & C) \quad \frac{1}{z_{21}} &= \frac{-\Delta_y}{y_{21}} = \frac{n_{00}}{m_{21}} \\ B) \quad \frac{\Delta_z}{z_{21}} &= \frac{-1}{y_{21}} = \frac{n_{22}}{m_{21}}, & D) \quad \frac{z_{22}}{z_{21}} &= \frac{-y_{11}}{y_{21}} = \frac{n_{20}}{m_{21}} \end{aligned} \right\}; \quad (2.07.1)$$

$$\left. \begin{aligned} z_{11} &= \frac{y_{22}}{\Delta_y} = \frac{A}{C} = \frac{n_{20}}{n_{00}}, & z_{21} &= \frac{-y_{21}}{\Delta_y} = \frac{1}{C} = \frac{m_{21}}{n_{00}} \\ z_{12} &= \frac{-y_{12}}{\Delta_y} = \frac{\Delta}{C} = \frac{m_{12}}{n_{00}}, & z_{22} &= \frac{y_{11}}{\Delta_y} = \frac{D}{C} = \frac{n_{02}}{n_{00}} \end{aligned} \right\}; \quad (2.07.2)$$

$$\left. \begin{aligned} y_{11} &= \frac{z_{22}}{\Delta_z} = \frac{D}{B} = \frac{n_{os}}{n_{ss}}, & y_{21} &= \frac{-z_{21}}{\Delta_z} = \frac{-1}{B} = \frac{-m_{21}}{n_{ss}} \\ y_{12} &= \frac{-z_{12}}{\Delta_z} = \frac{\Delta}{B} = \frac{-m_{12}}{n_{ss}}, & y_{22} &= \frac{z_{11}}{\Delta_z} = \frac{A}{B} = \frac{n_{so}}{n_{ss}} \end{aligned} \right\}, \quad (2.07.3)$$

где

$$\Delta = AD - BC = \frac{m_{21}m_{12}}{(m_{21})^2} = \frac{m_{12}}{m_{21}} = 1 \quad (\text{для взаимной цепи}); \quad (2.07.4)$$

$$\Delta_z = z_{11}z_{22} - z_{12}z_{21} = \frac{n_{ss}n_{oo}}{(n_{oo})^2} = \frac{n_{ss}}{n_{oo}}; \quad (2.07.5)$$

$$\Delta_y = y_{11}y_{22} - y_{12}y_{21} = \frac{n_{oo}n_{ss}}{(n_{ss})^2} = \frac{n_{oo}}{n_{ss}}. \quad (2.07.6)$$

Если любые из этих параметров цепи выразить в функции комплексной частоты p , то они будут равны отношению двух полиномов, каждый из которых может быть записан в виде

$$\text{полином} = c(p-p_1)(p-p_2)(p-p_3) \dots, \quad (2.07.7)$$

где c — вещественная постоянная, а p_k — корни полинома.

Как можно ожидать из рассуждений, приведенных в §§ 2.02—2.04, расположение корней обоих полиномов в p -плоскости имеет определенное физическое значение. Величины, стоящие в правых частях ур-ний (2.07.1)—(2.07.6), введены с целью пояснения этого значения.

Символами n_{ss} , n_{oo} , n_{os} и n_{so} обозначены полиномы вида (2.07.7), корни которых являются частотами собственных колебаний цепи при условиях, указанных индексами s и o . Индексы означают: s — короткое замыкание, o — размыкание. Таким образом, корни полинома n_{ss} являются частотами собственных колебаний цепи на рис. 2.05.1, когда вход и выход замкнуты накоротко, а корни полинома n_{oo} соответствуют собственным частотам при разомкнутых входе и выходе. Корни полинома n_{os} являются частотами собственных колебаний, когда левые зажимы разомкнуты, а правые — коротко замкнуты, а для n_{so} — наоборот. Символы m_{12} и m_{21} обозначают полиномы, корни которых являются полюсами затухания цепи (см. § 2.04), исключая полюсы затухания на частоте $p = \infty$. Полном m_{12} имеет корни, соответствующие полюсам затухания при передаче от зажимов 2—2' к зажимам 1—1' на рис. 2.05.1, а полином m_{21} — корни, которые являются полюсами затухания при передаче от зажимов 1—1' к зажимам 2—2'. Если четырехполюсник взаимный, то $m_{12} = m_{21}$.

Рассмотренные полиномы для данной цепи связаны соотношением

$$n_{oo}n_{ss} = n_{so}n_{os} - m_{12}m_{21} \quad (2.07.8)$$

и дают определенные преимущества, когда используются в качестве основных параметров цепи при описании ее характеристик [8].

Как видно из ф-л (2.07.4)—(2.07.6), определители Δ , Δ_z и Δ_y представляют собой рациональные функции от p , которые обязательно содержат сокращающиеся полиномы. Это может быть подтверждено использованием ур-ний (2.07.1)—(2.07.3) совместно с соотношением (2.07.8). Сокращение общих множителей обычно уменьшает степень полиномов в указанных функциях примерно в два раза. Аналогичные свойства будут справедливы и для цепи, содержащей элементы с распределенными параметрами, хотя при этом полиномы имеют бесконечную степень (см. § 2.02) и могут быть представлены трансцендентными функциями, такими, как $\text{sh } p$ и $\text{ch } p$. Например, для линии передачи без потерь:

$$\begin{aligned} n_{so} = n_{os} &= Z_0 \text{ch} \frac{\pi p}{2\omega_0} = Z_0 \prod_{k=1}^{\infty} \left[\frac{1}{(2k-1)\omega_0} \right]^2 \{ [p + i(2k-1)\omega_0][p - i(2k-1)\omega_0] \}; \\ n_{oo} &= \text{sh} \frac{\pi p}{2\omega_0} = \frac{\pi p}{2\omega_0} \prod_{k=1}^{\infty} \left(\frac{1}{2k\omega_0} \right)^2 [(p + i2k\omega_0)(p - i2k\omega_0)]; \\ n_{ss} &= Z_0^2 \text{sh} \frac{\pi p}{2\omega_0}; \quad m_{12} = m_{21} = Z_0, \end{aligned} \quad (2.07.9)$$

где Z_0 — волновое сопротивление линии, а ω_0 — частота в рад/сек, для которой линия представляет собой четвертьволновый отрезок. В этом случае полиномы $m_{12} = m_{21}$ не зависят от частоты, так как все полюсы затухания находятся в бесконечности (см. § 2.04 и работу [8]). Выбор постоянных множителей для таких «полиномов» является в известной мере произвольным, в том смысле, что любому из них может быть приписано произвольное значение, тогда остальные постоянные множители определяются однозначно.

2.08. Падающая и отраженная волны, коэффициенты отражения и один вид коэффициента передачи

Предположим, что требуется рассмотреть передачу к зажимам 2—2' (рис. 2.08.1) с волновой точки зрения. По определению

$$E_i + E_r = E, \quad (2.08.1)$$

где E_i — амплитуда падающей волны напряжения;
 E_r — амплитуда отраженной волны напряжения;

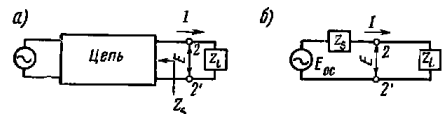


Рис. 2.08.1. Цепь (а) и ее замещение (б) с помощью теоремы об эквивалентном генераторе

E — амплитуда напряжения, переданного в нагрузку (т. е. напряжения, которое может быть измерено на зажимах 2—2').

Если $Z_s = Z_L$, то отражения не будет¹⁾ и тогда $E_r = 0$ и $E_i = E$. Заменяя четырехполюсник и генератор на рис. 2.08.1а эквивалентным генератором, как показано на рис. 2.08.1б, легко видеть, что так как $Z_s = Z_L$ и $E_i = E$, то

$$E_i = \frac{E_{oc}}{2}, \quad (2.08.2)$$

где E_{oc} — напряжение, которое может быть измерено на зажимах 2—2', когда они разомкнуты. Используя ур-ния (2.08.1) и (2.08.2), можно определить коэффициент отражения по напряжению:

$$\Gamma = \frac{E_r}{E_i} = \frac{Z_L - Z_s}{Z_L + Z_s}. \quad (2.08.3)$$

При аналогичном рассмотрении волны тока

$$I_i + I_r = I, \quad (2.08.4)$$

где I_i — амплитуда падающей волны тока;

I_r — амплитуда отраженной волны тока;

I — амплитуда тока, переданного в нагрузку (т. е. тока, фактически протекающего через зажимы 2—2').

Амплитуда падающей волны тока равна

$$I_i = I_{sc}/2, \quad (2.08.5)$$

где I_{sc} — ток, который проходил бы через зажимы 2—2', если бы они были замкнуты накоротко. Коэффициент отражения по току определяется как

$$\Gamma_c = \frac{I_r}{I_i} = \frac{Y_L - Y_s}{Y_L + Y_s} = -\Gamma, \quad (2.08.6)$$

где $Y_s = 1/Z_s$ и $Y_L = 1/Z_L$.

Иногда используют коэффициент передачи напряжения

$$\tau = \frac{E}{E_i} = \frac{2Z_L}{Z_L + Z_s} = 1 + \Gamma. \quad (2.08.7)$$

Соответствующий коэффициент передачи тока равен

$$\tau_c = \frac{I}{I_i} = \frac{2Y_L}{Y_L + Y_s} = 1 + \Gamma_c. \quad (2.08.8)$$

Следует заметить, что коэффициенты передачи τ и τ_c отличаются от коэффициента передачи t , который рассматривается в § 2.10.

¹⁾ Заметим, что отсутствие отражения волны напряжения не обязательно означает передачу максимальной мощности. При отсутствии отражения $Z_s = Z_L$, а передача максимальной мощности будет при $Z_s = Z_L^*$, где Z_L^* — величина, комплексно-сопряженная с Z_L .

2.09. Определение входного сопротивления нагруженного четырехполюсника

Входное сопротивление четырехполюсника (Z_{in})₁ (рис. 2.09.1) может быть выражено через его нагрузку Z_2 и любые параметры.

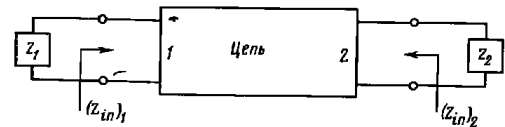


Рис. 2.09.1. К определению входных сопротивлений четырехполюсника

Используя либо обобщенные параметры, либо параметры холостого хода или короткого замыкания, можно получить следующие выражения:

$$(Z_{in})_1 = \frac{AZ_2 + B}{CZ_2 + D}; \quad (2.09.1)$$

$$(Z_{in})_1 = z_{11} - \frac{z_{12}z_{21}}{z_{22} + Z_2}; \quad (2.09.2)$$

$$(Z_{in})_1 = \frac{y_{22} + Y_2}{y_{11}(y_{22} + Y_2) - y_{12}y_{21}}, \quad (2.09.3)$$

где $Y_2 = 1/Z_2$. Аналогичные выражения получаются и для сопротивления (Z_{in})₂:

$$(Z_{in})_2 = \frac{DZ_1 + B}{CZ_1 + A}; \quad (2.09.4)$$

$$(Z_{in})_2 = z_{22} - \frac{z_{12}z_{21}}{z_{11} + Z_1}; \quad (2.09.5)$$

$$(Z_{in})_2 = \frac{y_{11} + Y_1}{y_{22}(y_{11} + Y_1) - y_{12}y_{21}}, \quad (2.09.6)$$

где $Y_1 = 1/Z_1$.

2.10. Определение функций передачи напряжения

Функция передачи E_2/E_1 для цепи на рис. 2.10.1 может быть выражена через любые параметры четырехполюсника. Соответствующие равенства приведены ниже:

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{AR_2 + B + CR_1R_2 + DR_1}{R_2}; \quad (2.10.1)$$

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{(z_{11} + R_1)(z_{22} + R_2) - z_{12}z_{21}}{z_{21}R_2}; \quad (2.10.2)$$

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{(y_{11} + G_1)(y_{22} + G_2) - y_{12}y_{21}}{-y_{21}G_1}. \quad (2.10.3)$$

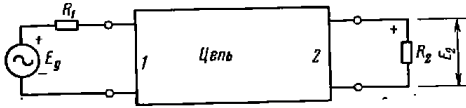


Рис. 2.10.1. К определению функций передачи напряжения.

$$a_1 = 1/R_1; \quad a_2 = 1/R_2$$

Функция передач E_2/E_1 , хотя и используется обычно, однако имеет определенный недостаток. Он заключается в том, что в зависимости от отношения величин сопротивлений R_1 и R_2 полная передача энергии может соответствовать любому из очень широкого диапазона значений величины $|E_2/E_1|$. Этот недостаток можно устранить, если вместо указанной использовать другую функцию передачи напряжения:

$$\frac{E_2'}{E_1} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R_2}{R_1}} \frac{E_g}{E_2} \quad (2.10.4)$$

Величина

$$E_2' = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R_2}{R_1}} E_g \quad (2.10.5)$$

определяется здесь как номинальное напряжение, т. е. напряжение, которое будет на сопротивлении R_2 , если поглощаемая в нем мощность равна максимальной (или номинальной) мощности генератора. Таким образом, при полной передаче энергии $|E_2'/E_1| = 1$ независимо от отношения величин сопротивлений R_1 и R_2 . Следует отметить, что E_2' имеет ту же фазу, что и E_2 .

В литературе обычно используется *рабочий коэффициент передачи напряжения*

$$t = \frac{1}{E_2'/E_1} = 2 \sqrt{\frac{R_1}{R_2}} \frac{E_2}{E_g} \quad (2.10.6)$$

Этот коэффициент отличается от коэффициентов передачи τ , τ_1 , которые были рассмотрены в § 2.08, и совпадает с коэффициентами матрицы рассеяния $S_{12} = S_{21}$ (см. § 2.12). Следует отметить, что t является коэффициентом усиления напряжения, т. е. представляет собой отношение напряжения на выходе к напряжению на входе, тогда как функция (2.10.4) является коэффициентом ослабления напряжения, т. е. представляет собой отношение напряжения на входе к напряжению на выходе.

2.11. Определение функций передачи мощности и затухания

Одним из обычно используемых типов функции передачи мощности является функция *вносимого изменения по мощности*, определяемая выражением

$$\frac{P_{20}}{P_2} = \left(\frac{R_2}{R_1 + R_2} \right)^2 \left| \frac{E_g}{E_2} \right|^2, \quad (2.11.1)$$

где R_1 , R_2 , E_g и E_2 показаны на рис. 2.10.1, а величина $|E_g/E_2|$ может быть вычислена с помощью ур-ний (2.10.1)–(2.10.3). Величина P_2 — мощность, потребляемая сопротивлением R_2 , когда между ним и генератором включен четырехполюсник, а P_{20} — мощность, потребляемая сопротивлением R_2 , когда оно подключено непосредственно к генератору E_g с сопротивлением R_1 (т. е. когда четырехполюсник устранен).

Функция вносимого изменения по мощности, или, как ее еще часто называют, функция *вносимых потерь* обладает тем же недостатком, что и функция E_g/E_2 , рассмотренная в § 2.10, т. е. полная передача мощности может соответствовать почти любому значению величины P_{20}/P_2 в зависимости от отношения сопротивлений R_1 и R_2 . По этой причине в книге будет использована другая функция передачи мощности:

$$\frac{P_m}{P_2} = \frac{1}{4} \frac{R_2}{R_1} \left| \frac{E_g}{E_2} \right|^2 = \frac{1}{|t|^2}, \quad (2.11.2)$$

называемая обычно *рабочим коэффициентом потерь* мощности. Здесь P_2 является мощностью, подводимой к сопротивлению R_2 на рис. 2.10.1, а

$$P_m = \frac{|E_g|^2}{4R_1} \quad (2.11.3)$$

— максимальная мощность генератора E_g с внутренним сопротивлением R_1 . Таким образом, при полной передаче мощности $P_m/P_2 = 1$ независимо от отношения сопротивлений R_1 и R_2 . Заметим, что величина t в правой части выражения (2.11.2) есть не что иное, как рабочий коэффициент передачи напряжения, определяемый соотношением (2.10.6).

Часто бывает удобно выразить рабочий коэффициент потерь мощности в децибелах:

$$L_A = 10 \lg \frac{P_m}{P_2}, \quad \text{дб.} \quad (2.11.4)$$

Выразив теперь в децибелах и функцию вносимых потерь, используя обозначение $L_i = 10 \lg P_{20}/P_2$, получим:

$$L_A = L_i + 10 \lg \frac{(R_1 + R_2)}{4R_1 R_2}, \quad \text{дб.} \quad (2.11.5)$$

Заметим, что при $R_1 = R_2$ рабочие и вносимые потери одинаковы.

Обычно величину L_A называют рабочим затуханием, а L_i — вносимым затуханием. Однако в книге для краткости будет использован термин затухание, под которым, когда это не оговорено особо, всюду будет пониматься рабочее затухание.

Если четырехполюсник на рис. 2.11.1 содержит диссипативные элементы, которыми нельзя пренебречь, то затухание L_A может

быть вычислено с помощью выражений (2.11.4) и (2.11.2) и любого из ур-ний (2.10.1)—(2.10.3). Однако, считая четырехполюсник чисто реактивным (т. е. без диссипативных элементов) можно воспользоваться некоторыми упрощениями. Например, как пока-

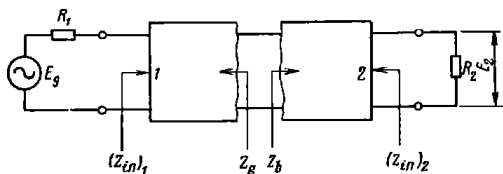


Рис. 2.11.1. К определению коэффициента передачи мощности для реактивной цепи

зано в § 2.05, для цепи без потерь параметры A и D будут чисто вещественными, а B и C — чисто мнимыми для частот $i\omega$. Поэтому при вычислениях удобно использовать выражение

$$\frac{P_m}{P_2} = \frac{1}{4R_1R_2} \left[(AR_2 + DR_1)^2 + \left(\frac{B + CR_1R_2}{i} \right)^2 \right]. \quad (2.11.6)$$

Оно справедливо как для взаимных, так и для невзаимных четырехполюсников без потерь при передаче слева направо.

Если принять, что $R_1 = R_2 = R$ и, кроме того, что четырехполюсник является взаимным ($AD - BC = 1$) и симметричным ($A = D$), то выражение (2.11.6) упрощается:

$$\frac{P_m}{P_2} = 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{B}{iR} - \frac{CR}{i} \right)^2. \quad (2.11.7)$$

Если воспользоваться теперь обобщенными параметрами A', B', C', D' только для левой половины четырехполюсника, то с помощью (2.05.7) выражение (2.11.7) для рабочего коэффициента потерь мощности всего четырехполюсника можно преобразовать к виду

$$\frac{P_m}{P_2} = 1 + \left(\frac{A'B' - C'D'R}{iR} \right)^2. \quad (2.11.8)$$

В случае такого четырехполюсника без потерь передачу мощности легко рассчитать, зная параметры генератора и входное сопротивление четырехполюсника, нагруженного на сопротивление R_2 . Это объясняется тем, что мощность, поступающая в сопротивление $(Z_{in})_1$, должна полностью поглощаться в нагрузке. Вычисления наиболее просто выполняются с помощью коэффициента отражения Γ , рассмотренного в § 2.08. В этом случае

$$\frac{P_m}{P_2} = \frac{1}{|d|^2} = \frac{1}{1 - |\Gamma|^2}, \quad (2.11.9)$$

где

$$\Gamma_1 = \frac{(Z_{in})_1 - R_1}{(Z_{in})_1 + R_1}. \quad (2.11.10)$$

Коэффициент отражения со стороны выхода четырехполюсника равен

$$\Gamma_2 = \frac{(Z_{in})_2 - R_2}{(Z_{in})_2 + R_2}, \quad (2.11.11)$$

причем для четырехполюсника без потерь

$$|\Gamma_1| = |\Gamma_2|, \quad (2.11.12)$$

так что в выражении (2.11.9) может быть использовано абсолютное значение любого из этих коэффициентов. Следует, однако, помнить, что фазы коэффициентов Γ_1 и Γ_2 в общем случае не равны, даже если условие (2.11.12) выполняется.

Коэффициент отражения

$$\Gamma_{ab} = \frac{Z_b - Z_a}{Z_b + Z_a} \quad (2.11.13)$$

между Z_a и Z_b (см. рис. 2.11.1) не может быть использован в выражении (2.11.9), если Z_a и Z_b — комплексные величины. Однако можно показать, что

$$|\Gamma_1| = |\Gamma_2| = \left| \frac{Z_b^* - Z_a}{Z_b + Z_a} \right|, \quad (2.11.14)$$

где Z_b^* — величина, комплексно-сопряженная с Z_b . Таким образом, если $Z_a = R_a + iX_a$ и $Z_b = R_b + iX_b$, то с помощью выражений (2.11.14) и (2.11.9) получаем

$$\frac{P_m}{P_2} = \frac{(R_a + R_b)^2 + (X_a + X_b)^2}{4R_aR_b}. \quad (2.11.15)$$

В тех случаях, когда $Z_a = Z_b$, например, для середины симметричного четырехполюсника, выражение (2.11.15) упрощается:

$$\frac{P_m}{P_2} = 1 + \left(\frac{X_a}{R_a} \right)^2. \quad (2.11.16)$$

Другим случаем, который обычно встречается в фильтровых цепях, является четырехполюсник *антисимметричной*¹⁾ структуры. Если Z_a и Z_b относятся к середине антисимметричного четырехполюсника, то для всех частот

$$Z_b = \frac{R_h^2}{Z_a}, \quad (2.11.17)$$

где R_h — некоторая вещественная положительная постоянная, имеющая размерность сопротивления. Принимая снова $Z_a =$

¹⁾ Этот термин был введен Гиллемном (см. работу [2], стр. 371 и 476).

$=R_a+iX_a$, из выражений (2.11.17), (2.11.14) и (2.11.9) получаем

$$\frac{P_m}{P_a} = \frac{1}{4} \left\{ \left(\frac{R_a}{R_h} + \frac{R_h}{R_a} \right)^2 + 2 \left[\left(\frac{X_a}{R_h} \right)^2 - \left(\frac{X_a}{R_a} \right)^2 \right] + \left(\frac{X_a}{R_a} \right)^2 \left(\frac{X_a}{R_h} \right)^2 \right\}. \quad (2.11.18)$$

Постоянную R_h легко вычислить, используя соотношение

$$R_h = \sqrt{Z_a Z_b} \quad (2.11.19)$$

на одной из частот, для которой известно, что оба сопротивления Z_a и Z_b вещественны.

Фильтры-прототипы нижних частот с чебышевской и максимально плоской характеристиками, величины элементов которых приведены в табл. 4.05.1 и 4.05.2, являются симметричными при нечетном числе реактивных элементов и антисимметричными при четном числе реактивных элементов. Ступенчатые трансформаторы, рассматриваемые в гл. 6, являются еще одним примером антисимметричных цепей.

2.12. Коэффициенты матрицы рассеяния

В книге изредка будут использоваться коэффициенты матрицы рассеяния. Определение этих коэффициентов обычно целиком основывается на волновой точке зрения. Однако для дальнейшего изложения материала достаточно определить их, исходя из ранее рассмотренных понятий.

Характеристика любого линейного четырехполюсника с нагрузками может быть описана с помощью четырех коэффициентов рассеяния S_{11} , S_{12} , S_{21} , S_{22} . Если обратиться к четырехполюснику на рис. 2.11.1, то $S_{11}=\Gamma_1$ и $S_{22}=\Gamma_2$, т. е. они являются просто коэффициентами отражения на зажимах $1-1'$ и $2-2'$, определяемыми выражениями (2.11.10) и (2.11.11). Коэффициент рассеяния S_{21} равен коэффициенту передачи t при передаче от зажимов $1-1'$ к зажимам $2-2'$, который определен выражениями (2.10.5) и (2.10.6). Коэффициент рассеяния S_{12} по аналогии является коэффициентом передачи t от зажимов $2-2'$ к зажимам $1-1'$. Конечно, если четырехполюсник взаимный, то $S_{12}=S_{21}$. Соотношения в § 2.11, использующие величины t , Γ_1 и Γ_2 , естественно, применимы и для $t=S_{12}=S_{21}$, $\Gamma_1=S_{11}$ и $\Gamma_2=S_{22}$ соответственно.

Таким образом, для четырехполюсников коэффициенты рассеяния являются коэффициентами отражения и коэффициентами передачи, рассмотренными в §§ 2.10 и 2.11. Однако коэффициенты рассеяния могут быть введены не только для четырехполюсника, но и для $2n$ -полюсника. Например, для шестиполюсника будут девять коэффициентов рассеяния, которые могут быть записаны в матричной форме:

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{bmatrix}. \quad (2.12.1)$$

— 48 —

Для $2n$ -полюсника будет n^2 коэффициентов (n — число пар зажимов многополюсника). В общем случае для любой цепи с активными нагрузками коэффициенты рассеяния с одинаковыми индексами вида

$$S_{jj} = \Gamma_j = \frac{(Z_{in})_j - R_j}{(Z_{in})_j + R_j} \quad (2.12.2)$$

являются коэффициентами отражения от j -го плеча, т. е. коэффициентами отражения между входным сопротивлением $(Z_{in})_j$ j -го плеча и подключенной к нему нагрузкой R_j . Для других коэффициентов рассеяния, по аналогии с выражениями (2.10.5) и (2.10.6), получим

$$S_{jk} |_{j \neq k} = \frac{E_j}{E'_j}, \quad (2.12.3)$$

где

$$E'_j = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R_j}{R_k}} (E_g)_k. \quad (2.12.4)$$

Здесь E_j является напряжением, создаваемым на нагрузке j -го плеча генератором напряжения $(E_g)_k$ с внутренним сопротивлением R_k , который подключен к k -му плечу. При определении коэффициентов рассеяния по ф-лам (2.12.2) — (2.12.4) предполагается, что каждое плечо $2n$ -полюсника нагружено на соответствующую ему нагрузку R_j .

Если $2n$ -полюсник взаимный, то

$$S_{jk} = S_{kj}. \quad (2.12.5)$$

Из выражений (2.11.9) и (2.11.12) для взаимного четырехполюсника без потерь получим:

$$1 = |S_{11}|^2 + |S_{12}|^2, \quad (2.12.6)$$

$$|S_{11}| = |S_{22}| \quad (2.12.7)$$

и

$$S_{12} = S_{21}. \quad (2.12.8)$$

Аналогичное соотношение для взаимного $2n$ -полюсника без потерь имеет вид

$$[I] = [S]^* [S], \quad (2.12.9)$$

где $[S]$ — матрица рассеяния $2n$ -полюсника [например, выражение (2.12.1) для случая $n=3$];

$[S]^*$ — та же матрица, но имеющая комплексно-сопряженные коэффициенты;

$[I]$ — единичная матрица n -го порядка.

Так как по предположению цепь является взаимной, то выполняется соотношение (2.12.5) и матрица $[S]$ симметрична относительно главной диагонали.

— 49 —

Для любой цепи с активными нагрузками

$$|S_{i,k}|^2_k = \frac{P_j}{(P_m)_k} \quad (2.12.10)$$

где P_j — мощность, подводимая к нагрузке R_j в j -м плече; $(P_m)_k$ — максимальная мощность генератора, подключенного к k -му плечу. В соответствии с выражением (2.11.4) затухание в децибелах при передаче из k -го плеча в j -е (при условии, что все плечи нагружены на соответствующие им нагрузки) равно

$$L_A = 20 \lg \left| \frac{1}{S_{i,k}} \right|, \text{ дб.} \quad (2.12.11)$$

Более детальные сведения о коэффициентах рассеяния можно найти в работе [9].

2.13. Анализ лестничных схем

Цепи лестничной структуры часто используются при проектировании фильтров. Примером таких цепей являются фильтры-прототипы нижних частот, которые рассматриваются в гл. 4. При определении характеристик лестничных цепей особенно удобным оказывается метод анализа, описанный ниже.

Следуя этому методу, вначале нужно охарактеризовать каждую последовательную ветвь ее сопротивлением и током, который протекает через эту ветвь, и каждую параллельную ветвь ее проводимостью и напряжением, которое приложено к данной ветви.

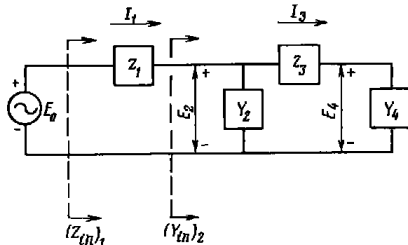


Рис. 2.13.1. Цепь лестничного типа

Это показано на рис. 2.13.1. Затем, пользуясь обобщенными символами, обозначим:

$$F_k \text{ — последовательное сопротивление или параллельная проводимость } k\text{-й ветви;} \quad (2.13.1)$$

$$U_k \text{ — ток для последовательной или напряжение для параллельной } k\text{-й ветви;} \quad (2.13.2)$$

U_m — ток для последовательной или напряжение для параллельной ветви, крайней справа;

$$(2.13.3)$$

U_0 — ток или напряжение генератора слева.

$$(2.13.4)$$

В общем случае, если 1-я ветвь параллельная, то U_0 должно быть током генератора с бесконечным внутренним сопротивлением; если 1-я ветвь последовательная, то U_0 должно быть напряжением генератора с нулевым внутренним сопротивлением. Тогда для всех случаев имеем:

$$A_{m+1} = 1 = \frac{U_m}{U_m}$$

$$A_m = F_m A_{m+1} = \frac{U_{m-1}}{U_m}$$

$$A_{m-1} = F_{m-1} A_m + A_{m+1} = \frac{U_{m-2}}{U_m}$$

$$A_k = F_k A_{k+1} + A_{k+2} = \frac{U_{k-1}}{U_m}$$

$$A_1 = F_1 A_2 + A_3 = \frac{U_0}{U_m}$$

$$(2.13.5)$$

Так, например, A_1 есть функция передачи от генератора, расположенного в левой части цепи, к m -й ветви справа. Обозначив теперь через $(F_{in})_k$ входное сопротивление цепи, лежащей справа от k -й ветви, если эта ветвь последовательная, или соответствующую входную проводимость, если k -я ветвь параллельная, получим

$$(F_{in})_k = \frac{A_k}{A_{k+1}} \quad (2.13.6)$$

Чтобы проиллюстрировать эту методику, рассмотрим случай, соответствующий схеме на рис. 2.13.1. Для нее $m=4$, и, в соответствии с соотношениями (2.13.5), имеем:

$$A_5 = 1 = \frac{E_4}{E_4};$$

$$A_4 = Y_4 A_5 = \frac{I_2}{E_4};$$

$$A_3 = Z_3 A_4 + A_5 = \frac{E_2}{E_4};$$

$$A_2 = Y_2 A_3 + A_4 = \frac{I_1}{E_4};$$

$$A_1 = Z_1 A_2 + A_3 = \frac{E_0}{E_4}.$$

Таким образом, A_1 есть функция передачи между E_0 и E_4 . Сопротивление $(Z_{in})_1$ и проводимость $(Y_{in})_2$, показанные на рисунке, равны соответственно:

$$(Z_{in})_1 = \frac{A_1}{A_2};$$

$$(Y_{in})_2 = \frac{A_2}{A_3}.$$

Литература

1. Guillemin E. A. Introductory Circuit Theory (John Wiley and Sons New York City, 1953).
2. Guillemin E. A. Synthesis of Passive Networks (John Wiley and Sons, New York City, 1957).
3. Tuttle D. F. Jr., Network Synthesis, Vol. 1 (John Wiley and Sons, New York City, 1958).
4. Van Valkenburg M. E. Network Analysis (Prentice-Hall, Inc., New York City, 1955).
5. Kuo E. S. and Pederson D. O. Principles of Circuit Synthesis (McGraw-Hill Book Co. Inc., New York City, 1959).
6. Hansen W. W. and Lundstrom O. C. Experimental Determination of Impedance Functions by the Use of an Electrolytic Tank, Proc. IRE, 33, pp. 528—534 (August 1945).
7. Scott R. E. Network Synthesis by the Use of Potential Analogs, Proc. IRE, 40, pp. 970—973 (August 1952).
8. Matthaei G. L. Some Simplifications for Analysis of Linear Circuits, IRE Trans. on Circuit Theory, CT-4, pp. 120—124 (September 1957).
9. Carlin H. J. The Scattering Matrix in Network Theory, IRE Trans. on Circuit Theory, CT-3 pp. 88—97 (June 1956).

Глава 3

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ РАСЧЕТА ФИЛЬТРОВ

3.01. Введение

Несмотря на то, что метод характеристических параметров подробно не рассматривается в книге, читателям необходимо его знать, чтобы понять методику расчета некоторых фильтров. В этой главе излагаются основы данного метода; приводятся физические понятия и наиболее важные соотношения. Выводы будут даны только для нескольких уравнений; в списке литературы указаны работы, в которых метод характеристических параметров изложен более подробно.

3.02. Физическое и математическое определение характеристического сопротивления и характеристической постоянной передачи

Метод характеристических параметров для анализа цепей является волновым методом, очень сходным с волновым методом, который обычно используется при рассмотрении передающих линий. Так, для однородной линии передачи *волновое сопротивление* линии будет также ее *характеристическим сопротивлением*, и если γ_l — коэффициент распространения на единицу длины, то $\gamma_l l$ будет характеристической постоянной передачи для линии длиной l . Однако термины *характеристическое сопротивление* и *характеристическая постоянная передачи* имеют значительно более общее значение, чем их определение для однородной линии передачи.

Рассмотрим четырехполюсник, который ради общности взят несимметричным с различными сопротивлениями со стороны зажимов 1 и 2. На рис. 3.02.1 показан случай бесконечной цепочки из таких одинаковых четырехполюсников, причем их одноименные зажимы соединены вместе. Так как цепочка из четырехполюсников стремится к бесконечности и в том, и в другом направлениях, то справа от соединения зажимов 1 будет сопротивление Z_{T1} , тогда как для зажимов 2 — сопротивление Z_{T2} . Сопротивления Z_{T1} и Z_{T2} , показанные на рисунке, являются характеристи-

ческими сопротивлениями со стороны зажимов 1 и 2 для данных четырехполюсников. Для несимметричного четырехполюсника они обычно не равны.

Заметим, что способ, по которому четырехполюсники соединены в бесконечную цепь, обеспечивает условие равенства сопротивлений слева и справа от соединенных вместе зажимов и, следовательно, в соединении всегда отсутствует какое бы то ни было от-

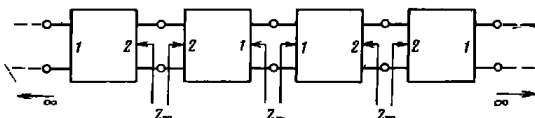


Рис. 3.02.1. Бесконечная цепь из одинаковых четырехполюсников (к определению характеристических параметров)

ражение волны. Таким образом, с волновой точки зрения все четырехполюсники на рис. 3.02.1 полностью согласованы. Если по этой цепи волна распространяется вправо, то она будет затухать в соответствии с функцией передачи каждого четырехполюсника, но проходить от одного к другому без отражения. Характеристические сопротивления Z_{11} и Z_{22} являются сопротивлениями бесконечной цепочки четырехполюсников и поэтому следует ожидать, что их математическое выражение будет отличаться от рациональных функций сопротивления для конечного числа четырехполюсников с сосредоточенными параметрами. Для фильтров с сосредоточенными параметрами характеристические сопротивления обычно являются иррациональными функциями; в случае фильтров свч, которые содержат отрезки линий передачи, характеристические сопротивления будут и иррациональными, и трансцендентными функциями.

Выражение для характеристического сопротивления легко вывести, используя обозначения на схеме рис. 3.02.2. Если Z_L положить равным Z_{11} , то входное сопротивление Z_{in} со стороны левых зажимов будет также равно Z_{11} . Затем, если известны обобщенные параметры A, B, C, D для левого четырехполюсника, то, предполагая, что цепь взаимна, можно с помощью выражения (2.05.7) вычислить обобщенные параметры A_s, B_s, C_s и D_s для двух четырехполюсников, соединенных, как показано на рисунке. Тогда из ур-ния (2.09.1) следует

$$Z_{in} = \frac{A_s Z_L + B_s}{C_s Z_L + D_s} \quad (3.02.1)$$

Полагая $Z_{in} = Z_L = Z_{11}$, получим для Z_{11} :

$$Z_{11} = \sqrt{AB/CD} \quad (3.02.2)$$

— 54 —

Аналогичным путем можно найти, что

$$Z_{22} = \sqrt{DB/CA} \quad (3.02.3)$$

На рис. 3.02.3 показана схема с генератором, внутреннее сопротивление которого равно характеристическому сопротивлению четырехполюсника со стороны зажимов 1, а сопротивление выход-

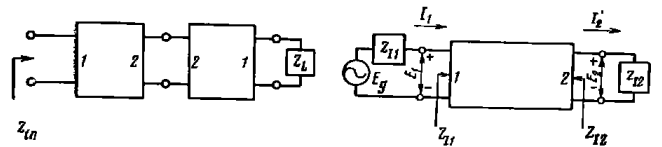


Рис. 3.02.2. К выводу выражения для характеристического сопротивления Z_{11}

Рис. 3.02.3. Четырехполюсник с нагрузками, согласованными по характеристическим сопротивлениям

ной нагрузки равно характеристическому сопротивлению со стороны зажимов 2. При таком согласовании нагрузок с характеристическими сопротивлениями можно показать, что

$$\frac{E_1}{E_2} = \sqrt{\frac{Z_{11}}{Z_{22}}} e^\gamma \quad (3.02.4)$$

или

$$\frac{E_1}{E_2} \sqrt{\frac{Z_{22}}{Z_{11}}} = e^\gamma \quad (3.02.5)$$

где

$$\gamma = \alpha + i\beta = \ln[\sqrt{AD} + \sqrt{BC}] \quad (3.02.6)$$

— характеристическая постоянная передачи;
 α — характеристическое затухание в неперах¹⁾;
 β — характеристическая фаза в радианах.

Отметим, что благодаря коэффициенту $\sqrt{Z_{22}/Z_{11}}$ в ур-нии (3.02.5) γ не зависит от относительного уровня сопротивлений на зажимах 1 и 2 [во многом подобное действие оказывает и коэффициент $\sqrt{R_2/R_1}$ в ур-нии (2.10.4)]. Выражение (3.02.5) можно еще переписать следующим образом:

$$\gamma = \alpha + i\beta = \ln \sqrt{\frac{E_1 I_1}{E_2 I_2}} \quad (3.02.7)$$

где $I_1 = E_1/Z_{11}$ и $I_2 = E_2/Z_{22}$ показаны на рис. 3.02.3.

Следует подчеркнуть, что характеристическая постоянная передачи определяет передачу через цепь согласно ур-ниям (3.02.4), (3.02.5) или (3.02.7) только в том случае, когда нагрузки согла-

¹⁾ Чтобы перейти к децибелам, нужно умножить неперы на 8,686.

ТАБЛИЦА 3.03.1

ВЫРАЖЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЧЕРЕЗ ОБОБЩЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ, z- ИЛИ y-ПАРАМЕТРЫ

Характеристические параметры	Характеристические параметры, выраженные			
	через A, B, C, D	через z ₁₁ , z ₂₁ =z ₁₂ , z ₂₂	через y ₁₁ , y ₁₂ =y ₂₁ , y ₂₂	в смешанной форме
Z ₁₁	$\sqrt{\frac{AB}{CD}}$	$\sqrt{\frac{z_{11} \Delta_z}{z_{22}}}$	$\sqrt{\frac{y_{22}}{y_{11} \Delta_y}}$	$\sqrt{\frac{z_{11}}{y_{11}}}$
Z ₁₂	$\sqrt{\frac{DB}{CA}}$	$\sqrt{\frac{z_{22} \Delta_z}{z_{11}}}$	$\sqrt{\frac{y_{11}}{y_{22} \Delta_y}}$	$\sqrt{\frac{z_{22}}{y_{22}}}$
$\gamma = \alpha + i\beta$	$\text{Arcth} \left \frac{AD}{BC} \right $	$\text{Arcth} \left \sqrt{\frac{z_{11} z_{22}}{\Delta_z}} \right $	$\text{Arcth} \left \sqrt{\frac{y_{11} y_{22}}{\Delta_y}} \right $	$\text{Arcth} \sqrt{\frac{z_{11} y_{11}}{z_{22} y_{22}}} = \text{Arcth} \sqrt{\frac{z_{11} y_{11}}{z_{22} y_{22}}}$
$\gamma = \alpha + i\beta$	$\text{Arch} \left \frac{AD}{BC} \right $	$\text{Arch} \left(\sqrt{\frac{z_{11} z_{22}}{\Delta_z}} \right)$	$\text{Arch} \left(\sqrt{\frac{y_{11} y_{22}}{\Delta_y}} \right)$	
$\gamma = \alpha + i\beta$	$\text{Arsh} \left \frac{AD}{BC} \right $	$\text{Arsh} \left(\sqrt{\frac{\Delta_z}{z_{21}}} \right)$	$\text{Arsh} \left(\sqrt{\frac{\Delta_y}{y_{21}}} \right)$	

Примечание. $\Delta_z = z_{11}z_{22} - z_{12}^2$; $\Delta_y = y_{11}y_{22} - y_{12}^2$.

ТАБЛИЦА 3.03.2

ВЫРАЖЕНИЕ ОБОБЩЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ, z- И y-ПАРАМЕТРОВ ЧЕРЕЗ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ

Обобщенные параметры	$A = \sqrt{\frac{Z_{11}}{Z_{12}}} \text{ch } \gamma$; $B = \sqrt{Z_{11} Z_{12}} \text{sh } \gamma$; $C = \frac{\text{sh } \gamma}{\sqrt{Z_{11} Z_{12}}}$; $D = \sqrt{\frac{Z_{12}}{Z_{11}}} \text{ch } \gamma$
z-параметры	$z_{11} = Z_{11} \text{cth } \gamma$; $z_{12} = \frac{\sqrt{Z_{11} Z_{12}}}{\text{sh } \gamma}$; $z_{21} = z_{12}$; $z_{22} = Z_{12} \text{cth } \gamma$
y-параметры	$y_{11} = Y_{11} \text{cth } \gamma$; $y_{12} = \frac{-1}{\text{sh } \gamma} \frac{Y_{11} Y_{12}}{\sqrt{Z_{11} Z_{12}}}$; $y_{21} = y_{12}$; $y_{22} = Y_{12} \text{cth } \gamma$; где $Y_{11} = \frac{1}{Z_{11}}$ и $Y_{12} = \frac{1}{Z_{12}}$

сованы с характеристическими сопротивлениями (как на рисунке). Влияния рассогласований будут рассмотрены в § 3.07. Для взаимной цепи характеристическая постоянная передачи одинакова при любом направлении распространения, даже если цепь несимметрична.

3.03. Связь характеристических параметров с обобщенными параметрами и параметрами холостого хода и короткого замыкания

Свойства передачи линейного четырехполюсника могут быть описаны как с помощью характеристических параметров, так и с помощью других параметров, рассмотренных в §§ 2.05—2.07. Любые из этих параметров можно вычислить по характеристическим параметрам и наоборот. Соответствующие соотношения приведены в табл. 3.03.1 и 3.03.2 (для взаимных четырехполюсников).

3.04. Характеристические параметры некоторых простых схем

Характеристические параметры Г-образной схемы, показанной на рис. 3.04.1, имеют вид:

$$Z_{11} = \sqrt{Z_a(Z_a + Z_c)}; \quad (3.04.1)$$

$$Z_{12} = \sqrt{Z_a Z_c} \sqrt{1 + Z_a/Z_c}; \quad (3.04.2)$$

$$Z_{22} = \frac{Z_a Z_c}{\sqrt{Z_a(Z_a + Z_c)}}; \quad (3.04.3)$$

$$Z_{12} = \frac{\sqrt{Z_a Z_c}}{\sqrt{1 + Z_a/Z_c}}; \quad (3.04.4)$$

$$\gamma = \text{Arcth} \sqrt{1 + Z_a/Z_c}; \quad (3.04.5)$$

$$\gamma = \text{Arch} \sqrt{1 + Z_a/Z_c}; \quad (3.04.6)$$

$$\gamma = \text{Arsh} \sqrt{Z_a/Z_c}. \quad (3.04.7)$$

Из равенств (3.04.2) и (3.04.4) следует, что

$$Z_{11} = \frac{Z_a Z_c}{Z_{12}}. \quad (3.04.8)$$

Для симметричной Т-образной схемы (рис. 3.04.2) имеем:

$$Z_{11} = Z_{22} = \sqrt{Z_a(Z_a + 2Z_b)}; \quad (3.04.9)$$

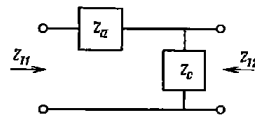


Рис. 3.04.1. Г-образное звено

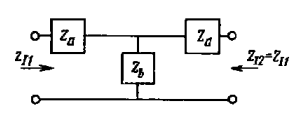


Рис. 3.04.2. Симметричное Т-образное звено

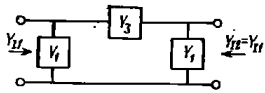


Рис. 3.04.3. Симметричное П-образное звено

$$\gamma = 2 \operatorname{Arctch} \sqrt{1 + \frac{2Z_b}{Z_a}}; \quad (3.04.10)$$

$$\gamma = 2 \operatorname{Arch} \left(1 + \frac{Z_a}{2Z_b} \right); \quad (3.04.11)$$

$$\gamma = 2 \operatorname{Arsh} \sqrt{\frac{Z_a}{2Z_b}}. \quad (3.04.12)$$

Отметим, что цепь на рис. 3.04.2 может быть образована из двух Г-образных схем (рис. 3.04.1), соединенных одноименными зажимами так, что Z_b на рис. 3.04.2 равняется половине Z_c на рис. 3.04.1. Очевидно, что Z_{11} будет одинаковым для обеих схем, а γ для Т-образной схемы в два раза больше, чем для Г-образной. Для П-образной схемы (рис. 3.04.3) характеристические проводимости равны:

$$Y_{11} = Y_{22} = \sqrt{Y_1(Y_1 + 2Y_3)}; \quad (3.04.13)$$

$$\gamma = 2 \operatorname{Arctch} \sqrt{1 + \frac{2Y_3}{Y_1}}; \quad (3.04.14)$$

$$\gamma = 2 \operatorname{Arch} \left(1 + \frac{Y_1}{2Y_3} \right); \quad (3.04.15)$$

$$\gamma = 2 \operatorname{Arsh} \sqrt{\frac{Y_1}{2Y_3}}. \quad (3.04.16)$$

П-образная схема может быть также получена из двух Г-образных схем так, чтобы при этом $Y_1 = 1/Z_c$ и $Y_3 = 1/(2Z_a)$. Проводимость $Y_{12} = 1/Z_{12}$ на рис. 3.04.1 будет тогда равна проводимости $Y_{12} = Y_{11}$ на рис. 3.04.3, а постоянная передачи γ для схемы на рис. 3.04.3 будет опять в два раза больше, чем для схемы на рис. 3.04.1.

Для однородной линии передачи длиной l волновое сопротивление Z_0 и коэффициент распространения $\gamma = \alpha + i\beta$ на единицу длины связаны с характеристическими параметрами следующим образом:

$$Z_{11} = Z_{12} = Z_0; \quad (3.04.17)$$

$$\gamma = \gamma, l = \alpha_l l + i\beta_l l. \quad (3.04.18)$$

3.05. Особые свойства характеристических параметров для цепей без потерь

Согласно табл. 3.03.1

$$Z_{11} = \sqrt{\frac{z_{11}}{y_{11}}} \quad (3.05.1)$$

$$\gamma = \alpha + i\beta = \operatorname{Arctch} \sqrt{z_{11}y_{11}}. \quad (3.05.2)$$

Если цепь не имеет потерь, то для частот $p = i\omega$ можно записать:

$$z_{11} = i(X_{oc})_1 \quad (3.05.3)$$

и

$$y_{11} = \frac{1}{i(X_{sc})_1}, \quad (3.05.4)$$

где $i(X_{oc})_1$ — сопротивление со стороны зажимов 1 четырехполюсника при разомкнутых зажимах 2, а $i(X_{sc})_1$ — сопротивление со стороны зажимов 1 при короткозамкнутых зажимах 2. Тогда из выражений (3.05.1) — (3.05.4) для четырехполюсников без потерь получаем:

$$Z_{11} = \sqrt{-\overline{(X_{oc})_1(X_{sc})_1}}; \quad (3.05.5)$$

$$\gamma = \alpha + i\beta = \operatorname{Arctch} \sqrt{\frac{(X_{oc})_1}{(X_{sc})_1}}. \quad (3.05.6)$$

Функция, обратная гиперболическому котангенсу, в выражении (3.05.6) является многозначной функцией, и ее значения отличаются друг от друга на величину, кратную $i\pi$. Поэтому выражение (3.05.6) удобно представить в ином виде:

$$\gamma = \alpha + i\beta = \operatorname{Arctch} \sqrt{\frac{(X_{oc})_1}{(X_{sc})_1}} + i n \pi. \quad (3.05.7)$$

В этом выражении обратную гиперболическую функцию следует вычислять так, чтобы получить минимальную величину мнимой части, а соответствующее значение n (целое) должно быть определено путем исследования рассматриваемой цепи. Равенство (3.05.7) имеет также эквивалентную форму:

$$\gamma = \alpha + i\beta = \operatorname{Arth} \sqrt{\frac{(X_{oc})_1}{(X_{sc})_1}} + i(2n-1)\frac{\pi}{2}. \quad (3.05.8)$$

При исследовании ур-ний (3.05.5) и (3.05.7) или (3.05.8) могут быть два случая, когда $(X_{oc})_1$ и $(X_{sc})_1$ имеют одинаковые и разные знаки. Рассмотрим оба случая отдельно.

Случай А. Условия для полосы пропускания. В этом случае $(X_{oc})_1$ и $(X_{sc})_1$ имеют разные знаки и

$$Z_{11} = \sqrt{\overline{(X_{oc})_1(X_{sc})_1}} — вещественная и положительная величина. \quad (3.05.9)$$

$$\text{Можно показать, что одновременно должно выполняться условие } Z_{12} = \sqrt{\overline{(X_{oc})_2(X_{sc})_2}} — \text{вещественная и положительная величина,} \quad (3.05.10)$$

где $(X_{oc})_2$ и $(X_{sc})_2$ — сопротивления холостого хода и короткого замыкания, измеренные со стороны зажимов 2. При этих условиях

из выражений (3.05.7) и (3.05.8) получаем для α и β :

$$\alpha = 0; \quad (3.05.11)$$

$$\beta = -\text{Arctctg} \sqrt{\left| \frac{(X_{oc})_1}{(X_{sc})_1} \right|}, \text{ рад};$$

$$\beta = \left[\text{Arctg} \sqrt{\left| \frac{(X_{oc})_1}{(X_{sc})_1} \right|} - \frac{\pi}{2} \right], \text{ рад}. \quad (3.05.12)$$

Таким образом, в полосе пропускания затухание равно нулю, а фаза в общем случае не равна нулю и зависит от частоты. В выражениях (3.05.11) и (3.05.12) член $n\pi$ опущен, так как многозначный характер обратных тригонометрических функций хорошо известен читателю (хотя, возможно, что с многозначностью обратных гиперболических функций многие не знакомы).

Случай Б. Условия для полосы заграждения. В этом случае $(X_{oc})_1$ и $(X_{sc})_1$, а также $(X_{oc})_2$ и $(X_{sc})_2$ имеют одинаковые знаки. Тогда сопротивления

$$Z_{11} = \sqrt{-(X_{oc})_1(X_{sc})_1} = i X_{11} \quad (3.05.13)$$

и

$$Z_{12} = \sqrt{-(X_{oc})_2(X_{sc})_2} = i X_{12} \quad (3.05.14)$$

будут чисто мнимыми величинами. Согласно теореме Фостера как X_{11} , так и X_{12} должны иметь положительную производную по частоте. Если $(X_{oc})_1 > (X_{sc})_1$, то, чтобы получить α и β , используется выражение (3.05.7):

$$\alpha = \text{Arctg} \sqrt{\frac{(X_{oc})_1}{(X_{sc})_1}}, \text{ неч}, \quad (3.05.15)$$

и

$$\beta = n\pi, \text{ рад}. \quad (3.05.16)$$

Если $(X_{oc})_1 < (X_{sc})_1$, то следует воспользоваться выражением (3.05.8), из которого получаем

$$\alpha = \text{Arth} \sqrt{\frac{(X_{oc})_1}{(X_{sc})_1}}, \text{ неч}, \quad (3.05.17)$$

и

$$\beta = (2n-1) \frac{\pi}{2}, \text{ рад}. \quad (3.05.18)$$

Отметим, что в случае полосы заграждения (Б) характеристическое затухание не равно нулю и изменяется с частотой. Между тем характеристическая фаза постоянна и равна величине, кратной π , или нечетной, кратной $\pi/2$. Однако, как будет показано, характеристическая фаза может изменяться скачком в тех точках полосы заграждения, где имеются полюса затухания для частот на оси $j\omega$.

Подобный анализ для четырехполюсников без потерь может быть выполнен также с помощью других выражений для характе-

ристических параметров, приведенных в §§ 3.03 и 3.04. Уравнения для характеристической постоянной передачи содержат обратные гиперболические функции чисто вещественного или чисто мнимого аргумента. Вследствие многозначного характера этих функций вычисления должны выполняться особенно внимательно. Для этой цели окажется полезной табл. 3.05.1. В зависимости от того, боль-

ТАБЛИЦА 3.05.1
ОБРАТНЫЕ ГИПЕРБОЛИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ ПРИ ЧИСТО МНИМЫХ И ЧИСТО ВЕЩЕСТВЕННЫХ АРГУМЕНТАХ: $W = U + iV$, $u = \alpha + i\nu$, n — ЦЕЛОЕ ЧИСЛО (ПОЛОЖИТЕЛЬНОЕ, ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ ИЛИ НУЛЬ)

Функция	Случай $\omega = u$	Случай $\omega = i\nu$
$W = \text{Arcth } w$	Если $ u > 1$, то $W = \text{Arctg } u + i n\pi$. Если $ u < 1$, то $W = \text{Arth } u + i(2n-1) \frac{\pi}{2}$	$W = 0 + i(-\text{Arctctg } \nu)$ $W = 0 + i \left[(\text{Arctg } \nu) - \frac{\pi}{2} \right]$
$W = \text{Arsh } w$	$W = (-1)^{n1} \text{Arsh } u + i n\pi$	Если $ \nu > 1$, то $W = \text{Arctg } \nu + i(2n-1) \frac{\pi}{2}$ n — нечетное, если $\nu > 1$; n — четное, если $\nu < -1$. Если $ \nu \leq 1$, то $W = 0 + i \text{Arcsin } \nu$
$W = \text{Arch } w$	Если $ u > 1$, то $W = \text{Arctg } u + i n\pi$. n — четное, если $u > 1$; n — нечетное, если $u < -1$. Если $ u < 1$, то $W = 0 + i \text{Arccos } u$	$W = \text{Arsh } \nu + i(2n-1) \frac{\pi}{2}$. n — нечетное, если $\nu > 0$; n — четное, если $\nu < 0$

ше или меньше единицы величины $|u|$ или $|\nu|$, используются различные уравнения. Это объясняется тем, что, например, если $\text{Arctg } w$ является функцией действительного аргумента, то он не может быть вычислен при $w = |u| < 1$; однако, если W является функцией комплексной переменной, то $\text{Arctg } w$ уже можно вычислить через обратную тригонометрическую функцию $i \text{arccos } u$. Соответствующее целое число n , которое должно использоваться в

различных формулах табл. 3.05.1, определяется путем исследования цепи на некоторой частоте, где легко вычисляется фаза передачи. В выражениях, включающих обратные тригонометрические функции, члены вида $n\pi$ опущены [как в ф-лах (3.05.11) и (3.05.12)], поскольку многозначный характер тригонометрических функций более широко известен, чем многозначность обратных гиперболических функций.

3.06. Звенья фильтров типа постоянной k и m -производные

Звенья типа постоянной k и m -производные являются классическими примерами фильтров, которые рассчитываются с помощью метода характеристических параметров. В этой главе будут кратко рассмотрены их основные свойства с целью проиллюстрировать некоторые свойства четырехполюсников без потерь и представить данные для справок. Все рассматриваемые звенья нормированы таким образом, что их характеристическое сопротивление на частоте $\omega' = 0$ равно $R_0' = 1$ ом, а частота среза $\omega_1' = 1$ рад/сек. Однако подобные нормированные цепи могут быть легко пересчитаны для других сопротивлений и частот. Каждое сопротивление, индуктивность или емкость пересчитываются согласно следующим уравнениям:

$$R = \left(\frac{R_0}{R_0'} \right) R'; \quad (3.06.1)$$

$$L = \left(\frac{R_0}{R_0'} \right) \left(\frac{\omega_1'}{\omega_1} \right) L'; \quad (3.06.2)$$

$$C = \left(\frac{R_0'}{R_0} \right) \left(\frac{\omega_1'}{\omega_1} \right) C'. \quad (3.06.3)$$

где R' , L' и C' относятся к нормированной цепи, а R , L , C являются соответствующими элементами пересчитанной цепи. Отношение R_0/R_0' определяет изменение уровня сопротивлений, а отношение ω_1'/ω_1 — изменение частотной шкалы.

На рис. 3.06.1а приведена половина нормированного звена типа k . Соответствующие характеристические сопротивления равны:

$$Z_{IT} = 1 - (\omega')^2 \quad (3.06.4)$$

и

$$Z_{II} = \frac{1}{1 - (\omega')^2} = \frac{1}{Z_{IT}} \quad (3.06.5)$$

Характеристическая постоянная передачи этого полувзена в полосе пропускания $0 \leq \omega' \leq 1$ равна

$$\gamma = \alpha + i\beta = 0 + i \arcsin \omega', \quad (3.06.6)$$

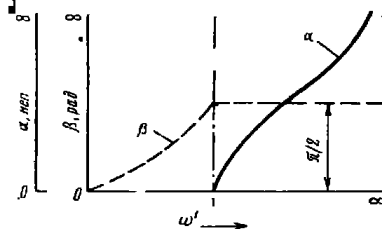
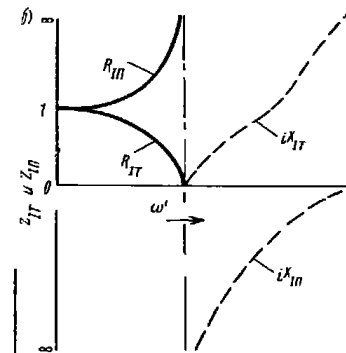
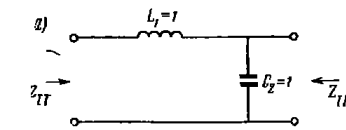


Рис. 3.06.1. Нормированное полувзено типа k и графики его характеристических параметров

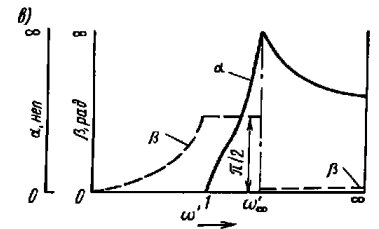
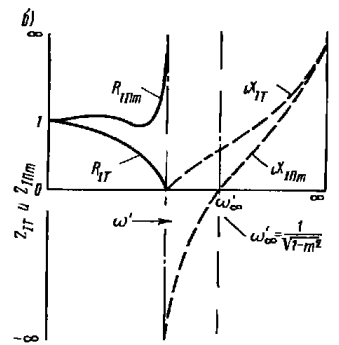
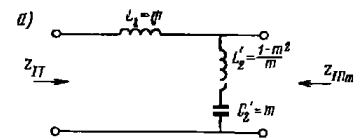


Рис. 3.06.2. Нормированное производное полувзено типа m с последовательным контуром и графики его характеристических параметров

а в полосе загирапия $1 \leq \omega' \leq \infty$

$$\gamma = \alpha + i\beta = \text{Arch } \omega' + i \frac{\pi}{2} \quad (3.06.7)$$

где α измеряется в неперах, а β — в радианах.

На рис. 3.06.1б и в приведены графики характеристических параметров этого полувзена. Следует заметить, что Z_{IT} и Z_{IP} будут чисто вещественными величинами в полосе пропускания и чисто мнимыми в полосе загирапия (см. § 3.05). Кроме того, затухание $\alpha=0$ в полосе пропускания, тогда как $\beta=\text{const}$ в полосе загирапия.

На рис. 3.06.2а показано производное полувзено типа m с последовательным контуром. Его характеристические сопротивления равны:

$$Z_{IT} = \sqrt{1 - (\omega')^2}; \quad (3.06.8)$$

$$Z_{IPm} = \frac{i \cdot \left(\frac{\omega'}{\omega_\infty}\right)^2}{\sqrt{1 - (\omega')^2}}, \quad (3.06.9)$$

где

$$\omega_\infty = \frac{1}{\sqrt{1 - m^2}}. \quad (3.06.10)$$

Следует отметить, что выражение (3.06.8) идентично выражению (3.06.4), а выражения (3.06.9) и (3.06.5) различаются. Постоянная передачи в полосе пропускания $0 \leq \omega' \leq 1$ равна

$$\gamma = \alpha + i\beta = 0 + i \frac{1}{2} \arccos \left[1 - \frac{2m^2}{\left(\frac{1}{\omega'}\right)^2 - (1 - m^2)} \right]. \quad (3.06.11)$$

На участке $1 \leq \omega' \leq \omega_\infty$ полосы загирапия постоянная передачи равна

$$\gamma = \frac{1}{2} \text{Arch} \left[\frac{2m^2}{\left(\frac{1}{\omega'}\right)^2 - (1 - m^2)} - 1 \right] + i \frac{\pi}{2}, \quad (3.06.12)$$

а на участке $\omega_\infty \leq \omega' \leq \infty$

$$\gamma = \frac{1}{2} \text{Arch} \left[1 - \frac{2m^2}{\left(\frac{1}{\omega'}\right)^2 - (1 - m^2)} \right] + i0. \quad (3.06.13)$$

На рис. 3.06.2б и в приведены графики характеристических сопротивлений и постоянной передачи этого полувзена. Введение последовательного резонанса в параллельной ветви на рис. 3.06.2а приводит к появлению полюса затухания на частоте ω_∞ , на которой параллельная ветвь представляет короткое замыкание (см. § 2.04). Легко видеть, что величина $Z_{IPm} = R_{IPm}$ в полосе пропус-

кания на рис. 3.06.2б более постоянна, чем R_{IP} на рис. 3.06.1б. Это свойство характеристических сопротивлений производных звеньев типа m используется для улучшения согласования с активными сопротивлениями нагрузок.

Производное полувзено типа m с параллельным контуром (рис. 3.06.3а) представляет собой схему, дуальную полувзено на рис. 3.06.2а. Характеристические сопротивления этого полувзена равны:

$$Z_{ITm} = \frac{\sqrt{1 - (\omega')^2}}{1 - \left(\frac{\omega'}{\omega_\infty}\right)^2}; \quad (3.06.14)$$

$$Z_{IP} = \frac{1}{\sqrt{1 - (\omega')^2}}, \quad (3.06.15)$$

где

$$\omega_\infty = \frac{1}{\sqrt{1 - m^2}}. \quad (3.06.16)$$

В этом случае Z_{ITm} в ф-ле (3.06.14) отличается от Z_{IT} в выражении (3.06.4), но выражения (3.06.15) и (3.06.5) идентичны. Характеристическая постоянная передачи для производного полувзена с параллельным контуром определяется так же, как и для полувзена с последовательным контуром по ф-лам (3.06.11) — (3.06.13). На рис. 3.06.3б и в приведены соответствующие характеристики. Полюс затухания появляется на частоте ω_∞ , где последовательная

ветвь обладает бесконечным сопротивлением. Из характеристик видно, что сопротивление Z_{ITm} в полосе пропускания является более постоянным, чем Z_{IT} на рис. 3.06.1б. Таким образом, m -производное полувзено этого типа также может применяться для улучшения согласования с активными сопротивлениями нагрузок.

На рис. 3.06.4а и б показано, как из полувзенов типа постоянной k и m -производных можно составить фильтр. В этом случае три полувзена типа k используются вместе с двумя производными

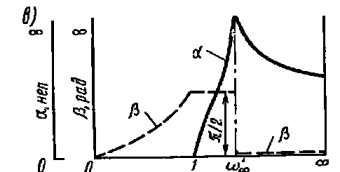
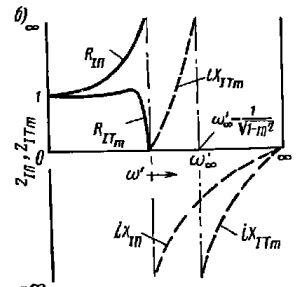
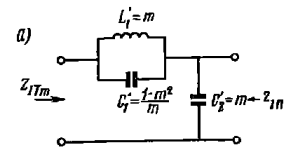


Рис. 3.06.3. Нормированное производное полувзено типа m с параллельным контуром и графики его характеристических параметров

полузвеньями типа m с последовательными контурами. Оба m -производных полузвена имеют параметр $m=0,5$, что дает полюс затухания на частоте $\omega'_m = 1,16$ и резко увеличивает крутизну характеристики фильтра. Звенья следует выбирать таким образом, чтобы согласовать характеристические сопротивления в каждом сое-

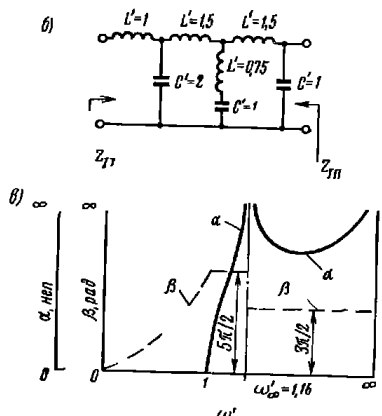
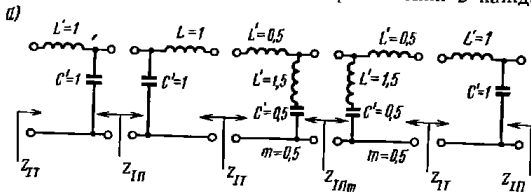


Рис. 3.06.4. Фильтр, состоящий из трех полузвеньев типа k и двух производных полузвеньев типа m , и его характеристики

динении (см. рис. 3.06.4а). При этом характеристическое затухание и характеристическая фаза всей цепи равны сумме характеристических затуханий и фаз отдельных звеньев. С учетом условия, что все звенья фильтра согласованы друг с другом, характеристические сопротивления со стороны входа и выхода равняются характеристическим сопротивлениям крайних звеньев.

Цепь на рис. 3.06.4б будет иметь характеристики передачи, приведенные на рис. 3.06.4в, только в том случае, если обе ее на-

грузки будут точно равняться характеристическим сопротивлениям. Однако так как на практике обычно применяются в качестве нагрузок активные сопротивления, то характеристика передачи будет значительно отличаться (особенно в полосе пропускания) вследствие отражений на обоих концах фильтра. Чтобы уменьшить величину отражений для фильтров этого типа, на входе и выходе включают производные полузвенья типа m с сопротивлением Z_{1Tm} или Z_{1nm} близким к активному сопротивлению нагрузки. При $m=0,6$ такие характеристические сопротивления относительно постоянны в полосе пропускания и, следовательно, можно значительно уменьшить отражение. Эти вопросы будут рассмотрены в следующих двух параграфах.

3.07. Влияние нагрузок, не согласованных с характеристическими сопротивлениями

Активные нагрузки, используемые в фильтрах без потерь, не могут быть согласованы с характеристическим сопротивлением цепи, за исключением отдельных частот в полосе пропускания. В результате многократных отражений характеристика фильтра будет значительно отличаться от полученной на основе характеристической постоянной передачи. Это отличие наиболее сильно проявляется вблизи границы полосы пропускания и полосы записания. Ниже приводятся соотношения, учитывающие влияние несогласования нагрузок.

Рассмотрим цепь на рис. 3.07.1, характеристические сопротивления которой Z_{11} и Z_{12} могут значительно отличаться от R_1 и R_2 .

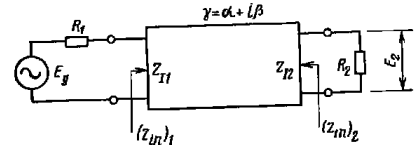


Рис. 3.07.1. К выводу формул, учитывающих эффект несогласования нагрузок

Коэффициент ослабления по напряжению E_g/E_2 выражается через характеристические параметры и сопротивления нагрузок следующим образом:

$$\frac{E_g}{E_2} = 2 \sqrt{\frac{Z_{11}}{Z_{12}}} e^{\gamma} \left[\frac{1 - e^{-2\gamma} \Gamma_{11} \Gamma_{12}}{\tau_{11} \tau_{12}} \right], \quad (3.07.1)$$

где

$$\Gamma_{11} = \frac{R_1 - Z_{11}}{R_1 + Z_{11}} \quad (3.07.2)$$

$$\Gamma_{12} = \frac{R_2 - Z_{12}}{R_2 + Z_{12}} \quad (3.07.3)$$

являются коэффициентами отражения на зажимах 1 и 2, а

$$\tau_{11} = \frac{2Z_{11}}{R_1 + Z_{11}} \quad (3.07.4)$$

$$\tau_{12} = \frac{2R_2}{R_2 + Z_{12}} \quad (3.07.5)$$

— коэффициенты передачи (см. § 2.08). Следует отметить, что эти коэффициенты отражения и передачи определяются относительно характеристических, а не относительно действительных входных сопротивлений $(Z_{in})_1$ и $(Z_{in})_2$.

Действительное входное сопротивление со стороны зажимов 1 при нагрузке R_2 на зажимах 2 равно

$$(Z_{in})_1 = Z_{11} \left[\frac{1 + \Gamma_{12} e^{-2\gamma}}{1 - \Gamma_{12} e^{-2\gamma}} \right] \quad (3.07.6)$$

Аналогично $(Z_{in})_2$ на рис. 3.07.1 равно

$$(Z_{in})_2 = Z_{12} \left[\frac{1 + \Gamma_{11} e^{-2\gamma}}{1 - \Gamma_{11} e^{-2\gamma}} \right] \quad (3.07.7)$$

Формулы (3.07.1)—(3.07.7) справедливы независимо от того, обладает цепь потерями или нет.

Для цепи без потерь на частотах полосы пропускания, где $\gamma = 0 \pm i n \pi$ $n=1, 2, 3, \dots$, из ф-лы (3.07.6) следует, что

$$(Z_{in})_1 = \frac{Z_{11}}{Z_{12}} R_2 \quad (3.07.8)$$

а на частотах, на которых $\gamma = 0 \pm i(2n-1)(\pi/2)$ $n=1, 2, 3, \dots$, имеем

$$(Z_{in})_1 = \frac{Z_{11} Z_{12}}{R_2} \quad (3.07.9)$$

где Z_{11} и Z_{12} будут чисто вещественными. Аналогичные выражения можно получить также для $(Z_{in})_2$.

Выражение (3.07.1) весьма общее и может быть использовано совместно с выражениями (2.11.2) и (2.11.4) для вычисления затухания цепи. Однако, если цепь не обладает потерями, применимы более простые соотношения. Они особенно упрощаются, когда цепь без потерь является симметричной (т. е. $Z_{11} = Z_{12}$) и имеет симметричные нагрузки, т. е. $R_1 = R_2$. Другим случаем, когда соотношения упрощаются, является антисимметричная цепь (см.

§ 2.11) без потерь с антисимметричными нагрузками. Такая цепь на всех частотах удовлетворяет следующим условиям:

$$Z_{11} = \frac{R_0^2}{Z_{12}}; \quad (3.07.10)$$

$$R_1 = \frac{R_0^2}{R_2}, \quad (3.07.11)$$

где R_0 — положительная вещественная постоянная. Полуэвено типа k на рис. 3.06.1 является примером антисимметричной цепи. Фильтр на рис. 3.06.4 также удовлетворяет условию антисимметрии, определяемому соотношением (3.07.10).

Для симметричных четырехполюсников без потерь с симметричными нагрузками в полосе пропускания характеристическое сопротивление $Z_{11} = R_{11}$ и затухание равно

$$L_A = 10 \lg \left[1 + \frac{1}{4} \left(\frac{R_{11}}{R_1} - \frac{R_1}{R_{11}} \right)^2 \sin^2 \beta \right], \text{ дб}, \quad (3.07.12)$$

а в полосе заграждения $Z_{11} = iX_{11}$ и

$$L_A = 10 \lg \left[1 + \frac{1}{4} \left(\frac{X_{11}}{R_1} + \frac{R_1}{X_{11}} \right)^2 \text{sh}^2 \alpha \right], \text{ дб}, \quad (3.07.13)$$

Аналогично для антисимметричного четырехполюсника без потерь с антисимметричными нагрузками затухание в полосе пропускания равно

$$L_A = 10 \lg \left[1 + \frac{1}{4} \left(\frac{R_{11}}{R_1} - \frac{R_1}{R_{11}} \right)^2 \cos^2 \beta \right], \text{ дб}, \quad (3.07.14)$$

а в полосе заграждения определяется ф-лой (3.07.13) так же, как и затухание симметричного четырехполюсника. Для симметричного четырехполюсника

$$\Gamma_{11} = \Gamma_{12}, \quad (3.07.15)$$

а для антисимметричного

$$\Gamma_{11} = -\Gamma_{12}. \quad (3.07.16)$$

Для симметричного четырехполюсника без потерь характеристическая фаза в полосе заграждения кратна π , рад, а для антисимметричного — она есть вечное кратное $\pi/2$, рад.

Действительное затухание в полосе пропускания, возникающее из-за рассогласования характеристических сопротивлений и нагрузок, как можно видеть из ф-л (3.07.12) и (3.07.14), будет сильно зависеть от характеристической фазы β . Легко показать, что при заданных Z_{11} и R_1 максимально возможное затухание в полосе пропускания для симметричного или антисимметричного четырехполюсника соответственно с симметричными или антисимметричными нагрузками равно

$$L_A = 20 \lg \left(\frac{a^2 + 1}{2a} \right), \text{ дб}, \quad (3.07.17)$$

где

$$a = \frac{Z_{11}}{R_1} \text{ или } \frac{R_1}{Z_{11}},$$

причем любое определение a дает один и тот же результат.

Значение L_A , определяемое выражением (3.07.17), для симметричных четырехполюсников получается при $\beta = (2n-1)\frac{\pi}{2}$, рад,

тогда как при $\beta = n\pi$, рад, получаем $L_A = 0$ (здесь n — целое число).

Для антисимметричных четырехполюсников выражение (3.07.17) применяется в случае, если $\beta = n\pi$, рад; если $\beta = (2n-1)\frac{\pi}{2}$, рад, то $L_A = 0$.

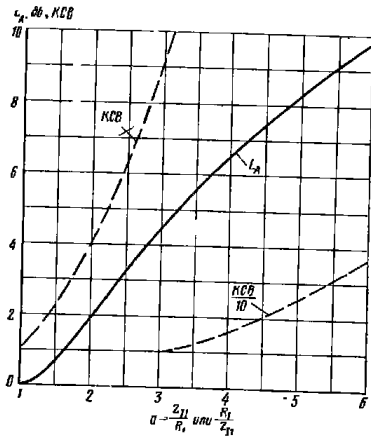


Рис. 3.07.2. Максимально возможное затухание и сдвиг в полосе пропускания для симметричных и антисимметричных четырехполюсников без потерь с симметричными и антисимметричными нагрузками

На рис. 3.07.2 показан график максимальных значений L_A и соответствующих значений $k_{св}$ в функции от a .

3.08. Выбор оконечных согласующих звеньев для улучшения характеристик фильтров, рассчитанных по характеристическим параметрам

Как упоминалось в § 3.06, один из способов, с помощью которого может быть улучшена характеристика в полосе пропускания

фильтров, составленных из звеньев типа k , заключается в том, что на входе и выходе фильтра используются производные полузвенья типа m . Опыт показывает, что полузвенья с параметром m , близким к 0,6, имеют сопротивления Z_{11m} или Z_{11m}' , наиболее приближающиеся к постоянной величине в полосе пропускания, и это дает возможность обеспечить наилучшее согласование фильтра с активными сопротивлениями нагрузок.

В качестве примера на рис. 3.08.1 приведена схема нормированного фильтра, показанного на рис. 3.06.4б, с согласующими звеньями

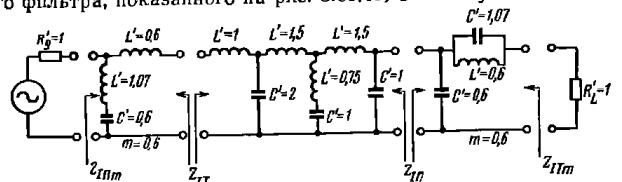


Рис. 3.08.1. Нормированный фильтр типа, приведенного на рис. 3.06.4б, с дополнительными производными полузвеньями типа m

ми, которые улучшают согласование в полосе пропускания с нагрузками $R_g' = R_L' = 1$ ом. Согласующие звенья вводят полюса затухания на частоте $\omega_{\infty}' = 1,25$, что приводит к более крутым скачкам характеристики фильтра.

При проектировании фильтров свч на основе метода характеристических параметров часто возникает требование, чтобы оконечные согласующие звенья имели ту же структуру, что и основная часть фильтра. Рассмотрим случай, когда в полоснопропускающем фильтре с широкой полосой используются звенья типа рис. 3.08.2а. Характеристики этих звеньев показаны на рис. 3.08.2б и в, а на рис. 3.08.3 — левая половина симметричного фильтра, составленного из них. В этом фильтре внутренние звенья одинаковы, а два звена на входе и на выходе отличаются от них, чтобы обеспечить лучшее согласование с нагрузками. Расчет оконечных звеньев рассматривается ниже.

Из рис. 3.08.2в видно, что характеристический фазовый сдвиг в середине полосы пропускания для каждого звена фильтра равен $\beta = \frac{\pi}{2}$. Полный характеристический фазовый сдвиг на частоте f_0 для оконечной согласующей секции равен, таким образом, $\beta = \pi$. Тогда в середине полосы пропускания оконечная согласующая секция будет работать подобно полуволновому отрезку передающей линии, и, следовательно, для Z_{11} выполняется условие:

$$Z_{11}|_{f=f_0} = R_g. \quad (3.08.1)$$

Таким образом, если Z_1 — характеристическое сопротивление внутренних звеньев фильтра, а Z_{1c} — характеристическое сопротивление

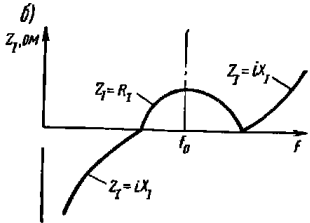
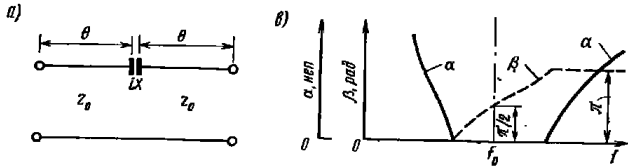


Рис. 3.08.2. Звенно полосу пропускающего фильтра с отрезками передающих линий и график его характеристических параметров

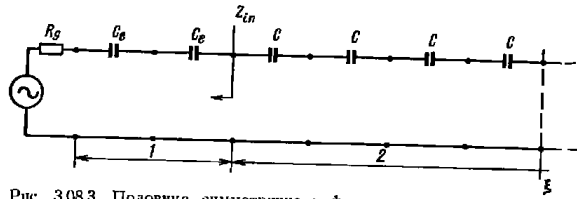


Рис. 3.08.3. Половина симметричного фильтра, составленного из звеньев типа рис. 3.08.2а
1 — оконечные согласующие звенья (волновое сопротивление линии Z_0);
2 — внутренние звенья (волновое сопротивление линии Z_0)

ние согласующих звеньев, и если

$$Z_I|_{f=f_0} = R_g \quad (3.08.2)$$

то на частоте f_0 будет полное согласование независимо от величины Z_{Te} на этой частоте. В полосе пропускания на частотах $f_{\pi/2}$ и $f_{3\pi/2}$, где характеристический фазовый сдвиг оконечной согласующей секции соответственно равен $\beta = \pi/2$ и $3\pi/2$, имеем

$$Z_{in} = \frac{(Z_{Te})^2}{R_g} \quad (3.08.3)$$

что следует из соотношения (3.07.9). Затем полагая $Z_{in} = Z_I$ и решая (3.08.3) относительно Z_{Te} , получаем

$$Z_{Te} = \sqrt{Z_I R_g} \quad (3.08.4)$$

— 72 —

Полученное выражение будет условием полного согласования на частотах, где характеристический фазовый сдвиг для оконечной согласующей секции равен $\beta = \pi/2$ или $3\pi/2$, рад. Таким образом, предлагаемая методика дает возможность обеспечить полное согласование на частотах, соответствующих характеристическому фазовому сдвигу согласующей секции, равному $\pi/2$, π и $3\pi/2$, рад.

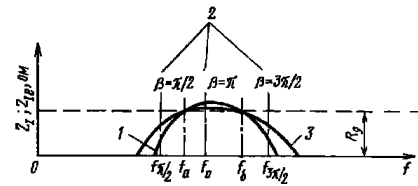


Рис. 3.08.4. Сравнение характеристических сопротивлений оконечного и внутреннего звеньев для фильтра типа рис. 3.08.3.

1 — сопротивление Z_I внутренних звеньев; 2 — характеристическая фаза оконечного согласующего звена; 3 — сопротивление Z_{Te} оконечных согласующих звеньев

На рис. 3.08.4 показано, в каком соотношении находятся характеристические сопротивления оконечной согласующей секции и внутренних звеньев при выполнении практического расчета. При этом R_g выбирается несколько меньшим, чем характеристическое сопротивление внутренних звеньев Z_I на частоте f_0 , но Z_I и Z_{Te} принимают равными сопротивлению R_g на частотах f_a и f_b , расположенных вблизи частоты f_0 так, чтобы полное согласование было получено на указанных двух частотах. В результате будет наблюдаться совершенно незначительное расхождение вблизи f_0 , но в целом характеристика значительно улучшится. Оконечную согласующую секцию выполняют более широкополосной, чем внутренние звенья фильтра с тем, чтобы фазовые сдвиги $\beta = \pi/2$ и $\beta = 3\pi/2$ оказались вблизи частот среза внутренних звеньев. Оконечная согласующая секция рассчитывается так, чтобы на данных двух частотах, хотя бы приблизительно, удовлетворялось условие (3.08.4). Это дает хорошее согласование вблизи частот среза фильтра.

В рассмотренном примере имеются только три параметра, которые можно изменять при расчете оконечного согласующего звена: величина C_e , величина $(Z_0)_e$ и длина линий передачи. Один параметр используется для выбора центральной частоты характеристики, другой может быть использован для выполнения условия $Z_{Te} = R_g$ на частоте f_a , а с помощью третьего параметра удовлетворяется условие (3.08.4) на частоте $f_{\pi/2}$. Хотя условия согласования специально не налагаются на частотах f_b и $f_{3\pi/2}$

(рис. 3.08.4), они будут приближенно выполняться вследствие симметрии (приближенной) характеристики относительно частоты f_0 .

Расчетная методика, описанная выше, обеспечивает полное согласование на определенных частотах и гарантирует небольшую величину максимального рассогласования в пределах всей полосы пропускания. Следует отметить, что полная передача будет обеспечена только на тех частотах полосы пропускания, на которых характеристическая фаза всего фильтра кратна π , рад, а также на частотах, где характеристические сопротивления полностью согласованы. Те же принципы применяются при проектировании согласующих звеньев для других типов фильтров.

3.09. Измерение характеристических параметров

Иногда требуется измерить характеристические параметры цепи. Для этого обычно измеряют входное сопротивление со стороны одних зажимов схемы при разомкнутых или замкнутых коротко зажимах на другой стороне. Тогда

$$Z_{11} = \sqrt{(Z_{oc})_1 (Z_{sc})_1}; \quad (3.09.1)$$

$$Z_{12} = \sqrt{(Z_{oc})_2 (Z_{sc})_2} \quad (3.09.2)$$

и для взаимного четырехполюсника

$$\gamma = \text{Ar ctgh} \sqrt{\frac{(Z_{oc})_1}{(Z_{sc})_1}}. \quad (3.09.3)$$

В этих выражениях $(Z_{oc})_1$ и $(Z_{sc})_1$ являются сопротивлениями, измеренными со стороны зажимов 1 при соответственно разомкнутых и короткозамкнутых зажимах 2. $(Z_{oc})_2$ и $(Z_{sc})_2$ — сопротивления, измеренные со стороны зажимов 2 при разомкнутых или короткозамкнутых зажимах 1.

Если четырехполюсник обладает незначительными потерями и является симметричным, то может быть использован удобный метод, предложенный Дэвирсом (Davirs) [5]. По этому методу одна пара зажимов четырехполюсника нагружается известным активным сопротивлением R_L , а затем измеряется входное сопротивление $Z_{in} = R_{in} + iX_{in}$ со стороны другой пары зажимов. Тогда характеристическое сопротивление Z_I может быть вычислено с помощью выражения [5]:

$$Z_I = R_L \sqrt{\frac{\left(\frac{R_{in}}{R_L}\right)^2 + \left(\frac{X_{in}}{R_L}\right)^2 - \left(\frac{R_{in}}{R_L}\right)}{\left(\frac{R_{in}}{R_L}\right) - 1}} \quad (3.09.4)$$

Это выражение используется как в полосе пропускания, так и в полосе задерживания. Дэвирс [5] разработал для своего метода удобную диаграмму (см. рис. 3.09.1). Она накладывается на диаграмму Смита [6, 7] так, чтобы нуль шкалы «Длины волн (к гене-

ратору)» совпадал с нулем аналогичной шкалы на диаграмме Смита. Для того чтобы найти характеристические параметры, входное сопротивление Z_{in} , измеренное указанным выше способом, нормируется к R_L . Затем эта точка Z_{in}/R_L наносится на диаграмму Смита, после чего переносится на диаграмму Дэвирса с учетом масштаба и направления. В полосе пропускания точки будут попадать внутрь одной из двух окружностей, названных «граничными окружностями», а в полосе задерживания — на диаграмму вне этих окружностей.

Проиллюстрируем пользование диаграммой на примере. Предположим, что $Z_{in}/R_L = 0,2 + i0,25$. Наносим эту точку на диаграмму Смита и затем переносим ее на диаграмму Дэвирса, где она от-

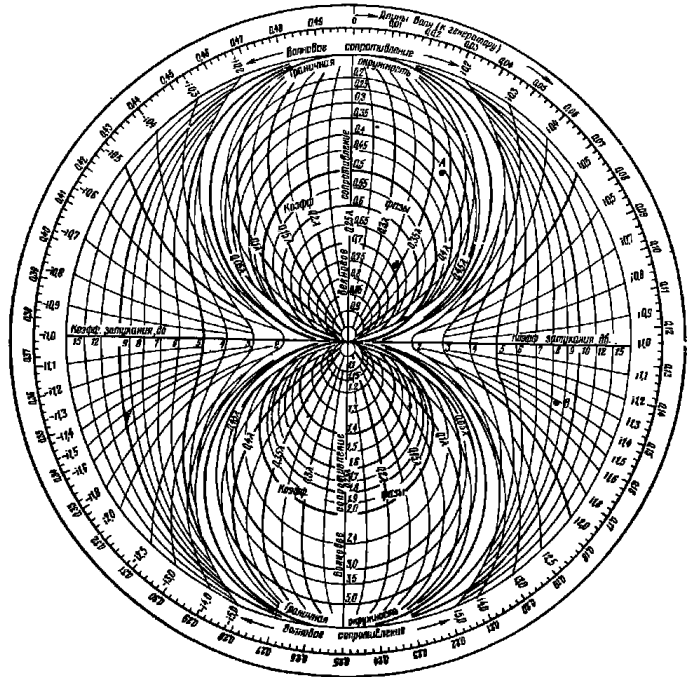


Рис. 3.09.1. Диаграмма Дэвирса для определения характеристических параметров симметричных четырехполюсников без потерь

мечена буквой A . Окружности, пересекающие вертикальную ось под прямым углом, дают характеристическое сопротивление, а дугообразные (почти вертикальные) линии — характеристическую фазу. На пересечении окружности, проходящей через точку A , с вертикальной осью определяем нормированное характеристическое сопротивление $R_1/R_L=0,35$; характеристическая фаза при этом равна $0,37\lambda$. На диаграмме вместо характеристического сопротивления используется термин «волновое сопротивление», а характеристическая фаза выражается в длинах волн, что удобно для передающих линий. Однако может быть использовано и более общее понятие «характеристическое сопротивление», причем характеристическая фаза в радианах (с точностью до слагаемого π) будет в 2π раз больше соответствующего числа длин волн. Таким образом, для данного примера $\beta=0,37(2\pi)+\pi$.

Если отношение Z_{in}/R_L окажется таким, что даст на рис. 3.09.1 точку B , значит, измерения проводились в полосе зашунтирования, тогда характеристическое сопротивление будем мнимым, а α не равно нулю. В этом случае характеристическое сопротивление определяется на пересечении линии, проходящей через точку B , с внешним краем диаграммы.

Для приведенного примера $iX_{in}/R_L=11,4$. Характеристическое затухание α , определяемое по горизонтальной оси, равно $8,5 \text{ дБ}$. Так как рассматриваемая цепь симметрична, характеристическая фаза в полосе зашунтирования равна нулю или π , *рад* (см. § 3.07).

Литература

1. Shea T. E. *Transmission Networks and Wave Filters* (D. Van Nostrand Co., New York City, 1929).
 2. Guillemin E. A. *Communication Networks*, Vol. 2, Chapters 4, and 7 to 10 (John Wiley and Sons, New York City, 1935).
 3. Harvard Radio Research Laboratory Staff, *Very High-Frequency Techniques*, Vol. 2, Chapters 26 and 27 by S. B. Cohn (McGraw-Hill Book Co., Inc., New York City, 1947).
 4. Van Valkenburg M. E. *Network Analysis*, Chapter 13 (Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, N. J., 1955).
 5. Dawirs H. N. A Chart for Analyzing Transmission-Line Filters from Input Impedance Characteristics, *Proc. IRE* 43, pp. 436—443 (April 1955).
 6. Smith P. H. A Transmission Line Calculator, *Electronics* 12, pp. 29—31 (January 1939).
 - *7. Ginzton E. L. *Microwave Measurements*, pp. 228—234, (McGraw-Hill Book Co., Inc., New York City, 1957).
- Гинзтон Э. Л. Измерения на сантиметровых волнах. Перевод с англ. под ред. Г. А. Ремеза. Издательство иностранной литературы, 1960.

Глава 4

ФИЛЬТРЫ-ПРОТОТИПЫ НИЖНИХ ЧАСТОТ, ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ СИНТЕЗА ЦЕПЕЙ ПО РАБОЧИМ ПАРАМЕТРАМ

4.01. Введение

Многие методы расчета фильтров, которые будут обсуждаться в последующих главах книги, основаны на использовании рассматриваемых в этой главе фильтров-прототипов нижних частот с сосредоточенными постоянными. Параметры их первоначально определялись с помощью методов синтеза цепей (по Дарлингтону и др.), описанных в работах [1—3]. Однако позднее для фильтров-прототипов, представляющих интерес для данной книги, были получены компактные и удобные для программирования выражения [4—11], что позволило рассчитать с помощью вычислительных машин и протабулировать величины элементов прототипов. Некоторые приводимые здесь таблицы взяты из работ Вейнберга [8, 9], другие вычислены в Стэнфордском исследовательском институте специально для этой книги. Методы синтеза цепей в ней не рассматриваются, так как они достаточно полно освещены в литературе (например, в работах [1—3]) и, кроме того, возможность использования табулированных прототипов позволяет вообще не касаться указанных методов.

Основная цель данной главы заключается в объяснении свойств табулированных прототипов фильтров, согласующих цепей и цепей задержки с тем, чтобы уметь использовать их при решении широкого круга задач, связанных с проектированием свч устройств.

Следует отметить, что ступенчатые трансформаторы, рассматриваемые в гл. 6, также могут быть использованы как прототипы при расчете некоторых типов свч фильтров. К этому вопросу мы вернемся в гл. 6.

4.02. Сравнение методов расчета фильтров по характеристическим и рабочим параметрам

В гл. 3 характеристическое сопротивление и характеристическая постоянная затухания звена фильтра были определены в предположении, что фильтр представляет собой цепочку из бесконечного числа одинаковых звеньев. В случае цепи без потерь, составленной из конечного числа звеньев с чисто активными нагрузками, характеристические сопротивления будут согласованы нагрузкой на отдельных частотах. В связи с этим имеют место эффекты отражения, которые приводят к значительному увеличению затухания.

хания в полосе пропускания и резкому искажению характеристик на границах полосы заграждения.

В § 3.08 излагались методы расчета окончательных звеньев, которые существенно уменьшают отражения в фильтрах, рассчитанных по характеристическим параметрам. Однако эти методы не дают возможности точно определить, какие максимальные потери на отражение будут в полосе пропускания. Таким образом, хотя метод характеристических параметров сравнительно прост, он требует большого практического навыка и связан с длительным процессом подстройки. Это существенно, если фильтр должен работать с малыми потерями на отражение и в строго заданной полосе. Расчет фильтров по рабочим параметрам обычно начинается с задания функции передачи, например, коэффициента передачи t , определяемого выражением (2.10.6) как функции комплексной частоты p . Затем по передаточной функции находится входное сопротивление цепи, опять в виде функции от p . После этого с помощью различных разложений функции входного сопротивления в цепные или элементарные дроби определяются элементы цепи. Полученная таким образом цепь будет иметь передаточную функцию, заданную в начале расчета, и тем самым исключается какая бы то ни было неопределенность и необходимость в экспериментальной подгонке. Характеристические параметры в этих методах расчета не используются, а влияние нагрузок учитывается в самом начале при задании функции передачи.

Вообще говоря, одни и те же фильтры нижних частот, рассчитанные по характеристическим и по рабочим параметрам, совершенно одинаковы по своей структуре. Однако для обеспечения заданной характеристики значения элементов фильтра, рассчитанного по рабочим параметрам, будут несколько отличаться.

При проектировании фильтров очень часто используются чебышевская и максимально плоская функция передачи. Они рассматриваются в § 4.03, где приведены характеристики фильтров; величины их элементов протабулированы в § 4.05.

При проектировании свч фильтров с помощью фильтров-прототипов нижних частот на сосредоточенных параметрах приходится вводить некоторые приближения. Несмотря на это, метод обеспечивает достаточно хорошую точность расчета в пределах значительной части частотного диапазона. Вместе с тем он исключает элемент предположительности, присущий классическому методу расчета по характеристическим параметрам.

4.03. Максимально плоская и чебышевская характеристики затухания

На рис. 4.03.1 показана типичная максимально плоская характеристика затухания фильтра нижних частот¹⁾. Частота ω_1 , соот-

¹⁾ Эта характеристика также известна под названием характеристики Баттерворта.

ветствующая затуханию L_{Ar} , называется граничной частотой полосы пропускания (или частотой среза фильтра). Максимально плоская характеристика описывается следующим математическим выражением¹⁾:

$$L_A(\omega') = 10 \lg \left[1 + \varepsilon \left(\frac{\omega'}{\omega_1} \right)^{2n} \right], \text{ дБ}, \quad (4.03.1)$$

где

$$\varepsilon = \left[\operatorname{antilg} \frac{L_{Ar}}{10} \right] - 1. \quad (4.03.2)$$

Такую характеристику можно получить с помощью фильтров нижних частот (см. §§ 4.04 и 4.05). Параметр n в выражении (4.03.1) равен числу реактивных элементов цепи. Эта характеристика получила название *максимально плоской* в связи с тем, что все производные до $(2n-1)$ -го порядка включительно от величины, которая заключена в выражении (4.03.1) в квадратные скобки, равны нулю при $\omega' = 0$.

В большинстве случаев частота среза ω_1 для фильтров с максимально плоской характеристикой определяется как частота, соответствующая уровню затухания 3 дБ. На рис. 4.03.2 приведены характеристики затухания в полосе заграждения фильтров с максимально плоской характеристикой при различном числе элементов $a=1-15$ и $L_{Ar}=3$ дБ. Для удобства пользования на графике по оси абсцисс отложена величина $|\omega'/\omega_1| - 1$. Использование знака абсолютной величины обусловлено тем, что при переходе от фильтра нижних частот к полоснопропускающему или полоснозапирающему фильтру отношение ω'/ω_1 может принимать отрицательные значения, которым будет соответствовать такое же затухание, как и для положительных значений ω'/ω_1 .

На рис. 4.03.3 приведена другая очень распространенная характеристика, которая получила название чебышевской или равно пульсирующей. Здесь L_{Ar} так же, как и в предыдущем случае, является максимальным затуханием в полосе пропускания, а ω_1 —

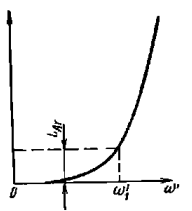


Рис. 4.03.1. Максимально плоская характеристика затухания

¹⁾ Редко встречающийся в русской технической литературе символ antilg обозначает функцию, обратную логарифму (десятичному) и определяемую следующим образом: если $a = \lg b$, то $b = \operatorname{antilg} a = 10^a$. В практических расчетах при пользовании таблицами десятичных логарифмов понятие обратной логарифмической функции дает определенные удобства, поэтому здесь и далее в книге сохранены это понятие и соответствующий символ antilg , принятые в оригинале (прим. ред.).

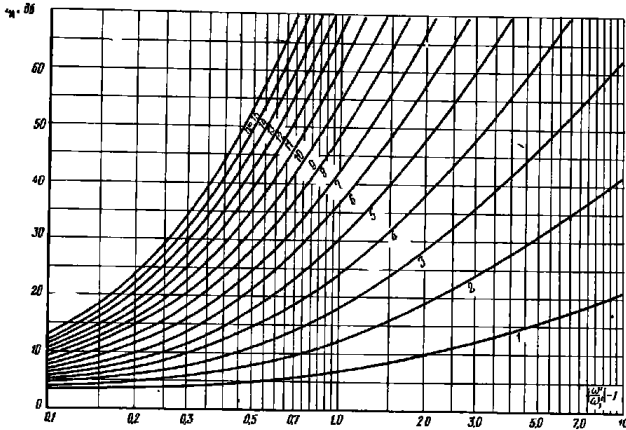


Рис. 4.03.2. Максимально плоские характеристики затухания.
Граничная частота ω_1 соответствует уровню 3 дБ

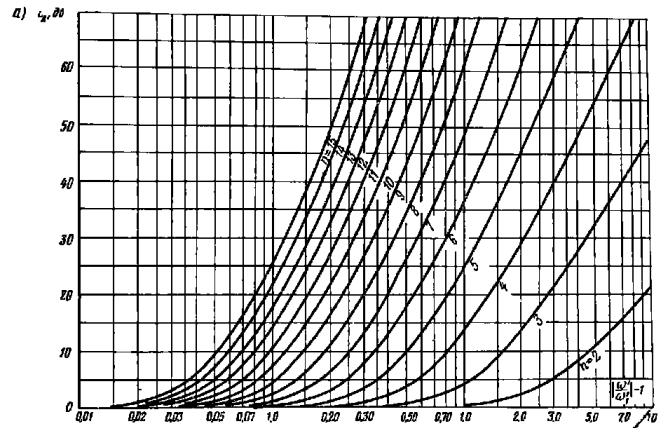


Рис. 4.03.4а. Чебышевские характеристики затухания с пульсациями 0,01 дБ

граничной частотой. Чебышевская характеристика затухания описывается следующими математическими выражениями:

$$L_A(\omega') = 10 \lg \left\{ 1 + \varepsilon \cos^2 \left[n \arccos \left(\frac{\omega'}{\omega_1} \right) \right] \right\} \text{ при } \omega' \leq \omega_1 \quad (4.03.3)$$

и

$$L_A(\omega') = 10 \lg \left\{ 1 + \varepsilon \operatorname{ch}^2 \left[n \operatorname{Arch} \left(\frac{\omega'}{\omega_1} \right) \right] \right\} \text{ при } \omega' \geq \omega_1, \quad (4.03.4)$$

где

$$\varepsilon = \left[\operatorname{antilg} \left(\frac{L_{Ar}}{10} \right) \right] - 1.$$

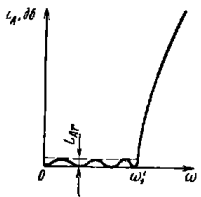


Рис. 4.03.3. Чебышевская характеристика затухания

Этот тип характеристик также может быть получен с помощью структур фильтров, рассматриваемых в §§ 4.04 и 4.05. Параметр n в выражениях (4.03.3) и (4.03.4), как и в случае максимально плоской характеристики, равен числу реактивных элементов цепи. При n четном имеется $n/2$ частот, на которых для чебышевской характеристики, аппроксимирующей передаточную функцию фильтра нижних частот, $L_A = 0$. При n нечетном бу-

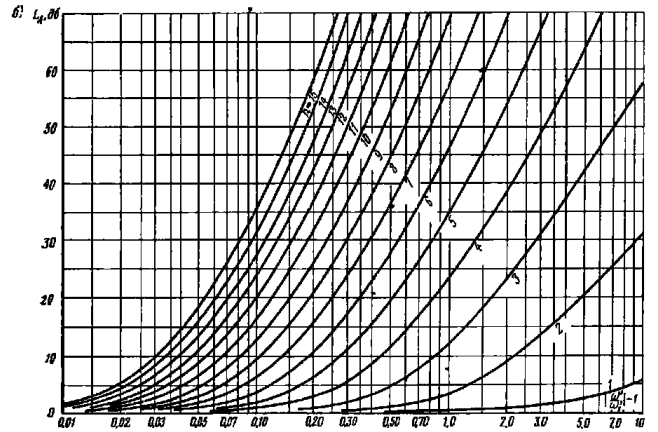


Рис. 4.03.4б. Чебышевские характеристики затухания с пульсациями 0,10 дБ

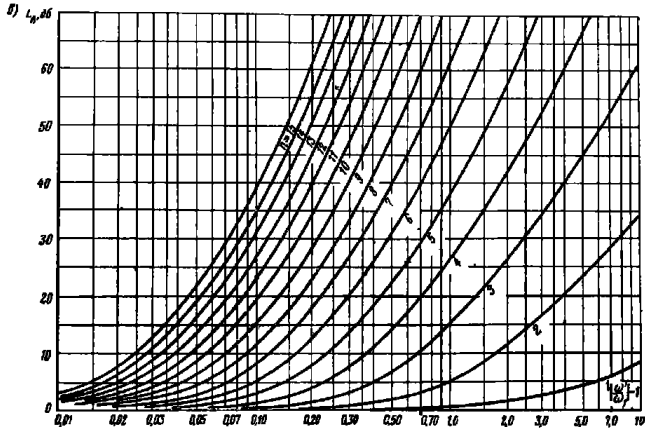


Рис. 4.03.4в. Чебышевские характеристики затухания с пульсациями 0,20 дБ

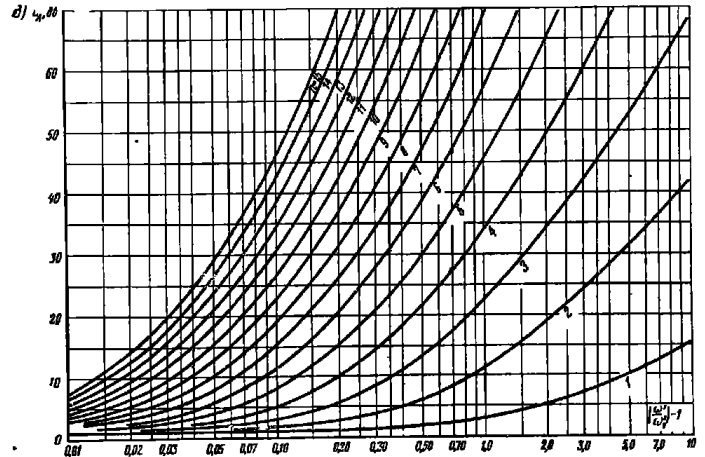


Рис. 4.03.4д. Чебышевские характеристики затухания с пульсациями 1,00 дБ

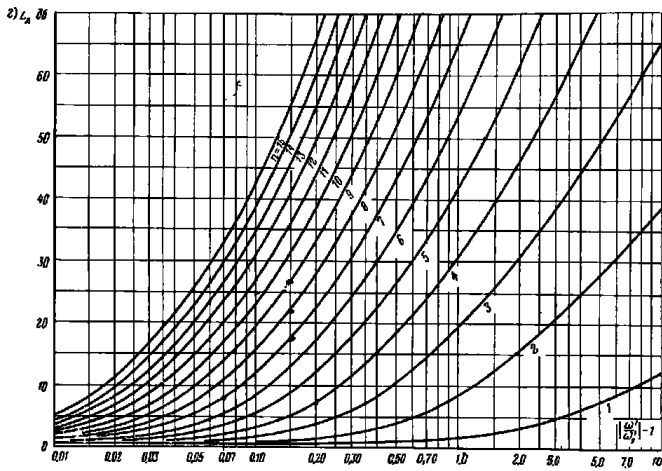


Рис. 4.03.4г. Чебышевские характеристики затухания с пульсациями 0,50 дБ

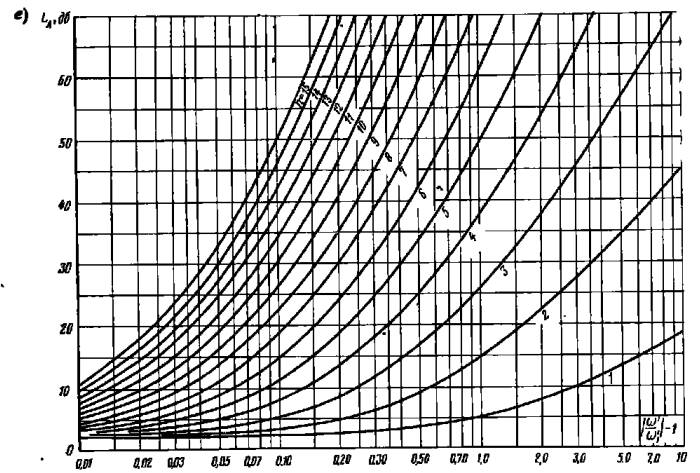


Рис. 4.03.4е. Чебышевские характеристики затухания с пульсациями 2,00 дБ

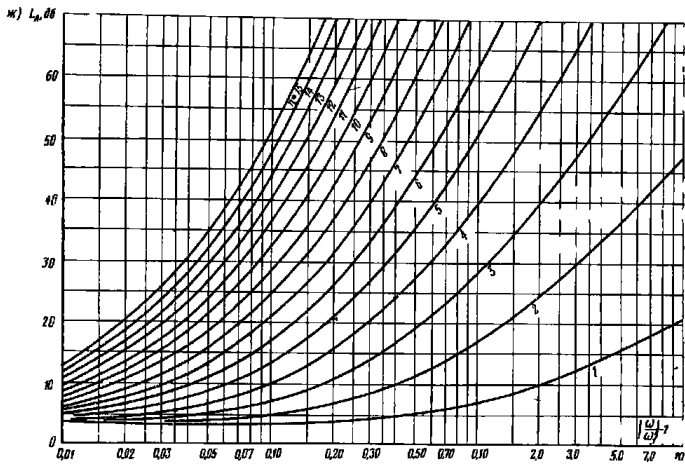


Рис. 4.03.4ж. Чебышевские характеристики затухания с пульсациями 3,00 дБ

дет $(n+1)/2$ таких частот. На рис. 4.03.4 приведены характеристики затухания в полосе заграждения для чебышевских фильтров с максимальным затуханием в полосе пропускания $L_{d,r}=0,01; 0,10; 0,20; 0,50; 1,00; 2,00$ и $3,000$ дБ. На оси абсцисс, как и ранее, отложено $|\omega'/\omega'_1|^{-1}$.

Интересно сравнить максимально плоские характеристики затухания на рис. 4.03.2 с чебышевскими характеристиками на рис. 4.03.4. Из графиков видно, что для одного и того же максимального затухания в полосе пропускания и при одинаковом числе реактивных элементов характеристика затухания в полосе заграждения чебышевского фильтра имеет большую крутизну. Например, максимально плоская характеристика на рис. 4.03.2 и чебышевская на рис. 4.03.4ж имеют одинаковое максимальное затухание $L_{d,r}=3$ дБ, но при $n=15$ затухание 70 дБ для максимально плоской характеристики достигается при $\omega'=1,7\omega'_1$, тогда как для чебышевской — уже при $\omega'=1,18\omega'_1$. Поэтому с точки зрения крутизны характеристики чебышевские фильтры предпочтительнее. Однако при наличии значительных диссипативных потерь в реактивных элементах форма характеристики в полосе пропускания обоих типов фильтров изменяется, причем в случае чебышевского фильтра эти изменения проявляются резко. Вопросы влияния потерь на форму характеристики будут рассмотрены в § 4.13. Обыч-

но считают, что фильтры с максимально плоскими характеристиками вносят меньшие фазовые искажения, чем чебышевские фильтры. Однако в § 4.08 будет показано, что это не всегда справедливо и зависит от величины $L_{d,r}$.

Максимально плоская и чебышевская характеристики, приведенные на рис. 4.03.1 и 4.03.3, не являются единственно возможными характеристиками такого типа. Например, чебышевские характеристики согласующих цепей, рассматриваемых в §§ 4.09 и 4.10, имеют ту же форму, но минимумы равнопультсирующей кривой затухания при этом не равны нулю. Иногда чебышевские фильтры рассчитываются таким образом, чтобы иметь равнопультсирующее затухание как в полосе пропускания, так и в полосе заграждения. Фильтры с такими характеристиками довольно широко используются в низкочастотном диапазоне, однако их трудно точно рассчитать для использования в свч диапазоне. Одним из возможных исключений является свч фильтр, рассматриваемый в § 7.03.

4.04. Определение параметров фильтров-прототипов нижних частот

В этой главе обозначения $g_0, g_1, g_2, \dots, g_n, g_{n+1}$ для элементов фильтров-прототипов нижних частот приняты в соответствии с рис. 4.04.1. Один из возможных вариантов фильтра-прототипа по-

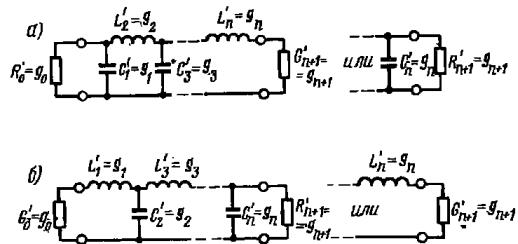


Рис. 4.04.1. К определению элементов фильтра-прототипа

казан на рис. 4.04.1а, а на рис. 4.04.1б приведена его дуальная схема. При расчете может быть использована любая из схем, так как их характеристики идентичны. В связи с тем, что схемы представляют собой взаимные цепи, любое из активных сопротивлений как на левом, так и на правом конце можно рассматривать как внутреннее сопротивление генератора. Следует отметить, что обозначения на рис. 4.04.1 имеют следующий смысл:

$g|_{k=1} \div n = \begin{cases} \text{индуктивность последовательной катушки или ем-} \\ \text{кость параллельного конденсатора;} \end{cases}$

$$g_0 = \begin{cases} \text{сопротивление генератора } R'_0, \text{ если } g_1 = C'_1, \text{ или про-} \\ \text{водимость генератора } G'_0, \text{ если } g_1 = L'_1; \end{cases}$$

$$g_{n+1} = \begin{cases} \text{сопротивление нагрузки } R'_{n+1}, \text{ если } g_n = C'_n, \text{ или про-} \\ \text{водимость нагрузки } G'_{n+1}, \text{ если } g_n = L'_n. \end{cases}$$

Причиной выбора таких обозначений является то, что при их использовании уравнения получаются одинаковыми как для схемы на рис. 4.04.1а, так и для дуальной ей схемы. Кроме элементов g_k в прототипе используется параметр ω'_1 . Он является граничной частотой полосы пропускания и для рассматриваемых здесь максимально плоских и чебышевских фильтров показан на рис. 4.03.1 и 4.03.3. Определение этого параметра для фильтров с максимально плоской характеристикой времени задержки дается в § 4.07.

Величины элементов прототипов, рассматриваемых в данной главе, нормируются так, чтобы $g_0=1$ и $\omega'_1=1$. Переход от нормированных фильтров-прототипов к другому уровню сопротивлений и измененной шкале частот легко осуществляется с помощью следующих преобразований элементов цепи:

для активных сопротивлений или проводимостей:

$$R = \left(\frac{R_0}{R'_0}\right)R' \text{ или } G = \left(\frac{G_0}{G'_0}\right)G'; \quad (4.04.2)$$

для индуктивностей

$$L = \left(\frac{R_0}{R'_0}\right)\left(\frac{\omega'_1}{\omega_1}\right)L' = \left(\frac{G_0}{G'_0}\right)\left(\frac{\omega_1}{\omega'_1}\right)L'; \quad (4.04.3)$$

и для емкостей

$$C = \left(\frac{R'_0}{R_0}\right)\left(\frac{\omega_1}{\omega'_1}\right)C' = \left(\frac{G'_0}{G_0}\right)\left(\frac{\omega'_1}{\omega_1}\right)C'. \quad (4.04.4)$$

В этих формулах величины со штрихами относятся к нормированному прототипу, а без штриха — к преобразованной (ренормированной) цепи. Как было сказано выше, для прототипов, рассматриваемых в данной главе, $g_0=R'_0=1$ или $g_0=G'_0=1$. Чтобы показать, как выполняется это преобразование, приведем следующий пример.

Имеется фильтр-прототип нижних частот с элементами $R'_0=1,000 \text{ ом}$; $C'_1=0,8436 \text{ ф}$; $L'_2=0,6220 \text{ зн}$ и $G'_3=1,3554 \text{ мо}$. Значения элементов соответствуют чебышевскому фильтру с величиной пульсации 0,10 дБ и граничной частотой полосы пропускания $\omega'_1=1 \text{ рад}$ (см. табл. 4.05.2 при $n=2$ и пульсации 0,10 дБ). Требуется найти значения элементов фильтра нижних частот, нагруженного на чисто активное сопротивление $R_0=50 \text{ ом}$ с граничной частотой полосы пропускания $f_1=1000 \text{ Мгц}$.

Находим $(R_0/R'_0)=50$ и $(\omega'_1/\omega_1)=1/2\pi \cdot 10^9=0,159 \cdot 10^{-9}$. Далее с помощью соотношений (4.04.2) — (4.04.4) получаем:

$$R_0 = 50 \text{ ом}; \quad C_1 = \frac{1}{50} \cdot 0,8436 \cdot 10^{-9} \cdot 0,8430 = 2,68 \cdot 10^{-12} \text{ ф};$$

$$L_2 = 50 \cdot 0,159 \cdot 10^{-9} \cdot 0,6220 = 4,94 \cdot 10^{-10} \text{ зн};$$

$$G_3 = \frac{1}{50} \cdot 1,3554 = 0,0271 \text{ мо}.$$

4.05. Фильтры-прототипы с максимально плоской и чебышевской характеристиками, нагруженные с двух сторон

Величины элементов максимально плоских фильтров, нагруженных на активные сопротивления на входе и выходе и имеющих $L_{Ar}=3 \text{ дБ}$, $g_0=1$ и $\omega'_1=1$, могут быть найдены из следующих выражений [5]:

$$g_0 = 1;$$

$$g_k = 2 \sin \left[\frac{(2k-1)\pi}{2n} \right], \quad k=1, 2, \dots, n; \quad (4.05.1)$$

$$g_{n+1} = 1.$$

В табл. 4.05.1 приведены значения элементов таких фильтров, содержащих от $n=1$ до $n=15$ реактивных элементов.

Для чебышевских фильтров, нагруженных с двух сторон и имеющих характеристики вида рис. 4.03.3 при условии, что $g_0=1$ и $\omega'_1=1$, а L_{Ar} задано в децибелах, величины элементов могут быть рассчитаны следующим образом [4, 5]. Сначала определяются вспомогательные параметры по формулам:

$$\beta = \ln \left(\text{cth} \frac{L_{Ar}}{17,37} \right); \quad \gamma = \text{sh} \left(\frac{\beta}{2n} \right);$$

$$a_k = \sin \left[\frac{(2k-1)\pi}{2n} \right], \quad k=1, 2, \dots, n. \quad (4.05.2)$$

$$b_k = \gamma^2 + \sin^2 \left(\frac{k\pi}{n} \right), \quad k=1, 2, \dots, n.$$

Затем находят величины элементов:

$$g_1 = \frac{2a_1}{\gamma};$$

$$g_k = \frac{4a_{k-1}a_k}{b_{k-1}b_k}, \quad k=2, 3, \dots, n;$$

$$g_{n+1} = \begin{cases} 1, & \text{если } n \text{ нечетное;} \\ \text{cth}^2(\beta/4), & \text{если } n \text{ четное.} \end{cases}$$

ЗНАЧЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ ФОНДЫТОВ С ЧЕБЫШЕВСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ
ВИДА РИС 4.03.3 ПРИ РАЗЛИЧНЫХ УРОВНЯХ ПУЛЬСАЦИИ 0,01-0,5 ДБ
($\sigma_p=1$; $\sigma_{\omega}=1$; $r=1-0,15$)

Уровень пульсаций	n	Б ₁	Б ₂	Б ₃	Б ₄	Б ₅	Б ₆	Б ₇	Б ₈	Б ₉	Б ₁₀	Б ₁₁	Б ₁₂	Б ₁₃	Б ₁₄	Б ₁₅		
0,01 дБ	1	0,0960	1,0000															
	2	0,4488	0,4077	1,1007														
	3	0,6291	0,9702	0,6291	1,0000													
	4	0,7128	2,0031	3,2120	0,6476	1,1007												
	5	0,7563	1,3049	1,5773	1,3049	0,7563	1,0000											
	6	0,7813	1,3600	1,6696	1,5350	1,4970	0,7098	1,1007										
	7	0,7969	1,3924	1,7481	1,6331	1,7481	1,3924	0,7969	1,0000									
	8	0,8072	1,4130	1,7824	1,6683	1,8529	1,6193	1,5554	0,7333	1,1007								
	9	0,8144	1,4270	1,8043	1,7125	1,9057	1,7125	1,8043	1,4270	0,8144	1,0000							
	10	0,8196	1,4368	1,8192	1,7311	1,9362	1,7590	1,9055	1,6527	1,5817	0,7446	1,1007						
0,1 дБ	1	0,3052	1,0000															
	2	0,8430	0,6220	1,3554														
	3	1,0315	1,1474	1,0315	1,0000													
	4	1,1088	1,3061	1,7703	0,8180	1,3554												
	5	1,1468	1,3712	1,9750	1,3712	1,1468	1,0000											
	6	1,1681	1,4039	2,0562	1,5170	1,9029	0,8618	1,3554										
	7	1,1811	1,4228	2,0966	1,5733	2,0966	1,4228	1,1811	1,0000									
	8	1,1897	1,4346	2,1199	1,6010	2,1699	1,5640	1,9440	0,8778	1,3554								
	9	1,1956	1,4425	2,1345	1,6167	2,2053	1,6167	2,1345	1,4425	1,1956	1,0000							
	10	1,1999	1,4481	2,1444	1,6265	2,2253	1,6418	2,2046	1,5821	1,9628	0,8853	1,3554						
0,2 дБ	1	0,4342	1,0000															
	2	1,0378	0,6745	1,5386														
	3	1,2275	1,1525	1,2275	1,0000													
	4	1,3028	1,2844	1,9761	0,8468	1,5386												
	5	1,3394	1,3370	2,1660	1,3370	1,3394	1,0000											
	6	1,3598	1,3632	2,2384	1,4555	2,0674	0,8838	1,5386										
	7	1,3722	1,3781	2,2756	1,5001	2,2756	1,3781	1,3722	1,0000									
	8	1,3804	1,3875	2,2963	1,5217	2,3413	1,4925	2,1349	0,8972	1,5386								
	9	1,3860	1,3938	2,3093	1,5340	2,3728	1,5340	2,3093	1,3860	1,3860	1,0000							
	10	1,3901	1,3983	2,3181	1,5417	2,3904	1,5536	2,3720	1,5066	2,1514	0,9034	1,5386						
0,5 дБ	1	0,6986	1,0000															
	2	1,4029	0,7071	1,9841														
	3	1,5963	1,0967	1,5963	1,0000													
	4	1,6703	1,1926	2,3661	0,8419	1,9841												
	5	1,7058	1,2206	2,5408	1,2296	1,7058	1,0000											
	6	1,7254	1,2479	2,6064	1,3137	2,4758	0,8696	1,9841										
	7	1,7372	1,2583	2,6381	1,3444	2,6381	1,2583	1,7372	1,0000									
	8	1,7451	1,2647	2,6564	1,3590	2,6964	1,3389	2,5093	0,8796	1,9841								
	9	1,7504	1,2690	2,6678	1,3673	2,7239	1,3673	2,6678	1,2690	1,7504	1,0000							
	10	1,7543	1,2721	2,6754	1,3725	2,7592	1,3806	2,7231	1,3485	2,6239	0,8842	1,9841						
1,0 дБ	1	1,0177	1,0000															
	2	1,8219	0,6850	2,6599														
	3	2,0236	0,9941	2,0236	1,0000													
	4	2,0991	1,0644	2,8811	0,7892	2,6599												
	5	2,1349	1,0911	3,0099	1,0911	2,1349	1,0000											

Уровень пульсации	п	Б1	Б2	Б3	Б4	Б5	Б6	Б7	Б8	Б9	Б10	Б11	Б12	Б13	Б14	Б15		
2,0 дБ	6	2,1546	1,1041	3,0634	1,1518	2,9367	0,8101	2,6599										
	7	2,1664	1,1163	3,0934	1,1766	3,0934	1,1116	2,1664	1,0000									
	8	2,1744	1,1161	3,1107	1,1839	3,1488	1,1696	2,9685	0,8175	2,6599								
	9	2,1797	1,1192	3,1215	1,1897	3,1747	1,1897	3,1215	1,1192	2,1797	1,0000							
	10	2,1836	1,1213	3,1286	1,1933	3,1890	1,1990	3,1738	1,1763	2,9824	0,8210	2,6599						
	1	1,5296	1,0000															
	2	2,4881	0,6075	4,0957														
	3	2,7107	0,8327	2,7107	1,0000													
	4	2,7925	0,8806	3,6063	0,6819	4,0957												
	5	2,8310	0,8985	3,7827	0,8985	2,8310	1,0000											
6	2,8521	0,9071	3,8467	0,9393	3,7151	0,6964	4,0957											
7	2,8655	0,9119	3,8760	0,9393	3,8760	0,9119	2,8655	1,0000										
8	2,8733	0,9151	3,8948	0,9605	3,9335	0,9510	3,7477	0,7016	4,0957									
9	2,8790	0,9171	3,9056	0,9643	3,9598	0,9643	3,9056	0,9171	2,8790	1,0000								
10	2,8831	0,9186	3,9128	0,9667	3,9743	0,9704	3,9589	0,9554	3,7619	0,7040	4,0957							
3 дБ	1	1,9953	1,0000															
	2	3,1013	0,5339	5,8095														
	3	3,3487	0,7117	3,3487	1,0000													
	4	3,4389	0,7483	4,3471	0,5920	5,8095												
	5	3,4817	0,7618	4,5381	0,7618	3,4817	1,0000											
	6	3,5045	0,7685	4,6061	0,7929	4,4641	0,6033	5,8095										
	7	3,5182	0,7723	4,6386	0,8039	4,6386	0,7723	3,5182	1,0000									
0,01 дБ	8	3,5277	0,7745	4,6575	0,8089	4,6990	0,8018	4,4990	0,6073	5,8095								
	9	3,5340	0,7760	4,6692	0,8118	4,7272	0,8118	4,6692	0,7760	3,5340	1,0000							
	10	3,5384	0,7771	4,6768	0,8136	4,7425	0,8164	4,7260	0,8051	4,5142	0,6091	5,8095						
	11	0,8234	1,4442	1,8298	1,7437	1,9554	1,7856	1,9554	1,7437	1,8298	1,4442	0,8234	1,0000					
	12	0,8264	1,4497	1,8371	1,7527	1,9684	1,8022	1,9837	1,7883	1,9293	1,6695	1,5957	0,7508	1,007				
	13	0,8287	1,4540	1,8437	1,7594	1,9777	1,8134	2,0014	1,8134	1,9777	1,7594	1,8437	1,4540	0,8287	1,0000			
	14	0,8305	1,4573	1,8483	1,7644	1,9845	1,8214	2,0132	1,8290	2,0048	1,8029	1,9422	1,6792	1,6041	0,7545	1,1007		
	15	0,8320	1,4600	1,8520	1,7684	1,9897	1,8272	2,0216	1,8394	2,0216	1,8272	1,9897	1,7684	1,8520	1,4600	0,8320	1,0000	
	11	1,2031	1,4623	2,1515	1,6332	2,2378	1,6559	2,2378	1,6559	2,2378	1,6332	2,1515	1,4623	1,2031	1,0000			
	12	1,2055	1,4554	2,1566	1,6379	2,2462	1,6646	2,2562	1,6572	2,2200	1,5912	1,9726	0,8894	1,3554				
	13	1,2074	1,4578	2,1605	1,6412	2,2521	1,6704	2,2675	1,6704	2,2521	1,6412	1,6051	1,4578	1,2074	1,0000			
	14	1,2089	1,4596	2,1636	1,6441	2,2564	1,6745	2,2751	1,6786	2,2696	1,6648	2,2283	1,5963	1,9784	0,8019	1,3554		
	15	1,2101	1,4612	2,1660	1,6461	2,2598	1,6776	2,2804	1,6839	2,2804	1,6776	2,2598	1,6461	2,1660	1,2101	1,0000		
	0,20 дБ	11	1,3993	1,4015	2,3243	1,5469	2,4014	1,5646	2,4014	1,5469	2,3243	1,4015	1,3993	1,0000				
		12	1,3954	1,4040	2,3289	1,5505	2,4088	1,5713	2,4176	1,5656	2,3856	1,5136	2,1601	0,9069	1,5386			
13		1,3972	1,4059	2,3323	1,5532	2,4140	1,5758	2,4276	1,5758	2,4140	1,5532	2,3323	1,4059	1,3972	1,0000			
14		1,3986	1,4073	2,3350	1,5553	2,4178	1,5790	2,4342	1,5821	2,4294	1,5714	2,3929	1,5170	2,1653	0,9089	1,5386		
15		1,3997	1,4085	2,3371	1,5569	2,4207	1,5813	2,4388	1,5862	2,4388	1,5813	2,4207	1,5569	2,3371	1,4085	1,3997	1,0000	
0,50 дБ	11	1,7572	1,2743	2,6809	1,3759	2,7488	1,3879	2,7488	1,3759	2,6809	1,2743	1,7572	1,0000					
	12	1,7594	1,2760	2,6848	1,3784	2,7551	1,3925	2,7628	1,3886	2,7349	1,3532	2,5317	0,8867	1,9841				
	13	1,7610	1,2772	2,6878	1,3802	2,7596	1,3955	2,7714	1,3955	2,7596	1,3802	2,6878	1,2772	1,7610	1,0000			
	14	1,7624	1,2783	2,6902	1,3816	2,7629	1,3976	2,7711	1,3997	2,7730	1,3925	2,7412	1,3558	2,5362	0,8882	1,9841		
	15	1,7635	1,2791	2,6920	1,3826	2,7654	1,3991	2,7811	1,4024	2,7811	1,3991	2,7654	1,2791	1,7635	1,0000			

Уровень пульсации	n	z_1	g_2	g_3	g_4	g_5	g_6	g_7	g_8	g_9	g_{10}	g_{11}	g_{12}	g_{13}	g_{14}	g_{15}		
1,00 дБ	11	2,18651	1,2233	1,3381	1,9573	1,9801	2,0413	1,9801	1,9573	1,3381	1,2233	1,8651	1,0000					
	12	2,18871	1,2413	1,3751	1,9743	2,0391	2,0733	2,1121	2,0453	1,8491	1,7962	1,9898	0,8228	2,6599				
	13	2,19041	1,2503	1,4031	1,9873	2,0811	2,0943	2,0811	1,9873	1,4031	1,2502	1,9041	0,0000					
	14	2,19171	1,2573	1,4251	1,9963	2,1121	2,1083	2,2245	2,1233	2,2071	2,0733	1,9081	1,8152	1,9944	0,8239	2,6589		
	15	2,19281	1,2633	1,4421	2,0043	2,1351	2,1193	2,2321	2,1432	2,2321	2,1193	2,1351	2,0043	1,4421	1,2633	2,1928	1,0000	
2,00 дБ	11	2,88630	0,9193	0,9181	0,9682	0,9834	0,9737	0,9634	0,9628	0,9181	0,9195	2,8863	1,0000					
	12	2,88860	0,9203	0,9219	0,9693	0,9894	0,9758	0,9667	0,9740	0,9701	0,9575	2,7052	4,0957					
	13	2,89040	0,9209	0,9247	0,9701	0,9936	0,9771	0,9648	0,9713	0,9936	0,9701	0,9247	0,9209	2,8904	1,0000			
	14	2,89190	0,9214	0,9269	0,9707	0,9967	0,9781	0,9621	0,9791	0,9621	0,9758	0,9761	0,9587	3,7739	0,7060	4,0957		
	15	2,89300	0,9218	0,9287	0,9712	0,9990	0,9788	0,9630	0,9803	0,9630	0,9788	0,9990	0,9712	0,9287	0,9218	2,8930	1,0000	
3,00 дБ	11	3,54200	0,7778	4,6825	0,8147	4,7523	0,8189	4,7523	0,8147	4,6825	0,7778	3,5420	1,0000					
	12	3,54450	0,7784	4,6865	0,8155	4,7587	0,8204	4,7664	0,8191	4,7381	0,8067	4,5224	0,6101	5,8095				
	13	3,54650	0,7789	4,6896	0,8162	4,7631	0,8214	4,7751	0,8214	4,7631	0,8162	4,6896	0,7789	3,5465	1,0000			
	14	3,54800	0,7792	4,6919	0,8168	4,7654	0,8222	4,7808	0,8229	4,7766	0,8204	4,7444	0,8076	4,5277	0,6107	5,8095		
	15	3,54930	0,7795	4,6938	0,8170	4,7689	0,8227	4,7847	0,8238	4,7847	0,8227	4,7689	0,8170	4,6938	0,7795	3,5493	1,0000	

число элементов увеличивается за счет повторения двух средних элементов.

Предположим, что требуется фильтр-прототип с $n=18$. Такой фильтр может быть получен из фильтра с $n=14$ путем разрыва исходной цепи сразу вслед за элементом g_7 и включением в разрыв двух чередующихся между собой элементов g_6 и g_7 дважды.

Считая, что элементы g со штрихами относятся к фильтру с $n=18$, а элементы без штрихов — к фильтру с $n=14$, можно составить следующую таблицу, связывающую их между собой:

$$\begin{aligned}
 g'_0 &= g_0, & g'_1 &= g_1, & g'_2 &= g_2, & \dots & g'_6 &= g_6, \\
 g'_7 &= g_7, & g'_8 &= g_6, & g'_9 &= g_7, & & g'_{10} &= g_6, & g'_{11} &= g_7, \\
 g'_{12} &= g_8, & g'_{13} &= g_8, & g'_{16} &= g_{14}, & & g'_{19} &= g_{15}.
 \end{aligned}$$

Предложенная методика является, конечно, приближенной, но она основана на том факте, что при заданной величине пульсаций чебышевской характеристики величины элементов в фильтре-прототипе очень мало изменяются при изменении n , если $n \geq 10$. Это легко видеть, сравнивая величины элементов, соответствующих различным n в табл. 4.05.2 (сравниваются величины элементов, расположенных в одной колонке для левой половины таблиц).

4.06. Фильтры-прототипы с максимально плоской и чебышевской характеристиками, нагруженные с одной стороны

Все прототипы, рассмотренные в § 4.05, имеют чисто активные нагрузки на входе и выходе. Однако в некоторых случаях желательно использовать фильтры с чисто активной нагрузкой только на одном конце. На рис. 4.06.1а показан пример такого фильтра с чисто активной нагрузкой слева и идеальным генератором напряжения справа. В этом случае выражение (2.11.4) для затухания L_d оказывается неприменимым, так как максимальная мощность генератора напряжения с нулевым внутренним сопротивлением равна бесконечности. Мощность, потребляемая цепью, равна

$$P = |E_g|^2 \operatorname{Re} Y'_{in}, \quad (4.06.1)$$

где Y'_{in} и E_g определены на рис. 4.06.1.

Так как вся мощность должна выделяться в проводности G_0 , то

$$|E_g|^2 \operatorname{Re} Y'_{in} = |E_L|^2 G_0 \quad (4.06.2)$$

и

$$\left| \frac{E_g}{E_L} \right| = \sqrt{\frac{G_0}{\operatorname{Re} Y'_{in}}}. \quad (4.06.3)$$

Очевидно, что в этом случае удобно использовать функцию ослабления по напряжению

$$L_E = 20 \lg \left| \frac{E_g}{E_L} \right| = 10 \lg \frac{G_0}{\operatorname{Re} Y'_{in}}, \quad \text{дБ}, \quad (4.06.4)$$

На рис. 4.06.1в приведена схема, дуальная предыдущей. Здесь цепь возбуждается идеальным генератором тока и поэтому используется функция ослабления по току:

$$L_I = 20 \lg \left| \frac{I_g}{I_L} \right| = 10 \lg \frac{R_0'}{\operatorname{Re} Z'_{in}}, \text{ дБ}, \quad (4.06.5)$$

где I_g , I_L , R_0' и Z'_{in} определены на рисунке. Если L_A и L_{Ar} в § 4.03 заменить соответственно величинами L_E и L_{Er} или L_I и L_{Ir} , то все

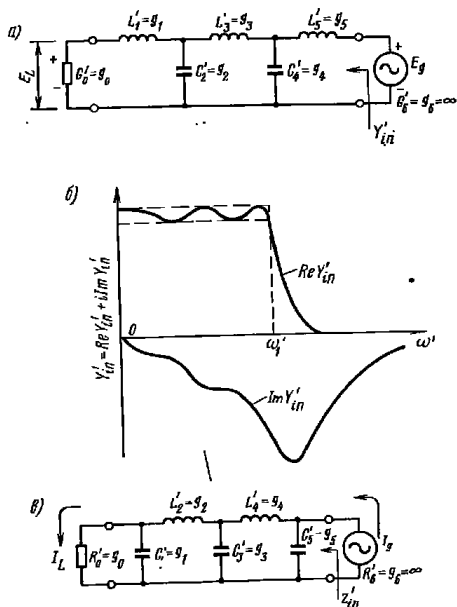


Рис. 4.06.1. Пятиэлементный фильтр, нагруженный с одной стороны: а — схема с идеальным генератором напряжения; б — примерный вид характеристики входной проводимости Y'_{in} для этой схемы; в — дуальная схема с идеальным генератором тока

соотношения и графики там будут применимы не только к фильтрам, нагруженным с обеих сторон, но и к фильтрам с чебышевской и максимально плоской характеристиками, нагруженными с одной стороны.

Из выражения (4.06.1) следует, что при данном генераторе напряжения E_g передаваемая мощность полностью определяется вещественной частью входной проводимости $\operatorname{Re} Y'_{in}$. Таким образом, для того чтобы фильтр имел максимально плоскую или чебышевскую характеристику, необходимо, чтобы проводимость $\operatorname{Re} Y'_{in}$ также аппроксимировалась той же самой характеристикой. На рис. 4.06.1б показана приблизительная форма характеристик $\operatorname{Re} Y'_{in}$; $\operatorname{Im} Y'_{in}$ для цепи на рис. 4.06.1а в случае, когда она имеет чебышевскую характеристику передачи.

Как будет показано в гл. 16, отмеченное свойство вещественной части входной проводимости или сопротивления (т. е. $\operatorname{Re} Y'_{in}$ или $\operatorname{Re} Z'_{in}$) для фильтров, нагруженных с одной стороны, делает их очень полезным при проектировании дилекторов и мультиплекторов. Кроме того, подобные прототипы могут использоваться при расчете фильтров, возбуждаемых генераторами, характеристики которых приближаются к характеристикам идеальных генераторов напряжения или тока. Например, пентод в анодной цепи можно представить в виде генератора тока с параллельно включенной емкостью. Такая схема может быть широкополосной только при условии, что параллельная емкость будет использована в качестве первого элемента фильтра, нагруженного с одного конца.

Орчард (Orchard) [5] вывел формулы для фильтров с максимально плоской характеристикой, нагруженных с одной стороны и нормированных так, что граничная частота $\omega'_1 = 1$ соответствует уровню 3 дБ (т. е. $L_I = L_{Ir}$ или $L_E = L_{Er}$ равно 3 дБ) и $g_0 = 1$. Эти формулы могут быть записаны в следующем виде:

$$a_k = \sin \frac{\pi}{2} \frac{(2k-1)}{n}, \quad k = 1, 2, \dots, n;$$

$$c_k = \cos^2 \left(\frac{\pi k}{2n} \right), \quad k = 1, 2, \dots, n, \quad (4.06.6)$$

а значения элементов равны:

$$g_1 = a_1;$$

$$g_k = \frac{a_k a_{k-1}}{c_{k-1} g_{k-1}}, \quad k = 2, 3, \dots, n;$$

$$g_{n+1} = \infty$$

(проверка: $g_n = n g_1$).

Величины g_k в этих формулах определяются в соответствии с рис. 4.04.1а и б. В табл. 4.06.1 приведены значения элементов таких фильтров для $n=1 \div 10$.

Для фильтров с чебышевской характеристикой, нагруженных с одной стороны, при условии, что $g_0 = 1$, $\omega'_1 = 1$, а величина пуль-

ЗНАЧЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ ФИЛЬТРОВ С МАКСИМАЛЬНО ПЛОСКОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ НАГРУЖЕННЫХ С ОДНОЙ СТОРОНЫ
($\epsilon_0=1$; $\epsilon_{n+1}=\infty$; $\omega_0=1$; $\omega_n=1$)

n	g_1	g_2	g_3	g_4	g_5	g_6	g_7	g_8	g_9	g_{10}	g_{11}
1	1,0000	∞									
2	0,7071	1,4142	∞								
3	0,5000	1,3333	1,5000	∞							
4	0,3827	1,0824	1,5772	1,5307	∞						
5	0,3090	0,8944	1,3820	1,6944	1,5451	∞					
6	0,2588	0,7579	1,2016	1,5529	1,7593	1,5529	∞				
7	0,2225	0,6560	1,0550	1,3972	1,6588	1,7988	1,5576	∞			
8	0,1951	0,5776	0,9370	1,2588	1,5283	1,7287	1,8246	1,5607	∞		
9	0,1736	0,5155	0,8414	1,1408	1,4037	1,6202	1,7772	1,8424	1,5628	∞	
10	0,1564	0,4654	0,7626	1,0406	1,2921	1,5100	1,6869	1,8121	1,8552	1,5643	∞

саций в полосе пропускания равна L_{Tr} или L_{Er} , *дб*, формулы Орчарда [5] имеют вид:

$$\beta = \ln \left[\operatorname{cth} \frac{L_{Tr} \text{ или } L_{Er}}{17,37} \right]; \quad \gamma = \operatorname{sh} \left(\frac{\beta}{2n} \right);$$

$$a_k = \sin \frac{\pi(2k-1)}{2n}, \quad k=1, 2, \dots, n;$$

$$d_k = \left(\gamma^2 + \sin^2 \frac{\pi k}{2n} \right) \cos^2 \frac{\pi k}{2n}, \quad k=1, 2, \dots, (n-1), \quad (4.06.7)$$

а значения элементов равны:

$$g_1 = \frac{a_1}{\gamma};$$

$$g_k = \frac{a_k a_{k-1}}{d_{k-1} g_{k-1}}, \quad k=1, 2, \dots, n;$$

$$g_{n+1} = \infty.$$

В табл. 4.06.2 приведены значения элементов для чебышевских фильтров, нагруженных на одном конце, при различных пульсациях в полосе пропускания.

4.07. Прототипы фильтров с максимально плоской характеристикой времени задержки

Коэффициент ослабления по напряжению E_2^*/E_2 (см. § 2.10) для нормированного фильтра с максимально плоской характеристикой времени задержки может быть определен выражением [9, 10]

$$\frac{E_2^*}{E_2} = c(p')^n y_n(1/p'), \quad (4.07.1)$$

где $p' = \sigma' + i\omega'$ — нормированная комплексная частотная переменная; c — вещественная положительная постоянная;

$$y_n(1/p') = \sum_{k=0}^n \frac{(n-k)!}{(n-k)! k! (2p')^k} \quad (4.07.2)$$

— полиномиальная функция Бесселя с аргументом $1/p'$.

Используя уравнение (4.07.2), можно привести выражение (4.07.1) к простой полиномиальной форме:

$$\frac{E_2^*}{E_2} = P_n(p') = (p')^n a_n + (p')^{n-1} a_{n-1} + \dots + p' a_1 + a_0. \quad (4.07.3)$$

ЗНАЧЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ ФАЙЛТРОВ С ЧЕВЫШЕРСКОМ ХАРАКТЕРИСТИКОМ НАТРУЖЕННЫХ С ОДНОЙ СТОРОНЫ ПРИ УРОВНЯХ ПУЛЬСАЦИИ 0,1-3,0 дБ

($g_{n-1} = 1$; $g_n = 1$; $g_{n+1} = \infty$; $\omega = 1$; $n = 1 \div 10$)

Уровень пульсации	n	g ₁	g ₂	g ₃	g ₄	g ₅	g ₆	g ₇	g ₈	g ₉	g ₁₀	g ₁₁
0,01 дБ	1	0,1526	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	2	0,4215	0,7159	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	3	0,5158	1,0864	1,0895	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	4	0,5544	1,1994	1,4576	1,2453	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	5	0,5734	1,2490	1,5662	1,5924	1,3759	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	6	0,5841	1,2752	1,5999	1,6749	1,7236	1,4035	∞	∞	∞	∞	∞
	7	0,5906	1,2908	1,6236	1,7107	1,7987	1,7395	1,4745	∞	∞	∞	∞
	8	0,5949	1,3008	1,6380	1,7302	1,8302	1,8070	1,8163	1,4660	∞	∞	∞
	9	0,5978	1,3076	1,6476	1,7423	1,8473	1,8343	1,8814	1,7991	1,5182	∞	∞
	10	0,6000	1,3124	1,6542	1,7503	1,8579	1,8489	1,9068	1,8600	1,8585	1,4964	∞
0,20 дБ	1	0,2176	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	2	0,5189	0,8176	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	3	0,6137	1,1888	1,1900	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	4	0,6514	1,2935	1,5615	1,2898	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	5	0,6697	1,3382	1,6541	1,6320	1,4356	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	6	0,6799	1,3615	1,6937	1,7083	1,7870	1,4182	∞	∞	∞	∞	∞
	7	0,6861	1,3752	1,7149	1,7401	1,8590	1,7505	1,5161	∞	∞	∞	∞
	8	0,6902	1,3840	1,7276	1,7571	1,8880	1,8144	1,8623	1,4676	∞	∞	∞
0,50 дБ	9	0,6930	1,3899	1,7360	1,7675	1,9034	1,8393	1,9257	1,7974	1,5512	∞	∞
	10	0,6950	1,3941	1,7418	1,7744	1,9127	1,8523	1,9500	1,8560	1,8962	1,4914	∞
	1	0,9493	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	2	0,7014	0,9403	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	3	0,7981	1,3001	1,3465	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	4	0,8352	1,3916	1,7279	1,3138	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	5	0,8529	1,4291	1,8142	1,6426	1,5388	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	6	0,8627	1,4483	1,8494	1,7101	1,9018	1,4042	∞	∞	∞	∞	∞
	7	0,8686	1,4596	1,8675	1,7371	1,9712	1,7254	1,5982	∞	∞	∞	∞
	8	0,8725	1,4666	1,8750	1,7508	1,9980	1,7838	1,9571	1,4379	∞	∞	∞
9	0,8752	1,4714	1,8856	1,7591	2,0116	1,8055	2,0203	1,7571	1,6238	∞	∞	
10	0,8771	1,4748	1,8905	1,7645	2,0197	1,8165	2,0432	1,8119	1,9816	1,4539	∞	
1,00 дБ	1	0,5088	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	2	0,9110	0,9957	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	3	1,0118	1,3332	1,5088	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	4	1,0495	1,4126	1,9093	1,2817	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	5	1,0674	1,4441	1,9938	1,5908	1,6652	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	6	1,0773	1,4601	2,0270	1,6507	2,0491	1,3457	∞	∞	∞	∞	∞
	7	1,0832	1,4694	2,0437	1,6736	2,1192	1,6489	∞	∞	∞	∞	∞
	8	1,0872	1,4751	2,0537	1,6850	2,1453	1,7021	2,0922	1,3691	∞	∞	∞
	9	1,0899	1,4790	2,0601	1,6918	2,1583	1,7213	2,1574	1,6707	1,7317	∞	∞
	10	1,0918	1,4817	2,0645	1,6961	2,1658	1,7306	2,1803	1,7215	2,1111	1,3801	∞

Уровни группации	n	k ₁	k ₂	k ₃	k ₄	k ₅	k ₆	k ₇	k ₈	k ₉	k ₁₀	k ₁₁	k ₁₂
2,00 дБ	1	0,7648	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	2	1,2441	0,9766	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	3	1,3653	1,2740	1,7717	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	4	1,3962	1,3389	2,2169	1,1727	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	5	1,4155	1,3640	2,3049	1,4468	1,9004	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	6	1,4261	1,3765	2,3383	1,4974	2,3304	1,2137	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	7	1,4328	1,3836	2,3551	1,5159	2,4063	1,4836	1,9379	∞	∞	∞	∞	∞
	8	1,4366	1,3881	2,3645	1,5251	2,4332	1,5298	2,3646	1,2284	∞	∞	∞	∞
	9	1,4395	1,3911	2,3707	1,5304	2,4463	1,5495	2,4386	1,4059	1,9553	∞	∞	∞
	10	1,4416	1,3932	2,3748	1,5337	2,4538	1,5536	2,4607	1,5419	2,3794	1,9553	∞	∞
3,00 дБ	1	0,9976	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	2	1,5506	0,9109	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	3	1,6744	1,1739	2,0302	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	4	1,7195	1,2292	2,5272	1,0578	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	5	1,7409	1,2501	2,6227	1,3015	2,1491	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	6	1,7522	1,2606	2,6578	1,3455	2,6309	1,0876	∞	∞	∞	∞	∞	∞
	7	1,7591	1,2686	2,6750	1,3614	2,7141	1,3282	2,1827	∞	∞	∞	∞	∞
	8	1,7638	1,2701	2,6852	1,3690	2,7436	1,3687	2,6618	1,0982	∞	∞	∞	∞
	9	1,7670	1,2736	2,6916	1,3733	2,7577	1,3827	2,7414	1,3380	2,1970	∞	∞	∞
	10	1,7692	1,2744	2,6958	1,3761	2,7655	1,3893	2,7683	1,3774	2,6753	1,1032	∞	∞

Если положить

$$\varphi' = \arg \frac{E_2'}{E_2} \Big|_{\omega'=\omega} = \text{Arctg} \frac{\text{Im } P_n(1\omega)}{\text{Re } P_n(1\omega)}, \text{ рад}, \quad (4.07.4)$$

то в соответствии с § 1.05 время задержки (т. е. групповая задержка) равно

$$t_d' = \frac{d\varphi'}{d\omega'}, \text{ сек.}, \quad (4.07.5)$$

где ω' — круговая частота в рад/сек.

Передаточная функция, определяемая выражениями (4.07.1) и (4.07.2), обладает тем свойством, что соответствующая ей групповая задержка t_d имеет максимально возможное число производных по частоте ω' , обращающихся в нуль в точке $\omega'=0$. Именно поэтому в данном случае говорят, что цепь имеет максимально плоскую характеристику времени задержки. Время задержки может быть выражено следующим соотношением [9, 10]:

$$t_d' = t_{d0}' \left\{ 1 - \frac{1}{\left(\frac{\omega'}{\omega_1}\right)^2 \frac{\pi \omega_1'}{2\omega'} \left[J_{-n-\frac{1}{2}}^2\left(\frac{\omega'}{\omega_1}\right) + J_{n+\frac{1}{2}}^2\left(\frac{\omega'}{\omega_1}\right) \right]} \right\}, \quad (4.07.6)$$

где

$$J_{-n-\frac{1}{2}}\left(\frac{\omega'}{\omega_1}\right) \text{ и } J_{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{\omega'}{\omega_1}\right)$$

— функции Бесселя от аргумента ω'/ω_1' и

$$t_{d0}' = \frac{1}{\omega_1'} \quad (4.07.7)$$

— групповая задержка при $\omega' \rightarrow 0$.

Модуль функции E_2'/E_2 равен

$$\left| \frac{E_2'}{E_2} \right| = e \left(\frac{\omega'}{\omega_1} \right)^{n+1} \left\{ \frac{\pi \omega_1'}{2\omega'} \left[J_{-n-\frac{1}{2}}^2\left(\frac{\omega'}{\omega_1}\right) + J_{n+\frac{1}{2}}^2\left(\frac{\omega'}{\omega_1}\right) \right] \right\} \quad (4.07.8)$$

и с увеличением n затухание приближается к гауссовой форме [9, 10, 11]:

$$L_A = \frac{10 \left(\frac{\omega'}{\omega_1} \right)^2}{(2n-1) \ln 10}, \text{ дБ.} \quad (4.07.9)$$

Для $n \geq 3$ ширина полосы на уровне 3 дБ приблизительно равна

$$\left(\frac{\omega'}{\omega_1} \right)_{3\text{дБ}} = \sqrt{(2n-1) \ln 2}. \quad (4.07.10)$$

Вейнберг [9] составил таблицы величин элементов для нормированных фильтров с максимально плоской характеристикой времени задержки. Значения элементов в табл. 4.07.1 взяты из его

ЗНАЧЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ ФИЛЬТРОВ С МАКСИМАЛЬНО ПЛОСКОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ ВРЕМЕННОЙ ЗАДЕРЖКИ ($g_0=1; \omega_1'=1/\omega_1 t_{d0}'=1; n=1 \pm 1$)

n	g_1	g_2	g_3	g_4	g_5	g_6	g_7	g_8	g_9	g_{10}	g_{11}	g_{12}
1	2,0000	1,0000										
2	1,5774	0,4226	1,0000									
3	1,2550	0,5528	0,1922	1,0000								
4	1,0598	0,5116	0,3181	0,1104	1,0000							
5	0,9303	0,4577	0,3312	0,2090	0,0718	1,0000						
6	0,8377	0,4116	0,3158	0,2364	0,1480	0,0505	1,0000					
7	0,7677	0,3744	0,2944	0,2378	0,1778	0,1104	0,0375	1,0000				
8	0,7125	0,3446	0,2735	0,2297	0,1867	0,1387	0,0855	0,0289	1,0000			
9	0,6678	0,3203	0,2547	0,2184	0,1859	0,1506	0,1111	0,0682	0,0230	1,0000		
10	0,6305	0,3002	0,2384	0,2066	0,1808	0,1539	0,1240	0,0911	0,0557	0,0187	1,0000	
11	0,5989	0,2834	0,2243	0,1954	0,1739	0,1528	0,1296	0,1039	0,0761	0,0465	0,0154	1,0000

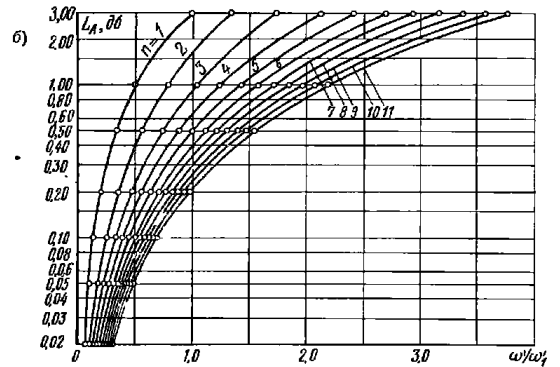
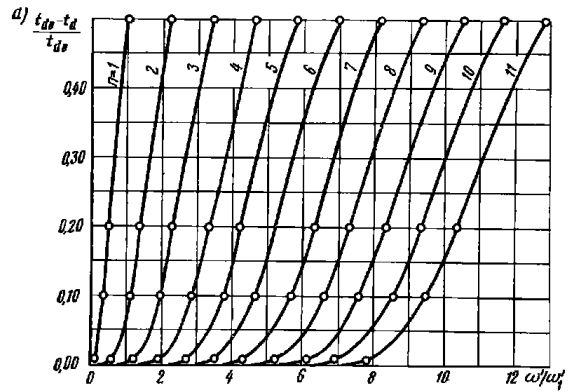


Рис. 4.07.1. Время задержки (а) и затухание в полосе пропускания (б) для фильтров с максимально плоской характеристикой времени задержки

работы. Нормировка произведена так, что $t_{d0}'=1/\omega_1'=1$ сек, а $g_0=1$. Чтобы получить желаемое время задержки t_{d0} , отличное от t_{d0}' , необходимо изменить частоту в соответствии с отношением

$$\frac{\omega_1}{\omega_1'} = \frac{t_{d0}'}{t_{d0}}, \quad (4.07.11)$$

а затем преобразовать величины элементов цепи согласно методике, изложенной в § 4.04. Вейнбергом также опубликованы результаты вычисления временной задержки и затухания в окрестности полосы пропускания для фильтров с числом элементов $n=1-11$. Эти результаты представлены графически на рис. 4.07.1 (кривые построены с помощью интерполирования между расчетными точками). Хотя у таких фильтров характеристики времени задержки в полосе пропускания почти постоянны (время задержки меняется очень незначительно), их характеристики затухания, как будет показано ниже, оказываются в общем случае хуже, чем у обычных максимально плоских или чебышевских фильтров с тем же числом реактивных элементов.

4.08. Сравнение характеристик времени задержки различных фильтров-прототипов¹⁾

Если нагрузки фильтра-прототипа равны или отличаются незначительно, то групповое время задержки при $\omega' \rightarrow 0$ можно вычислить из выражения²⁾

$$t'_{d0} = \frac{d\varphi}{d\omega'} \Big|_{\omega' \rightarrow 0} = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^n g_k, \text{ сек.} \quad (4.08.1)$$

где g_1, g_2, \dots, g_n — элементы прототипа, определенные на рис. 4.04.1.

В табл. 4.13.1 и на рис. 4.13.2 приведены также значения коэффициента C_n , вычисленные для максимально плоских и чебышевских фильтров-прототипов. В этом случае для определения времени задержки можно использовать точное равенство

$$t'_{d0} = C_n, \text{ сек.} \quad (4.08.2)$$

Если фильтр-прототип нижних частот преобразовать так, что граничная частота ω'_1 станет равной ω_1 , то время задержки изменится и будет равно

$$t_{d0} = t'_{d0} \frac{\omega'_1}{\omega_1}, \text{ сек.} \quad (4.08.3)$$

Для полоснопропускающего фильтра, рассчитанного из фильтра-прототипа нижних частот, время задержки на центральной частоте

¹⁾ В § 6.15 будут рассмотрены характеристики времени задержки еще нескольких типов схем.

²⁾ Это выражение получено Коном (S. V. Cohn) и может быть выведено с помощью ур-ний (4.13.9)–(4.13.11).

те полосы пропускания (по крайней мере для узких полос) равно¹⁾

$$t_{d0} = \frac{2\omega'_1}{\omega_2 - \omega_1} t'_{d0}, \quad (4.08.4)$$

где ω_1 и ω_2 — граничные частоты полосы пропускания полоснопропускающего фильтра, соответствующие граничной частоте прототипа ω'_1 .

Чтобы определить время задержки на других частотах, необходимо рассмотреть функции передачи. Для всех фильтров-прототипов, рассматриваемых в этой главе, функция ослабления по напряжению E'_2/E_2 , определенная в § 2.10, может быть представлена с помощью полинома $P_n(p')$ таким образом, что

$$\frac{E'_2}{E_2} = P_n(p'),$$

где $p' = \sigma' + i\omega'$ — комплексная частотная переменная.

Для прототипа с максимально плоской характеристикой затухания, состоящего из n реактивных элементов, в случае, когда $\omega'_1 = 1$ и $L_{Ar} = 3$ дБ (см. рис. 4.03.1), $P_n(p')$ при n четном равняется

$$P_n(p') = c \prod_{m=1}^{n/2} \left\{ (p')^2 + \left[2 \cos \frac{\pi(2m-1)}{2n} \right] p' + 1 \right\}, \quad (4.08.5)$$

а при n нечетном

$$P_n(p') = c(p+1) \prod_{m=1}^{(n-1)/2} \left\{ (p')^2 + \left(2 \cos \frac{\pi m}{n} \right) p' + 1 \right\}, \quad (4.08.6)$$

где c — вещественная постоянная

Для фильтров-прототипов с чебышевской характеристикой, состоящих из n реактивных элементов, в случае, когда $\omega'_1 = 1$, а величина пульсаций равна L_{Ar} дБ (см. рис. 4.03.3), $P_n(p')$ при четном n определяется выражением

$$P_n(p', x) = c \prod_{m=1}^{n/2} \left\{ (p')^2 + \left[2x \cos \frac{\pi(2m-1)}{2n} \right] p' + x^2 + \sin^2 \frac{\pi(2m-1)}{2n} \right\} \quad (4.08.7)$$

и при n нечетном, когда $n \geq 3$,

$$P_n(p', x) = c(p'+x) \prod_{m=1}^{(n-1)/2} \left\{ (p')^2 + \left(2x \cos \frac{\pi m}{n} \right) p' + x^2 + \sin^2 \frac{\pi m}{n} \right\}, \quad (4.08.8)$$

¹⁾ Эта задержка приближительна и близка к реальной только для фильтра с сосредоточенными параметрами, состоящего из цепочки последовательных и параллельных резонаторов. Если в фильтре используются отрезки линий передачи, то имеет место дополнительная задержка, обусловленная конечной физической длиной фильтра.

где

$$x = \text{sh} \left[\frac{1}{n} \text{Arsh} \sqrt{\frac{1}{\left(\text{antilg} \frac{L_A}{10} \right)^2 - 1}} \right] \quad (4.08.9)$$

c — вещественная постоянная.

Постоянные в выражениях (4.08.5) — (4.08.9) должны быть выбраны так, чтобы фиксировать минимальный уровень характеристики затухания. Например, для чебышевской характеристики на рис. 4.03.3 постоянную нужно выбрать так, чтобы $L_A = 20 \lg (E_2'/E_2) = 0$ в точках, соответствующих минимумам пульсаций в

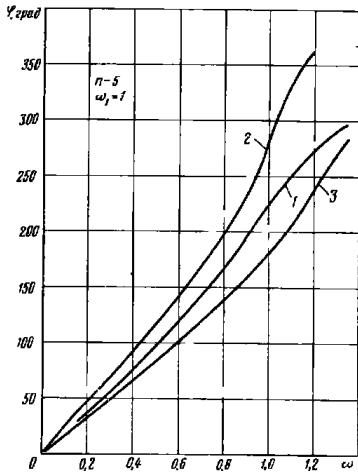


Рис. 4.08.1. Фазовые характеристики фильтров с максимально плоской (1) и чебышевскими характеристиками затухания при пульсациях 0,5 дБ (2) и 0,01 дБ (3).

Цифры стоят у точек с уровнем 3 дБ

представлены на рис. (4.08.1) — (4.08.2б).

На рис. 4.08.1 приведены фазовые характеристики чебышевских фильтров с величиной пульсаций 0,01 и 0,5 дБ и $\omega_1 = 1$, а также максимально плоского фильтра с граничной частотой $\omega_1 = 1$, соответствующей уровню 3 дБ. Точки этого уровня отмечены и на чебышевских кривых. Заметим, что кривизна фазовой характеристики фильтра с пульсацией 0,5 дБ значительно больше,

полосе пропускания. Однако для чебышевской согласующей цепи с характеристикой вида, показанного на рис. 4.09.2, потребовалась бы другая величина c , так как в этом случае L_A всегда больше нуля, хотя фазовая характеристика и характеристика времени задержки в обоих случаях одинаковы.

Фазовый сдвиг и групповое время задержки для фильтров с максимально плоской или чебышевской характеристикой затухания могут быть вычислены с помощью выражений (4.08.5) — (4.08.9), приведенных выше, и ф-л (4.07.4) — (4.07.5). Кон [12] вычислил характеристики времени задержки для различных прототипов с числом реактивных элементов $n=5$, чтобы сравнить их между собой. Результаты его работы

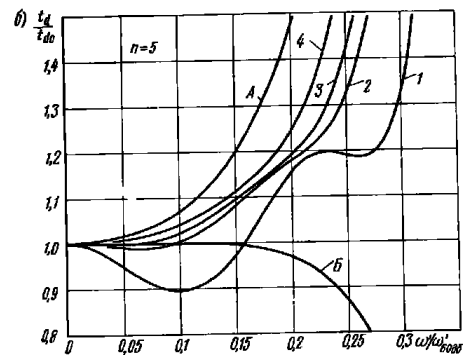
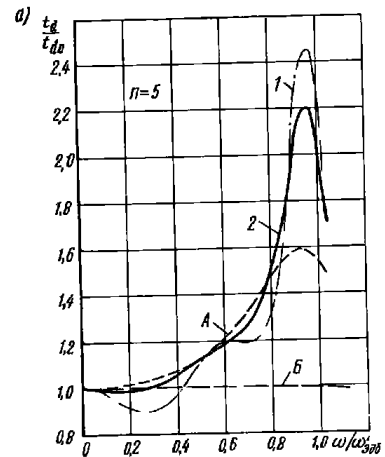


Рис. 4.08.2. Нормированное время задержки в функциях ω'/ω_1 дБ (а) и $\omega'/\omega_{0.01}$ дБ (б) для различных фильтров-прототипов при пульсациях 0,5 дБ (1); 0,1 дБ (2); 0,05 дБ (3) и 0,01 дБ (4).

A — максимально плоская характеристика затухания; B — максимально плоская характеристика задержки

чем у фильтра с пульсацией 0,01 дБ и у фильтра с максимальной характеристикой затухания. Можно показать, что в общем случае чем больше пульсация у фильтра с чебышевской характеристикой, тем более искривлена фазовая характеристика вблизи частоты ω_1 . В итоге чем больше будет пульсация, тем большие фазовые искажения будут иметь место в окрестности граничной частоты.

На рис. 4.08.2а приведены характеристики времени задержки чебышевских фильтров с пульсациями 0,1 и 0,5 дБ, а также фильтров с максимально плоской характеристикой затухания и с максимально плоской характеристикой времени задержки. Величина t_d пронормирована относительно частоты $\omega_{здб}$, на которой $L_d = 3$ дБ для каждого случая. Заметим, что характеристика времени задержки фильтра с величиной пульсации 0,5 дБ очень неустойчива (резко отклоняется от постоянного уровня), зато у фильтра с величиной пульсаций 0,1 дБ она лучше даже, чем у фильтра с максимально плоской характеристикой затухания. Кривая, соответствующая пульсациям 0,1 дБ, постоянна (в пределах $\pm 1\%$) до $0,31\omega'/\omega_{здб}$, в то время как кривая фильтра с максимально плоской характеристикой затухания оказывается в пределах этого допуска лишь до $0,16\omega'/\omega_{здб}$.

Фильтры с максимально плоской характеристикой времени задержки имеют по сравнению с другими фильтрами наибольшую область, в которой время задержки остается постоянным. Однако у фильтра с пульсацией 0,1 дБ затухание не будет превышать этой величины вплоть до $0,88\omega'/\omega_{здб}$, тогда как у фильтра с максимально плоской характеристикой времени задержки затухание на этой частоте будет равно 2,2 дБ (см. рис. 4.07.16). Из этого примера становится очевидным, что улучшение характеристики времени задержки у фильтров с максимально плоской характеристикой времени задержки происходит за счет ухудшения характеристики затухания.

В некоторых случаях малые затухания и малые искажения желательно обеспечить только до какой-то определенной частоты, а затем, начиная с некоторой более высокой частоты, иметь заданное высокое затухание.

На рис. 4.08.2б приведены характеристики времени задержки различных прототипов, причем частотная шкала нормирована по частоте $\omega_{здб}$, соответствующей затуханию 60 дБ для каждого фильтра. Если изменение времени задержки t_d ограничить допуском $\pm 1\%$, то фильтр с пульсацией 0,1 дБ удовлетворяет этому условию вплоть до частоты, равной $0,106\omega'/\omega_{здб}$, тогда как фильтр с максимально плоской характеристикой затухания — только до $0,040\omega'/\omega_{здб}$. Если же изменение t_d ограничить пределами $\pm 10\%$, то фильтр с пульсацией 0,5 дБ удовлетворяет этому условию до

$0,184\omega'/\omega_{здб}$ тогда как фильтр с максимально плоской характеристикой затухания — только до $0,116\omega'/\omega_{здб}$. Фильтр с максимальной плоской характеристикой времени задержки снова будет иметь наиболее широкую полосу, соответствующую заданному допуску на неравномерность времени задержки, однако характеристика затухания у него значительно хуже. Например, при $\omega' = 0,1\omega_{здб}$ его затухание равно 1,25 дБ, а при $\omega' = 0,15\omega_{здб}$ — 3 дБ, в то время как фильтр-прототип с пульсацией 0,1 дБ имеет затухание не более 0,1 дБ вплоть до частоты $\omega' = 0,294\omega_{здб}$.

Выбор какого-либо определенного типа фильтра зависит от его назначения. В большинстве случаев, когда представляет интерес время задержки свч фильтров, они будут, вероятно, полоснопропускающими фильтрами с узкой или средней полосой и могут быть рассчитаны из фильтров-прототипов или ступенчатых трансформаторов с помощью методов, рассмотренных в гл. 8, 9 и 10¹⁾. Если спектр передаваемого сигнала сравним с шириной полосы пропускания, то изменения времени задержки или затухания в этой полосе приведут к искажению сигнала [13]. Однако, например, фильтр с максимально плоской характеристикой времени задержки, имеющий очень малые фазовые искажения и монотонное увеличение затухания, будет только сглаживать импульс, т. е. при прохождении импульса не окажется выбросов или затухающих колебательных процессов. В то же время у фильтра с крутыми скачками характеристики затухания (такими, как у чебышевского фильтра) подобные искажения формы импульса могут иметь место [13]. Требования к переходной характеристике являются определяющими для каждого конкретного случая, когда производится выбор типа фильтра при условии, что его полоса пропускания близка к ширине спектра сигнала.

В целом ряде случаев спектр сигнала много уже ширины полосы пропускания фильтра, поэтому затухание и время задержки практически одинаково для всех спектральных составляющих данного сигнала при любой из обычно используемых форм характеристик фильтров. Очевидно, что при этом искажения сигнала окажутся незначительными, и выбор типа характеристики фильтра будет зависеть от допустимого изменения времени задержки в пределах заданного диапазона частот, допустимого изменения затухания и требуемой избирательности. Например, если основным требованием является постоянство времени задержки, а постоянство затухания мало существенно, целесообразно использовать фильтры с максимально плоской характеристикой времени задержки.

¹⁾ В § 1.05 отмечалось, что большинство свч фильтров имеют дополнительную временную задержку по сравнению с их прототипами из-за конечных физических размеров.

4.09. Согласующие цепи-прототипы с чебышевской характеристикой, обеспечивающие минимальное отражение

В этом параграфе рассматривается согласование в области нижних частот для нагрузок, состоящих из последовательно соединенных активного сопротивления и индуктивности или из параллельно соединенных активного сопротивления и емкости. Нагрузка первого типа с согласующей цепью такого вида приведена на рис. 4.09.1. Вообще говоря, элементы g_0 и g_1 в цепях на рис. 4.04.1а и б можно считать нагрузками, а остальные реактив-

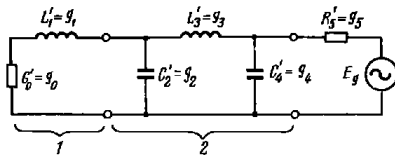


Рис. 4.09.1. Нагрузка (1) с согласующей цепью нижних частот (2).

ные элементы цепи — согласующей цепью. Для удобства предполагается, что нагрузки, которые должны быть согласованы, нормированы так, что активное сопротивление или активная проводимость равны единице, а нормировка по частоте произведена таким образом, что граничная частота полосы согласования $\omega_1' = 1$.

В § 1.03 было показано, что для согласования нагрузки, имеющей реактивную составляющую, в полосе частот оптимальная согласующая цепь должна

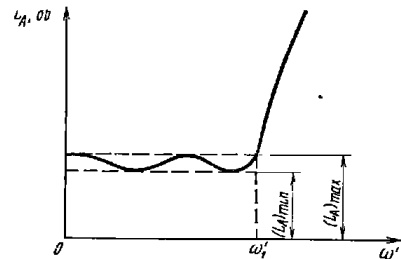


Рис. 4.09.2. Определение $(L_A)_{\min}$ и $(L_A)_{\max}$ для чебышевской согласующей цепи

иметь характеристику, подобную характеристике фильтра. Любая степень согласования нагрузки за пределами требуемой полосы частот (даже очень малая) ведет к ухудшению согласования в заданной полосе. Иными словами, чем выше крутизна характеристики затухания согласующей цепи, тем лучшее согласование в требуемой полосе можно обеспечить.

Другое важное свойство согласующих цепей заключается в том, что если нагрузка имеет реактивную составляющую, то полная передача мощности в нагрузку возможна только на отдельных

частотах, а не во всей полосе частот. Более того, передача в целом может быть улучшена, если, по крайней мере, некоторая часть мощности отражается на всех частотах. Это проиллюстрировано на рис. 4.09.2, где предполагается, что целью разработки является получение величины $(L_A)_{\max}$ в полосе частот от $\omega' = 0$ до $\omega' = \omega_1'$ настолько малой, насколько возможно (здесь L_A — рабочее затухание в децибелах, соответствующее определению, данному в § 2.11).

Если $(L_A)_{\min}$ сделать очень малым, так, чтобы обеспечить наиболее эффективную передачу на частотах, соответствующих минимумам равнопульсирующей кривой затухания, то это приведет к ухудшению передачи на частотах, соответствующих максимумам данной кривой затухания, и в результате $(L_A)_{\max}$ возрастает.

С другой стороны, если сделать $(L_A)_{\min}$ почти равным $(L_A)_{\max}$, то малая величина пульсаций кривой затухания вызовет уменьшение крутизны характеристики фильтра. Как указывалось выше, снижение крутизны приведет к ухудшению характеристики, и поэтому опять-таки $(L_A)_{\max}$ увеличивается.

Таким образом, для данной нагрузки при заданном числе элементов согласующей цепи и заданной ширине полосы согласования имеется вполне определенное значение величины пульсаций чебышевской характеристики $(L_A)_{\max} - (L_A)_{\min}$, при котором величина $(L_A)_{\max}$ минимальна. Согласующие цепи-прототипы, рассматриваемые в данном параграфе, являются оптимальными в этом смысле, т. е. они обеспечивают минимальную величину $(L_A)_{\max}$ для согласующей цепи с нагрузкой вида рис. 4.09.1 или для схем более общего вида, как на рис. 4.04.1 а, б.

Очень удобно характеризовать нагрузки с помощью их *декремента*, который определяется соотношениями:

$$\delta = \frac{1}{g_0 g_1 \omega_1'}; \quad \delta = \frac{1}{G_0' L_1' \omega_1'} \quad (4.09.1)$$

$$\text{или } \delta = \frac{1}{R_0' C_1' \omega_1'}$$

где величины определены на рис. 4.09.1, 4.09.2, 4.04.1а, б. Следует отметить, что δ является величиной, обратной добротности Q нагрузки, определенной на граничной частоте полосы согласования, и что *декремент, вычисленный для ненормированной нагрузки, равен декременту нормированной нагрузки*.

На рис. 4.09.3 приведены зависимости минимального значения величины $(L_A)_{\max}$ в функции δ для согласующих цепей с числом реактивных элементов $n = 1 \div 4$; а также для $n = \infty$. Так как один из реактивных элементов в каждом случае является частью нагрузки, то при $n = 1$ не требуется никаких согласующих элементов L или C и оптимальное согласование обеспечивается соответствующим выбором внутреннего сопротивления возбуждающего

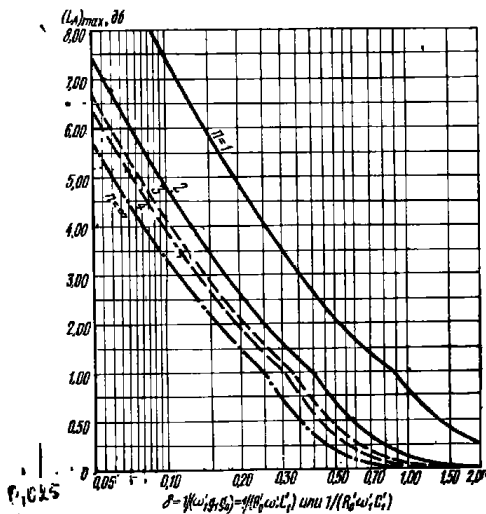


Рис. 4.09.3. Зависимость $(L_A)_{\max}$ от δ для согласующих цепей, значения элементов которых даны на рис. 4.09.5

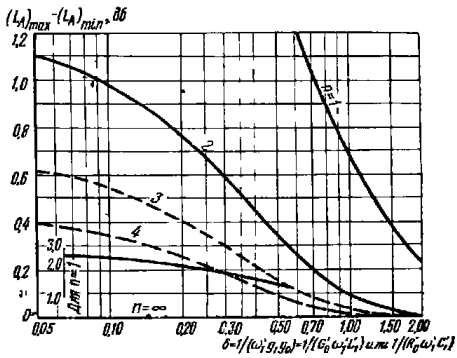


Рис. 1.09.4. Величины пульсаций чебышевских характеристик в функции δ для согласующих цепей

генератора. Следует отметить, что при заданной величине δ величина $(L_A)_{\max}$ уменьшается в случае применения более сложных согласующих цепей (с большим n). Однако наилучшее согласование, которое достигается при $n \rightarrow \infty$, мало отличается от согласования при $n=4$, поэтому не имеет смысла усложнять схему, используя более чем 3 или 4 элемента.

На рис. 4.09.4 приведена зависимость величины пульсаций чебышевской характеристики от δ при минимальном значении $(L_A)_{\max}$. Снова при больших значениях n результаты будут лучше, так как при фиксированном δ с увеличением n пульсации уменьшаются, а при $n \rightarrow \infty$ — стремятся к нулю.

На рис. 4.09.5 приведены графики значений элементов для оптимальных чебышевских согласующих цепей в функции δ . Их применение, вероятно, лучше всего проиллюстрировать на примере.

Предположим, что требуется согласовать нагрузку, эквивалентная схема которой представляет последовательное соединение активного сопротивления 50 ом ($G_0=0,020$ м) и индуктивности $L_1=3,98 \cdot 10^{-8}$ гн. Хорошее согласование должно быть обеспечено вплоть до частоты $f_1=1$ Гц, так что $\omega_1=2\pi f_1=6,28 \cdot 10^9$. Тогда декремент равен $\delta=1/(G_0 \omega_1 L_1)=1/(0,020 \cdot 6,28 \cdot 10^9 \cdot 3,98 \cdot 10^{-8})=0,20$.

Предположим далее, что после предварительного ориентировочного расчета по графикам на рис. 4.09.3 и 4.09.4 при $\delta=0,20$ выбрано значение $n=4$, что дало $(L_A)_{\max}=1,9$ дБ и величину пульсаций около 0,25 дБ. С помощью графиков на рис. 4.09.5 (для $n=4$) получим тогда при $g_0=1$, $\omega_1=1$ и $\delta=0,20$: $g_1/10=0,50$; $g_2=0,445$; $g_3/10=0,54$; $g_4=0,205$; $g_5/10=0,39$. Это соответствует цепи на рис. 4.09.1 с элементами:

$$g_0 = G_0 = 1; \quad g_1 = 5,00 = L_1; \quad g_2 = 0,445 = C_2; \\ g_3 = 5,40 = L_3; \quad g_4 = 0,205 = C_4; \quad g_5 = 3,90 = R_5.$$

Произведем ренормировку с помощью ур-ний (4.04.2) — (4.04.4) при $(G_0/G_0')=0,020/1$ и $\omega_1'/\omega_1=1/(6,28 \cdot 10^9)=1,59 \cdot 10^{-10}$, получаем

$$G_0 = 0,020 \text{ м}; \quad L_1 = 3,98 \cdot 10^{-8} \text{ гн}; \\ G_2 = 1,415 \cdot 10^{-12} \text{ ф}; \quad L_3 = 4,29 \cdot 10^{-8} \text{ гн}; \\ C_4 = 6,52 \cdot 10^{-13} \text{ ф}; \quad R_5 = 195 \text{ ом}.$$

Заметим, что G_0 и L_1 получились равными заданным элементам нагрузки. Физическая реализация свч структур для такого применения может быть выполнена с помощью методов, рассмотренных в гл. 7.

Интересно исследовать вопрос о том, насколько согласующая цепь, рассмотренная выше, фактически улучшает передачу мощности в нагрузку. Если нагрузку $R-L$ подключить непосредственно к генератору с внутренним сопротивлением 50 ом, то потери будут приближаться к нулю при $f \rightarrow 0$, но на частоте $f_1=1$ Гц они будут равны 8,6 дБ. Из графиков на рис. 4.09.3—4.09.5а следует,

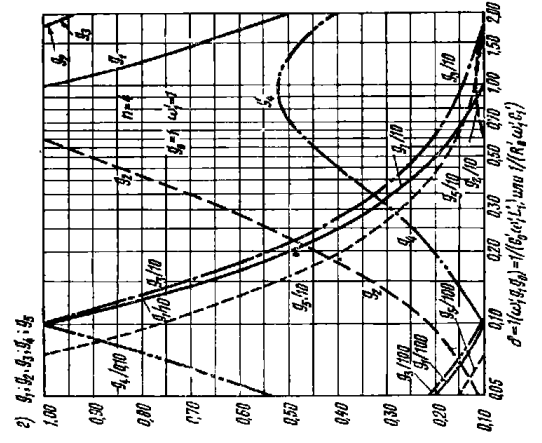
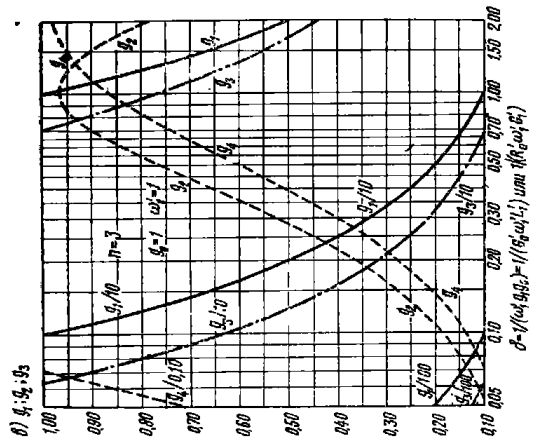
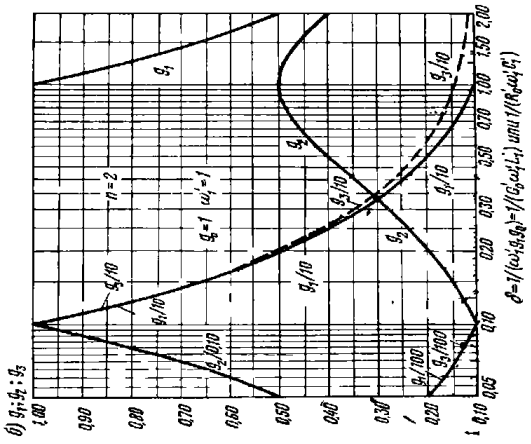
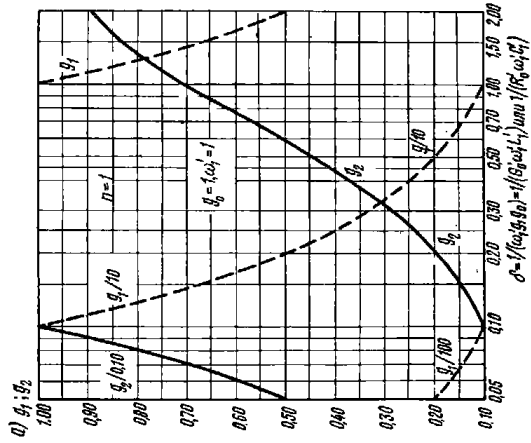


Рис. 4.09.5. Величины элементов неблуждающих согласующих цепей в функции σ при минимальных значениях $(L, \lambda)_{\max}$: а — для $n=1$; б — для $n=2$; в — для $n=3$; г — для $n=4$

что при $n=1$ оптимальная схема соответствует генератору с внутренним сопротивлением около 256 ом , причем потери равны $2,6 \text{ дб}$ при $f \rightarrow 0$ и $5,9 \text{ дб}$ на частоте 1 Гц (меньше на $2,7 \text{ дб}$, чем в предыдущем случае).

Таким образом, схема с $n=4$ дает существенное улучшение, так как при этом максимальные потери равны $1,9 \text{ дб}$ и неравномерность в рабочей полосе примерно составляет $0,25 \text{ дб}$. Дальнейшее увеличение числа реактивных элементов хотя и улучшает согласование, однако весьма незначительно (даже при $n \rightarrow \infty$ $(L_A)_{\max} \approx 1,46 \text{ дб}$).

В свч диапазоне для большинства случаев требуются полосовые согласующие цепи, а не цепи нижних частот. Расчет таких цепей рассматривается в §§ 11.08 и 11.09 и основан на результатах этого параграфа. Отличительное свойство полосовых согласующих цепей заключается в том, что их легко спроектировать при любой желаемой величине внутреннего сопротивления генератора, тогда как согласующие цепи нижних частот требуют для оптимального решения определенного внутреннего сопротивления генератора.

Характеристики затухания согласующих цепей, рассматриваемых здесь и в § 4.10, могут быть рассчитаны с помощью выражения

$$L'_A = L_A + (L_A)_{\min}, \text{ дб}, \quad (4.09.2)$$

где L'_A — затухание согласующей цепи, а L_A находится из выражений (4.03.3) и (4.03.5) или с помощью рис. 4.03.4 для соответствующих пульсаций $L_{Ar} = (L_A)_{\max} - (L_A)_{\min}$ чебышевских характеристик в децибелах.

В следующем параграфе изложен расчет прототипов согласующих цепей при заданной величине пульсаций чебышевской характеристики [в этом случае $(L_A)_{\max}$ уже не будет наименьшим], а также описана методика построения графиков, приведенных на рис. 4.09.3–4.09.5.

4.10. Расчет согласующих цепей-прототипов при заданной величине пульсаций или при минимальном отражении

Цепи, рассмотренные в предыдущем параграфе, проектировались таким образом, чтобы величина максимального затухания $(L_A)_{\max}$ была наименьшей. При выполнении этого условия могла получиться произвольная величина пульсаций в полосе пропускания прототипа с чебышевской характеристикой. Очевидно, можно задаваться определенной величиной пульсаций, и тогда $(L_A)_{\max}$ будет произвольным. Так как в некоторых случаях наиболее важным является вопрос неравномерности затухания L_A в полосе пропускания, а не общий уровень затухания, то, естественно, представляют интерес прототипы с заданным уровнем пульсаций

Цепи-прототипы для определенного декремента $\delta = 1/(g_0 g_1 \omega_1')$ и заданной величины пульсаций в децибелах могут быть получены следующим образом [14].

Вначале вычисляют параметры

$$H = \text{antilg} \frac{(\text{величина пульсаций, дб})}{10} \quad (4.10.1)$$

и

$$d = \text{sh} \frac{\text{Arsh} \sqrt{\frac{1}{H-1}}}{n}, \quad (4.10.2)$$

где n — число реактивных элементов прототипа.

Затем определяют

$$e = d - 2\delta \sin \left(\frac{\pi}{2n} \right) \quad (4.10.3)$$

и максимальную величину коэффициента отражения в полосе пропускания

$$|\Gamma|_{\max} = \frac{\text{ch}(n \text{ Ar sh } e)}{\text{ch}(n \text{ Ar sh } d)} \quad (4.10.4)$$

Тогда соответствующая величина $(L_A)_{\max}$ может быть вычислена по формуле

$$(L_A)_{\max} = 10 \lg \frac{1}{1 - |\Gamma|_{\max}^2} \quad (4.10.5)$$

На рис. 4.10.1 приведена зависимость $(L_A)_{\max}$ от δ для различных значений n и величин пульсаций $[(L_A)_{\max} - (L_A)_{\min}]$. Предположим, что $\delta = 0,10$ и желательно иметь величину пульсаций $0,10 \text{ дб}$ при $n=2$. Из графика следует, что при этом $(L_A)_{\max} = 5,9 \text{ дб}$. Из рис. 4.09.3 и 4.09.4 видно, что для того же самого δ , когда $(L_A)_{\max}$ минимизировано, $(L_A)_{\max} = 4,8 \text{ дб}$, но пульсация будет уже $0,98 \text{ дб}$. Таким образом, уменьшение пульсации от $0,98$ до $0,1 \text{ дб}$ вызвало увеличение общего уровня затухания $(L_A)_{\max}$ на $1,1 \text{ дб}$.

В работах Грина [6, 7] предложен наиболее простой способ для определения значений элементов согласующих цепей-прототипов.

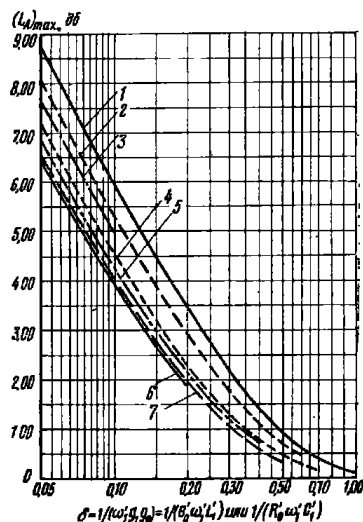


Рис. 4.10.1. Зависимость $(L_A)_{\max}$ от δ для согласующих цепей, имеющих заданную величину пульсаций чебышевской характеристики.

1 — 0,1 дб ($n=2$); 2 — 0,25 дб ($n=2$); 3 — 0,5 дб ($n=2$); 4 — 0,1 дб ($n=3$); 5 — 0,25 дб ($n=3$); 6 — 0,25 дб ($n=4$); 7 — 0,1 дб ($n=4$)

Используя результаты этих работ с учетом обозначений, принятых в данной главе, получаем

$$D = \frac{d}{\delta \sin\left(\frac{\pi}{2n}\right)} - 1 = \frac{g_0 g_1}{g_{n+1} g_n}, \quad (4.10.6)$$

где величины g_i определены на рис. 4.04.1. Значения элементов могут быть найдены теперь с помощью следующих соотношений:

$$g_1 = \frac{1}{\delta \omega_1^2 g_0}; \quad (4.10.7)$$

$$g_j \Big|_{j=2 \div n} = \frac{1}{g_{j-1} (k_{j-1, j})^2 (\omega_j^2)^2}; \quad (4.10.8)$$

$$g_{n+1} = \frac{1}{D \delta g_n \omega_1^2}, \quad (4.10.9)$$

где $k_{j-1, j}$ — коэффициенты связи, которые вычисляются по формулам Грина [6, 7]:

$$\text{при } n=2 \quad k_{12} = \sqrt{\frac{1 + (1 + D^2) \delta^2}{2}}; \quad (4.10.10)$$

$$\text{при } n=3 \quad k_{12} = \sqrt{\frac{3}{8} \left[1 + \left(1 + \frac{D^2}{3} \right) \delta^2 \right]}; \quad (4.10.11)$$

$$k_{23} = \sqrt{\frac{3}{8} \left[1 + \left(\frac{1}{3} + D^2 \right) \delta^2 \right]}; \quad (4.10.12)$$

$$\text{при } n=4 \quad k_{12} = \sqrt{\frac{1}{2} \left[1 + \left(1 + \frac{8D^2}{\alpha^4} \right) \delta^2 \right]}; \quad (4.10.13)$$

$$k_{23} = \sqrt{\frac{2}{\alpha^2} \left[1 + \frac{2}{\alpha^2} (1 + D^2) \delta^2 \right]}; \quad (4.10.14)$$

$$k_{34} = \sqrt{\frac{4}{2} \left[1 + \left(\frac{8}{\alpha^4} + D^2 \right) \delta^2 \right]}. \quad (4.10.15)$$

где $\alpha^2 = 2(2 + \sqrt{2}) \approx 6,83$.

Для произвольного n

$$k_{r, r+1} = \sqrt{\frac{\sin^2 r \theta \cos^2 r \theta + (\cos^2 r \theta + D^2 \sin^2 r \theta) (\sin^2 \theta) \delta^2}{\sin(2r-1)\theta \sin(2r+1)\theta}}. \quad (4.10.16)$$

где $\theta = \frac{\pi}{2n}$.

Обычно удобно нормировать прототип таким образом, чтобы $g_0 = 1$ и $\omega_1^2 = 1$, как это было сделано выше для табулированных расчетов.

Представленные в виде графиков на рис. 4.09.5 значения элементов согласующих цепей-прототипов, рассмотренных в § 4.09, можно было бы получить с помощью графиков Грина [7] для коэф-

фициентов связи и величин D , а также ф-л (4.10.7) — (4.10.9) ¹⁾. Однако для того, чтобы обеспечить высокую точность расчета и расширить диапазон значений декремента по сравнению с ранними работами Грина, а также включить случай $n=1$, все расчеты, необходимые для графиков, приведенных в § 4.09, были выполнены с самого начала заново. Методика, которая при этом использовалась, описана ниже.

Фано [14] показал, что для схем нижних частот рассматриваемого типа затухание $(L_A)_{\max}$ будет наименьшим, если

$$\frac{\text{th } na}{\text{ch } a} = \frac{\text{th } nb}{\text{ch } b}, \quad (4.10.17)$$

где

$$a = \text{Arsh } d; \quad (4.10.18)$$

$$b = \text{Arsh } e, \quad (4.10.19)$$

а d и e — определяются соотношениями (4.10.2) и (4.10.3).

Из выражений (4.10.18), (4.10.19) и (4.10.3) можно получить

$$b = \text{Arsh} \left[\text{sh } a - 2\delta \sin\left(\frac{\pi}{2n}\right) \right] \quad (4.10.20)$$

Была разработана программа для вычислительной машины с целью определения значений a и b , удовлетворяющих уравнению (4.10.17) при соответствующих ограничениях, накладываемых уравнением (4.10.20). По найденным таким образом a и b для различных значений δ определялись из равенств $d = \text{sh } a$ и $e = \text{sh } b$ величины d и e , а по ним — с помощью выражений (4.10.6) — (4.10.15) — значения элементов цепи.

Данные для графиков на рис. 4.09.3 были получены из выражений (4.10.18), (4.10.19) (куда подставлялись рассчитанные выше значения a и b , соответствующие определенным δ) и (4.10.4), (4.10.5), а данные для графиков на рис. 4.09.4 — путем решения уравнений (4.10.18), (4.10.19), (4.10.1) и (4.10.2) относительно величины пульсаций в децибелах как функции a и b .

Согласующим цепям без потерь для некоторых более общих типов нагрузок посвящены работы [14, 16, 17 и 18]. Однако еще много труда потребуется, чтобы реализовать на практике в диапазоне свч те более сложные структуры согласующих цепей, которые необходимы в таких случаях. В настоящее время цепи-прототипы, рассмотренные в предыдущем и в данном параграфах, находят самое широкое применение при проектировании согласующих свч цепей нижних и верхних частот и полосовых в виде структур, которые обсуждаются в гл. 7 и 11.

¹⁾ Бартон [15] независимо от Грина также рассчитал графики для коэффициентов связи, подобные графикам Грина, причем им дополнительно рассмотрен случай максимально плоской характеристики.

$$k_{12} = \sqrt{\frac{1 + (1 + D^2) \delta^2}{2}}$$

4.11. Прототипы для усилителей с отрицательным сопротивлением

В § 1.04 было показано, что если у фильтра без потерь с активными нагрузками заменить одну из них отрицательным активным сопротивлением той же величины, то цепь может стать усилителем с отрицательным сопротивлением. Выше отмечалось, что если $\Gamma_1(p)$ — коэффициент отражения между положительным сопротивлением R_0 и фильтром, то при замене R_0 на $R_0^* = -R_0$ коэффициент отражения станет равным

$$\Gamma_1^*(p) = \frac{1}{\Gamma_1(p)}, \quad (4.11.1)$$

где $p = \delta + j\omega$ — комплексная частотная переменная. Тогда согласно рис. 1.04.1 и 1.04.2 коэффициент усиления усилителя с циркулятором будет равен

$$\frac{P_r}{P_m} = |\Gamma_1^*(p)|_{p=j\omega}^2 = |\Gamma_1^*(p)|_{p=j\omega}^2, \quad (4.11.2)$$

где P_r — мощность, отражаемая в циркулятор усилителем с отрицательным сопротивлением. Если L_A — затухание в децибелах (т. е. рабочее затухание, соответствующее определению, данному в § 2.11) между элементами R_E и R_0 на рис. 1.04.1 для фильтра величины коэффициента отражения определяется выражением

$$|\Gamma_1|^2 = 1 - \frac{1}{\text{antilg} \frac{L_A}{10}}. \quad (4.11.3)$$

Когда сопротивление R_0 (слева на рис. 1.04.1) заменяется на $R_0^* = -R_0$, то выражение (4.11.3) также можно заменить следующим:

$$G_r = 10 \lg \frac{1}{|\Gamma_1|^2} = 10 \lg \frac{P_r}{P_m} = \frac{\text{antilg} \frac{L_A}{10}}{\text{antilg} \frac{L_A}{10} - 1}, \quad \text{дб}, \quad (4.11.4)$$

где G_r — коэффициент усиления усилителя с циркулятором в децибелах. На рис. 4.11.1 показано затухание для фильтра с положительными активными нагрузками в зависимости от коэффициента усиления усилителя с отрицательным сопротивлением и циркулятором, вычисленное с помощью приведенных выше уравнений.

Прототипы согласующих фильтров, рассмотренные в §§ 4.09 и 4.10, можно также использовать как прототипы для усилителей с отрицательным сопротивлением. При этом должны быть рассмотрены некоторые вопросы, связанные с устойчивостью.

Обозначим через $\Gamma_1(p)$ коэффициент отражения между любым из фильтров, изображенных на рис. 4.04.1, и нагрузкой $g_0 = R_0$ или G_0 слева, а коэффициент отражения на другом конце — через $\Gamma_n(p)$. Можно показать, что полюсы функции коэффициента отражения являются частотами собственных колебаний цепи (см. §§ 2.02—2.04) и, следовательно, они должны лежать в левой половине комплексной плоскости, если цепь пассивная. Однако нули функции $\Gamma_1(p)$ или $\Gamma_n(p)$ могут лежать как в левой, так и в правой половине плоскости p . Так как $\Gamma_1^* = 1/\Gamma_1(p)$, то нули функции $\Gamma_1(p)$ для фильтра с положительными нагрузками станут полюсами $\Gamma_1^*(p)$ для усилителя с отрицательным сопротивлением.

Таким образом, при выборе фильтра в качестве прототипа для усилителя с отрицательным сопротивлением необходимо, чтобы коэффициент отражения этого фильтра $\Gamma_1(p)$ имел нули в левой половине p -плоскости. Если это не выполняется, то, поскольку нули становятся полюсами для усилителя с отрицательным сопротивлением, они вызовут экспоненциально возрастающие колебания (т. е. возрастающие до тех пор, пока некоторая нелинейность в цепи не ограничит их амплитуды.)

Математические выкладки и данные, приведенные в §§ 4.09 и 4.10 для фильтров-прототипов различных форм, изображенных на рис. 4.04.1, относятся к случаю, когда коэффициент $\Gamma_1(p)$, связанный с нагрузкой g_0 слева, имеет нули в левой половине p -плоскости, а коэффициент $\Gamma_n(p)$, связанный с нагрузкой g_{n+1} справа, — все нули в правой половине p -плоскости¹⁾. По этой причине именно нагрузка g_0 слева должна быть заменена отрицательным сопротивлением (но ни в коем случае не нагрузка g_{n+1} справа).

С помощью ур-ний (4.11.1)—(4.11.4) и уравнений, приведенных в § 4.10, можно рассчитать прототипы согласующих цепей для усилителей с отрицательным сопротивлением при заданных

¹⁾ За исключением случая, когда в ур-нии (4.10.3) $e=0$, что приводит к $(L_A)_{\text{min}}=0$ на рис. 4.09.2. При этом все нули функций $\Gamma_1(p)$ и $\Gamma_n(p)$ находятся на оси $j\omega$ плоскости p .

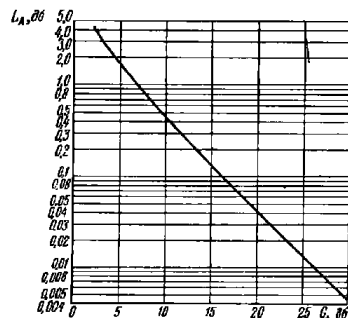


Рис. 4.11.1. Соотношение между затуханием фильтра с активными положительными нагрузками и коэффициентом усиления соответствующего усилителя на отрицательном сопротивлении с циркулятором

ПАРАМЕТРЫ ПРОТОТИПА НИЖНИХ ЧАСТОТ ДЛЯ УСИЛИТЕЛЯ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ

СОПРОТИВЛЕНИЕМ И ЗНАЧЕНИЯ ЕГО ЭЛЕМЕНТОВ ПРИ $n=2 \div 4$ ($g_0=1$; $g_4=1$)

$(G_f)_{min}, \text{дБ}$	$G_{fr}, \text{дБ}$	g_1	g_2	g_3
5,000000	0,050000	2,047029	0,090762	3,569771
	0,100000	2,373910	0,110079	
	0,200000	2,717309	0,134542	
	0,500000	3,142281	0,178296	
	1,000000	3,366818	0,224112	
	1,500000	3,423646	0,257965	
	2,000000	3,419884	0,285850	
	2,500000	3,389207	0,309936	
	3,000000	3,345843	0,331297	
	8,000000	0,050000	1,123240	
0,100000		1,311097	0,142574	
0,200000		1,515839	0,173040	
0,500000		1,792064	0,226176	
1,000000		1,972788	0,280055	
1,500000		2,049030	0,318820	
2,000000		2,083000	0,350145	
2,500000		2,095366	0,376789	
3,000000		2,095468	0,400110	
10,000000		0,050000	0,834764	0,129751
	0,100000	0,976940	0,156244	
	0,200000	1,134010	0,189038	
	0,500000	1,352354	0,245540	
	1,000000	1,504684	0,301886	
	1,500000	1,576134	0,341831	
	2,000000	1,613766	0,373748	
	2,500000	1,633451	0,400644	
	3,000000	1,642492	0,423994	
	12,000000	0,050000	0,649071	0,136702
0,100000		0,761136	0,164326	
0,200000		0,886156	0,198319	
0,500000		1,063612	0,256292	
1,000000		1,192752	0,313285	
1,500000		1,257234	0,353164	
2,000000		1,294108	0,384704	
2,500000		1,315985	0,411054	
3,000000		1,329730	0,433757	

=2

$(C_f)_{min}, \text{дБ}$	$G_{fr}, \text{дБ}$	g_1	g_2	g_3
15,000000	0,050000	0,469574	0,139802	1,432581
	0,100000	0,551911	0,167702	
	0,200000	0,644755	0,201783	
	0,500000	0,779488	0,259173	
	1,000000	0,881797	0,314573	
	1,500000	0,935940	0,352678	
	2,000000	0,969092	0,382409	
	2,500000	0,990582	0,406960	
	3,000000	1,004796	0,427896	
	20,000000	0,050000	0,298027	
0,100000		0,351245	0,156965	
0,200000		0,411985	0,188153	
0,500000		0,502288	0,239812	
1,000000		0,573930	0,288488	
1,500000		0,614000	0,321199	
2,000000		0,640025	0,346245	
2,500000		0,658075	0,366593	
3,000000		0,671031	0,383694	
25,000000		0,050000	0,200869	0,113609
	0,100000	0,237197	0,135667	
	0,200000	0,279000	0,162179	
	0,500000	0,342139	0,205553	
	1,000000	0,393617	0,245674	
	1,500000	0,423354	0,272154	
	2,000000	0,443296	0,292131	
	2,500000	0,457604	0,308152	
	3,000000	0,468262	0,321458	
	30,000000	0,050000	0,140150	0,093649
0,100000		0,165732	0,111676	
0,200000		0,195341	0,133228	
0,500000		0,240559	0,168160	
1,000000		0,278115	0,200021	
1,500000		0,300269	0,220757	
2,000000		0,315426	0,236220	
2,500000		0,326523	0,248494	
3,000000		0,334966	0,258593	

=3

$(G_f)_{min}, \text{дБ}$	$G_{fr}, \text{дБ}$	g_1	g_2	g_3	g_4
5,000000	0,050000	3,331969	0,267590	1,480225	0,282907
	0,100000	3,609226	0,298963	1,712289	0,285538
	0,200000	3,863582	0,333932	1,985458	0,290802
	0,500000	4,109295	0,387519	2,401165	0,306513
	1,000000	4,161764	0,437078	2,718835	0,332345
	1,500000	4,111606	0,471951	2,875535	0,357693
	2,000000	4,032773	0,500368	2,959788	0,382527

$(C_f)_{min}, \text{дБ}$	$G_{fr}, \text{дБ}$	g_1	g_2	g_3	g_4
15,000000	0,050000	0,899471	0,492406	0,424202	0,699589
	0,100000	0,988304	0,551044	0,485895	0,701047
	0,200000	1,078864	0,615791	0,558720	0,703954
	0,500000	1,193476	0,711024	0,675120	0,712550
	1,000000	1,265789	0,790323	0,778783	0,726424
	1,500000	1,296596	0,839485	0,844033	0,739733
	2,000000	1,310987	0,875496	0,891002	0,752488

$(G_t)_{\min} \cdot \delta$	$G_{tr} \cdot \delta$	ξ_1	ξ_2	ξ_3	ξ_4
8,000000	2,500000	3,945864	0,524956	3,004295	0,406821
	3,000000	3,858565	0,546898	3,024945	0,430554
	0,050000	1,937111	0,371582	0,853981	0,432964
	0,100000	2,111857	0,415407	0,984394	0,435286
	0,200000	2,281328	0,463897	1,138997	0,439927
	0,500000	2,472640	0,536446	1,382740	0,453732
	1,000000	2,561531	0,599948	1,587860	0,476278
	1,500000	2,576011	0,642064	1,705653	0,498219
	2,000000	2,564324	0,674885	1,782205	0,519542
	2,500000	2,541110	0,702323	1,834596	0,540238
10,000000	3,000000	2,512514	0,726152	1,871329	0,560301
	0,050000	1,486554	0,422623	0,662305	0,521697
	0,100000	1,625214	0,472625	0,761901	0,523777
	0,200000	1,762385	0,527874	0,879988	0,527930
	0,500000	1,924898	0,609885	1,067795	0,540258
	1,000000	2,012176	0,680178	1,230320	0,560313
	1,500000	2,038022	0,725586	1,327783	0,579736
	2,000000	2,041053	0,760176	1,394269	0,598523
	2,500000	2,033243	0,788539	1,442316	0,616675
	3,000000	2,019759	0,812767	1,478165	0,634194
12,000000	0,050000	1,190940	0,459836	0,540560	0,600417
	0,100000	1,304959	0,514395	0,620709	0,602244
	0,200000	1,419374	0,574643	0,715620	0,605890
	0,500000	1,559391	0,663636	0,867159	0,616693
	1,000000	1,641159	0,738814	1,000439	0,634205
	1,500000	1,671082	0,786424	1,082476	0,651093
	2,000000	1,681114	0,822034	1,140072	0,667362
	2,500000	1,681295	0,850757	1,183006	0,683019
	3,000000	1,676024	0,874936	1,216132	0,698073

n

$(G_t)_{\min} \cdot \delta$	$G_{tr} \cdot \delta$	ξ_1	ξ_2	ξ_3	ξ_4	ξ_5
5,000000	0,050000	4,067117	0,371272	3,823667	0,128714	3,569771
	0,100000	4,265940	0,397333	4,163568	0,148113	
	0,200000	4,430001	0,424924	4,499190	0,172666	
	0,500000	4,545024	0,466360	4,872849	0,216973	
	1,000000	4,498242	0,506094	5,019656	0,264118	
	1,500000	4,393585	0,535595	5,013455	0,299444	
	2,000000	4,278915	0,560596	4,957323	0,328835	
	2,500000	4,166251	0,582841	4,882189	0,354422	
	3,000000	4,059411	0,603106	4,800493	0,377260	
	8,000000	0,050000	2,430347	0,534019	2,304947	0,177435
0,100000		2,563192	0,572286	2,518041	0,202431	
0,200000		2,682265	0,612109	2,737978	0,233399	
0,500000		2,796735	0,668730	3,014286	0,287590	
1,000000		2,823660	0,717907	3,175971	0,343263	
1,500000		2,802370	0,751468	3,232275	0,383893	
2,000000		2,766292	0,778450	3,248102	0,417098	

$(G_t)_{\min} \cdot \delta$	$G_{tr} \cdot \delta$	ξ_1	ξ_2	ξ_3	ξ_4
20,000000	2,500000	1,316946	0,903975	0,926956	0,764703
	3,000000	1,318019	0,927511	0,955484	0,776393
	0,050000	0,612714	0,498175	0,312927	0,819179
	0,100000	0,675675	0,557797	0,357161	0,820118
	0,200000	0,741056	0,623680	0,409027	0,821989
	0,500000	0,826882	0,720318	0,491559	0,827505
	1,000000	0,865209	0,799773	0,565434	0,836360
	1,500000	0,913192	0,848009	0,612641	0,844802
	2,000000	0,928808	0,882565	0,647258	0,852843
	2,500000	0,937894	0,909293	0,674295	0,860500
25,000000	3,000000	0,942946	0,930906	0,696198	0,867787
	0,050000	0,443772	0,465624	0,247119	0,894128
	0,100000	0,490786	0,521566	0,281204	0,894700
	0,200000	0,540262	0,583450	0,320888	0,895840
	0,500000	0,608828	0,674200	0,383550	0,899194
	1,000000	0,654147	0,748423	0,439410	0,904561
	1,500000	0,678291	0,793017	0,475181	0,909657
	2,000000	0,692808	0,824582	0,501548	0,914494
	2,500000	0,702113	0,848687	0,522276	0,919083
	3,000000	0,708212	0,867927	0,539190	0,923436
30,000000	0,050000	0,333414	0,415205	0,201964	0,939052
	0,100000	0,368610	0,465235	0,229242	0,939389
	0,200000	0,408094	0,520639	0,260785	0,940060
	0,500000	0,460818	0,601944	0,310167	0,942034
	1,000000	0,499471	0,668329	0,353841	0,945186
	1,500000	0,519967	0,709021	0,381704	0,948172
	2,000000	0,532819	0,735944	0,402225	0,951000
	2,500000	0,541475	0,757121	0,418363	0,953677
	3,000000	0,547515	0,773901	0,431546	0,956211

=4

$(G_t)_{\min} \cdot \delta$	$G_{tr} \cdot \delta$	ξ_1	ξ_2	ξ_3	ξ_4	ξ_5
15,000000	0,050000	1,187226	0,752175	1,227945	0,239468	1,432581
	0,100000	1,260775	0,808430	1,344798	0,270104	
	0,200000	1,331198	0,866578	1,469873	0,306909	
	0,500000	1,412175	0,945950	1,641896	0,368431	
	1,000000	1,454822	1,008145	1,766806	0,428181	
	1,500000	1,467311	1,045794	1,81425	0,469817	
	2,000000	1,468609	1,073275	1,870707	0,502725	
	2,500000	1,464518	1,095092	1,896230	0,530232	
	3,000000	1,457540	1,113247	1,913305	0,553962	
	20,000000	0,050000	0,836990	0,791503	0,945424	0,249706
0,100000		0,891859	0,852249	1,035868	0,280095	
0,200000		0,945608	0,915190	1,133698	0,316034	
0,500000		1,010563	1,000585	1,271672	0,374707	
1,000000		1,049369	1,065684	1,377209	0,430021	
1,500000		1,064820	1,103448	1,435786	0,467610	
2,000000		1,071251	1,129874	1,474223	0,496770	

Продолжение

$(G_i)_{\text{мин}} \text{ дБ}$	$G_{i,r} \text{ дБ}$	g_1	g_2	g_3	g_4	g_5
10,000000	2,500000	2,725038	0,801621	3,244283	0,445613	1,924951
	3,000000	2,662429	0,822198	3,229971	0,470780	
	0,050000	1,894074	0,619039	1,828252	0,202109	
	0,100000	2,002472	0,663986	1,999482	0,229662	
	0,200000	2,102309	0,710558	2,178931	0,263443	
	0,500000	2,206311	0,775551	2,413300	0,321650	
	1,000000	2,245017	0,829690	2,564675	0,380348	
	2,000000	2,242173	0,865059	2,629503	0,422548	
	3,000000	2,225317	0,892597	2,639667	0,456673	
	2,500000	2,202606	0,915679	2,672077	0,485731	
12,000000	3,000000	2,177419	0,935793	2,674328	0,511195	1,670900
	0,050000	1,539498	0,685375	1,522322	0,220959	
	0,100000	1,630827	0,735758	1,666094	0,250258	
	0,200000	1,716537	0,787861	1,818352	0,285690	
	0,500000	1,810401	0,859716	2,022419	0,346399	
	1,000000	1,852870	0,917789	2,162431	0,406462	
	1,500000	1,859130	0,954403	2,228930	0,449070	
	2,000000	1,852538	0,982108	2,265234	0,483190	
	2,500000	1,840129	1,004799	2,285589	0,512017	
	3,000000	1,824882	1,024200	2,296465	0,537112	

$(G_i)_{\text{мин}} \text{ дБ}$	$G_{i,r} \text{ дБ}$	g_1	g_2	g_3	g_4	g_5
25,000000	2,500000	1,073112	1,150033	1,501452	0,520778	1,119170
	3,000000	1,072355	1,166192	1,521607	0,541223	
	0,050000	0,627756	0,769122	0,778152	0,242959	
	0,100000	0,670809	0,829501	0,852613	0,271317	
	0,200000	0,713673	0,892317	0,933607	0,304422	
	0,500000	0,767156	0,977611	1,049401	0,357433	
	1,000000	0,801375	1,041965	1,140409	0,406203	
	1,500000	0,816766	1,078513	1,192674	0,438665	
	2,000000	0,824708	1,103482	1,228146	0,463465	
	2,500000	0,828774	1,122060	1,254155	0,483627	
30,000000	3,000000	0,830548	1,136584	1,274107	0,500612	1,065311
	0,050000	0,488870	0,713195	0,662674	0,227225	
	0,100000	0,523683	0,770292	0,725929	0,252817	
	0,200000	0,558781	0,829963	0,794933	0,282369	
	0,500000	0,603598	0,911298	0,894321	0,328930	
	1,000000	0,633575	0,972573	0,973601	0,370901	
	1,500000	0,647992	1,007074	1,019958	0,398356	
	2,000000	0,656150	1,030372	1,051959	0,419062	

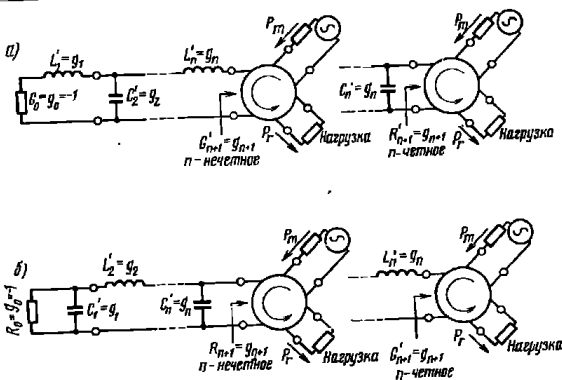


Рис. 4.11.2. Дуальные представления для усилителя нижних частот с отрицательным сопротивлением

коэффициенте усиления и уровне пульсаций чебышевской характеристики. Гетзингером [21] рассчитаны подробные таблицы величин элементов прототипов для усилителей с отрицательным со-

противлением. Они воспроизведены здесь в табл. 4.11.1. Обозначения элементов указаны на рис. 4.11.2. Проводимости или сопротивления слева на рисунках только отрицательные и нормированы так, что всегда равны минус единице. В каждой цепи циркулятор включен с правой стороны.

На рис. 4.11.3 приведена типичная частотная характеристика усиления таких цепей. Частота нормирована так, что граничная частота полосы усиления (полосы равных пульсаций) $\omega_1 = 1$.

При указанной нормировке декременты для цепей-прототипов на рис. 4.11.2 и в табл. 4.11.1 определяются выражением

$$\delta = \frac{1}{g_0 g_1 \omega_1} = \frac{-1}{g_1} \quad (4.11.5)$$

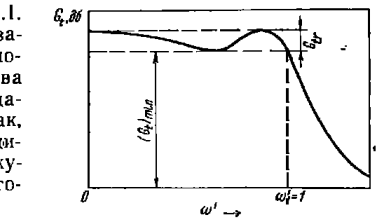


Рис. 4.11.3. Типичная чебышевская характеристика коэффициента усиления прототипа усилителя нижних частот с отрицательным сопротивлением

$$G_i = 10 \lg \frac{P_r}{P_m} \text{ дБ}$$

Оно аналогично тому, которое использовалось в § 4.09, но так как здесь сопротивление g_0 отрицательное, то и декремент отрицателен.

Реальные устройства с отрицательным сопротивлением имеют паразитную реактивную составляющую сопротивления. Если эквивалентная схема такого устройства или прибора (например, туннельного диода) может быть представлена в виде параллельного соединения отрицательного активного сопротивления R_0 и емкости C_1 или последовательного соединения отрицательной проводимости G_0 и индуктивности L_1 , то в каждом случае для рабочего диапазона частот от $\omega=0$ до ω_1 декремент устройства будет равен

$$\delta = \frac{1}{R_0 C_1 \omega_1} \quad \text{или} \quad \delta = \frac{1}{G_0 L_1 \omega_1}. \quad (4.11.6)$$

Этот декремент не изменяется при изменении уровня сопротивлений и шкалы частот. Поэтому желаемые значения элементов эквивалентной схемы того или иного устройства можно получить путем выбора из табл. 4.11.1 значений, соответствующих требуемой величине декремента и последующего преобразования уровня сопротивлений и шкалы частот по методике, описанной в § 4.04. В итоге получаем цель-прототип, отвечающую поставленным условиям. Если требуемый отрицательный декремент δ определен, то схемы прототипов, соответствующие табл. 4.11.1, которые могут быть использованы в данном случае, согласно ур-нию (4.11.5) должны иметь величину g_1 , равную или большую, чем

$$g_1 = \frac{-1}{\delta}. \quad (4.11.7)$$

Величина g_1 ббльшая, чем определяемая по ф-ле (4.11.7), является вполне допустимой, так как для получения этого значения достаточно просто увеличить шунтирующую емкость (или последовательную индуктивность) в устройстве с отрицательным сопротивлением, что всегда может быть сделано. С другой стороны, так как декремент δ вычисляется для прибора с отрицательным сопротивлением, у которого емкость или индуктивность не могут быть исключены, то невозможно применять прототипы, имеющие величины g_1 меньшие, чем определяемые ур-нием (4.11.7). Для того чтобы получить максимум усиления, соответствующий данной полосе, выбирают прототипы из таблиц (или путем интерполяции табличных данных) таким образом, чтобы табличное значение g_1 точно совпадало с величиной g_1 , вычисленной по ф-ле (4.11.7).

Рассматриваемая здесь методика расчета усилителей предполагает использование циркуляторов. Однако в связи с тем, что реальные циркуляторы обладают ограниченной шириной полосы, материал этого параграфа представляет наибольший интерес с точки зрения расчета прототипов нижних частот как исходного пункта для расчета полосовых усилителей (см. § 11.10). Для того

чтобы четко представить, как выбирается прототип, обратимся к гипотетическому случаю усиления в области нижних частот с использованием идеализированного циркулятора с неограниченной полосой пропускания.

Допустим, что в усилителе, который должен иметь усиление $(G_1)_{\text{мин}}$ не менее 15 дб и уровень пульсацй 1 дб, используется прибор с отрицательным сопротивлением, эквивалентная схема которого может быть представлена в виде параллельного соединения отрицательного сопротивления и емкости, соответственно равных 50 ом и 5 пф. Предположим, также, что необходимо обеспечить характеристику с очень хорошей формой (т. е. близкую к прямоугольной), поэтому выбираем $n=4$. По табл. 4.11.1 прототип для заданного усиления имеет параметры: $g_1=1,4548$; $g_2=1,0081$; $g_3=1,7668$; $g_4=0,4282$; $g_5=1,4326$.

Из выражений (4.11.5) и (4.11.6) получаем

$$\omega_1 = \frac{1}{R_0 C_1 \delta} = \frac{-g_1}{R_0 C_1} = \frac{-1,4548}{-50 \cdot 5 \cdot 10^{-12}} = 5,82 \cdot 10^9. \quad (4.11.8)$$

Таким образом, схема дает желаемый минимальный коэффициент усиления 15 дб с чебышевскими пульсацями в 1 дб вплоть до частоты $f_1 = \omega_1 / 2\pi = 926$ Мгц. Прототип имеет вид, показанный на рис. 4.11.2б (для n -четного), где $R'_0 = -1$, $C_1 = 1,4548$ и $\omega'_1 = 1$. Используя методы § 4.04, уровень сопротивлений этой цепи можно пересчитать с помощью множителя $R_0/R'_0 = (-50)/(-1) = 50$, а шкалу частот — с помощью множителя $\omega_1/\omega'_1 = 5,82 \cdot 10^9/1$. Преобразования приведут к тому, что $R'_0 = -1$ заменится на $R_0 = -50$ и $C'_1 = 1,4548$ на $C_1 = 5 \cdot 10^{-12}$. Другие элементы также примут соответствующие значения. Затем в пересчитанной цепи R_0 и C_1 (см. рис. 4.11.2б) заменяются прибором с отрицательным активным сопротивлением, который должен использоваться, а L_2 , C_3 и L_4 остаются и представляют собой элементы цепи, обеспечивающей характеристику с требуемым усилением до 926 Мгц.

Физическая реализация фильтра нижних частот для приведенного выше примера может быть осуществлена с помощью методов, описанных в гл. 7. Однако, как упомянуто выше, данный пример усилителя нижних частот является чисто теоретическим, поскольку в действительности ширина полосы ограничивается циркулятором. В связи с этим полученные здесь результаты представляют интерес только с точки зрения использования их в расчете полосовых усилителей, которые рассматриваются в § 11.10.

4.12. Преобразование фильтров-прототипов в эквивалентные схемы, содержащие инверторы сопротивления или инверторы проводимости и реактивные элементы только одного типа

При выводе расчетных формул для определенных типов полоснопропускающих и полоснозапирающих фильтров желательно преобразовать прототипы на рис. 4.04.1, которые содержат и ем-

кости, и индуктивности, в эквивалентные схемы, содержащие только индуктивности или только емкости. Это может быть сделано с помощью идеальных инверторов, приведенных на рис. 4.12.1. Идеальный инвертор сопротивления ведет себя на всех частотах

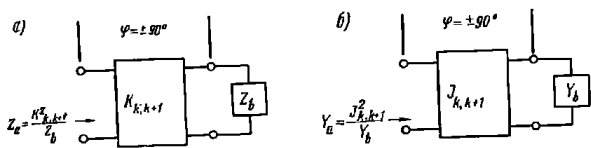


Рис. 4.12.1. Идеальные инверторы сопротивления (а) и проводимости (б)

так подобно четвертьволновому отрезку линии с волновым сопротивлением K . Поэтому, если он нагружен с одной стороны сопротивлением Z_b , то сопротивление Z_a со стороны других его зажимов будет равно

$$Z_a = \frac{K^2}{Z_b} \quad (4.12.1)$$

Аналогичное представление справедливо и для идеального инвертора проводимости, если сопротивления заменить проводимостями, т. е. он ведет себя на всех частотах подобно отрезку четвертьволновой линии с волновой проводимостью J . Таким образом, если инвертор на одном конце нагружен на проводимость Y_b , то проводимость Y_a со стороны других зажимов равна

$$Y_a = \frac{J^2}{Y_b} \quad (4.12.2)$$

Как показано на рис. 4.12.1, инвертор может иметь характеристический фазовый сдвиг φ , равный $\pm 90^\circ$ или нечетному кратному этой величины.

Вследствие преобразования, осуществляемого инвертором и выраженного в форме соотношений (4.12.1) и (4.12.2), последовательная индуктивность с инвертором на каждой стороне будет выглядеть как параллельная емкость, если смотреть со стороны внешних (по отношению к индуктивности) зажимов инвертора. Аналогично параллельная емкость с инверторами на обеих сторонах окажется последовательной индуктивностью, если смотреть со стороны внешних зажимов инвертора. Используя это свойство, можно преобразовать цепи-прототипы на рис. 4.04.1 в любую из эквивалентных форм на рис. 4.12.2, которые имеют характеристики передачи точно такие же, как у прототипов на рис. 4.04.1.

Как следует из соотношений (4.12.1) и (4.12.2), инверторы обладают способностью изменять уровень сопротивлений или проводимостей в зависимости от выбора значений параметров K

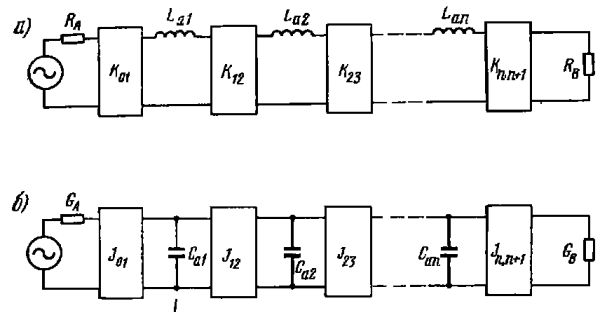


Рис. 4.12.2. Модифицированные прототипы нижних частот с инверторами:

сопротивления (а)

$$K_{01} = \sqrt{\frac{R_A L_{a1}}{\varepsilon_0 \varepsilon_1}}; K_{k, k+1} \Big|_{k+1 \text{ до } n-1} = \sqrt{\frac{L_{ak} L_{a(k+1)}}{\varepsilon_k \varepsilon_{k+1}}};$$

$$K_{n, n+1} = \sqrt{\frac{L_{an} R_B}{\varepsilon_n \varepsilon_{n+1}}}$$

проводимости (б)

$$J_{01} = \sqrt{\frac{G_A C_{a1}}{\varepsilon_0 \varepsilon_1}}; J_{k, k+1} \Big|_{k+1 \text{ до } n-1} = \sqrt{\frac{C_{ak} C_{a(k+1)}}{\varepsilon_k \varepsilon_{k+1}}};$$

$$J_{n, n+1} = \sqrt{\frac{C_{an} G_B}{\varepsilon_n \varepsilon_{n+1}}}$$

или J . По этой причине сопротивления R_A и R_B и индуктивности L_{ak} на рис. 4.12.2а могут быть выбраны произвольно и характеристика будет идентична характеристике исходного прототипа на рис. 4.04.1 при условии, что параметры инверторов $K_{k, k+1}$ определяются по формулам, указанным в подписи под рис. 4.12.2 для цепи а. То же самое справедливо и для цепи б только на дуальной основе. Следует отметить, что величины g_k являются величинами элементов прототипа, которые даны на рис. 4.04.1.

Теперь кратко рассмотрим получение выражений для $K_{k, k+1}$ и $J_{k, k+1}$. Сопоставление прототипов на рис. 4.04.1а и б с соответствующей цепью, например, на рис. 4.12.2а проводится с использованием понятия дуальности. Благодаря инвертору сопротивления данная цепь становится дуальной, если смотреть на нее со стороны входных зажимов инвертора (т. е. через него). Таким образом, входное сопротивление, которое мы видим со стороны катушки L_{a1} на схеме рис. 4.12.2а, является точно таким же, как сопротивление, которое будет видно со стороны индуктивности L_1'

на схеме 4.04.16 с точностью до постоянного множителя, характеризующего изменение уровня сопротивлений. Сопротивление со стороны катушки L_{a2} на рис. 4.12.2а совпадает соответственно с сопротивлением, видимым от индуктивности L_{a2}' на рис. 4.04.1а, но опять с точностью до постоянного множителя. Рассуждая аналогично, можно показать, что сопротивление в любой точке цепи на рис. 4.12.2а может быть с точностью до постоянного множителя связано с соответствующим сопротивлением в цепях на рис. 4.04.1а и б.

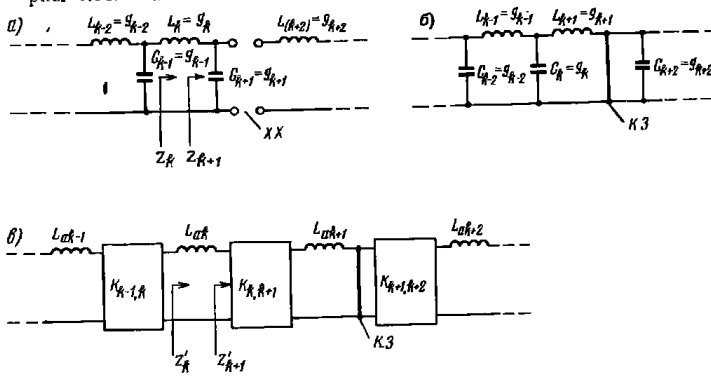


Рис. 4.12.3. К выводу соотношений для параметров инверторов $K_{k, k+1}$

На рис. 4.12.3а показана часть прототипа нижних частот, разомкнутого непосредственно за емкостью C_{k+1} . Дуальная схема приведена на рис. 4.12.3б, где прежний разрыв цепи стал коротким замыканием. Соответствующая цепь, использующая только последовательные индуктивности и K -инверторы, показана на рис. 4.12.3в. Все эти цепи удобно использовать при выводе выражений $K_{k, k+1}$ через L_{ak} , $L_{a, k+1}$ и значения элементов прототипа g_k и g_{k+1} . Разрыв цепи и короткое замыкание введены здесь только для упрощения уравнений.

Согласно схеме на рис. 4.12.3а имеем

$$Z_k = i\omega L_k + \frac{1}{i\omega C_{k+1}}, \quad (4.12.3)$$

а для схемы на рис. 4.12.3в

$$Z_k' = i\omega L_{ak} + \frac{K_{k, k+1}^2}{i\omega L_{a, k+1}}. \quad (4.12.4)$$

Но Z_k' должно совпадать с Z_k с точностью до постоянного множи-

теля L_{ak}/L_k , характеризующего изменение уровня сопротивления. Поэтому

$$Z_k' = \frac{L_{ak}}{L_k} Z_k = i\omega L_{ak} + \frac{L_{ak}}{L_k} \frac{1}{i\omega C_{k+1}}. \quad (4.12.5)$$

Приравнявая вторые члены в равенствах (4.12.4) и (4.12.5), после некоторых преобразований получим

$$K_{k, k+1} = \sqrt{\frac{L_{ak} L_{a, k+1}}{L_k C_{k+1}}}. \quad (4.12.6)$$

Так как $L_k = g_k$ и $C_{k+1} = g_{k+1}$, то выражение (4.12.6) эквивалентно выражению для $K_{k, k+1}$, приведенному в подписи под рис. 4.12.2а. Очевидно, что если перемещать соответствующим образом положения точек, в которых цепь предполагается замкнутой или разомкнутой, то описанная выше методика может быть применена для расчета всех инверторов, за исключением конечных. Следовательно, выражение (4.12.6) справедливо для $k=1, 2, \dots, n-1$.

На рис. 4.12.4а показаны последние два элемента прототипа, а на рис. 4.12.4б — соответствующая схема с K -инвертором.

Для цепи на рис. 4.12.4а

$$Z_n = i\omega L_n + \frac{1}{G_{n+1}}, \quad (4.12.7)$$

а для цепи на рис. 4.12.4б

$$Z_n' = i\omega L_{an} + \frac{K_{n, n+1}^2}{R_B}. \quad (4.12.8)$$

Так как Z_n' должно совпадать с Z_n с точностью до множителя L_{an}/L_n (масштабного коэффициента уровня сопротивлений), то

$$Z_n' = \frac{L_{an}}{L_n} Z_n = i\omega L_{an} + \frac{L_{an}}{L_n} \frac{1}{G_{n+1}}. \quad (4.12.9)$$

Приравнявая вторые члены выражений (4.12.8) и (4.12.9), получим

$$K_{n, n+1} = \sqrt{\frac{L_{an} R_B}{L_n G_{n+1}}}. \quad (4.12.10)$$

Подставляя g_n и g_{n+1} вместо L_n и G_{n+1} , соответственно получим выражение для $K_{n, n+1}$, приведенное в подписи под рис. 4.12.2.

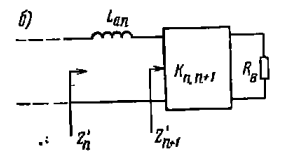
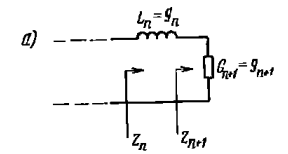


Рис. 4.12.4. К выводу соотношений для конечных инверторов

Вывод формул для параметров $J_{k, k+1}$, приведенных там же, может быть выполнен аналогичным образом, если сопротивления заменить проводимостями (т. е. на дуальной основе).

4.13. Влияние диссипативных элементов в прототипах на фильтры нижних частот, полоснопропускающие и верхних частот

Элементы любого реального свч фильтра имеют конечную добротность Q , и во многих случаях необходимо знать, как она влияет на затухание в полосе пропускания. Если фильтр рассчитывается из прототипа нижних частот, то конечную величину добротности его элементов удобно учесть введением в прототип диссипативных элементов и определением их влияния на характеристику прототипа. Увеличение затухания в полосе пропускания прототипа, обусловленное диссипативными элементами, будет таким же, как и увеличение затухания в полосе пропускания (на соответствующих частотах) свч фильтра из-за конечной добротности его элементов.

Под добротностями элементов¹⁾, которые будут фигурировать в расчетных формулах, приводимых ниже, понимаются добротности элементов фильтров нижних частот на частоте среза ω_1 , определяемые выражениями:

$$Q_k = \frac{\omega_1 L_k}{R_k} \quad \text{или} \quad Q_k = \frac{\omega_1 C_k}{G_k}, \quad (4.13.1)$$

где R_k — паразитное сопротивление катушки (индуктивности L_k); G_k — паразитная проводимость конденсатора (емкости C_k)²⁾.

Если полосовой фильтр, рассчитанный из прототипа нижних частот, имеет ненагруженную добротность k -го резонатора в середине полосы пропускания, равную $(Q_{\text{плф}})_k$, то добротность Q_k соответствующая k -му реактивному элементу прототипа, равна

$$Q_k = \omega (Q_{\text{плф}})_k. \quad (4.13.2)$$

В этом уравнении ω является относительной шириной полосы пропускания полоснопропускающего фильтра, причем ее граничные частоты соответствуют граничной частоте ω_1 прототипа нижних частот (см. гл. 8). Ненагруженная добротность Q резонаторов

¹⁾ В данном случае понятия элемент и добротность элемента относятся к физическим элементам фильтра в виде катушки индуктивности или конденсатора. Не следует путать определение понятия элемент, которое применено здесь, с используемым во всей книге понятием элемента цепи как идеализованного элемента типа R , L или C , т. е. активного сопротивления, индуктивности или емкости (прим. ред.).

²⁾ Здесь обозначения величины L_k , R_k , C_k и ω_1 , использованные без штрихов, применимы к любому фильтру нижних частот независимо от того, является ли он нормированным прототипом или нет. Далее в этом параграфе в обозначения введены штрихи, чтобы отличить параметры прототипов нижних частот от параметров полоснопропускающих фильтров и фильтров верхних частот.

может быть вычислена с помощью данных, приведенных в гл. 5, или определена путем измерений, как показано в § 11.02.

В случае фильтра верхних частот, проектируемого на основе прототипа нижних частот, добротность элемента прототипа должна быть взята такой же, как и добротность соответствующего элемента фильтра верхних частот на его частоте среза.

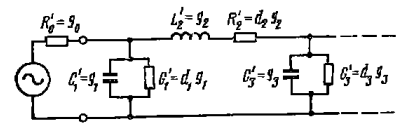


Рис. 4.13.1. Фильтр-прототип нижних частот с диссипативными элементами

На рис. 4.13.1 показана часть прототипа нижних частот с введенными паразитными элементами, определяющими потери в схеме. Следует отметить, что паразитный диссипативный элемент, относящийся к реактивному элементу g_k , обозначен через $d_k g_k$ (введенный здесь параметр d_k будет именоваться коэффициентом рассеяния). Используя это обозначение, можно написать ур-ние (4.13.1) в виде

$$Q_k = \frac{\omega'_1 g_k}{d_k g_k} = \frac{\omega'_1}{d_k},$$

где ω'_1 — граничная частота прототипа нижних частот. Таким образом,

$$d_k = \frac{\omega'_1}{Q_k}. \quad (4.13.3)$$

Тогда для последовательной ветви прототипа

$$Z_k = i \omega' L'_k + R'_k = (i \omega' + d_k) g_k \quad (4.13.4)$$

и для параллельной ветви

$$Y_k = i \omega' C'_k + G'_k = (i \omega' + d_k) g_k \quad (4.13.5)$$

Особый практический интерес представляет частный случай, когда добротности всех элементов одинаковы, т. е. $d_k = d$ для k от 1 до n . Из ур-ний (4.13.4) и (4.13.5) следует, что влияние рассеяния может быть учтено заменой частоты $i \omega'$ для цепи без потерь комплексной частотой $(i \omega' + d)$ для цепи с потерями. Например, эта замена может быть сделана непосредственно в функциях передачи, т. е. в ф-лах (4.07.1) и (4.08.5) — (4.08.8) для того, чтобы рассчитать характеристики передачи с учетом потерь. На постоянном токе функция $(i \omega' + d)$ равняется просто d , так что, если для

ТАБЛИЦА 4.13.1

КОЭФФИЦИЕНТЫ C_n , ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В Ф-ЛЕ (4.13.8) ДЛЯ ФИЛЬТРОВ С МАКСИМАЛЬНО ПЛОСКОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ ЗАТУХАНИЯ

n	C_n	n	C_n	n	C_n	n	C_n
1	1,00	5	3,24	9	5,76	13	8,30
2	1,41	6	3,86	10	6,39	14	8,93
3	2,00	7	4,49	11	7,03	15	9,57
4	2,61	8	5,13	12	7,66		

прототипа без потерь функция передачи равна

$$\frac{E_2'}{E_2} = P_n(p') \Big|_{p'=i\omega'} = a_n(i\omega')^n + a_1 i\omega' + a_0, \quad (4.13.6)$$

то для прототипа с однородным рассеянием ($d_k=d$, $k=1, 2, 3, \dots, n$) та же функция при $\omega'=0$ равна

$$\frac{E_2'}{E_2} \Big|_{\omega'=0} = P_n(d) = a_n d^n + a_1 d + a_0, \quad (4.13.7)$$

где функция E_2'/E_2 соответствует определению, данному в § 2.10. Обычно d является очень малой величиной, так что можно ограничиться только двумя последними членами в выражении (4.13.7). Тогда легко показать, что

$$(\Delta L_A)_0 = 20 \lg(C_n d + 1) \approx 8,686 C_n d, \quad \text{дб}, \quad (4.13.8)$$

где $(\Delta L_A)_0$ — приращение затухания в децибелах на частоте $\omega'=0$ для случая, когда $d \neq 0$, по сравнению с затуханием при $d=0$ (т. е. когда в схеме отсутствуют потери¹⁾). В выражении (4.13.8) имеем $C_n = a_1/a_0$, где a_1 и a_0 — коэффициенты полинома в ур-нии (4.13.6).В случае использования прототипов нижних частот при расчете полоснопропускающих фильтров $(\Delta L_A)_0$ будет приращением затухания в середине полосы пропускания соответствующего полоснопропускающего фильтра, обусловленным конечной величиной добротности резонаторов. Для фильтров верхних частот, рассчитанных из прототипов нижних частот, $(\Delta L_A)_0$ связывается с затуханием при $\omega \rightarrow \infty$. Уравнение (4.13.8) справедливо как для фильтров-прототипов (рассмотренных в § 4.05), характеристики которых при отсутствии потерь имеют точки, где $L_A=0$, так и для согласующих цепей прототипов (рассмотренных в §§ 4.09—4.10), которые даже при отсутствии потерь не имеют нулевых значений L_A ни на одной из частот.В табл. 4.13.1 приведены значения коэффициентов C_n для прототипов с максимально плоскими характеристиками затухания, имеющих затухание 3 дб на частоте $\omega'_1=1$, а на рис. 4.13.2 их графики для фильтров с чебышевскими характеристиками в функции величины пульсации в полосе пропускания. В этом случае граничная частота полосы пропускания ω'_1 также равна единице. Следует отметить, что при пульсациях выше 0,3 дб кривые имеют падающий характер при n -четном и возрастающий — при n -нечетном. Это объясняется тем, что на частоте $\omega'=0$ чебышевский фильтр-прототип при четном n имеет максимум пульсации (вершину выпуклости) кривой затухания, а соответствующий фильтр с нечетным n — минимум пульсации (впадину). Очевидно, что

¹⁾ Например, чебышевский фильтр с пульсацией 0,5 дб и с $n=4$ имеет затухание $L_A=0,5$ дб при $\omega'=0$. Если ввести однородное рассеяние, то затухание на частоте $\omega'=0$ будет равно $L_A=0,5 + (\Delta L_A)_0$, дб.

эффект рассеяния / наиболее резко проявляется в минимумах равнопульсирующей кривой затухания.

Боде [19] получил выражение для приращения затухания при однородном рассеянии в виде функций крутизна фазовой характеристики (для функции ослабления по напряжению) и коэффициента рассеяния d . Это выражение может быть представлено в виде

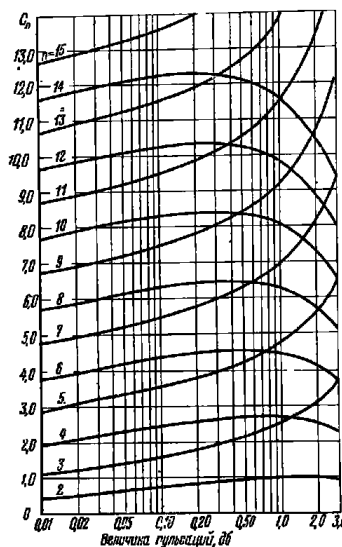
$$\Delta L_A \approx 8,686 d \frac{d\varphi}{d\omega'}, \quad \text{дб}, \quad (4.13.9)$$

где

$$\varphi = \arg \frac{E_2'}{E_2} \quad (4.13.10)$$

и ΔL_A — приращение затухания на частоте ω' , на которой вычисляется крутизна фазовой характеристики $d\varphi/d\omega'$.

Таким образом, выражение Боде оказывается очень удобным, если нужно оценить влияние однородного рассеяния на любой частоте. Боде в своей работе [19] отмечает, что для случая, когда в схеме все ин-

Рис. 4.13.2. Зависимости значений коэффициента C_n для прототипов с чебышевской характеристикой от величины пульсации в полосе пропускания.При $\omega'_1=1$ и различном числе реактивных элементов

¹⁾ Из выражений (4.13.8) и (4.13.9) следует, что коэффициенты C_n в табл. 4.13.1 и на рис. 4.13.2 равны групповой задержке в секундах, когда частота ω' равна нулю.

дуктивности имеют одинаковую добротность $Q=Q_L$ и все емкости — добротность $Q=Q_C$, то хорошие результаты могут быть получены при определении d по формуле

$$d = 2\omega'(Q_L + Q_C).$$

Кон [20] предложил другую формулу, которая удобна для оценки влияния потерь рассеяния в прототипах нижних частот при $\omega'=0$. Она может быть представлена в виде

$$(\Delta L_A)_0 = 4,343 \sum_{k=1}^n d_k g_k, \text{ дБ}, \quad (4.13.11)$$

где d_k — определяются равенством (4.13.3), а значения элементов прототипа g_k пронормированы таким образом, что $g_0=1$ (как было сделано для всех прототипов, рассмотренных в данной главе). Следует отметить, что эта формула справедлива и при неоднородном рассеянии (когда коэффициенты рассеяния элементов различны).

Выражение (4.13.11) было выведено в предположении, что сопротивления нагрузки и источника равны 1 ом и что действие каждого элемента R_k или G_k в схеме на рис. 4.13.1, на частоте $\omega'=0$ эквивалентно действию делителя напряжения или тока соответственно образованного таким элементом и сопротивлением в 1 ом [20]. В связи с этим выражение (4.13.11) может привести к довольно значительной погрешности, если сопротивления нагрузки и источника не равны друг другу. Однако результаты будут вполне приемлемы, когда нагрузки равны или, по крайней мере, отличаются незначительно¹⁾.

ТАБЛИЦА 4.13.2
СРАВНЕНИЕ ВЕЛИЧИН $(\Delta L_A)_0$, ВЫЧИСЛЕННЫХ ПО РАЗЛИЧНЫМ ФОРМУЛАМ
ДЛЯ РЯДА ЧЕБЫШЕВСКИХ ФИЛЬТРОВ С ОДНОРОДНЫМ РАССЕЯНИЕМ

Случай	n	Величина пульсаций дБ	Q	Значение $(\Delta L_A)_0$			
				фактическое	по формулам		
					(4.13.8)	(4.13.9)	(4.13.11)
1	4	0,5	100	0,236	0,232	—	0,264
2	4	2,0	100	0,223	0,214	—	0,346
3	4	2,0	10	2,39	1,95	—	3,46
4	5	0,5	100	0,364	0,357	0,35	0,365
5	5	0,5	10	3,55	3,05	3,5	3,65

¹⁾ Уравнение (4.13.11) может стать более точным для случая неравных нагрузок, если его правую часть умножить на $4R_0R_{n+1}/(R_0+R_{n+1})^2$, где R_0 и R_{n+1} — сопротивления нагрузок. Это можно показать, применяя отличный от используемого здесь подход к вопросу (см. § 6.14).

В табл. 4.13.2 сравнивается точность выражений (4.13.8), (4.13.9) и (4.13.11) для различных чебышевских фильтров с однородным рассеянием. Случаи от 1 до 3-го, которые относятся к фильтрам с числом реактивных элементов $n=4$, соответствуют неравным нагрузкам, следовательно, ф-ла (4.13.11) имеет относительно низкую точность при высоком уровне пульсаций в полосе пропускания. Формула (4.13.8) не дает высокой точности при очень низких Q. Это связано с тем, что используются только два последние члена ур-ния (4.13.7). Точное значение $(\Delta L_A)_0$ было вычислено путем учета большого числа членов в указанном уравнении. Для вычисления по ур-нию (4.13.9) вначале из рис. 4.08.1 была определена крутизна фазовой характеристики. Следует отметить, что при этом получены весьма хорошие результаты. Включенный в табл. 4.13.2 пример с добротностью $Q=10$ представляет практический интерес, так как для полосовых фильтров с узкой относительной шириной полосы пропускания соответствующие им прототипы нижних частот будут иметь элементы с очень низкой добротностью [см. ур-ние (4.13.2)].

Приведенные выше рассуждения позволяют оценить влияние паразитных потерь рассеяния на затухание в точке $\omega'=0$. Возникает важный вопрос о том, каково будет их влияние на затухание во всей полосе пропускания? Выражение (4.13.9) позволяет получить на него приближенный ответ. Из этого выражения следует, что ΔL_A на какой-либо частоте пропорционально крутизне фазовой характеристики (т. е. групповой задержке) на той же частоте. Поэтому можно оценить ΔL_A во всей полосе пропускания, исследуя крутизну фазовой характеристики в данной полосе. Из графиков на рис. 4.08.1 видно, что обычно крутизна фазовой характеристики велика вблизи граничной частоты. Так, для уровня пульсаций 0,5, 0,01 дБ и для случая максимально плоской характеристики крутизна вблизи этой частоты будет больше крутизны на частоте $\omega'=0$ в 2,66, 1,73 и 1,40 раз соответственно. Следовательно, ΔL_A вблизи граничной частоты будет больше, чем $(\Delta L_A)_0$ на частоте $\omega'=0$ примерно во столько же раз. Эти результаты являются типичными, и в ряде практических случаев будут полезны при оценке ожидаемых результатов.

4.14. Приближенный расчет затухания прототипов в полосе зашпирирования

Кон [20] дал удобную формулу для вычисления затухания фильтров нижних частот в полосе зашпирирования. Эта формула получена в предположении, что реактивные сопротивления последовательных индуктивных и параллельных емкостных элементов параллельных конденсаторов. При соблюдении указанного условия напряжение на каком-нибудь узле фильтра может быть определено с достаточной точностью по напряжению на предыдущем узле, если рассматривать элементы фильтра как эле-

менты делителя напряжения [20]. Далее Кон упростил формулу, приняв, что $(\omega^2 L_k C_{k+1} - 1) \approx \omega^2 L_k C_{k+1}$.

Формула Кона, представленная с помощью системы обозначений, принятой здесь для элементов фильтров-прототипов нижних частот, имеет следующий вид:

$$L_A = 20 \lg [(\omega')^n (g_1 g_2 g_3 \dots g_n)] - 10 \lg \frac{4}{g_0 g_{n+1}}, \text{ дБ}, \quad (4.14.1)$$

где g_0, g_1, \dots, g_{n+1} — значения элементов прототипа, показанные на рис. 4.04.1а и б, а ω' — частота в радианах, которая для получения высокой точности должна быть в несколько раз выше граничной частоты фильтра-прототипа.

В качестве примера рассмотрим чебышевский фильтр с числом реактивных элементов $n=4$ и величиной пульсаций 0,2 дБ. Из табл. 4.05.2 находим, что значения его элементов равны: $g_0=1$; $g_1=1,3028$; $g_2=1,2844$; $g_3=1,9761$; $g_4=0,8468$; $g_5=1,5386$ и граничная частота $\omega'_1=1$. Из выражения (4.14.1) с точностью логарифмической линейки получаем

$$L_A = 20 \lg [(\omega')^4 \cdot 4,29] - 10 \lg 6,15. \quad (4.14.2)$$

Расчет по ф-ле (4.14.2) для частоты $\omega'=3$ дает $L_A=43,1$ дБ. Из рис. 4.03.6 находим, что фактически затухание при этом равно 42 дБ. Повторяя расчет для $\omega'=2$, получим $L_A=28,8$ дБ, тогда как определение с помощью рис. 4.03.6 дает $L_A=26,5$ дБ. Таким образом, оказывается, что даже для $\omega'/\omega'_1=2$ ф-ла (4.14.1) дает достаточно хорошие результаты. Погрешность при $\omega'=2$ равна +2,3 дБ, а при $\omega'=3$ — всего +1,1 дБ.

В выражении (4.14.1) пренебрегают влиянием рассеяния в цепи. Это справедливо только в предположении, что диссипативные элементы прототипа расположены, как на рис. 4.13.1. Такое расположение диссипативных элементов обычно свойственно прототипам для фильтров нижних частот, полоснопропускающих фильтров и фильтров верхних частот. В случае же прототипов для полоснозапирающих фильтров должно быть использовано другое расположение диссипативных элементов (см. § 4.15). При этом ур-ние (4.14.1) будет уже несправедливо в некоторой части полосы записания.

4.15. Представление прототипов при учете потерь рассеяния в полоснозапирающих фильтрах

В случае полоснозапирающих фильтров паразитные потери в их элементах более резко влияют на характеристику в полосе записания, чем в полосе пропускания. В полосе записания обычно существует одна или несколько частот, на которых фильтр, не имеющий потерь, обладает бесконечным затуханием. Однако потери рассеяния в резонаторах приводят к уменьшению затухания. При этом возможно, что в некоторых случаях затухание в полосе

записания окажется неприемлемо низким. Если полоснозапирающий фильтр рассчитан из прототипа нижних частот, то довольно легко учесть влияние конечных добротностей резонаторов на максимальное затухание в полосе записания.

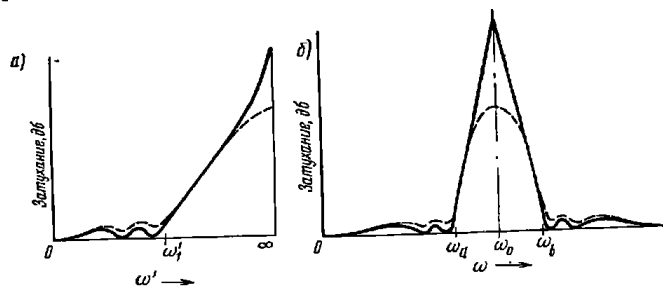


Рис. 4.15.1. Характеристика прототипа нижних частот (а) и соответствующая характеристика полоснозапирающего фильтра (б)

На рис. 4.15.1а сплошными линиями показана чебышевская характеристика прототипа нижних частот, а на рис. 4.15.1б — соответствующая характеристика полоснозапирающего фильтра для случая, когда потери отсутствуют. Обычно резонаторы его настроены на центральную частоту полосы записания (в отличие от настройки на центральную частоту полосы пропускания в полоснопропускающем фильтре). Это приводит к тому, что влияние потерь наиболее сильно сказывается на центральной частоте полосы записания. Пунктирная линия на рис. 4.15.1б показывает, как за счет потерь в резонаторах сглаживается характеристика затухания полоснозапирающего фильтра. Аналогичный эффект в прототипе нижних частот характеризует пунктирная линия на рис. 4.15.1а.

Легко видеть, что при таком влиянии диссипативных элементов на затухание фильтра-прототипа, которое иллюстрируют кривые на обоих рисунках, они должны быть введены в схему прототипа в соответствии с рис. 4.15.2. Отметим, что в этом случае при $\omega' \rightarrow \infty$ реактивные элементы оказывают незначительное влияние и цепь работает точно так же, как лестничная цепь из активных сопро-

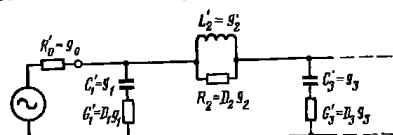


Рис. 4.15.2. Расположение диссипативных элементов в фильтре-прототипе нижних частот, предназначенном для расчета затухания в полосе записания соответствующего полоснозапирающего фильтра

тивлений. На рис. 4.15.2 добротность Q , соответствующая k -му реактивному элементу, определяется по формулам¹⁾:

$$Q_k = \frac{R'_k}{\omega'_1 L'_k} \quad \text{или} \quad Q_k = \frac{G'_k}{\omega'_1 C'_k}; \quad (4.15.1)$$

$$Q_k = \frac{D_k}{\omega'_1}, \quad (4.15.2)$$

где ω'_1 — граничная частота, показанная на рис. 4.15.1а. Ненагруженная добротность $(Q_{\text{ПЗФ}})_k$ k -го резонатора полоснозапирающего фильтра связана с Q_k прототипа (на частоте ω'_1) следующим соотношением:

$$Q_k = \omega (Q_{\text{ПЗФ}})_k, \quad (4.15.3)$$

где

$$\omega = \frac{\omega_b - \omega_n}{\omega_0}, \quad (4.15.4)$$

а частоты ω_b , ω_n , ω_0 определены на рис. 4.15.1б. Из равенства (4.15.2) следует, что

$$D_k = \omega'_1 Q_k \quad (4.15.5)$$

и в соответствии с обозначениями на рис. 4.15.2

$$R'_k \quad \text{или} \quad C'_k = D_k g_k \quad | \quad k=1, 2, \dots, n,$$

где g_k — элементы фильтра-прототипа, соответствующие их определению на рис. 4.04.1.

Как указывалось ранее, на частоте $\omega' \rightarrow \infty$ реактивные элементы в схеме на рис. 4.15.2 могут не учитываться, а затухание может быть вычислено с помощью оставшейся лестничной цепи из активных сопротивлений. Обычно активные сопротивления последовательных ветвей будут значительно больше, чем для параллельных, и метод Кона для вычисления затухания в полосе заграждения фильтра нижних частот [20] можно приспособить и для этого случая. В результате получается выражение

$$(L_A)_\infty = 20 \lg [(D_1 D_2 \dots D_n) (g_1 g_2 \dots g_n)] - 10 \lg \frac{4}{g_0 g_{n+1}}, \quad \text{дБ}, \quad (4.15.7)$$

которое аналогично выражению (4.14.1) для затухания фильтра нижних частот с чисто реактивными элементами.

В качестве примера вычислим максимальное затухание в полосе заграждения полоснозапирающего фильтра с относительной полосой заграждения $\omega = 0,02$ (на уровне 3 дБ) и с максимальной плоской характеристикой в полосе пропускания, добротности резонаторов которого на средней частоте полосы заграждения равны

¹⁾ Такие необычные определения добротности Q являются результатом способа введения диссипативного элемента в каждую ветвь фильтра.

700 Из выражения (4.15.3) $Q_1 = Q_2 = 0,02 \cdot 700 = 14$, а по табл. 4.05.1 находим значения элементов для прототипа нижних частот при $n=2$: $g_0=1$; $g_1=1,414$; $g_2=1,414$; $g_3=1$.

Кроме того, частота ω'_1 , которая в этом случае является граничной частотой, соответствующей уровню 3 дБ, равна единице. Из выражения (4.15.5) $D_1 = D_2 = 1$ и с точностью логарифмической линейки с помощью ур-ния (4.15.7) находим, что $(L_A)_\infty = 45,8$ дБ. Для сравнения, применяя метод расчета затухания, описанный в § 2.13, к лестничной цепи из активных сопротивлений, получим $(L_A)_\infty = 46,7$ дБ.

Как следует из хода пунктирных кривых на рис. 4.15.1, влияние рассеяния в полосе пропускания оказывается наиболее сильным на границе полосы пропускания и стремится к нулю при удалении от нее (в пределах полосы пропускания). Приращение затухания за счет рассеяния на граничной частоте может быть вычислено с помощью формулы¹⁾

$$(\Delta L_A) \Big|_{\omega'_1} \approx 8,686 \sum_{k=1}^n \frac{\omega'_1 g_k}{Q_k} \quad (4.15.8)$$

Эта формула в общем случае дает приближенное значение ΔL_A , но является достаточно точной для случая, когда применяются прототипы с $n=5$ и пульсацией 0,1 дБ. Когда же используется прототип с чебышевской характеристикой и большой величиной пульсаций, она будет давать заниженное значение приращения затухания, а для характеристик с малой величиной пульсаций — завышенное; при величине пульсаций 0,1 дБ, если n уменьшается до 2 или 1, она снова дает завышенное значение приращения затухания на границе полосы. Для большинства практических случаев результаты расчета по ф-ле (4.15.8) отличаются от истинного значения не более чем в два раза.

Это выражение, как уже отмечено в примечании, получено из ур-ния (4.13.11), причем было принято два приближения. Первое из них заключается в предположении, что в случае расположения диссипативных элементов, как показано на рис. 4.13.1, приращение затухания ΔL_A из-за потерь на граничной частоте ω'_1 приблизительно в два раза превышает величину $(\Delta L_A)_0$ — приращение затухания из-за потерь на частоте ω_0 . Справедливость такого приближения может быть проиллюстрирована на примерах § 4.13, из которых видно, что в случае обычных прототипов нижних частот получаются достаточно хорошие результаты. Следует отметить, что при больших пульсациях это приращение будет еще больше. Второе приближение предполагает, что фильтр с диссипативными элементами, расположенными так, как на рис. 4.15.2, может быть на частоте ω'_1 заменен соответствующим фильтром на рис. 4.13.1.

¹⁾ Формула вытекает из ур-ния (4.13.11), в котором нормирование величин элементов прототипа предполагается таким, что $g_0=1$.

При этом предполагается, что значения реактивных элементов g_k , а также добротности Q , относящиеся к каждому реактивному элементу, не изменяются, однако способ введения диссипативных элементов в схему изменился. Такое приближение будет справедливо в том случае, если соотношение

$$\frac{\omega_1 g_k}{Q_k} + i g_k \omega_1 \approx \frac{Q_k \omega_1 g_k}{Q_k^2 + 1} + i \frac{\omega_1 g_k}{1 + \left(\frac{1}{Q_k}\right)^2} \quad (4.15.9)$$

выполняется с достаточной точностью. Легко видеть, что хорошее приближение получается даже при низких добротностях вплоть до $Q=10$.

Из сказанного выше следует, что ур-ние (4.15.8) в приведенном виде дает грубую оценку величины приращения затухания за счет потерь рассеяния на границе полосы пропускания для случая, когда диссипативные элементы включены, как на рис. 4.13.1. Используя приближенное соотношение (4.15.9), нетрудно доказать, что это же уравнение может быть использовано и для случая, когда диссипативные элементы расположены, как на рис. 4.15.2. Соотношение (4.15.9) показывает, что в том случае, когда реактивные элементы, а также добротности остаются теми же (причем Q порядка 10 и более), изменение включения диссипативных элементов не приводит к значительной разнице в их влиянии на потери передачи.

Литература

1. Darlington S. Synthesis of Reactance 4-Poles Which Produce Prescribed Insertion Loss Characteristics, Jour. Math. and Phys., Vol. 18, pp. 257—353 (September 1939).
2. Guillemin E. A. Synthesis of Passive Networks (John Wiley and Sons, Inc., New York, 1957).
3. Van Valkenburg M. E. Introduction to Modern Network Synthesis (John Wiley and Sons, New York, 1960).
4. Belevitch V. Tchebyscheff Filters and Amplifier Networks, Wireless Engineer, Vol. 29, pp. 106—110 (April 1952).
5. Orchard H. J. Formula for Ladder Filters, Wireless Engineer, Vol. 30, pp. 3—5 (January 1953).
6. Green E. Synthesis of Ladder Networks to Give Butterworth or Chebyshev Response in the Pass Band, Proc. IEE (London) Part IV, Monograph No. 88 (1954).
7. Green E. Amplitude—Frequency Characteristics of Ladder Network, pp. 62—78, Marconi's Wireless Telegraph Co., Ltd., Chelmsford, Essex, England (1954).
8. Weinberg L. Network Design by Use of Modern Synthesis Techniques and Tables, Proc. of Nat. Elec. Conf., Vol. 12 (1956).
9. Weinberg L. Additional Tables for Design of Optimum Ladder Networks, Paris I and II, Journal of the Franklin Institute, Vol. 264, pp. 7—23 and 127—138 (July and August 1967).
10. Storch L. Synthesis of Constant—Time—Delay Ladder Networks Using Bessel Polynomials, Proc. IRE 42, pp. 1666—1675 (November 1954).
11. Thomson W. E. Networks with Maximally Flat Delay, Wireless Engineer, Vol. 29, pp. 255—263 (October 1952).

12. Cohn S. B. Phase-Shift and Time-Delay Response of Microwave Narrow-Band Filters, The Microwave Journal, vol. 3, pp. 47—51 (October 1960).

13. Di Toro M. J. Phase and Amplitude Distortion in Linear Networks, Proc. IRE 36, pp. 24—36 (January 1948).

*14. Fano R. M. Theoretical Limitations on the Broadband Matching of Arbitrary Impedances, J. Franklin Inst., Vol. 249, pp. 57—83 and 139—154 (January and February 1950).

Фано Р. М. Теоретические ограничения полосы согласования произвольных импедансов. Перевод с англ. (и послесловие) Ю. Л. Хотунцева, под ред. Г. И. Слободянова. М., «Советское радио», 1965.

15. Barton V. F. Design of Efficient Coupling Networks, Technical Report 44, Contract DA 36-039-SC-63203. Electronic Defense Group, University of Michigan, Ann Arbor, Michigan (March 1955).

16. Carlin H. J. Gain-Bandwidth Limitations on Equalizers and Matching Networks, Proc. IRE 42, pp. 1676—1685 (November 1954).

17. Matthaei G. L. Synthesis of Tchebyscheff Impedance-Matching Networks, Filters and Interstages, IRE Trans. PGCT 3, pp. 162—172 (September 1956).

18. Carlin H. J. Synthesis Techniques for Gain-Bandwidth Optimization in Passive Transducers, Proc. IRE 48, pp. 1705—1714 (October 1960).

*19. Bode H. W. Network Analysis and Feedback Amplifier Design, pp. 216—222 (D. Van Nostrand Co., Inc., New York, 1945).

Бодэ Г. Теория цепей и проектирование усилителей с обратной связью. Перевод с англ., под ред. А. А. Колосова и Л. А. Мееровича. Издательство иностранной литературы, 1948.

20. Cohn S. B. Dissipation Loss in Multiple-Coupled-Resonator Filters, Proc. IRE 47, pp. 1342—1348 (August 1959).

21. Getsinger W. J. Prototypes for Use in Broadbanding Reflection Amplifiers, IEEE Trans. MTT—11, 1963, № 6, pp. 486—498.

Глава 5

ЭЛЕМЕНТЫ ФИЛЬТРОВ СВЧ И ИХ СВОЙСТВА

5.01. Введение

В предыдущих главах представлен ряд важных понятий, необходимых для расчета фильтров свч, и кратко освещены методы, которые будут использоваться при их проектировании, начиная с метода характеристических параметров и кончая методом рабочих параметров. Для того чтобы характеристики сконструированных фильтров совпадали с теоретическими, необходимо установить связь между расчетными параметрами фильтров и размерами и свойствами различных структур, используемых в них.

В настоящей главе сделана попытка систематизировать наиболее необходимые для проектирования фильтров сведения по коаксиальным, полосковым линиям и волноводам. Авторы, естественно, не претендуют на полноту изложения, что потребовало бы нескольких томов. Для более детального рассмотрения отдельных, интересующих читателей вопросов, в списке литературы указаны соответствующие работы.

5.02. Общие свойства передающих линий с ТЕМ волной

Передающие линии из двух проводников, работающие с поперечными электромагнитными колебаниями (волной типа ТЕМ) очень часто используются в качестве элементов свч фильтров. Если потери в такой линии отсутствуют, то волновое или характеристическое сопротивление линии Z_0 не зависит от частоты f , а скорость распространения волны v равна скорости света в диэлектрике, заполняющем линию. Определив параметры R, L, G, C как соответственно сопротивление, индуктивность, проводимость и емкость на единицу длины линии, можно выразить Z_0 и коэффициент распространения на единицу длины линии γ_l в виде:

$$Z_0 = \frac{1}{Y_0} = \sqrt{\frac{R + i\omega L}{G + i\omega C}} = \sqrt{\frac{Z}{Y}}, \text{ ом}; \quad (5.02.1)$$

$$\gamma_l = \alpha_l + i\beta_l = \sqrt{(R + i\omega L)(G + i\omega C)} = \sqrt{ZY}, \quad (5.02.2)$$

где $\omega = 2\pi f$. Для линии без потерь величина α_l равна нулю и

$$\beta_l = \omega \sqrt{LC}, \text{ рад/ед.длины}; \quad (5.02.3)$$

$$v = \frac{\omega}{\beta_l} = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \text{ расстояние/сек}; \quad (5.02.4)$$

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{vC} = vL, \text{ ом}. \quad (5.02.5)$$

В реальной линии будет существовать некоторое затухание

$$\alpha_l = \alpha_c + \alpha_d, \quad (5.02.6)$$

где α_c — коэффициент затухания, обусловленный потерями в проводниках, а α_d — коэффициент затухания, обусловленный потерями в диэлектрике. При малых величинах затухания

$$\alpha_c = \frac{R}{2Z_0} = \frac{\beta_l}{2Q_c}, \text{ неп}; \quad (5.02.7)$$

$$\alpha_d = \frac{G}{2Y_0} = \frac{\beta_l}{2Q_d} = \frac{\beta_l}{2\text{tg}\delta}, \text{ неп}^2), \quad (5.02.8)$$

где $Q_c = \omega L/R$, $Q_d = \omega C/G$, а $\text{tg}\delta$ — тангенс угла потерь в диэлектрике. Полная добротность Q передающей линии, используемой в качестве резонатора, определяется выражением

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_d}, \quad (5.02.9)$$

которое согласуется с определением добротности, выраженным через параметры крутизны реактивного сопротивления (или проводимости) резонатора (см. § 5.08).

Для линии с малыми потерями коэффициент распространения и волновое сопротивление равны:

$$\beta_l = \omega \sqrt{LC} \left[1 - \frac{1}{4Q_c Q_d} + \frac{1}{8Q_d^2} + \frac{1}{8Q_c^2} \right]; \quad (5.02.10)$$

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \left[1 + \frac{i}{2} \left(\frac{1}{Q_d} - \frac{1}{Q_c} \right) \right]. \quad (5.02.11)$$

Волны типа ТЕМ могут также распространяться и в структурах, имеющих более чем два проводника. В § 5.05 описываются примеры таких структур с двумя проводниками, окруженными экраном. В них могут существовать два основных типа колебаний: четный, когда токи в двух внутренних проводниках направлены одинаково, и нечетный, когда токи направлены в противоположные стороны. При отсутствии потерь скорость распространения каждого из этих типов колебаний равна скорости света в диэлектрике, окружающем проводники. Однако волновые сопротивления четного и нечетного типов колебаний различны.

¹⁾ Соотношение между неперами и дБ: $1 \text{ неп} = 8,686 \text{ дБ}$; $1 \text{ дБ} = 0,115 \text{ неп}$.

5.03. Основные свойства коаксиальных линий

Волновое сопротивление коаксиальной линии Z_0 вычисляется по формуле

$$Z_0 = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln \frac{b}{d}, \text{ ом}, \quad (5.03.1)$$

где ϵ_r — относительная диэлектрическая проницаемость материала, заполняющего линию;
 b — внешний диаметр линии;
 d — внутренний диаметр линии.

Соответствующий график представлен на рис. 5.03.1. Составляющая коэффициента затухания α_c для коаксиальной линии с медными проводниками определяется из выражения

$$\alpha_c = 1,898 \cdot 10^{-4} \sqrt{\epsilon_r} \sqrt{f_{[Гци]}} \left(\frac{1+b/d}{b \ln b/d} \right), \text{ дБ/ед.длины}, \quad (5.03.2)$$

где $f_{[Гци]}$ — частота, Гци (предполагается, что поверхность проводника очень гладкая и без следов окисления). Затухание будет минимальным при $b/d=3,6$, что соответствует условию $\sqrt{\epsilon_r} Z_0 = 77 \text{ ом}^1$.

Составляющая коэффициента затухания α_d для коаксиальной линии (или любой другой линии с волной ТЕМ) равна

$$\alpha_d = \frac{27,3 \sqrt{\epsilon_r} \text{tg} \delta}{\lambda}, \text{ дБ/ед.длины}, \quad (5.03.3)$$

где $\text{tg} \delta$ — тангенс угла потерь в диэлектрике;
 λ — длина волны в свободном пространстве.

Полный коэффициент затухания α_t равен сумме составляющих α_c и α_d . На рис. 5.03.2 показан график составляющей α_c , обусловленной потерями в медных проводниках линии.

Добротность Q коаксиальной линии, заполненной диэлектриком, может быть выражена следующим образом:

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_d}, \quad (5.03.4)$$

где величина $Q_c = \pi \sqrt{\epsilon_r} / \lambda \alpha_c$ зависит только от потерь в проводниках, а Q_d — только от потерь в диэлектрике. Величина Q_c для коаксиальной линии, заполненной диэлектриком, не зависит от ϵ_r и определяется выражением

$$Q_c = 0,4783 \cdot 10^4 \sqrt{f_{[Гци]}} \frac{b \ln b/d}{1 + b/d}, \quad (5.03.5)$$

где b и d — в сантиметрах, а частота $f_{[Гци]}$ — в гигагерцах. Вели-

¹⁾ Это условие справедливо при заданном внешнем диаметре линии b (прим. ред.).

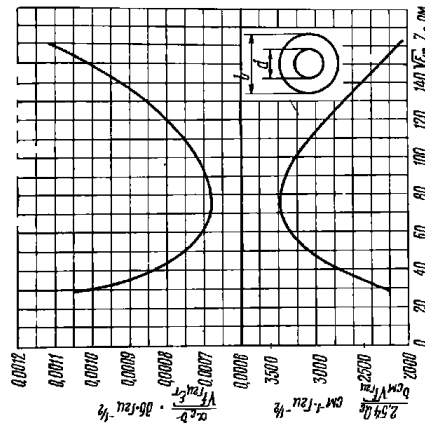


Рис. 5.03.2. Коэффициент затухания и добротность коаксиальной линии.

$$\alpha_t = \alpha_c + \frac{27,3 \sqrt{\epsilon_r} \text{tg} \delta}{\lambda}, \text{ дБ/ед.длины}$$

$$Q = \frac{Q_c}{1 + Q_d \text{tg} \delta}$$

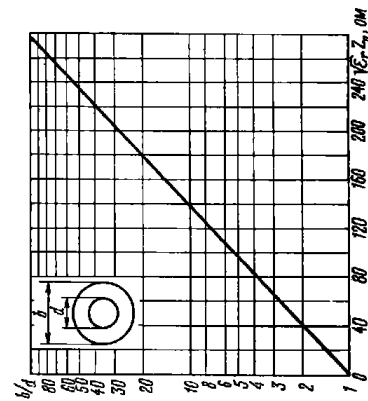


Рис. 5.03.1. Волновое сопротивление коаксиальной линии

чина Q_d для коаксиальной линии или любой другой линии с волновой ТЕМ равна

$$Q_d = \frac{1}{\operatorname{tg} \delta} \quad (5.03.6)$$

На рис. 5.03.2 показан график величины Q_c для коаксиальной линии с медными проводниками.

Пробой в коаксиальной линии с воздушным заполнением при атмосферном давлении наступит тогда, когда максимальная величина напряженности электрического поля E_{\max} достигнет значения, приблизительно равного $2,9 \cdot 10^4$ в/см. При этих условиях средняя мощность P , которая может быть передана по согласованной коаксиальной линии, равняется

$$P = \frac{E_{\max}^2}{480} b^2 \frac{\ln b/d}{(b/d)^2}, \text{ вт.} \quad (5.03.7)$$

Если диаметр b линии задан, то максимальная мощность может быть передана при $b/d = 1,65$, что соответствует $Z_0 = 30$ ом.

Первое колебание высшего порядка типа ТЕ будет распространяться в коаксиальной линии в том случае, когда средняя длина ее окружности равна длине волны (плоской) в среде, заполняющей линию. Приближенное значение критической частоты f_c (в Гц) этого колебания равно

$$f_c = \frac{19,08}{\sqrt{\epsilon_r}} \frac{1}{(b+d)}, \quad (5.03.8)$$

где размеры b и d — в сантиметрах.

5.04. Основные свойства полосковых линий

Волновое сопротивление полосковой линии может быть определено с помощью метода конформных отображений, однако получаемые при этом формулы оказываются довольно сложными. На рис. 5.04.1а приведен график волнового сопротивления полосковой линии обычного типа с прямоугольным внутренним проводником [1, 2]. Он построен для относительных размеров проводников линии в пределах $t/b \leq 0,25$ и $0,1 \leq w/b \leq 4,0$. Значения Z_0 для кривой $t/b=0$ были вычислены по точной формуле, а для других кривых — по приближенным формулам, причем погрешность вычислений составляла около 1%. Кривые на рис. 5.04.1б построены по результатам точных вычислений Z_0 для всех значений t/b при $w/b \leq 1,6$ [3].

На рис. 5.04.2 изображен график (теоретический) составляющей затухания α_r , обусловленный потерями в проводниках медной полосковой линии, заполненной диэлектриком с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_r . Составляющая коэффициента затухания α_d , обусловленная диэлектрическими потерями, опреде-

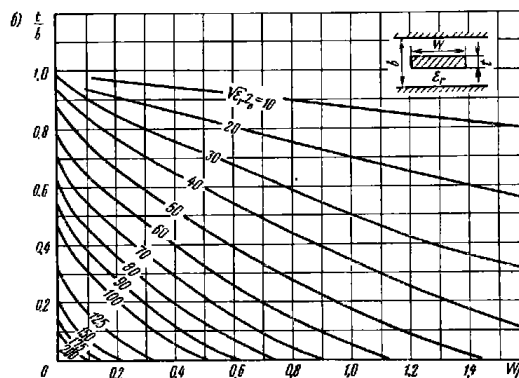
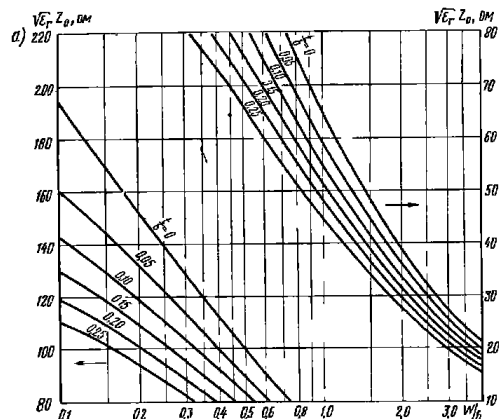


Рис. 5.04.1. Волновое сопротивление полосковой линии

ляется ур-нием (5.03.3). Как и для коаксиальной линии, полный коэффициент затухания α_t равен сумме α_c и α_d .

Добротность Q полосковой линии, заполненной диэлектриком, вычисляется из ур-ния (5.03.4). График величины Q_c показан на рис. 5.04.3 [1, 2]. Как и для коаксиальной линии, величина Q_d обратно пропорциональна $\operatorname{tg} \delta$.

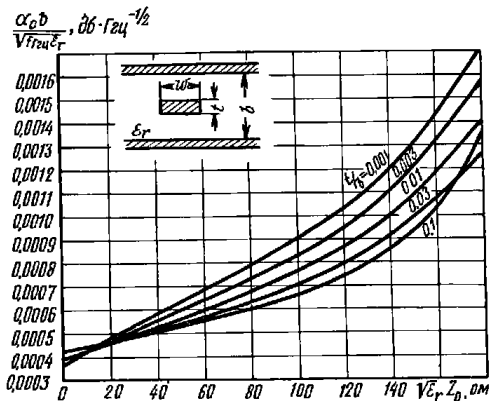


Рис. 5.04.2. Затухание полосковой линии с медными проводниками, заполненной диэлектриком с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_r .

$$\alpha = \alpha_c + \frac{27.3 \sqrt{\epsilon_r} \operatorname{tg} \delta}{\lambda}, \text{ дБ/ед.д.л.}$$

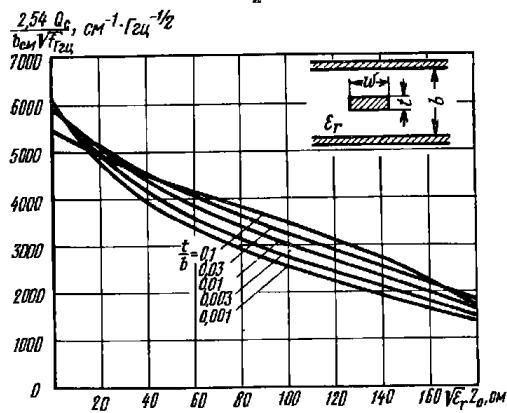


Рис. 5.04.3. Добротность полосковой линии с медными проводниками, заполненной диэлектриком с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_r .

$$Q = \frac{Q_c}{1 + Q_c \operatorname{tg} \delta}$$

ТАБЛИЦА 5.04.1
ЗАВИСИМОСТЬ
ВЕЛИЧИНЫ $4d/b$ ОТ
 b/λ_c ДЛЯ $w/b > 0.35$ И $t/b = 0$

b/λ_c	$4d/b$
0.00	0,882
0.20	0,917
0.30	0,968
0.35	1,016
0.40	1,070
0.45	1,180
0.50	1,586

На рис. 5.04.4 изображен график средней мощности, которая может быть передана по согласованной полосковой линии с закругленными краями внутреннего проводника. Здесь расстояние между наружными проводниками линии b измеряется в сантиметрах, а пробивная напряженность электрического поля для воздуха взята равной $2.9 \cdot 10^4$ в/см. Приближенные значения Z_0 можно определить из графиков на рис. 5.04.1 и 5.04.2.

Первое колебание высшего порядка, которое может существовать в полосковой линии с наружными проводниками, находящимися под одинаковым потенциалом¹⁾, имеет нулевую величину напряженности электрического поля в плоскости, проходящей через ось симметрии линии и перпендикулярной ее проводникам. Вне этой плоскости электрическое поле ориентировано перпендикулярно к полосковому внутреннему проводнику и наружным пластинам. Критическая длина волны λ_c для такого типа колебания равняется

$$\lambda_c = \sqrt{\epsilon_r} \left(\frac{2w}{b} + \frac{4d}{b} \right) b,$$

¹⁾ Понятие потенциалов, вообще говоря, не применимо к высшим типам колебаний в линии. В рассматриваемом случае речь идет о первом типе колебаний, имеющем симметричную относительно горизонтальной плоскости симметрии структуру поля (прим. ред.).

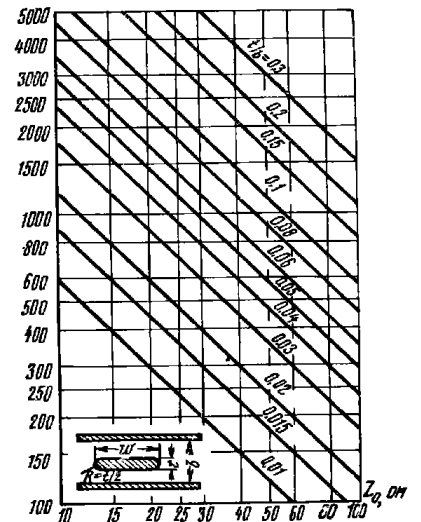


Рис. 5.04.4. Мощность пробоя полосковой линии с закругленными краями проводников при воздушном заполнении. По оси ординат отложена величина $\frac{6,452 P b}{b_{\text{см}}^2}$ кват. см².

где d — функция поперечных размеров полосковой линии. Если $t/b \approx 0$ и $w/b \geq 0,35$, то величина $4d/b$ будет зависеть только от b/λ_c . Эта зависимость приведена в табл. 5.04.1.

5.05. Параллельно связанные линии и решетки из линий между заземленными пластинами

Во многих полосковых устройствах используется связь между параллельными проводниками. Такими устройствами являются направленные ответвители, фильтры, симметрирующие трансформаторы, линии задержки в виде структур на встречных стержнях и т. д. Несколько примеров параллельно связанных линий показано на рис. 5.05.1. Конфигурации *a*, *b* и *в* применяются главным

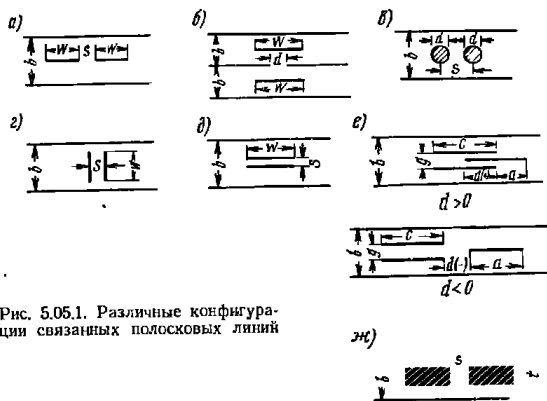


Рис. 5.05.1. Различные конфигурации связанных полосковых линий

образом в устройствах со слабой связью между линиями, а конфигурации *г*, *д*, *е*, и *ж* — там, где требуется сильная связь.

Характеристики этих связанных линий могут быть выражены через Z_{0e} и Z_{0o} — волновые сопротивления для четного и нечетного типов колебаний. Величина Z_{0e} определяется как волновое сопротивление одной из половин связанной линии (одного из двух внутренних проводников линии относительно наружных заземленных пластин), когда токи в обоих внутренних проводниках равны и имеют одно направление. Величина Z_{0o} является волновым сопротивлением одной из половин линии, когда токи во внутренних проводниках равны, но протекают в противоположных направлениях. На рис. 5.05.2 изображена конфигурация электрического поля в поперечном сечении связанной линии, показанной на рис. 5.05.1а, при возбуждении в ней четного и нечетного типов колебаний.

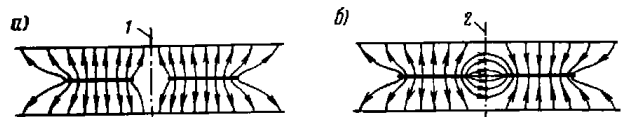


Рис. 5.05.2. Распределение поля для четного (*a*) и нечетного (*б*) типов колебаний в связанной полосковой линии.
1 — ось четной симметрии; 2 — ось нечетной симметрии (потенциал земли)

Полосковые линии с тонкими проводниками. Точное значение волнового сопротивления четного типа колебаний для полосковой конфигурации с бесконечно тонкими внутренними проводниками (рис. 5.05.1а) вычисляется по формуле [4]:

$$Z_{0e} = \frac{30\pi}{1 \epsilon_r} \frac{K(k_e')}{K(k_e)}, \text{ ом}, \quad (5.05.1)$$

где

$$k_e = \text{th} \left(\frac{\pi}{2} \frac{w}{b} \right) \text{th} \left(\frac{\pi}{2} \frac{w+s}{2} \right); \quad (5.05.2)$$

$$k_e' = \sqrt{1 - k_e^2} \quad (5.05.3)$$

и ϵ_r — относительная диэлектрическая проницаемость среды. Точное значение волнового сопротивления нечетного типа колебаний для этого случая вычисляется по формуле [1]

$$Z_{0o} = \frac{30\pi}{1 \epsilon_r} \frac{K(k_o')}{K(k_o)}, \text{ ом}, \quad (5.05.4)$$

где

$$k_o = \text{th} \left(\frac{\pi}{2} \frac{w}{b} \right) \text{cth} \left(\frac{w+s}{b} \right); \quad (5.05.5)$$

$$k_o' = \sqrt{1 - k_o^2}, \quad (5.05.6)$$

а K — полный эллиптический интеграл первого рода.

Удобные таблицы значений $K(k')/K(k)$ были составлены Оберхеттингером и Магнусом [5]. На рис. 5.05.3 представлены номограммы для определения волновых сопротивлений четного и нечетного типов колебаний.

Полосковые линии с тонкими проводниками, связанные через щель. Величина Z_{0o} для конфигурации в виде двух линий с тонкими полосковыми проводниками, разделенных тонкой стенкой (рис. 5.05.1б), равна волновому сопротивлению Z_0 одиночной (несвязанной) линии (см. § 5.04). Волновое сопротивление четного типа колебаний Z_{0e} приблизительно подсчитывается по формуле

$$\frac{1}{Z_{0e}} = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{Z_{0o}} + \frac{1}{Z} \right], \quad (5.05.7)$$

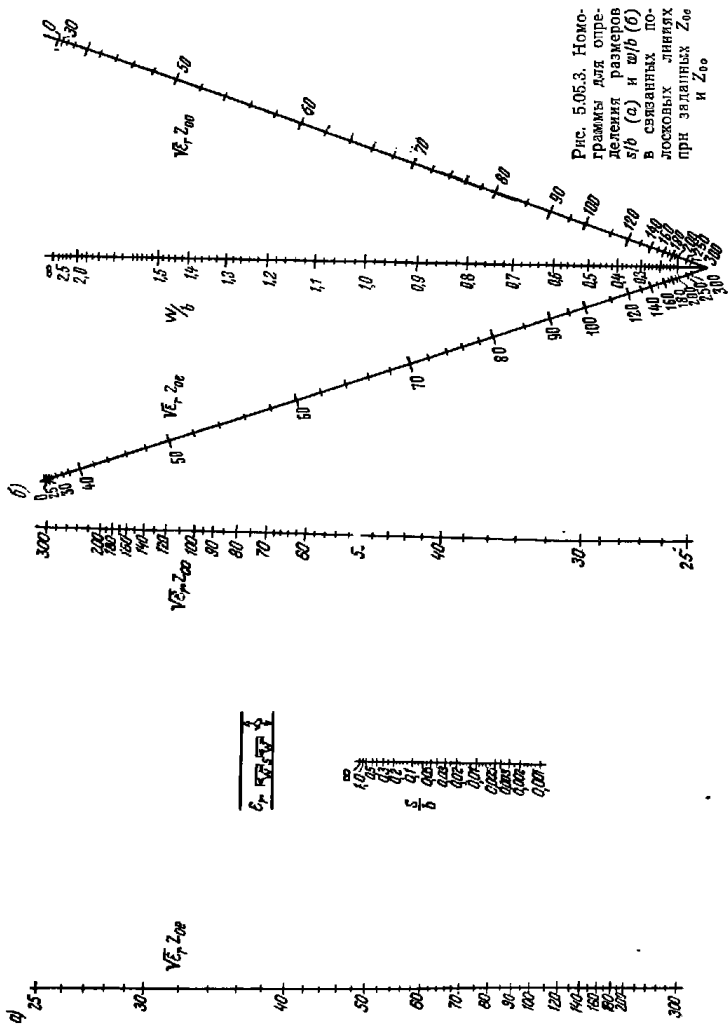


Рис. 5.05.3. Номограммы для определения размеров деления s/b и w/b в связанных плоскостных линиях при заданных Z_{0e} и Z_{0o} .

где

$$Z = \frac{30\alpha}{\sqrt{\epsilon_r}} \frac{K(k')}{K(k)}; \quad (5.05.8)$$

$$k = \sqrt{\frac{\operatorname{ch} \frac{\pi w}{b} - 1}{\operatorname{ch} \frac{\pi w}{b} + \operatorname{ch} \frac{\pi d}{b}}}; \quad (5.05.9)$$

$$k' = \sqrt{1 - k^2}. \quad (5.05.10)$$

Полосковые линии с круглыми внутренними проводниками. Волновые сопротивления четного и нечетного типов колебаний для линий с круглыми внутренними проводниками, расположенными посередине между наружными пластинами (рис. 5.05.1в), определяются из приближенных выражений:

$$Z_{0e} - Z_{0o} = \frac{120}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln \operatorname{cth} \frac{\pi s}{2b}; \quad (5.05.11)$$

$$Z_{0e} + Z_{0o} = \frac{120}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln \frac{4b}{\pi d}. \quad (5.05.12)$$

Эти формулы должны давать хорошие результаты при $d/b < 0,55$ и $s/b > 2d/b$.

Полосковые линии с двумя тонкими внутренними проводниками, перпендикулярными к наружным пластинам. Волновые сопротивления связанных линий с тонкими проводниками, показанных на рис. 5.05.1г, приблизительно вычисляются по формулам [6]:

$$Z_{0e} = \frac{188,3}{\sqrt{\epsilon_r}} \frac{K(k)}{K(k')}; \quad (5.05.13)$$

$$Z_{0o} = \frac{296,1}{\sqrt{\epsilon_r}} \frac{1}{\frac{b}{s} \operatorname{Ar} \cos k + \ln \frac{1}{k}}, \quad (5.05.14)$$

где $k' = \sqrt{1 - k^2}$, а K — полный эллиптический интеграл первого рода. Отношение w/b равно

$$\frac{w}{b} = \frac{2}{\pi} \left\{ \operatorname{Arctg} \left[\frac{k'}{k} \sqrt{\frac{1 - \frac{k}{s} \frac{s}{b}}{1 + \frac{k'}{k} \frac{s}{b}}} \right] - \frac{s}{b} \operatorname{Arth} \sqrt{\frac{1 - \frac{k}{s} \frac{s}{b}}{1 + \frac{k'}{k} \frac{s}{b}}} \right\}. \quad (5.05.15)$$

Обратные тригонометрические функции вычисляются в радианах в пределах от 0 до $\pi/2$. Чтобы определить размеры линий для заданных значений Z_{0e} и Z_{0o} , вначале находится значение k из ф-лы (5.05.13) и таблиц $K(k)/K(k')$ [5]. Затем по ф-ле (5.05.14) вычисляется значение b/s и, наконец, по ф-ле (5.05.15) — значение w/b . Значения w/b и s/b , вычисленные по этим формулам, будут

достаточно точными при условии, что величина w/s больше единицы.

Полосковые линии с двумя тонкими внутренними проводниками, параллельными наружным пластинам. Формулы волновых сопротивлений четного и нечетного типов колебаний для связанных линий, показанных на рис. 5.05.1д, оказываются предельно простыми при условии $(w/b)/(1-s/b) \geq 0,35$ [6]:

$$Z_{0e} = \frac{188,3/1}{\frac{w/b}{1-s/b} + \frac{C'_{fe}}{\epsilon}} \quad (5.05.16)$$

$$Z_{0o} = \frac{188,3/1}{\frac{w/b}{1-s/b} + \frac{w}{s} \cdot \frac{C'_{fo}}{\epsilon}} \quad (5.05.17)$$

Величина C'_{fe} представляет собой емкость на единицу длины с каждого края каждого полоскового проводника (т. е. краевую емкость), которую нужно добавить к плоскопараллельной емкости, чтобы получить точное значение полной емкости полосок относительно заземленных пластин для четного типа колебаний.

Величина C'_{fo} является аналогичной емкостью для нечетного

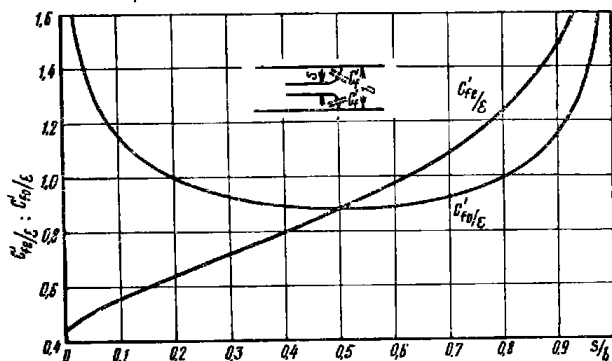


Рис. 5.05.4. Краевые емкости четного и нечетного типов колебаний для бесконечно тонких полосок, параллельных наружным проводникам линии

типа колебаний; ϵ_r — относительная диэлектрическая проницаемость. На рис. 5.05.4 построены графики для краевых емкостей четного и нечетного типов колебаний.

Если внутренние проводники связанных линий (рис. 5.05.1а, г, д)

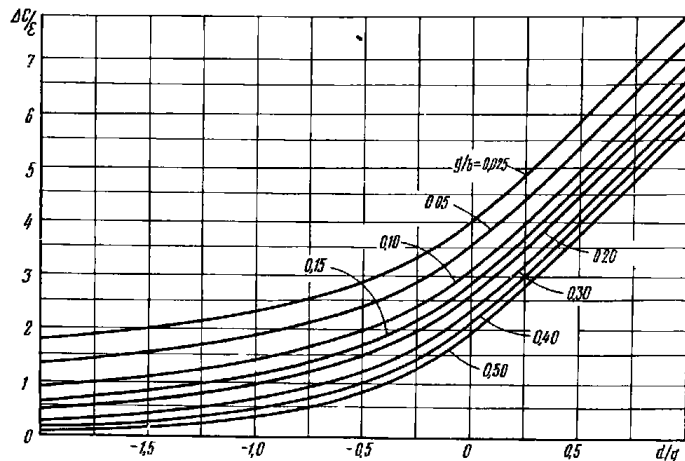


Рис. 5.05.5. Емкость между полосковыми проводниками для конфигурации на рис. 5.05.1е.

Для случая $d/g > 1$ емкость вычисляется из выражении $\frac{\Delta C}{\epsilon} = \frac{\Delta C}{\epsilon} \Big|_{d/g=1} + 4(d/g-1)$

имеют конечную толщину, то волновые сопротивления четного и нечетного типов колебаний несколько изменяются. Для учета конечной толщины можно пользоваться поправками Кона [7].

Полосковая конфигурация типа «прокладка» с тонкими проводниками. Эта конфигурация (рис. 5.05.1е), в которой две линии шириной s всегда находятся под одинаковым потенциалом, особенно полезна при получении сильной связи с тонкими полосками. Полоски поддерживаются однородным диэлектриком с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_r , полностью заполняющим область между наружными пластинами [32]. Размеры полосковых линий, со-

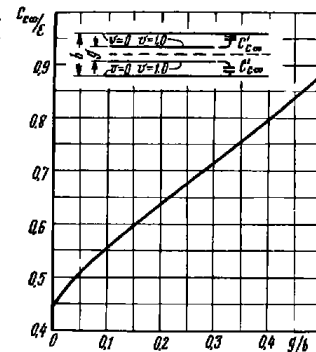


Рис. 5.05.6. Краевая емкость каждого из двох тонких полосковых проводников для конфигурации на рис. 5.05.1е (с наружной стороны)

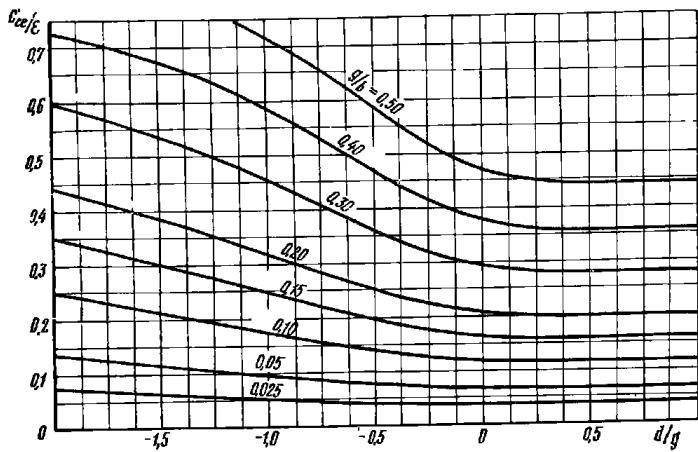


Рис. 5.05.7. Краевая емкость четного типа колебаний для правого края каждого из двоянных полосковых проводников шириной c для конфигурации на рис. 5.05.1е (относительно земли)

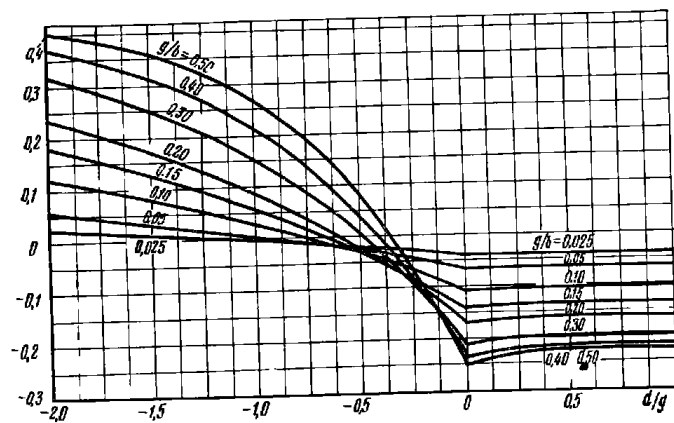


Рис. 5.05.8. Краевая емкость четного типа колебаний для левого края одиночного полоскового проводника шириной a либо $a+d$ для конфигурации на рис. 5.05.1е (относительно земли). По оси ординат отложена величина C_{oe}'/ϵ

ответствующие заданным значениям Z_{oe} и Z_{oo} можно найти с помощью графиков на рис. 5.05.5—5.05.8. При этом необходимо использовать следующие соотношения:

$$\sqrt{\epsilon_r} Z_{oe} = \frac{376,6\epsilon}{C_{oe}}; \quad (5.05.18)$$

$$\sqrt{\epsilon_r} Z_{oo} = \frac{376,6\epsilon}{C_{oo}}, \quad (5.05.19)$$

где C_{oe} и C_{oo} — полные емкости на единицу длины четного и нечетного типов колебаний либо для полоски шириной ϵ , либо для полоски шириной a . Абсолютная диэлектрическая проницаемость ϵ равна $0,08855\epsilon_r$ пф/см. Используя заданные значения Z_{oe} и Z_{oo} , вычисляем величину ΔC из следующего выражения:

$$\frac{\Delta C}{\epsilon} = \frac{188,3}{\sqrt{\epsilon_r}} \left[\frac{1}{Z_{oo}} - \frac{1}{Z_{oe}} \right] = \frac{1}{2} \left[\frac{C_{oo}}{\epsilon} - \frac{C_{oe}}{\epsilon} \right]. \quad (5.05.20)$$

Выбираем значения b и g и из рис. 5.05.5 находим d/g . Величины C_{oa}'/ϵ и C_{ca}'/ϵ определяем из графиков на рис. 5.05.6 и 5.05.7; вместе с величиной C_{oe}'/ϵ , вычисленной по ф-ле (5.05.18), подставляем их в ур-ние (5.05.21) и находим значение c/b :

$$c/b = \frac{1-g/b}{2} \left[\frac{1}{2} C_{oa}'/\epsilon - C_{ca}'/\epsilon - C_{oe}'/\epsilon \right]. \quad (5.05.21)$$

Наконец, с помощью кривых на рис. 5.05.8 определяем значение C_{ae}'/ϵ и затем, подставляя его в ур-ние (5.05.22), — значение a/b :

$$\frac{a}{b} = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{2} C_{oa}'/\epsilon - C_{ca}'/\epsilon - 0,441 \right]. \quad (5.05.22a)$$

Таким образом, все физические размеры определены.

Формулы точны, если $a \gg b$ и $c \gg b$, так как при этом не взаимодействуют краевые поля противоположных концов полосок. При $a/b \geq 0,35$ и $[(c/b)/(1-g/b)] \geq 0,35$ точность приведенных формул составляет 1,24%. Если указанные условия не выполняются, то можно ввести приближительную поправку. Она основана на увеличении плоскопараллельной емкости для того, чтобы компенсировать уменьшение краевой емкости из-за взаимодействия краевых полей. Если первоначальное значение a_1/b оказалось меньше 0,35, то можно использовать другое значение — a_2/b , определяемое из выражения

$$\frac{a_2}{b} = \frac{0,07 + a_1/b}{1,20}, \quad (5.05.22б)$$

причем должно выполняться условие $0,1 < a_2/b < 0,35$. Аналогичное выражение для коррекции первоначального значения c_1/b имеет следующий вид:

$$\frac{c_2}{b} = \frac{0,07(1-g/b) + c_1/b}{1,20}. \quad (5.05.22в)$$

Это выражение справедливо, когда g/b достаточно мало и $0,1 < (c_2/b)/(1-g/b)$.

Если полоса шириной a настолько глубоко введена между полосками шириной c , что $d/g > 1,0$, то значения C'_{oe}/ϵ и C'_{oe}/ϵ для четного типа колебаний остаются такими же, как и при $d/b=1$. Однако величина $\Delta C/\epsilon$ изменяется. Ее можно вычислить, прибавляя величину $4(d/g-1)$ к значению $\Delta C/\epsilon$ при $d/g=1,0$. Если расстояние g/b между полосками шириной c больше, чем 0,5, или если $d/g < -2,0$, то более подходящими, вероятно, будут конфигурации на рис. 5.05.1а, б и в.

Полосковые линии с толстыми прямоугольными стержнями. Конфигурацию с толстыми прямоугольными стержнями (рис.

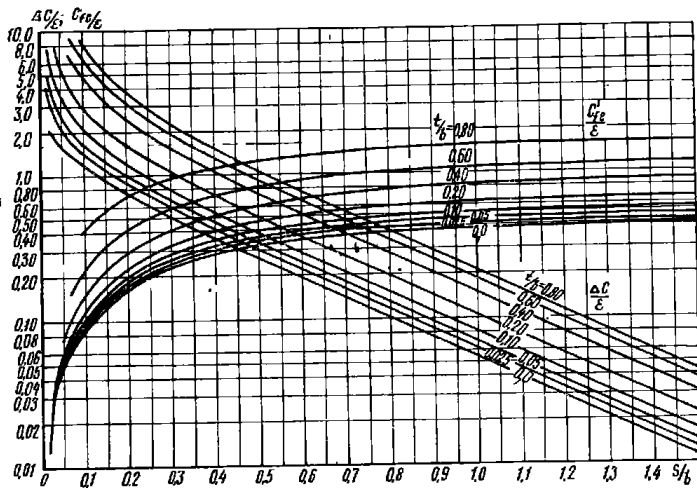


Рис. 5.05.9. Нормированные краевая емкость четного типа колебаний C'_{fe}/ϵ и емкость между связанными прямоугольными стержнями $\Delta C/\epsilon$

5.05.1ж) можно также использовать для получения сильной связи между линиями [33]. Размеры проводников для заданных значений Z_{0e} и Z_{0o} находят из графиков на рис. 5.05.9, 5.05.10 и 5.05.11. Методика использования этих графиков следующая. Сначала из выражения (5.05.20) по известным значениям Z_{0e} и Z_{0o} определяем величину $\Delta C/\epsilon$. Затем выбираем значение t/b и по графикам рис. 5.05.9 находим s/b . Размер w/b определяем из уравнения

— 164 —

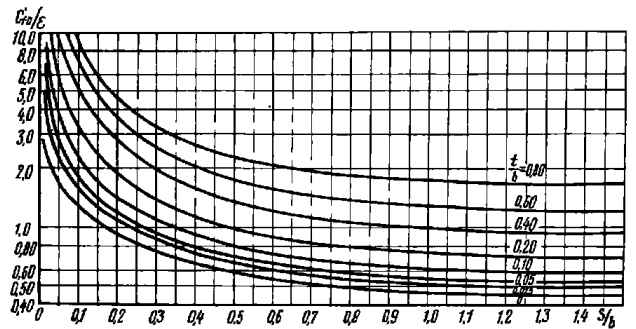


Рис. 5.05.10. Нормированная краевая емкость нечетного типа колебаний для прямоугольных стержней

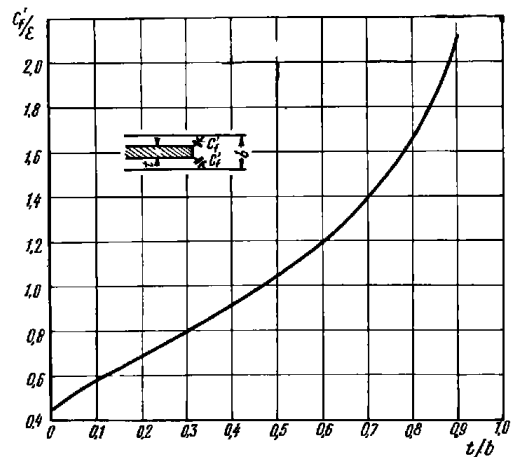


Рис. 5.05.14. Нормированная краевая емкость для одиночного прямоугольного стержня

$$\frac{w}{b} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{t}{b} \right) \left[\frac{C_{0e}}{2\epsilon} - \frac{C'_{fe}}{\epsilon} - \frac{C'_f}{\epsilon} \right]. \quad (5.05.23)$$

Емкость C_{0e} вычисляем по ф-ле (5.05.18). Краевую емкость C'_{fe} для четного типа колебаний можно найти из графика на рис.

— 165 —

5.05.9, а емкость C'_f — из графика на рис. 5.05.11. Кривые на рис. 5.05.10 позволяют непосредственно определить значение C'_{f0} .

На рис. 5.05.12 представлены различные краевые и плоскопараллельные емкости. Следует заметить, что краевые емкости нечетного типа колебаний C'_{f0} соответствуют крайним емкостям между внутренними краями стержней и металлической стенкой, помещенной посредине между стержнями. Из рисунка видно, что полная емкость для нечетного типа колебаний равна

$$\frac{C_{0e}}{\epsilon} = 2 \left[\frac{C_p}{\epsilon} + \frac{C'_{f0}}{\epsilon} + \frac{C'_f}{\epsilon} \right], \quad (5.05.24)$$

а для четного типа колебаний

$$\frac{C_{0e}}{\epsilon} = 2 \left[\frac{C_p}{\epsilon} + \frac{C'_{f0}}{\epsilon} + \frac{C'_f}{\epsilon} \right]. \quad (5.05.25)$$

Нормированная плоскопараллельная емкость на единицу длины равна $C_p/\epsilon = 2w/(b-t)$, где $\epsilon = 0,08855\epsilon_r$, пф/см.

Формулы и графики для крайних емкостей четного и нечетного типов колебаний C'_{f0}/ϵ и C'_f/ϵ были получены с помощью метода конформных отображений. Они точны при $[(w/b)/(1-t/b)] \rightarrow \infty$.

Можно предположить, что при $[(w/b)/(1-t/b)] > 0,35$ взаимодействие между крайними полями достаточно мало, так что значения C_{0e}/ϵ и C_{0o}/ϵ , полученные из выражений (5.05.24) и (5.05.25), больше истинных не более чем на 1,24%.

Если первоначальное значение w/b , вычисленное из уравнения (5.05.23), окажется меньше, чем $0,35[1-(t/b)]$ (в этом случае крайние поля будут взаимодействовать), то следует использовать другое значение w'/b , вычисляемое по формуле

$$\frac{w'}{b} = \frac{0,07 \left(1 - \frac{t}{b} \right) + \frac{w}{b}}{1,20}. \quad (5.05.26)$$

При этом должно выполняться условие

$$0,1 < (w'/b)[1-(t/b)] < 0,35.$$

Несимметричные параллельно связанные линии. На рис. 5.05.13 изображена пара несимметричных параллельно связанных линий и показаны емкости их проводников. Величина C_a представляет собой емкость на единицу длины между проводником a и землей,

величина C_{ab} — емкость на единицу длины между проводниками a и b , а C_b — емкость на единицу длины между проводником b и землей. Когда $C_a \neq C_b$, волновые проводимости линий так для четного, так и для нечетного типов колебаний не равны. Это отмечено в выражениях (1) в табл. 5.05.1. Емкости четного и нечетного типов колебаний для линии a можно представить следующим образом:

$$C_{0e}^a = C_a + 2C_{ab}, \quad C_{0e}^b = C_a, \quad (5.05.27)$$

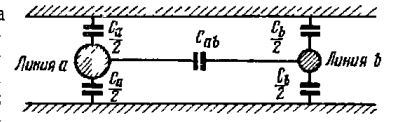


Рис. 5.05.13. Несимметричная параллельно связанная линия. C_a , C_{ab} и C_b — емкости линии на единицу длины

ТАБЛИЦА 5.05.1

СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ ПРОВОДИМОСТЯМИ, СОПРОТИВЛЕНИЯМИ И ЕМКОСТЯМИ НА ЕДИНИЦУ ДЛИНЫ ДЛЯ НЕСИММЕТРИЧНЫХ ПАРАЛЛЕЛЬНО СВЯЗАННЫХ ЛИНИЙ

$$\left. \begin{aligned} Y_{0e}^a &= v C_a, & Y_{0e}^b &= v(C_a + 2C_{ab}); \\ Y_{0o}^a &= v C_b, & Y_{0o}^b &= v(C_b + 2C_{ab}); \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} Z_{0e}^a &= \frac{C_b + 2C_{ab}}{vF}, & Z_{0e}^b &= \frac{C_b}{vF}; \\ Z_{0o}^a &= \frac{C_a + 2C_{ab}}{vF}, & Z_{0o}^b &= \frac{C_a}{vF}; \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{C_a}{\epsilon} &= \frac{\eta_0 Y_{0e}^a}{\sqrt{\epsilon_r}}, & \frac{C_{ab}}{\epsilon} &= \frac{\eta_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \left(\frac{Y_{0e}^a - Y_{0e}^b}{2} \right); \\ \frac{C_b}{\epsilon} &= \frac{\eta_0 Y_{0e}^b}{\sqrt{\epsilon_r}}, & \frac{C_{ab}}{\epsilon} &= \frac{\eta_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \left(\frac{Y_{0o}^a - Y_{0o}^b}{2} \right); \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{C_a}{\epsilon} &= \frac{\eta_0 2Z_{0e}^b}{\sqrt{\epsilon_r} H}, & \frac{C_{ab}}{\epsilon} &= \frac{\eta_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \left(\frac{Z_{0e}^b - Z_{0o}^b}{H} \right); \\ \frac{C_b}{\epsilon} &= \frac{\eta_0 2Z_{0o}^a}{\sqrt{\epsilon_r} H}, & \frac{C_{ab}}{\epsilon} &= \frac{\eta_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \left(\frac{Z_{0e}^a - Z_{0o}^a}{H} \right). \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где

$v = 3 \cdot 10^{10} / \sqrt{\epsilon_r}$, см/сек — скорость света в среде распространения;
 $\eta_0 = 376,7$ ом — волновое сопротивление свободного пространства;
 $\epsilon = 0,08855 \epsilon_r$, пф/см — абсолютная диэлектрическая проницаемость;

$$F = C_a C_b + C_a C_{ab} + C_b C_{ab};$$

$$H = Z_{0e}^a Z_{0o}^b + Z_{0e}^b Z_{0o}^a.$$

$$C_b = 2(C_p^b + C_f' + C_{fe}').$$

а для линии b :

$$C_{0a}^b = C_b + 2C_{ab}, \quad C_{0a}^b = C_b. \quad (5.05.28)$$

Для симметричных параллельно связанных линий волновое сопротивление нечетного типа колебаний является обратной величиной волновой проводимости; аналогично и для четного типа колебаний. Однако из выражений (2) в табл. 5.05.1 следует, что это несправедливо для несимметричных параллельно связанных линий, сопротивления для которых не являются обратными величинами проводимостей. Дело в том, что определение проводимостей подразумевает возбуждение линий *равными по величине напряжениями* одного знака для четного типа колебаний и противоположных знаков для нечетного, а величины *токов* в двух линиях могут быть не равны друг другу. При определении сопротивлений подразумевается возбуждение линий *равными по величине токами* одного знака для четного типа колебаний и противоположных знаков для нечетного, а величины *напряжений* в двух линиях могут быть не равны друг другу. Можно показать, что для несимметричных линий из-за этого различия граничных условий получаются неравные отношения напряжения к току.

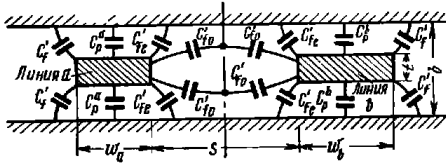


Рис. 5.05.14. Поперечное сечение несимметричной параллельно связанной линии с прямоугольными проводниками.

Вертикальная штрих-пунктирная линия показывает электрическую стенку для нечетного типа колебаний или магнитную стенку для четного типа колебаний

На рис. 5.05.14 приведены легко рассчитываемые несимметричные параллельно связанные линии. Оба стержня имеют одинаковую толщину и предполагаются достаточно широкими, так что взаимодействие краевых полей с правой и левой сторон каждого стержня пренебрежимо мало или, по крайней мере, достаточно мало, чтобы его можно было учесть с помощью выражения (5.05.26). При этих условиях краевые поля обоих стержней будут одинаковыми, а неравенство емкостей C_a и C_b обуславливается целиком неравенством плоскостепенных емкостей C_p^a и C_p^b . Для структуры на рис. 5.05.14 имеем:

$$\begin{aligned} C_a &= 2(C_p^a + C_f' - C_{fe}'); \\ C_{ab} &= (C_{f0}' - C_{fe}'); \end{aligned} \quad (5.05.29)$$

— 168 —

Расчет такой линии по известным сопротивлениям или проводимостям четного и нечетного типов колебаний начинается с определения по выражениям (3) или (4) в табл. 5.05.1 емкостей C_{afe} , $C_{ab/e}$ и $C_{b/e}$. Задаваясь величиной t/b и зная, что

$$\frac{\Delta C}{e} = \frac{C_{ab}}{e}, \quad (5.05.30)$$

с помощью графиков на рис. 5.05.9 определяем величины s/b и C_{fe}'/e . По графику на рис. 5.05.11 определяем величину C_f'/e , а затем вычисляем значения ω_a/b и ω_b/b по формулам:

$$\frac{\omega_a}{b} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{t}{b} \right) \left[\frac{1}{2} \left(\frac{C_a}{e} \right) - \frac{C_{fe}'}{e} - \frac{C_f'}{e} \right]; \quad (5.05.31)$$

$$\frac{\omega_b}{b} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{t}{b} \right) \left[\frac{1}{2} \left(\frac{C_b}{e} \right) - \frac{C_{fe}'}{e} - \frac{C_f'}{e} \right]. \quad (5.05.32)$$

Так как расстояние между наружными пластинами b известно, легко найти ширину стержней ω_a и ω_b . Эту методику можно использовать и при $t/b \approx 0$. Если ω_a/b или ω_b/b меньше, чем $0,35[1 - (t/b)]$, то для получения правильных размеров следует ввести коррекцию, используя выражение (5.05.26).

Решетки из параллельно связанных линий. На рис. 5.05.15 изображена решетка из параллельно связанных линий, которая может

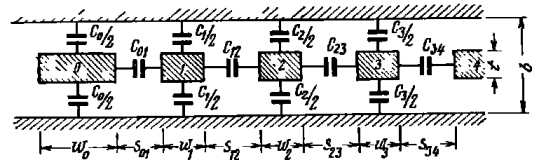


Рис. 5.05.15. Поперечное сечение решетки из параллельно связанных линий

быть использована в фильтрах на встречных стержнях (см. гл.10). В этой структуре все стержни имеют одинаковое отношение t/b , а остальные размеры стержней легко вычисляются, если обобщить методику расчета несимметричных параллельно связанных линий, показанных на рис. 5.05.14. Электрические свойства структуры, изображенной на рис. 5.05.15, могут быть охарактеризованы с помощью собственных емкостей на единицу длины каждого стержня относительно земли C_k и взаимных емкостей на единицу длины $C_{k, k+1}$ между соседними стержнями k и $k+1$. Такое представление не всегда будет точным, ибо в некоторых случаях возможно сильное взаимодействие между полями элементов, не являющи-

мися соседними. Иначе говоря, краевая емкость между данным элементом (линией) и, например, элементом, находящимся за ближайшей соседней линией, будет значительной по величине. Однако опыт показал, что, по крайней мере, для геометрии структуры, приведенной на рисунке, это представление имеет удовлетворительную точность при проектировании таких устройств как фильтры на встречных стержнях.

Для расчета рассматриваемых в книге структур в виде решеток из параллельно связанных линий будут получены уравнения для нормированных собственных и взаимных емкостей C_k/ϵ и $C_{k,k+1}/\epsilon$ на единицу длины. Тогда поперечные размеры стержней и расстояния между ними определяются следующим образом. Сначала выбираем значения t и b . Затем, так как

$$\frac{(\Delta C)_{k,k+1}}{\epsilon} = \frac{C_{k,k+1}}{\epsilon},$$

то можно использовать график на рис. 5.05.9 для определения $s_{k,k+1}/b$. Таким способом находятся все расстояния $s_{k,k+1}$ между стержнями. По графикам на том же рисунке определяются нормированные краевые емкости $(C'_{fe})_{k,k+1}/\epsilon$, которые связаны с зазорами между стержнями $s_{k,k+1}$. Нормированная ширина k -го стержня равна

$$\frac{w_k}{b} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{t}{b} \right) \left[\frac{1}{2} \left(\frac{C_k}{\epsilon} \right) - \frac{(C'_{fe})_{k-1,k}}{\epsilon} - \frac{(C'_{fe})_{k,k+1}}{\epsilon} \right]. \quad (5.05.34)$$

Для стержня на конце решетки (например, крайнего слева стержня на рис. 5.05.15) величину C'_{fe}/ϵ для наружного края стержня следует заменить величиной C'_f/ϵ , которая определяется из графика на рис. 5.05.11. Таким образом, для стержня O (рис. 5.05.15) имеем

$$\frac{w_0}{b} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{t}{b} \right) \left[\frac{1}{2} \left(\frac{C_0}{\epsilon} \right) - \frac{C'_f}{\epsilon} - \frac{(C'_{fe})_{01}}{\epsilon} \right]. \quad (5.05.35)$$

Если $w_k/b < 0,35[1 - (t/b)]$ для какого-либо стержня, то ширина его корректируется согласно выражению (5.05.26).

5.06. Основные свойства волноводов

Широко используемым элементом фильтров свч является волновод, представляющий собой полый проводник, в котором может распространяться электромагнитная энергия на частотах, превышающих некоторую критическую частоту f_c . В волноводе возможно распространение бесконечного числа волн типа ТЕ (поперечно-электрические волны) или типа ТМ (поперечно-магнитные волны). Волны типа ТЕ имеют составляющую магнитного поля и не имеют составляющей электрического поля в направлении распространения. Волны типа ТМ имеют составляющую электрического поля

и не имеют составляющей магнитного поля в направлении распространения.

Обычно волновод рассчитывают так, чтобы по нему распространялась энергия только одной волны; в этом случае его можно рассматривать как передающую линию с коэффициентом распространения γ и волновым сопротивлением Z_0 . Коэффициент распространения волновода определяется однозначно. Волновое сопротивление волновода можно рассматривать как волновое сопротивление по полю Z_w (т. е. отношение напряженности поперечного электрического поля к напряженности поперечного магнитного поля), умноженное на некоторую постоянную. Значение постоянной зависит от вида определения волнового сопротивления (т. е. могут использоваться либо напряжение и ток, либо напряжение и мощность, либо ток и мощность). Поэтому волновое сопротивление волновода не будет однозначной величиной, как для передающей линии с волной типа ТЕМ. Однако эта неоднозначность оказывается несущественной при расчете волноводных фильтров, так как можно всегда пронормировать все элементы эквивалентной схемы относительно волнового сопротивления волновода. В волноводе без потерь, заполненном диэлектриком с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_r , длина волны в волноводе λ_g , длина волны в свободном пространстве λ , длина волны в диэлектрике λ_1 и критическая длина волны λ_c связаны соотношением

$$\frac{1}{\lambda_1^2} = \frac{\epsilon_r}{\lambda^2} = \frac{1}{\lambda_g^2} + \frac{1}{\lambda_c^2}. \quad (5.06.1)$$

Волновое сопротивление, которое для удобства мы будем считать равным волновому сопротивлению по полю, может быть выражено следующим образом:

$$Z_0 = \frac{1}{Y_0} = \begin{cases} \frac{377}{\sqrt{\epsilon_r}} \lambda_g/\lambda_1 & \text{для волн типа ТЕ,} \\ \frac{377}{\sqrt{\epsilon_r}} \lambda_1/\lambda_g & \text{для волн типа ТМ.} \end{cases} \quad (5.06.2)$$

Коэффициент фазы волны, распространяющейся в волноводе, равен

$$\beta_l = \frac{2\pi}{\lambda_g}, \quad \text{рад/ед.длины.} \quad (5.06.3)$$

Наиболее обычным типом волновода, используемым в фильтрах свч, является прямоугольный волновод шириной a и высотой b , работающий на волне ТЕ₁₀. В случае волн типа ТЕ₁₀ критическая длина волны определяется из выражения

$$\lambda_c = \frac{2a}{m}. \quad (5.06.4)$$

Величина индекса m равняется числу полуволн электрического поля, укладывающихся по ширине волновода a . Критическая частота f_c (в Гц) связана с критической длиной волны λ_c , измеряемой в сантиметрах, выражением

$$f_c = \frac{29,97}{\lambda_c} \sqrt{\epsilon_r} \quad (5.06.5)$$

Основной волной для прямоугольного волновода, т. е. волной с наименьшей критической частотой, является волна TE_{10} .

Основной волной для круглого волновода с диаметром D будет волна TE_{11} , критическая длина волны которой равна $1,706D$.

Затухание, обусловленное потерями в медных проводниках, в случае волн типа TE_{m0} , распространяющихся в прямоугольном волноводе, равно

$$\alpha_c(TE_{m0}) = \frac{1,90 \cdot 10^{-4} \sqrt{\epsilon_r} \bar{f}}{b} \frac{\left[1 + \frac{2b}{a} \left(\frac{f_c}{f}\right)^2\right]}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2}}, \text{ дБ/ед.длины}, \quad (5.06.6)$$

а для волны TE_{11} в круглом волноводе:

$$\alpha_c(TE_{11}) = \frac{3,80 \cdot 10^{-4} \sqrt{\epsilon_r} \bar{f}}{D} \frac{\left[\left(\frac{f_c}{f}\right)^2 + 0,420\right]}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2}}, \text{ дБ/ед.длины}, \quad (5.06.7)$$

где частота f измеряется в гигагерцах. На рис. 5.06.1а показаны графики затухания для этих типов волн.

Затухание, обусловленное потерями в диэлектрике, для любого волноводного типа колебаний равно

$$\alpha_d = \frac{27,3 \operatorname{tg} \delta}{\lambda_1} \left(\frac{\lambda_g}{\lambda_1}\right), \text{ дБ/ед.длины}, \quad (5.06.8)$$

где $\operatorname{tg} \delta$ — тангенс угла потерь в диэлектрике. Ненагруженная добротность Q волновода¹⁾ равна

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_d} + \frac{1}{Q_c}, \quad (5.06.9)$$

где величина Q_d зависит только от потерь в диэлектрике:

$$Q_d = \frac{1}{\operatorname{tg} \delta}, \quad (5.06.10)$$

а величина Q_c является функцией потерь в стенках волновода и отношения f/f_c :

$$Q_c = \frac{\pi \lambda_g}{\lambda_1^2 \alpha_c}. \quad (5.06.11)$$

¹⁾ Дополнительные сведения об использовании волноводов в качестве резонаторов приведены в § 5.08.

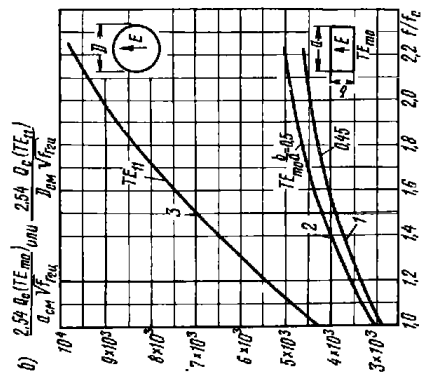
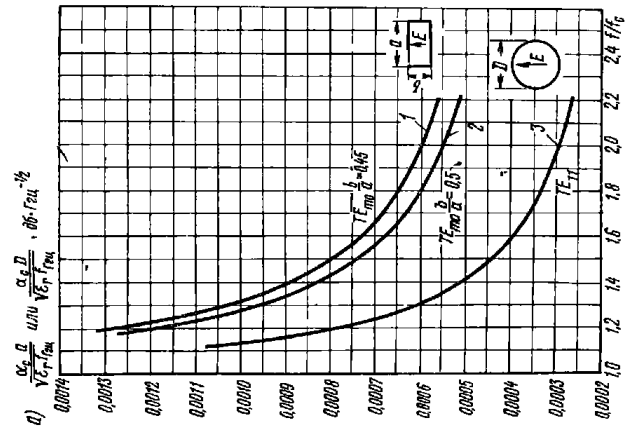


Рис. 5.06.1. Затухание в волноводах (а) и их добротности (б).
Кривые 1 и 2 — для прямоугольного волновода; 3 — для круглого волновода.

$$Q = \frac{Q_c}{1 + Q_c \operatorname{tg} \delta}$$



Для прямоугольных медных волноводов, работающих с волной типа TE_{m0} :

$$Q_c(TE_{m0}) = \frac{0,4772 \cdot 10^6 b \sqrt{f}}{1 + \frac{2b}{a} \left(\frac{fc}{f}\right)^2}, \quad (5.06.12)$$

где a и b — в сантиметрах, а f — в гигагерцах.

Для круглого волновода, работающего с волной TE_{11} :

$$Q_c(TE_{11}) = \frac{0,2384 \cdot 10^6 D \sqrt{f}}{0,420 + \left(\frac{fc}{f}\right)^2}, \quad (5.06.13)$$

где D — в сантиметрах, а f — в гигагерцах. На рис. 5.06.16 изображены графики для величины Q_c , построенные с помощью этих выражений.

Допустимая импульсная мощность P_{max} прямоугольных волноводов с воздушным заполнением¹⁾ при атмосферном давлении (в предположении, что пробивная напряженность поля равна 29 кВ/см) для волны типа TE_{m0} равна

$$P_{max(TE_{m0})} = 0,558ab \frac{\lambda}{\lambda_g}, \text{ Мвт}, \quad (5.06.14)$$

а для волны TE_{11} в круглом волноводе

$$P_{max(TE_{11})} = 0,4185D^2 \frac{\lambda}{\lambda_g}, \text{ Мвт}, \quad (5.06.15)$$

где размеры даны в сантиметрах.

В прямоугольном волноводе с основной волной TE_{10} при отношении сторон b/a , равном 0,5 или 0,45, ближайшей волной высшего типа будет волна TE_{20} , критическая длина волны которой λ_c равна a . Затем идут волны TE_{11} и TM_{11} , критические длины волн которых одинаковы и равны $2ab/\sqrt{a^2+b^2}$. В круглом волноводе первой волной высшего типа будет волна TM_{01} с критической длиной волны $\lambda_c = 1,305D$.

5.07. Типичные неоднородности в передающих линиях²⁾

В этом параграфе представлены формулы и графики для некоторых типичных неоднородностей в передающих линиях. Более полные сведения по данному вопросу приведены в работах [8—13].

Скачкообразное изменение диаметра коаксиальной линии. При изменении диаметра внутреннего или внешнего проводника коаксиальной линии или обоих проводников одновременно появляется неоднородность, которую можно представить эквивалентными схемами, приведенными в табл. 5.07.1 [10, 11]. Графики эквивалент-

¹⁾ Дальнейшее рассмотрение этого вопроса приведено в § 15.02.

²⁾ Сведения для некоторых других типов неоднородностей можно найти в §§ 8.05, 8.06, 8.08, 8.12 и 9.05.

ТАБЛИЦА 5.07.1

НЕОДНОРОДНОСТИ В КОАКСИАЛЬНОЙ ЛИНИИ

№ пп.	Геометрия неоднородности	Продольное сечение	Эквивалентная схема	Основные соотношения
1	Ступенчатая неоднородность во внутреннем проводнике			$\frac{Z'_0}{Z_0} = \frac{\ln \frac{b}{c}}{\ln \frac{b}{a}}$ $C_d = 2\pi b C'_{d1}$
2	Ступенчатая неоднородность во внешнем проводнике			$\frac{Z'_0}{Z_0} = \frac{\ln \frac{c}{a}}{\ln \frac{b}{a}}$ $C_d = 2\pi a C'_{d2}$
3	Ступенчатая неоднородность одновременно во внешнем и внутреннем проводниках			$\frac{Z'_0}{Z_0} = \frac{\ln \frac{b}{a}}{\ln \frac{c}{d}}$ $C_d = 2\pi c C'_{d1} \spadesuit$ $\spadesuit 2\pi a C'_{d2}$

ной параллельной емкости C_d для каждого из таких случаев приведены на рис. 5.07.1. Эти эквивалентные схемы применяются в том случае, когда рабочая частота значительно ниже критической частоты первого колебания высшего порядка.

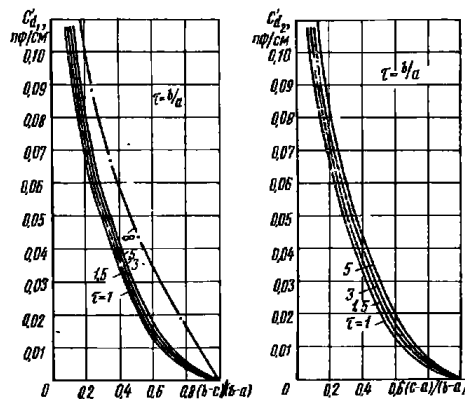


Рис. 5.07.1. Краевые емкости ступенчатых неоднородностей в коаксиальной линии

Скачкообразное изменение ширины внутреннего проводника полосковой линии. Изменение ширины внутреннего проводника полосковой линии эквивалентно введению последовательной индуктивности [12]. В большинстве случаев она мала, и ею можно пренебречь. Приближенная эквивалентная схема для этой неоднородности показана на рис. 5.07.2.

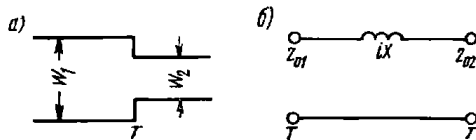


Рис. 5.07.2. Эквивалентная схема ступенчатой неоднородности в полосковой линии:
а — вид сверху; б — эквивалентная схема.

$$X = \frac{60\lambda b}{\lambda} \ln \operatorname{osc} \left[\frac{\pi Z_{02}}{2 Z_{01}} \right]$$

Согласованный прямоугольный изгиб в полосковой линии. Для того чтобы прямоугольный изгиб в полосковой линии имел низкий ксв, необходимо срезать внешний край полоскового проводника.

На рис. 5.07.3 показаны графики размеров согласованного прямоугольного изгиба при отношении расстояния между наружными пластинами к длине волны b/λ , равном 0,0845. Графики были получены для проводников нулевой толщины; однако они имеют достаточную точность и для умеренно толстых полосок.

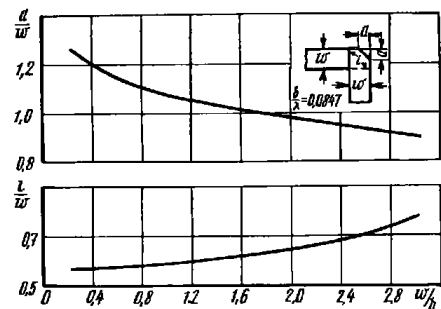


Рис. 5.07.3. Согласованный изгиб полосковой линии
 l — эффективная длина угловой неоднородности

Краевая емкость полубесконечной пластины, помещенной посередине между параллельными заземленными пластинами. Точное значение краевой емкости C_f' от одного угла полубесконечной пластины, помещенной посередине между параллельными заземленными пластинами, равно

$$C_f' = \frac{\epsilon}{\pi} \left\{ \frac{1}{1-t/b} \ln \left(\frac{1}{1-t/b} + 1 \right) - \left(\frac{1}{1-t/b} - 1 \right) \ln \left[\frac{1}{\left(\frac{1-t}{d} \right)^2 - 1} \right] \right\}, \quad \text{пф/см, (5.07.1)}$$

где $\epsilon = 0,08855 \epsilon_r$, пф/см, а ϵ_r — относительная диэлектрическая проницаемость среды между полубесконечной и заземленными пластинами. На рис. 5.07.4 приведен график краевой емкости C_f' .

T-образное соединение полосковых линий. Симметричное T-образное соединение полосковых линий (рис. 5.07.5а) может быть представлено эквивалентной схемой, показанной на рис. 5.07.5б. Если по очереди в каждом плече соединения обеспечить короткое замыкание на расстоянии от соответствующих сечений P_1 и P_2 , кратном половине длины волны, то два других плеча будут изолированы друг от друга.

На рис. 5.07.6, 5.07.7 и 5.07.8 приведены графики измеренных параметров эквивалентных схем для шестнадцати различных T-образных соединений полосковых линий. Толщина полосковых проводников t составляла 0,508 см, а расстояние между наруж-

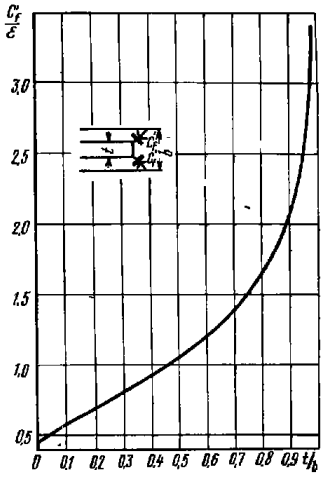


Рис. 5.07.4. Краевая емкость полубесконечной пластины, помещенной посередине между заземленными пластинами

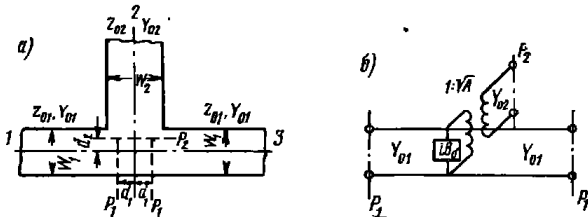


Рис. 5.07.5. Полосковое Т-образное соединение (а) и его эквивалентная схема (б)

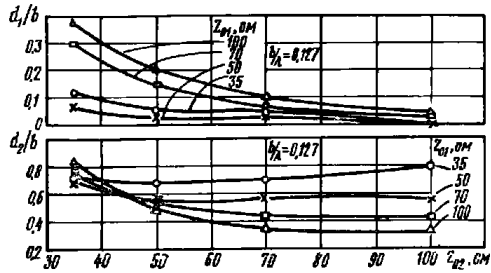


Рис. 5.07.6. Расположение референсных плоскостей в зависимости от Z_{02}

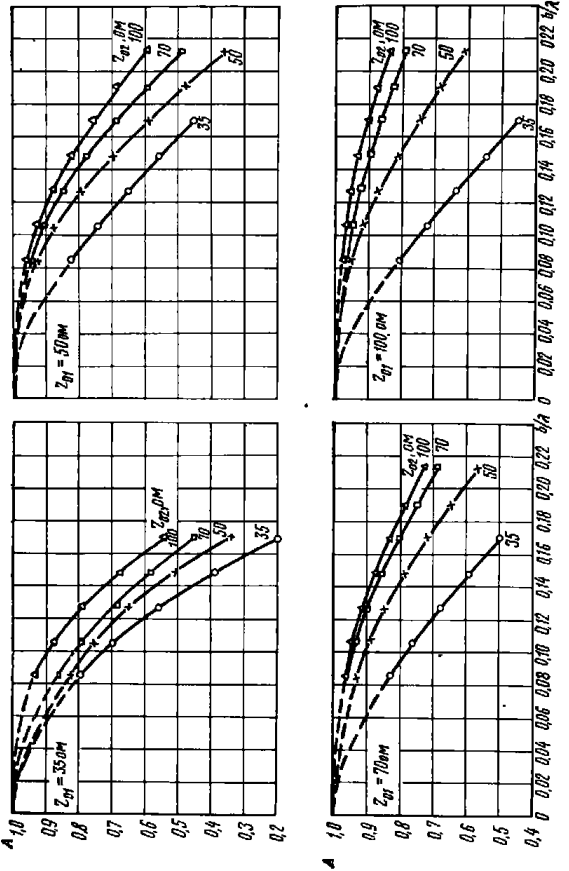


Рис. 5.07.7. Экспериментальные кривые квадрата коэффициента отражения трансформации (для 16-полосковых Т-образных соединений)

ными пластинами — 1,27 см. Ширина полосок для линий с волновым сопротивлением 35, 50, 75 и 100 Ом равнялась соответственно 2,667; 1,684; 1,029 и 0,533 см. Измерения проводились в диапазоне от 2 до 5 ГГц, что соответствовало значениям b/λ от 0,085 до 0,212. Оказалось, что для всех шестнадцати Т-образных соединений положение референсных сечений P почти не зависит от частоты и поэтому на рис. 5.07.6 построены графики только для зна-

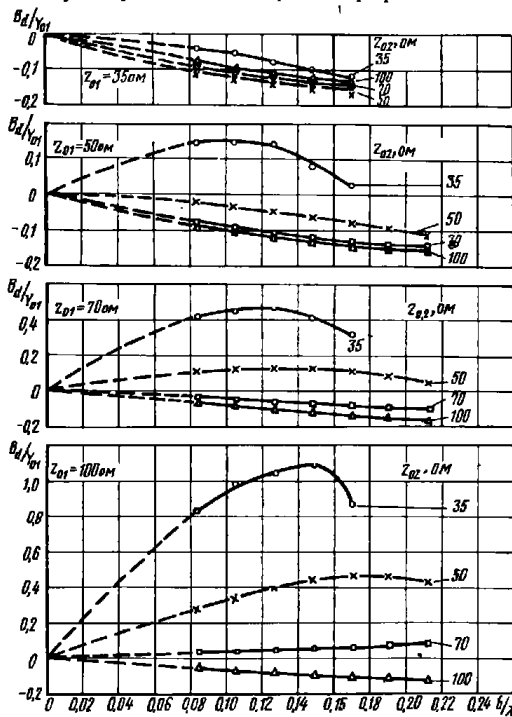


Рис. 5.07.8. Экспериментальные кривые нормированной проводимости неоднородности (для 16-полосковых Т-образных соединений)

чения $b/\lambda=0,127$. Из графиков на рис. 5.07.7 видно, что квадрат коэффициента трансформации A трансформатора в эквивалентной схеме зависит от частоты и приблизительно равен единице при

малых величинах отношений b/λ , а при больших его значениях заметно уменьшается. Проводимости B_d для неоднородности в большей мере отличаются для различных Т-образных соединений и в некоторых случаях сильно зависят от частоты. Считается, что по своему характеру B_d является емкостной проводимостью. Та-

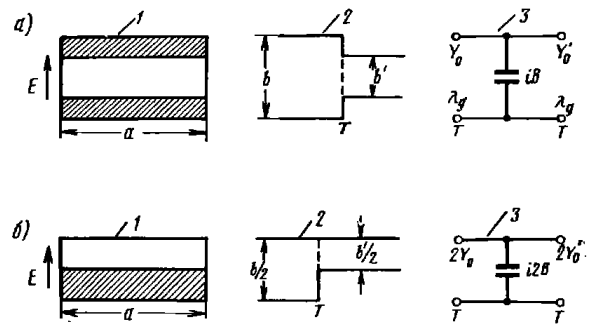


Рис. 5.07.9. Эквивалентные схемы для ступенчатого изменения высоты прямоугольного волновода при симметричном (а) и несимметричном (б) соединениях.

1 — поперечное сечение; 2 — вид сбоку; 3 — эквивалентная схема;
 $Y_0/Y_0' = b'/b$

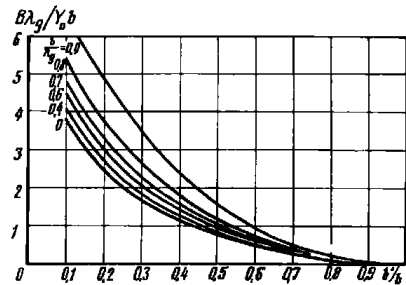


Рис. 5.07.10. Параллельная проводимость ступенчатой неоднородности (при изменении высоты прямоугольного волновода)

ким образом, положительные значения B_d соответствуют избытку емкости в соединении, в то время как отрицательные значения — ее недостатку.

Графики на рис. 5.07.6—5.07.8 построены для Т-образных соединений с воздушным заполнением и для отношения $t/b=0,04$. Однако они могут быть использованы как для другого заполнения поперечного сечения, так и для других значений этого отношения, например, предполагается, что они будут справедливы вплоть до $t/b=0,125$ при том же волновом сопротивлении ($\epsilon_r > 1$). При этом нужно разделить волновые сопротивления Z_{01} и Z_{02} на $\sqrt{\epsilon_r}$ и умножить b/λ на V_d/Y_0 на $\sqrt{\epsilon_r}$.

Можно предположить, что графики будут давать хорошую точность и в случае диэлектрического заполнения поперечного сечения ($\epsilon_r > 1$). При этом нужно разделить волновые сопротивления Z_{01} и Z_{02} на $\sqrt{\epsilon_r}$ и умножить b/λ на V_d/Y_0 на $\sqrt{\epsilon_r}$.

Изменения высоты прямоугольного волновода [8]. Эквивалентная схема соединения двух волноводов с различной высотой, но одинаковой шириной, работающих на волне TE_{10} , приведена на рис. 5.07.9. На рис. 5.07.10 изображен график нормированной проводимости $V_d/Y_0 b$ для различных значений b/λ_d . Точность этого графика составляет 1% для значений $b/\lambda_d \leq 1$.

5.08. Отрезки передающих линий в качестве резонаторов

При расчете различных фильтров свч часто используются в качестве резонатора разомкнутый или короткозамкнутый отрезок линии передачи. В табл. 5.08.1 приведены четыре резонатора такого типа и их эквивалентные схемы на сосредоточенных параметрах. Длина резонаторов в первой и второй строках таблицы кратна половине длины волны в волноводе, а эквивалентная схема на сосредоточенных параметрах для передающей линии, короткозамкнутой на одном конце, дуальна эквивалентной схеме передающей линии, разомкнутой на конце. Аналогично длина резонаторов в третьей и четвертой строках таблицы кратна нечетному числу четвертей длины волны в волноводе, а их эквивалентные схемы на сосредоточенных параметрах также дуальны. Величины α_t , λ_{g0} и λ_0 являются соответственно коэффициентом затухания передающей линии в пеперах на единицу длины, длиной волны в волноводе на резонансной частоте и длиной плоской волны на резонансной частоте в диэлектрической среде, заполняющей резонатор.

Эквивалентность между приведенными схемами на сосредоточенных параметрах и цепями свч была установлена следующим образом. Значения активного сопротивления R и активной проводимости G в эквивалентных схемах на сосредоточенных параметрах определялись как значения этих величин для различных линий на резонансной угловой частоте ω . Реактивные элементы в эквивалентных схемах определялись из равенства параметров крутизны (определение этих параметров дано ниже) для схем на сосредоточенных элементах и параметров крутизны для схем на передающих линиях, в которых имеет место резонанс того же типа.

ТАБЛИЦА 5.08.1
РЕЗОНАТОРЫ НА ПЕРЕДАЮЩИХ ЛИНИЯХ

№ пп.	Тип резонатора и его эквивалентная схема	Основные соотношения
1		$R = Z_0 \alpha_t l = \frac{n}{2} Z_0 \alpha_t \lambda_{g0};$ $Z_{in} = R \mp i x \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right);$ $x = \omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C} \approx \frac{n \pi Z_0}{2} \left(\frac{\lambda_{g0}}{\lambda_0} \right)^2;$ $Q = \frac{x}{R} \approx \frac{\pi \lambda_{g0}}{\alpha_t \lambda_0^2}; \quad l = n \frac{\lambda_{g0}}{2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$
2		$G = Y_0 \alpha_t l = \frac{n}{2} Y_0 \alpha_t \lambda_{g0};$ $Y_{in} = G \mp i b \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right);$ $b = \omega_0 C = \frac{1}{\omega_0 L} \approx \frac{n \pi Y_0}{2} \left(\frac{\lambda_{g0}}{\lambda_0} \right)^2;$ $Q = \frac{b}{G} \approx \frac{\pi \lambda_{g0}}{\alpha_t \lambda_0^2}; \quad l = n \frac{\lambda_{g0}}{2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$
3		$G = Y_0 \alpha_t l = \frac{(2n-1)}{4} Y_0 \alpha_t \lambda_{g0};$ $Y_{in} = G \mp i b \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right);$ $b = \omega_0 C = \frac{1}{\omega_0 L} \approx \frac{(2n-1)}{4} \pi Y_0 \left(\frac{\lambda_{g0}}{\lambda_0} \right)^2;$ $Q = \frac{b}{G} \approx \frac{\pi \lambda_{g0}}{\alpha_t \lambda_0^2}; \quad l = (2n-1) \frac{\lambda_{g0}}{4}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$
4		$R = Z_0 \alpha_t l = \frac{(2n-1)}{4} Z_0 \alpha_t \lambda_{g0};$ $Z_{in} = R \mp i x \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right);$ $x = \omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C} \approx \frac{(2n-1)}{4} \pi Z_0 \left(\frac{\lambda_{g0}}{\lambda_0} \right)^2;$ $Q = \frac{x}{R} \approx \frac{\pi \lambda_{g0}}{\alpha_t \lambda_0^2}; \quad l = (2n-1) \frac{\lambda_{g0}}{4}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$

Параметр крутизны реактивного сопротивления x , используемый в цепях с последовательным резонансом, равен

$$x = \frac{\omega_0}{2} \frac{dX}{d\omega} \Big|_{\omega_0}, \text{ ом}, \quad (5.08.1)$$

где X — реактивная составляющая входного сопротивления цепи.

Параметр крутизны реактивной проводимости b , который используется в цепях с параллельным резонансом, определяется выражением

$$b = \frac{\omega_0}{2} \frac{dB}{d\omega} \Big|_{\omega_0}, \text{ мо}, \quad (5.08.2)$$

где B — реактивная составляющая входной проводимости цепи.

Приведенные выше определения параметров крутизны дают удобный способ сравнения резонансных свойств любой цепи со свойствами простых эквивалентных схем, подобных показанным в табл. 5.08.1. Параметр крутизны реактивного сопротивления x равен $\omega_0 L = 1/\omega_0 C$ для эквивалентной последовательной цепи на сосредоточенных параметрах, а параметр крутизны реактивной проводимости b равен $\omega_0 C = 1/\omega_0 L$ для эквивалентной параллельной цепи на сосредоточенных параметрах. Эти параметры будут часто использоваться в последующих главах, при рассмотрении полоснопропускающих и полоснозапирающих фильтров свч.

Введение параметров крутизны x и b приводит к удобным выражениям для добротности Q , а также для входного сопротивления или входной проводимости цепи вблизи резонанса (см. табл. 5.08.1). Для узкополосных систем удобно использовать в выражениях для входного сопротивления или проводимости приближенное соотношение:

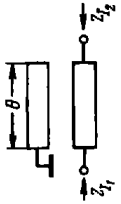

$$\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \approx 2 \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right). \quad (5.08.3)$$

5.09. Звенья фильтров на связанных полосковых линиях передачи

Связанные передающие линии могут быть с успехом использованы при конструировании фильтров и направленных ответвителей [14—20]. В этом параграфе приводятся формулы для звеньев фильтров, состоящих из параллельно связанных линий, поперечные сечения которых показаны на рис. 5.05.1. Рассматривается также несколько случаев использования несимметричных параллельно связанных линий (см. рис. 5.05.12 и 5.05.13).

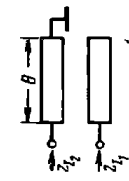

В табл. 5.09.1 представлены 10 различных типов звеньев, которые можно получить из пар симметричных связанных линий, создавая на различных концах (зажимах) пары условия холостого хода или короткого замыкания или соединяя концы линий вместе. На рисунках схематично изображены звенья каждого типа вместе с их характеристическими параметрами, а также параметрами хо-

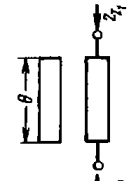
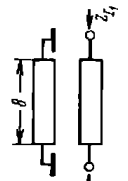
ТАБЛИЦА 5.09.1

№ пп.	Тип звена	Звено фильтра и его эквивалентная схема	Параметры холостого хода или короткого замыкания	Характеристические параметры
1	Звено фильтра нижних частот		$z_{11} - z_{12} = i \frac{2 Z_{0e} Z_{0o}}{Z_{0e} + Z_{0o}} \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}$ $z_{12} = -i \frac{2 Z_{0e} Z_{0o}}{Z_{0e} + Z_{0o}} \operatorname{csc} \theta$ $z_{22} - z_{12} = i \frac{2 (Z_{0e} - Z_{0o})^2}{2 (Z_{0e} - Z_{0o})} \operatorname{tg} \theta$	 $\cos \theta c_1 = -\cos \theta c_2 = \frac{Z_{0e} - 1}{Z_{0o}} = \frac{Z_{0e} + 1}{Z_{0o}}$ $\operatorname{ch}(\alpha + i\beta) = \frac{[(Z_{0e} + Z_{0o})^2 \cos^2 \theta - (Z_{0e} - Z_{0o})^2]^{1/2}}{2 \sqrt{Z_{0e} Z_{0o}}}$ $Z_{11} = \frac{2 Z_{0e} Z_{0o} \cos \theta}{[(Z_{0e} - Z_{0o})^2 + (Z_{0e} + Z_{0o})^2 \cos^2 \theta]^{1/2}}$ $Z_{12} = \frac{Z_{0e} Z_{0o}}{Z_{11}}$

№ пп.	Тип звена	Звено фильтра и его эквивалентная схема	Параметры холостого хода или короткого замыкания	Характеристические параметры
2	Тип звена полосно-пропускающего фильтра		$y_{11} = -i \frac{(Y_{00} \mp Y_{0e})}{2} \operatorname{ctg} \theta;$ $y_{12} = -i \frac{(Y_{00} - Y_{0e})}{2} \operatorname{csc} \theta$	$\operatorname{ch}(\alpha \mp i\beta) = \begin{bmatrix} \frac{Z_{0e}}{Z_{00}} \mp 1 \\ \frac{Z_{00}}{Z_{0e}} \mp 1 \end{bmatrix} \cos \theta;$ $\cos \theta_{C_1} = -\cos \theta_{C_2} = \begin{bmatrix} \frac{Z_{0e}}{Z_{00}} - 1 \\ \frac{Z_{00}}{Z_{0e}} \mp 1 \end{bmatrix};$ $Z_{1,2} = \frac{2 Z_{0e} Z_{00} \sin \theta}{[(Z_{0e} - Z_{00})^2 - (Z_{0e} + Z_{00})^2 \cos^2 \theta]^{1/2}};$

№ пп.	Тип звена	Звено фильтра и его эквивалентная схема	Параметры холостого хода или короткого замыкания	Характеристические параметры
3	Тип звена полосно-пропускающего фильтра		$z_{11} = -i \frac{(Z_{0e} \mp Z_{00})}{2} \operatorname{ctg} \theta;$ $z_{12} = -i \frac{(Z_{0e} - Z_{00})}{2} \operatorname{csc} \theta$	$\cos \theta_{C_1} = -\cos \theta_{C_2} = \begin{bmatrix} \frac{Z_{0e}}{Z_{00}} - 1 \\ \frac{Z_{00}}{Z_{0e}} \mp 1 \end{bmatrix};$ $Z_{1,2} = \frac{[(Z_{0e} - Z_{00})^2 - (Z_{0e} + Z_{00})^2 \cos^2 \theta]^{1/2}}{2 \sin \theta};$ $\operatorname{ch}(\alpha \mp i\beta) = \begin{bmatrix} \frac{Z_{0e}}{Z_{00}} \mp 1 \\ \frac{Z_{00}}{Z_{0e}} - 1 \end{bmatrix} \cos \theta$

№ пп.	Тип звена	Звено фильтра и его эквивалентная схема	Параметры холостого хода или короткого замыкания	Характеристические параметры
4	Звено полосно-пропускающего фильтра		$z_{11} = -i(Z_{0e} + Z_{0o}) \frac{\operatorname{ctg} \theta}{2} + i \frac{(Z_{0e} - Z_{0o})^2}{Z_{0e} + Z_{0o}} \operatorname{csc} 2\theta;$ $z_{13} = i(Z_{0e} - Z_{0o}) \frac{\operatorname{tg} \theta}{2};$ $z_{22} = i(Z_{0e} + Z_{0o}) \frac{\operatorname{tg} \theta}{2}$	 $\cos \theta_{C_1} = -\cos \theta_{C_2} = \frac{Z_{0e} - 1}{Z_{0e} + 1};$ $Z_{I_1} = \frac{Z_{0e} Z_{0o}}{\sin \theta (Z_{0e} + Z_{0o}) \sqrt{(Z_{0e} - Z_{0o})^2 - (Z_{0e} + Z_{0o})^2 \cos^2 \theta}}^{1/2};$ $Z_{I_2} = \frac{Z_{0e} Z_{0o}}{Z_{I_1}};$ $\operatorname{ch}(\alpha + i\beta) = \frac{1}{\sin \theta} \left[1 - \left(\frac{Z_{0e} + Z_{0o}}{Z_{0e} - Z_{0o}} \right)^2 \cos^2 \theta \right]^{1/2}$

№ пп.	Тип звена	Звено фильтра и его эквивалентная схема	Параметры холостого хода или короткого замыкания	Характеристические параметры
5	Звено всепропускающего фильтра		$z_{11} - z_{13} = i \frac{(Z_{0e} + Z_{0o}) \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}}{2};$ $z_{13} = -i \frac{(Z_{0e} + Z_{0o})}{2} \operatorname{csc} \theta$	$Z_{I_1} = \frac{Z_{0e} + Z_{0o}}{2}; \quad \beta = 0$
6	Звено всепропускающего фильтра		$y_{11} - y_{13} = i \frac{(Y_{0e} + Y_{0o}) \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}}{2};$ $y_{13} = -i \frac{(Y_{0e} + Y_{0o})}{2} \operatorname{csc} \theta$	$Z_{I_1} = \frac{2 Z_{0e} Z_{0o}}{Z_{0e} + Z_{0o}}; \quad \beta = 0$

№ пп.	Тип звена	Звено фильтра и его эквивалентная схема	Параметры холостого хода или короткого замыкания	Характеристические параметры
7	Звено всепропускающего фильтра		$z_{11} - z_{12} = i Z_{00} \operatorname{tg} \theta;$ $z_{12} = -i \frac{(Z_{00} \operatorname{ctg} \theta + Z_{00} \operatorname{tg} \theta)}{2}$	$\cos \beta = \frac{Z_{00} - i \operatorname{tg}^2 \theta}{Z_{00} + i \operatorname{tg}^2 \theta};$ $\operatorname{tg} \beta = \frac{2 \sqrt{Z_{00} Z_{00}}}{Z_{00} \operatorname{ctg} \theta - Z_{00} \operatorname{tg} \theta};$ $Z_{I_1} = \sqrt{Z_{00} Z_{00}};$
8	Звено всезагружающего фильтра		$y_{11} = i \frac{(Y_{00} + Y_{00})}{2} \operatorname{tg} \theta;$ $z_{22} = i \frac{(Z_{00} + Z_{00})}{2} \operatorname{tg} \theta;$ $z_{12} = y_{12} = 0$	$Z_{I_1} = -i \frac{2 Z_{00} Z_{00}}{Z_{00} + Z_{00}} \operatorname{ctg} \theta;$ $Z_{I_2} = \frac{Z_{00} Z_{00}}{Z_{I_1}};$ $\alpha = \infty$

№ пп.	Тип звена	Звено фильтра и его эквивалентная схема	Параметры холостого хода или короткого замыкания	Характеристические параметры
9	Звено всезагружающего фильтра		$y_{11} - y_{12} = -i Y_{00} \operatorname{ctg} \theta;$ $y_{12} = -i \frac{(Y_{00} - Y_{00})}{2} \operatorname{ctg} \theta$	$\operatorname{ch} \alpha = \frac{Z_{00} + Z_{00}}{Z_{00} - Z_{00}};$ $Z_{I_1} = i \sqrt{Z_{00} Z_{00}} \operatorname{tg} \theta$
10	Звено всезагружающего фильтра		$z_{12} = -i \frac{(Z_{00} - Z_{00})}{2} \operatorname{ctg} \theta;$ $z_{11} - z_{12} = -i Z_{00} \operatorname{ctg} \theta$	$\operatorname{ch} \alpha = \frac{Z_{00} + Z_{00}}{Z_{00} - Z_{00}};$ $Z_{I_1} = -i \sqrt{Z_{00} Z_{00}} \operatorname{ctg} \theta$

достою хода или короткого замыкания. Кроме того, для восьми звеньев приводятся эквивалентные схемы из отрезков обычных (несвязанных) линий. Входные и выходные зажимы звеньев на связанных передающих линиях обозначены незачерненными кружками. Характеристическое сопротивление звена со стороны входа и выхода указано вблизи соответствующего зажима. Разомкнутые зажимы связанных линий показаны без соединительных линий, а короткозамкнутые зажимы обозначены стандартным символом

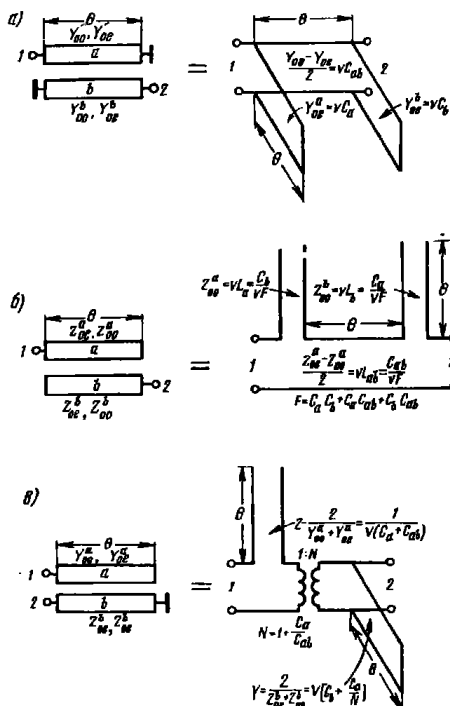


Рис. 5.09.1. Звенья на несимметричных параллельно связанных полосковых линиях и их эквивалентные схемы.

C_a , C_{ab} и C_b — емкости линии на единицу длины (см. рис. 5.05.13); v — скорость распространения; все линии имеют одинаковую длину

заземления. Эквивалентные схемы для звеньев на связанных плосковых линиях представлены с помощью отрезков открытой двухпроводной линии. В каждом случае приводится волновое сопротивление или проводимость отрезков передающей линии, а также электрическая длина θ . Имеет место полная эквивалентность между звеном на параллельно связанных линиях и схемой из отрезков двухпроводной линии.

На рис. 5.09.1 показаны такие же звенья на параллельно связанных линиях, как и в табл. 5.09.1, но только для несимметричных линий¹⁾. Емкости C_a , C_{ab} и C_b имеют здесь тот же смысл, что и на рис. 5.05.13. Интересно, что емкости на единицу длины на рис. 5.09.1а для левого и правого параллельных шлейфов в эквивалентной схеме равны соответственно емкостям на единицу длины между линией a и землей и между линией b и землей. В то же время емкость на единицу длины для соединительной линии в эквивалентной схеме равна емкости на единицу длины между линиями a и b в схеме на связанных линиях. Аналогичные результаты, но только на дуальной основе, имеют место и для рис. 5.09.1б, где L_a и L_b — собственные индуктивности на единицу длины параллельно связанных линий a и b , а L_{ab} — взаимная индуктивность на единицу длины между ними. Так как удобнее оперировать с емкостями линий, то сопротивления отрезков двухпроводной линии в эквивалентной схеме выражены также через C_a , C_b и C_{ab} для всех трех приведенных случаев. На рисунке через v обозначена скорость света в среде распространения.

Если соответствующим образом нагрузить звенья на параллельно связанных линиях, показанных на рис. 5.09.1а и б, то их эквивалентные схемы из отрезков открытой двухпроводной линии преобразуются к очень удобному виду, как можно видеть из табл. 5.09.2. Заметим, что при указанных условиях эквивалентная схема с двумя шлейфами переходит в схему с одним шлейфом и идеальным трансформатором. Несмотря на ограничения, накладываемые на параметры таких схем, можно использовать достаточно широкий диапазон значений Y_A или Z_A для заданных соответственно значений Y_s и G_T или Z_s и R_T . Поэтому рассмотренные два звена будут особенно полезны для некоторых типов полоснопропускающих фильтров, когда требуется реализовать резонатор с характеристикой последовательного или параллельного шлейфа и обеспечить одновременно трансформацию сопротивления, которая необходима для согласования фильтра с заданным сопротивлением нагрузки. Для подобных же целей, только при несколько усложненных условиях, используется и схема, показанная на рис. 5.09.1в.

На рис. 5.09.2а изображено звено из связанных линий типа приведенного под № 9 в табл. 5.09.1, обобщенное для случая

¹⁾ Данные на рис. 5.09.1, а также анже в табл. 5.09.2 и на рис. 5.09.2 были получены путем доработки результатов на трудон [19, 20].

неравной ширины двух полосковых линий, а на рис. 5.09.26 и в — соответствующие этому звену эквивалентные схемы из отрезков открытой двухпроводной линии. Как отмечалось выше, звенья

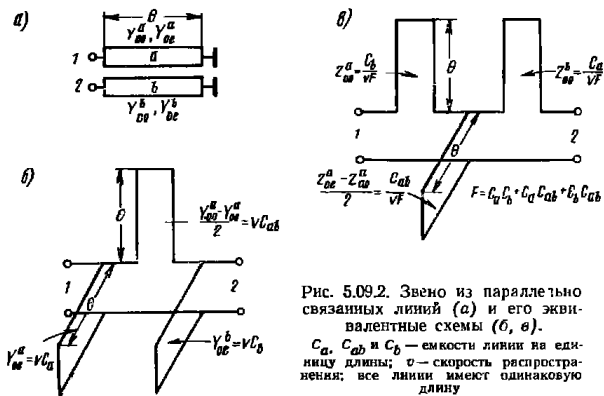


Рис. 5.09.2. Звено из параллельно связанных линий (а) и его эквивалентные схемы (б, в).
 C_a , C_{ab} и C_b — емкости линии на единицу длины; v — скорость распространения; все линии имеют одинаковую длину

данного типа будут всезапирающими структурами. Однако если их использовать с соответствующим образом включенными сосредоточенными емкостями, то они становятся основными элементами фильтров гребенчатого типа (см. § 8.13).

5.10. Волноводные сочленения со связью через диафрагму

Бет (Bethe) [21—24] разработал теорию возмущений для расчета рассеяния энергии малыми диафрагмами, соединяющими линии передачи. Эта теория применима, даже если две линии передачи имеют различные поперечные сечения и работают с различными типами волн. Но она будет строгой только для бесконечно тонких диафрагм, размеры которых много меньше длины рабочей волны. Диафрагмы должны быть достаточно удалены от любых углов в стенке линии передачи, причем радиус кривизны стенки должен быть много больше длины волны. Однако практикой доказано, что указанная теория дает хорошие результаты и тогда, когда диафрагмы расположены относительно близко к острым углам в сечках линии передачи при довольно малых радиусах их кривизны. Оказалось, что теория Бета применима также для диафрагм конечной толщины с той лишь разницей, что передача через диафрагму уменьшается [25]. Во многих случаях, когда размеры диафрагм не являются пренебрежимо малыми по сравнению с длиной волны, можно использовать частотную коррекцию Кона [25].

Оригинальные исследования Бета [21—23] были представлены в серии докладов лаборатории излучения Массачусетского технологического института (MIT Radiation Laboratory Reports), копии которых очень трудно достать. Недавно Коллин [26], используя другой метод, получил некоторые результаты Бета. Достать его работу гораздо легче. Маркувиц [27] переделал многие работы Бета (представил их в удобной форме) и получил большое число эквивалентных схем для линий передачи, связанных диафрагмами, многие из которых представлены в справочнике по волноводам [8]. Некоторые дополнительные схемы для таких линий содержатся в статье Олинера (Oliner) [28].

Расчет рассеяния энергии малыми диафрагмами по методу Бета состоит из двух отдельных этапов. На первом этапе вычисляются электрический дипольный момент \vec{p} и магнитный дипольный момент \vec{m} , индуцированные в диафрагме возбуждающими полями. На следующем этапе вычисляются поля излучения электрического и магнитного диполей.

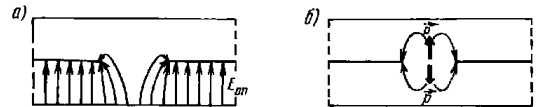


Рис 5.10.1. Электрические дипольные моменты, индуцированные в диафрагме электрическим полем, перпендикулярным к плоскости диафрагмы

На рис. 5.10.1 изображены две параллельные линии передачи, связанные через малую диафрагму. Характер проникновения электрического поля E_{0n} в нижней линии через диафрагму показан на рис. 5.10.1а. В первом приближении можно считать, что искаженные поля в пределах диафрагмы являются из-за двух электрических дипольных моментов величиной \vec{p} , индуцируемых в диафрагме возбуждающим электрическим полем E_{0n} (рис. 5.10.1б). Электрический дипольный момент в верхней линии параллелен вектору E_{0n} и одинаково с ним направлен, в то время как в нижней линии он имеет противоположное направление.

На рис. 5.10.2 показано магнитное поле в диафрагме, связывающей две параллельные линии передачи. Можно считать, что искажение магнитного поля в пределах диафрагмы возникает из-за двух магнитных дипольных моментов величиной \vec{m} , индуцируемых в диафрагме тангенциальным возбуждающим магнитным полем H_{0n} . В верхней линии магнитный дипольный момент направлен против вектора H_{0n} , а в нижней линии он совпадает с ним по направлению.

Величина электрического дипольного момента \vec{p} прямо пропорциональна произведению коэффициента электрической поляризуемости диафрагмы P и напряженности возбуждающего поля E_{0n} . В системе МКСА эта величина равна

$$\vec{p} = \varepsilon_0 P E_{0n} \vec{n}, \quad (5.10.1)$$

где $\varepsilon_0 = 8,855 \cdot 10^{-12}$ ф/м, а \vec{n} — единичный вектор, направленный от диафрагмы со стороны, противоположной возбуждающему полю.

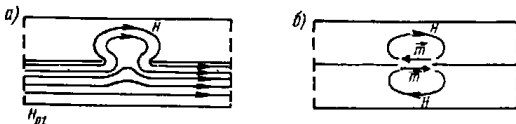


Рис. 5.10.2. Магнитные дипольные моменты, индуцированные в диафрагме магнитным полем, параллельным плоскости диафрагмы

Величина магнитного дипольного момента прямо пропорциональна произведению коэффициента магнитной поляризуемости диафрагмы M и напряженности тангенциального возбуждающего магнитного поля H_{0t} . Для диафрагмы обычного типа, которая имеет оси симметрии, в системе МКСА эта величина равна

$$-\vec{m} = M_1 H_{0t} \vec{u} + M_2 H_{0v} \vec{v}, \quad (5.10.2)$$

где \vec{u} и \vec{v} — единичные векторы, лежащие в плоскости диафрагмы вдоль осей симметрии;

M_1 и M_2 — коэффициенты магнитной поляризуемости;
 H_{0u} и H_{0v} — напряженности возбуждающих магнитных полей соответственно вдоль оси u и вдоль оси v .

Электрический дипольный момент \vec{p} , индуцируемый в диафрагме возбуждающим электрическим полем, будет излучать мощность заданного типа колебаний во второй волновод, только если электрическое поле того типа колебаний, который должен быть возбужден, имеет составляющую, параллельную дипольному моменту \vec{p} . Аналогично магнитный дипольный момент \vec{m} , индуцируемый в диафрагме возбуждающим магнитным полем, будет излучать мощность заданного типа колебаний во второй волновод, только если магнитное поле того типа колебаний, который должен быть возбужден, имеет составляющую, параллельную магнитному дипольному моменту \vec{m} .

Для того чтобы применить теорию Бета, необходимо знать коэффициент электрической поляризуемости P и коэффициенты магнитной поляризуемости M_1 и M_2 диафрагмы. Теоретические значения

этих коэффициентов можно получить только для диафрагм простой формы. Например, для *круглой диафрагмы* диаметра d эти коэффициенты равны $M_1 = M_2 = d^3/6$ и $P = d^3/12$. Для длинной узкой диафрагмы длиной l и шириной w они равны $P = M_2 = (\pi/16)lw^2$ при условии, что составляющая возбуждающего магнитного поля параллельна узкому размеру (ширине) щели (что соответствует направлению \vec{v} для этого случая), а составляющая возбуждающего электрического поля перпендикулярна к плоскости щели. Вычислены также и коэффициенты поляризуемости для эллиптических диафрагм. Кроме того, коэффициенты поляризуемости диафрагм других типов, которые слишком сложно вычислять, были измерены Коном [29, 30] в электролитической ванне.

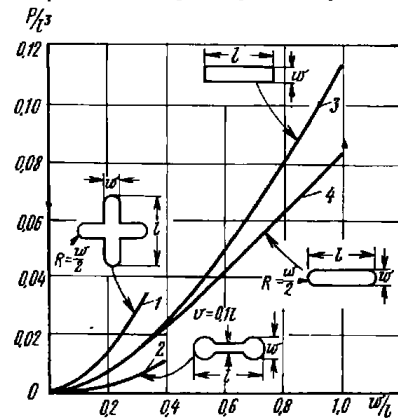


Рис. 5.10.3. Экспериментальные кривые для коэффициента электрической поляризуемости. 1 — для крестообразной диафрагмы; 2 — для гантельной диафрагмы; 3 — для прямоугольной диафрагмы; 4 — для прямоугольной диафрагмы с закругленными краями

На рис. 5.10.3 и 5.10.4 приведены графики измеренных значений коэффициентов поляризуемости для ряда диафрагм и теоретические кривые для эллиптических диафрагм. Легче всего выполняются круглые диафрагмы, но иногда нужны удлиненные, для того чтобы получить требуемую связь между прямоугольными волноводами.

Во многих случаях при рассмотрении линий передачи со связью через диафрагму более удобно оперировать эквивалентными схемами, а не полями рассеяния. В табл. 5.10.1—5.10.2 приведены эквивалентные схемы некоторых четырехполосных и шести-

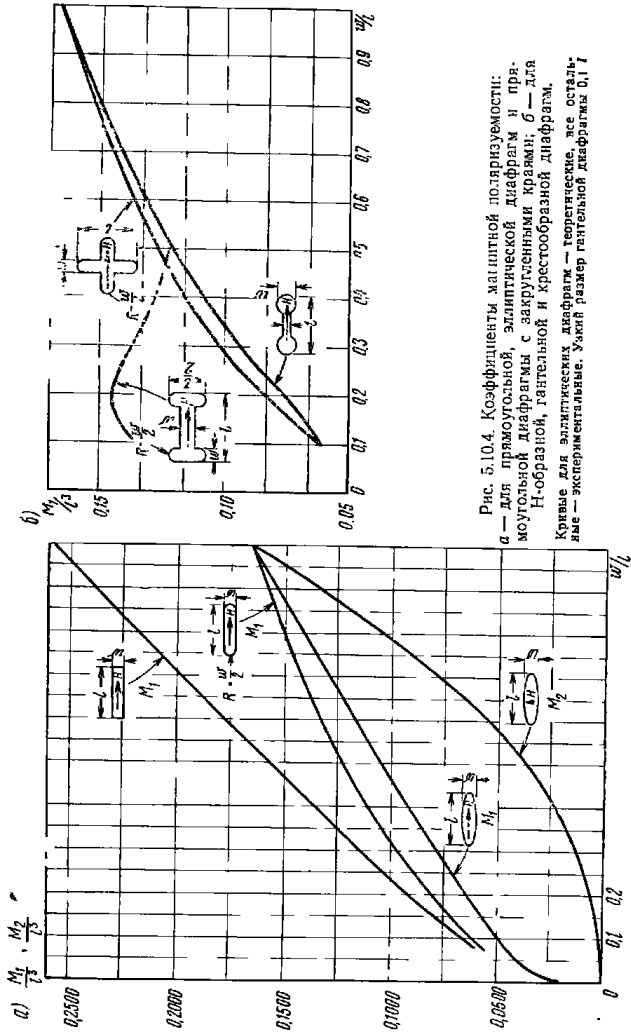


Рис. 5.10.4. Коэффициенты продольной поляризуемости: а — для прямоугольной, эллиптической диафрагм и прямоугольной диафрагмы с закругленными краями; б — для H-образной, гангельной и крестообразной диафрагм. Кривые для эллиптической диафрагмы — теоретические, все остальные — экспериментальные. Указан размер гангельной диафрагмы $0,1 \lambda$

ТАБЛИЦА 5.10.1

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ И ОСНОВНЫЕ РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ
ДЛЯ ДИАФРАГМ, СОЕДИНЯЮЩИХ ВОДНОВОДЫ

№ пп	Геометрия неоднородности	Поперечное сечение	Вид сбоку	Эквивалентная схема
1	Диафрагма, соединяющая прямоугольные водноводы одинакового поперечного сечения			

$$\frac{B}{Y_0} = \frac{ab \lambda_g}{4\pi M \sin^2 \frac{\pi x}{a}}; \quad M = M_1 \cos^2 \varphi + M_2 \sin^2 \varphi;$$

$$\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}; \quad |S_{11}|^2 = \frac{4 Y_0^2}{|B|^2} = \frac{64 \pi^2 M^2 \sin^4 \frac{\pi x}{a}}{a^2 b^2 \lambda_g^2}$$

Продолжение табл. 5.10.1

№ п/п.	Геометрия неоднородности	Поперечное сечение	Вид сбоку	Эквивалентная схема
2	Диафрагма, соединяющая прямоугольные волноводы различного поперечного сечения			
$ S_{21} ^2 = \frac{4 Y_0'^2 Y_0'}{ B ^2 Y_0} = \frac{64 \pi^2 M^2 \sin^2 \frac{\pi x'}{a}}{a \lambda_g' \lambda_g};$ $\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}; \quad M = M_1 \cos^2 \varphi + M_2 \sin^2 \varphi; \quad \lambda_g' = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a'}\right)^2}};$ $\frac{Y_0'}{Y_0} = \frac{\lambda_g ab}{\lambda_g' a' b'} \sin^2 \frac{\pi x'}{a}; \quad \frac{B}{Y_0} = \frac{ab \lambda_g}{4 \pi M \sin^2 \frac{\pi x'}{a}}$				

Продолжение табл. 5.10.1

№ п/п.	Геометрия неоднородности	Поперечное сечение	Вид сбоку	Эквивалентная схема
3	Диафрагма, соединяющая круглые волноводы одинакового радиуса			
$ S_{21} ^2 = \frac{4 Y_0'^2}{ B ^2} = \frac{64 \pi^2 M^2}{9 R^2 \lambda_g'^2}; \quad \lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{3,41 R}\right)^2}};$ $M = M_1 \cos^2 \varphi + M_2 \sin^2 \varphi; \quad \frac{B}{Y_0} = \frac{0,965 (\pi R^2) \lambda_g}{4 \pi M}$				

№ пп.	Геометрия неоднородности	Поперечное сечение	Вид с боку	Эквивалентная схема
4	Диафрагма, соединяющая круглые волноводы различного радиуса			

$$\lambda'_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{3,41R}\right)^2}}; \quad Y'_0 = \frac{R^2 \lambda_g}{(R')^2 \lambda'_g}; \quad B = \frac{0,955 (\pi R^2) \lambda_g}{4 \pi M};$$

$$\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{3,41R}\right)^2}}; \quad |S_{21}|^2 \approx \frac{4 Y_0^2 Y'_0}{|B|^2 Y_0} = \frac{64 \pi^2 M^2}{9 R^2 (R')^2 \lambda_g \lambda'_g};$$

$$M = M_1 \cos^2 \varphi + M_2 \sin^2 \varphi$$

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ И ОСНОВНЫЕ РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ТОВАРИЗНЫХ СОЕДИНЕНИЙ ВОЛНОВОДОВ

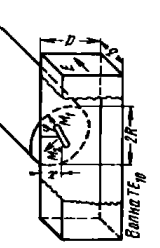
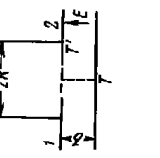
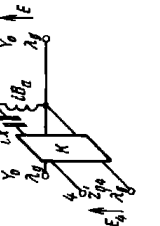
№ пп.	Геометрия соединения	Общий вид	Вид сверху	Эквивалентная схема
1	Параллельное Т-образное соединение со связью через диафрагму в плоскости E прямоугольного волновода			

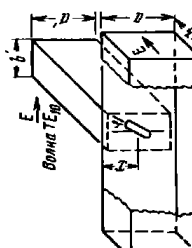
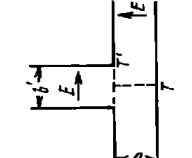
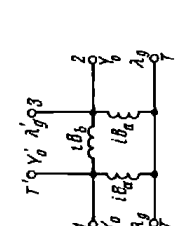
$$|S_{21}|^2 = |S_{23}|^2 \approx \frac{K^2 Z_0 Z_0^2}{Z_0^2 Z_0' |X|^2} = \frac{4 \pi^2 \lambda_g M^2}{\lambda'_g a' b' a^2 b} \cos^2 \frac{\pi x}{a};$$

$$\frac{X}{Z_0} = -\frac{a^2 b}{\pi \lambda_g M \cos^2 \frac{\pi x}{a}}; \quad B = \frac{4 \pi \lambda_g P}{a \lambda_g^2 b} \sin^2 \frac{\pi x}{a}; \quad \frac{K}{Z_0} = \frac{2a}{\lambda_g \cos \frac{\pi x}{a}};$$

$$\frac{Z_0'}{Z_0} = \frac{\lambda'_g a' b'}{\lambda_g a b}; \quad \lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}; \quad \lambda'_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a'}\right)^2}};$$

$$M = M_1 \cos^2 \varphi + M_2 \sin^2 \varphi$$

№ пп.	Геометрия соединения	Общий вид	Вид сверху	Эквивалентная схема
2	Т-образное соединение со связью через диафрагму прямоугольного и круглого волноводов	 <p>Волна TE₁₁</p>		
$ S_{21} ^2 = S_{34} ^2 \approx \frac{K^2 Z_0 Z_0'}{Z_0^2 X ^2} = \frac{4 \pi^2 (M')^2 \lambda_g \cos^2 \frac{\pi x}{a}}{3 R^2 a^3 b \lambda_g'} ; \quad \lambda_g' = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{3.41 R}\right)^2}}$ $ S_{13} ^2 = S_{24} ^2 \approx \frac{Y_0' Y_0^2}{Y_0 B_b ^2} = \frac{16 \pi^2 M^2 \sin^2 \frac{\pi x}{a}}{3 R^2 a b \lambda_g \lambda_g'} ; \quad \lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}$ $\frac{K}{Z_0} = \frac{2\pi}{\lambda_g \cos \frac{\pi x}{a}} ; \quad \frac{B_b}{Y_0} = \frac{\lambda_g a b}{4 \pi M \sin^2 \frac{\pi x}{a}} ; \quad \frac{B_a}{Y_0} = \frac{4 \pi \lambda_g P}{a \lambda^2 b \sin^2 \frac{\pi x}{a}} ;$ $\frac{X}{Z_0} = \frac{a^2 b}{\pi \lambda_g M' \cos^2 \frac{\pi x}{a}} ; \quad \frac{Y_0'}{Y_0} = \frac{a b \lambda_g}{3 R^2 \lambda_g' \sin^2 \frac{\pi x}{a}} ; \quad \frac{Z_0'}{Z_0} = \frac{3 R^2 \lambda_g'}{a b \lambda_g} ;$ $M' = M_1 \sin^2 \varphi \pm M_3 \cos^2 \varphi ; \quad M = M_1 \cos^2 \varphi \pm M_3 \sin^2 \varphi$				

№ пп.	Геометрия соединения	Общий вид	Вид сверху	Эквивалентная схема
3	Последовательное Т-образное соединение со связью через диафрагму в плоскости l-прямоугольного волновода	 <p>Волна TE₁₁</p>		
$ S_{21} ^2 = S_{34} ^2 \approx \frac{Y_0' Y_0^2}{Y_0 B_b ^2} = \frac{16 \pi^2 M^2 \sin^2 \frac{\pi x}{a}}{a a' b' \lambda_g \lambda_g'} ;$ $\frac{B_b}{Y_0} = \frac{\lambda_g a b}{4 \pi M \sin^2 \frac{\pi x}{a}} ; \quad \frac{B_a}{Y_0} = \frac{2 \pi \lambda_g P}{a b \lambda^2 \sin^2 \frac{\pi x}{a}} \pm \frac{\pi M' \lambda_g}{2 a^2 b} \cos^2 \frac{\pi x}{a} ;$ $\frac{Y_0'}{Y_0} = \frac{a b \lambda_g}{a' b' \lambda_g' \sin^2 \frac{\pi x}{a}} ; \quad \lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}} ; \quad \lambda_g' = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a'}\right)^2}} ;$ $M = M_1 \cos^2 \varphi \pm M_3 \sin^2 \varphi ; \quad M' = M_1 \sin^2 \varphi \pm M_3 \cos^2 \varphi$				

№ пп.	Геометрия соединения	Общий вид	Вид сверху	Приложение 5.10.2 Эквивалентная схема
4	Параллельное Т-образное соединение со связью через диафрагму в плоскости H прямо-угольного волновода			
$ S_{22} ^2 \approx S_{22} ^2 \approx \frac{K^2}{Z_0'} \frac{Z_0}{Z_0'} \frac{Z_0'}{ X ^2} = \frac{4 \pi^2 \lambda_g M^2}{\lambda_g' a' b' a^2 b}$ $\frac{X}{Z_0} = -\frac{a^2 b}{\pi \lambda_g M}; \quad M = M_1 \cos^2 \varphi + M_2 \sin^2 \varphi$ $\frac{Z_0'}{Z_0} = \frac{\lambda_g' a' b'}{\lambda_g a b}; \quad \frac{K}{Z_0} = \frac{2\pi}{\lambda_g}$ $\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}; \quad \lambda_g' = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a'}\right)^2}}$				

полосных волноводных соединений, связанных бесконечно тонкими диафрагмами. Там же приведены все основные соотношения. Заметим, что во всех случаях референсные плоскости для эквивалентных схем помещены в центре тяжести диафрагмы. Символ K означает инвертор сопротивлений (см. § 4.12). Кроме того, для каждого случая приведен коэффициент передачи мощности через диафрагму, равный квадрату модуля соответствующего коэффициента матрицы рассеяния (см. § 2.12).

Если размеры диафрагмы соизмеримы с длиной волны в свободном пространстве, то эти эквивалентные схемы дают хорошую точность при условии, что статический коэффициент магнитной поляризуемости M_1 (рис. 5.10.4) заменен на коэффициент магнитной поляризуемости M_1' , выражение для которого имеет вид

$$M_1' = \frac{M_1}{1 - \left(\frac{\lambda_c}{\lambda}\right)^2}, \quad (5.10.3)$$

где λ_c — длина волны в свободном пространстве на критической частоте для колебания самого низкого порядка в волноводе, имеющем такое же поперечное сечение, что и диафрагма;

λ — длина волны в свободном пространстве на рабочей частоте.

Для длинных узких диафрагм длиной l длина волны λ_c приблизительно равна $2l$.

Конечная толщина t диафрагмы уменьшает передачу мощности. Было установлено, что полный коэффициент затухания α толстой диафрагмы приблизительно равен сумме коэффициента затухания α_0 тонкой диафрагмы и коэффициента затухания α_1 отрезка передающей линии, длина которого равна толщине диафрагмы. Таким образом,

$$\alpha_0 = 10 \lg \frac{1}{|S_{mn}|^2}, \quad \text{дб}; \quad (5.10.4)$$

$$\alpha_1 = \frac{54,6tA}{\lambda_c} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_c}{\lambda}\right)^2}, \quad \text{дб}, \quad (5.10.5)$$

где A — эмпирически определяемая постоянная, приблизительно равная единице для круглой диафрагмы [25]. Для удлиненной щели длиной l в стенке толщиной t постоянная $A \approx 3$ при $t < 0,02l$; с увеличением t она уменьшается [25].

Из выражений (5.10.3)–(5.10.5) можно получить коэффициент эффективной магнитной поляризуемости M_{1t}' для толстой диафрагмы, размеры поперечного сечения которой соизмеримы с длиной волны:

$$M_{1t}' = \frac{M_1}{1 - \left(\frac{\lambda_c}{\lambda}\right)^2} \cdot 10^{-\left[\frac{2,73tA}{\lambda_c} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_c}{\lambda}\right)^2}\right]} \quad (5.10.6)$$

5.11. Резонансные частоты и ненагруженная добротность объемных резонаторов

Двумя важными характеристиками объемного резонатора, которые используются при расчете волноводных фильтров, являются резонансная частота и его ненагруженная добротность Q_u . В данном параграфе приведены графики и формулы для определения этих величин применительно к полностью замкнутым прямоугольным и цилиндрическим резонаторам. Если в стенке такого резонатора прорезать небольшую диафрагму связи, то его резонансная частота и ненагруженная добротность Q_u почти не изменяются.

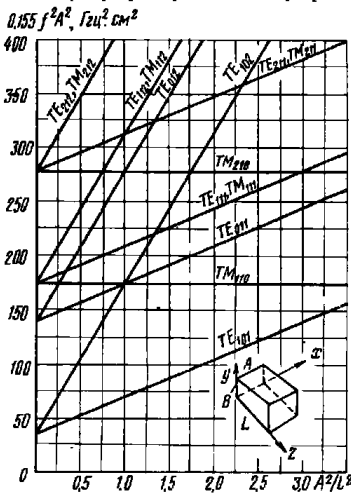


Рис. 5.11.1. Диаграмма типов колебаний для прямоугольного объемного резонатора при $B/A=1/2$. Размеры A , B и L даны в см, частота измеряется в Гц

Для этих колебаний будут использоваться индексы l , m и n , которые обозначают число полупериодов изменения электрического E и магнитного H полей соответственно вдоль осей x , y , z . Если значения индексов заданы, то тип колебаний полностью определен и обозначается либо TE_{lmn} , либо TM_{lmn} . Резонансные частоты определяются равенством

$$f^2 AB = 224,64 \left(\frac{B}{A} l^2 + \frac{A}{B} m^2 + \frac{AB}{L^2} n^2 \right), \quad (5.11.1)$$

прямоугольные объемные резонаторы. В волноводных фильтрах прямоугольные резонаторы используются гораздо чаще, чем резонаторы других типов. Прямоугольный резонатор показан на рис. 5.11.1. Колебания в нем удобно разделить на две группы: поперечно-электрические колебания (ТЕ) и поперечно-магнитные колебания (ТМ). Колебания типа ТЕ не имеют составляющих электрического поля E вдоль оси z , а колебания типа ТМ имеют составляющих магнитного поля H вдоль оси z .

Таблица 5.11.2

ТАБЛИЦА 5.11.2
ЗНАЧЕНИЯ δ/λ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ МЕТАЛЛОВ (ЧАСТОТА f ИЗМЕРЯЕТСЯ В ГИГАГЕРЦАХ)

Металл	δ/λ
Серебро	$6,76 \cdot 10^{-6} \sqrt{f}$
Медь	$6,95 \cdot 10^{-6} \sqrt{f}$
Алюминий	$8,7 \cdot 10^{-6} \sqrt{f}$
Латунь	$13,4 \cdot 10^{-6} \sqrt{f}$

где A , B и L в сантиметрах, а f — в гигагерцах.

На рис. 5.11.1 построен график величины $f^2 A^2$ в функции A^2/L^2 для всех колебаний типа ТЕ и ТМ, индексы которых l , m и n не превышают двух, в резонаторе с отношением $B/A=1/2$.

Ненагруженную добротность резонатора наиболее удобно протабулировать в безразмерной форме $Q_u \delta/\lambda$, где δ — глубина скин-слоя, а λ — длина волны в свободном пространстве.

ТАБЛИЦА 5.11.2
ЗНАЧЕНИЯ $k=A/B$ ДЛЯ НЕКОТОРЫХ ТИПОВ СТАНДАРТНЫХ ВОЛНОВОДОВ

Тип волновода	RG-69	RG-104	RG-112	RG-48	RG-49	RG-50	-51
k	2,00	2,00	2,00	2,12	2,15	2,20	2,26
f , Гц	1,20— —1,70	1,70— —2,60	2,1— —3,0	2,6— —3,95	3,93— —5,85	5,85— —8,20	7,05— —10,00
Тип волновода	RG-52	RG-91	RG-53	RG-96	RG-97	RG-98	RG-99
k	2,25	2,00	2,47	2,00	2,00	2,00	2,00
f , Гц	8,20— —12,40	12,40— —18,00	18,00— —26,50	26,50— —40,00	33,00— —50,00	50,00— —75,00	60,00— —90,00

В табл. 5.11.1 приведены значения δ/λ для различных металлов, имеющих полированную поверхность без следов коррозии.

Для колебаний ТЕ $Q_u \delta/\lambda$ вычисляется из выражений [31]:

$$Q_u \frac{\delta}{\lambda} = \frac{ABL}{4} \times \frac{(p^2 + q^2) (p^2 + q^2 + r^2)^{3/2}}{AL [p^2 r^2 + (p^2 + q^2)^2] + BL [(q^2 r^2 + (p^2 + q^2)^2) + AB r^2 (p^2 + q^2)]} \quad (5.11.2)$$

при $l > 0$ и $m > 0$;

$$Q_u \frac{\delta}{\lambda} = \frac{ABL}{2} \frac{(q^2 + r^2)^{3/2}}{q^2 L (B + 2A) + r^2 B (L + 2A)} \quad (5.11.3)$$

при $l = 0$ и

$$Q_u \frac{\delta}{\lambda} = \frac{ABL}{2} \frac{(p^2 + r^2)^{3/2}}{p^2 L (A + 2B) + r^2 A (L + 2B)} \quad (5.11.4)$$

при $m = 0$, где $p = l/A$, $q = m/B$, $r = n/L$.

На рис. 5.11.2 построен график $Q_u \delta/\lambda$ в функции A/L при различных отношениях сторон $k = A/B$ для колебания типа TE_{101} , а в

табл. 5.11.2 даны значения k для некоторых стандартных прямоугольных волноводов (указаны также их рабочие диапазоны).

Для колебаний ТМ Q_u вычисляется из выражений [31]:

$$Q_u \frac{\delta}{\lambda} = \frac{ABL}{4} \frac{(p^2 + q^2)(p^2 + q^2 + r^2)^{1/2}}{p^2 B(A + L) + q^2 A(B + L)} \quad (5.11.5)$$

при $n > 0$, а при $n = 0$

$$Q_u \frac{\delta}{\lambda} = \frac{ABL}{2} \frac{(p^2 + q^2)^{3/2}}{p^2 B(A + 2L) + q^2 A(B + 2L)} \quad (5.11.6)$$

Цилиндрические объемные резонаторы. Собственные колебания в цилиндрических резонаторах (рис. 5.11.3) также можно разделить на колебания типа ТЕ (составляющая электрического поля E вдоль оси z равна нулю) и колебания типа ТМ (составляющая магнитного поля H вдоль оси z равна нулю). Для обозначения частых типов колебаний ТЕ и ТМ здесь, как и ранее, будут

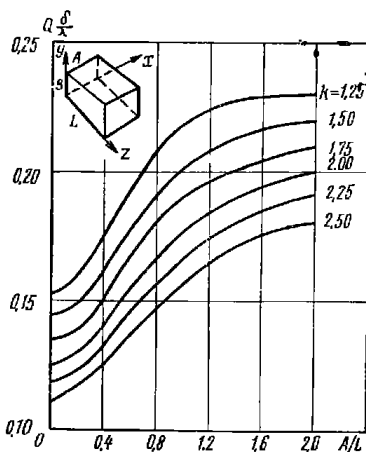


Рис. 5.11.2. Диаграмма для определения ненагруженной добротности прямоугольных объемных резонаторов с колебаниями типа ТЕ₁₀₁

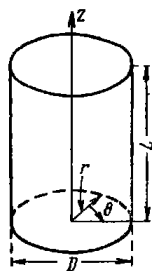


Рис. 5.11.3. Цилиндрический резонатор

использоваться три целых числа (индексы) l , m и n , которые означают: l — число периодов изменения E_r по направлению θ ; m — число полупериодов изменения E_θ по направлению r ; n — число полупериодов изменения E_z по направлению z , где E_r и E_θ —

КОРНИ $J_l(x)$ и $J_l'(x)$

ТЕ колебания	x_{lm}	ТЕ колебания	x_{lm}	ТМ колебания	x_{lm}	ТМ колебания	x_{lm}
11n	1,841	61n	7,501	01n	2,405	51n	8,772
21n	3,054	32n	8,016	11n	3,832	32n	9,761
01n	3,832	13n	8,536	21n	5,136	61n	9,936
31n	4,201	71n	8,578	02n	5,520	13n	10,174
41n	5,318	42n	9,283	31n	6,380		
12n	5,332	81n	9,648	12n	7,016		
51n	6,415	23n	9,970	41n	7,588		
22n	6,706	03n	10,174	22n	8,417		
02n	7,016			03n	8,654		

составляющие напряженности электрического поля по направлениям r и θ . Колебания в цилиндрическом резонаторе обозначаются ТЕ _{l, m, n} или ТМ _{l, m, n} . Резонансные частоты этих колебаний вычисляются из выражения [31]

$$f^2 D^2 = 898,7 \left[\left(\frac{x_{l,m}}{\pi} \right)^2 + \left(\frac{nD}{2L} \right)^2 \right] \quad (5.11.7)$$

Здесь частота f — в гигагерцах, а размеры D и L — в сантиметрах. Величины $x_{l,m}$ определяются следующим образом:

$x_{l,m}$ — m -й корень уравнения $J_l'(x) = 0$ для колебаний типа ТЕ; $x_{l,m}$ — m -й корень уравнения $J_l(x) = 0$ для колебаний типа ТМ.

Значения некоторых корней приведены в табл. 5.11.3.

На рис. 5.11.4 дан график величины $f^2 D^2$ в функции D^2/L^2 для некоторых типов колебаний ТЕ и ТМ низшего порядка.

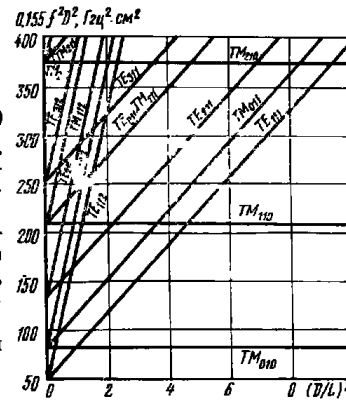


Рис. 5.11.4. Диаграмма типов колебаний для цилиндрического объемного резонатора

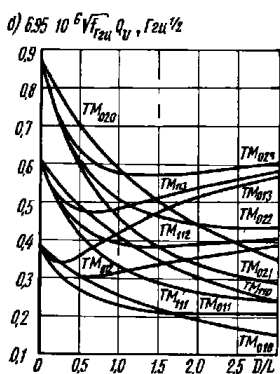
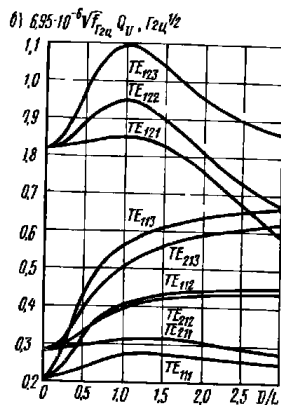
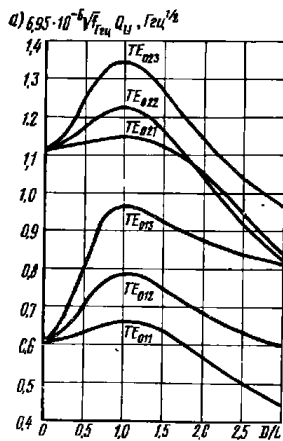


Рис. 5.11.5. Теоретические кривые ненагруженной добротности цилиндрического резонатора с медными стенками для нескольких колебаний:
 а — типа TE₀; б — типа TE; в — типа TM.
 Частота f в Гц

Все размеры на рисунке — в сантиметрах, частота измеряется в гигагерцах.

Графики ненагруженной добротности Q_u цилиндрических резонаторов с медными стенками для колебаний типа TE приведены на рис. 5.11.5а и б, а для колебаний типа TM — на рис. 5.11.5в.

Литература

- * 1. Cohn S. B. Characteristic Impedance of the Shielded-Strip Transmission Line, IRE Trans., PGMTT-2, pp. 52–72 (July 1954).
- Кон С. Характеристическое сопротивление симметричной полосковой линии. В сб. переводов: «Полосковые системы сверхвысоких частот», под ред. В. И. Сушкевича. Издательство иностранной литературы, 1959, стр. 33–40.
- * 2. Cohn S. B. Problems in Strip Transmission Lines, IRE Trans., PGMTT-3, 2, pp. 119–126 (March 1955).
- Кон С. Проблемы полосковых передающих линий. В сб. переводов «Печатные схемы сантиметрового диапазона», под ред. В. И. Сушкевича. Издательство иностранной литературы, 1956, стр. 259–277.
- * 3. Bates R. H. The Characteristic Impedance of Shielded Slab Line, IRE Trans., PGMTT-4, pp. 28–33 (January 1956).
- Бейтс Р. Характеристическое сопротивление экранированной полосковой линии. В сб. переводов: «Полосковые системы сверхвысоких частот», под ред. В. И. Сушкевича. Издательство иностранной литературы, 1959, стр. 33–40.
- * 4. Cohn S. B. Shielded Coupled-Strip Transmission Lines, IRE Trans., PGMTT-3, pp. 29–38 (October 1955).
- Кон С. Экранированная связанная полосковая линия. В сб. переводов: «Полосковые системы сверхвысоких частот», под ред. В. И. Сушкевича. Издательство иностранной литературы, 1959, стр. 173–193.
5. Oberhettinger F. and Magnus W. Anwendung der Elliptischen Funktionen in Physik und Technik. (Springer-Verlag, Berlin, 1949).
6. Cohn S. B. Characteristic Impedances of Broadside-Coupled Strip Transmission Lines, IRE Trans., PGMTT-8, 6, pp. 633–637 (November 1960).
7. Cohn S. B. Thickness Corrections for Capacitive Obstacles and Strip Conductors, IRE Trans., PGMTT-8, 6, pp. 638–644 (November 1960).
- * 8. Marcuvitz N. Waveguide Handbook, MIT Radiation Laboratory Series, Vol. 10 (McGraw Hill Book Co., Inc., New York City, 1951).
- Справочник по волноводам. Пер. с англ., под ред. Я. Н. Фельда. М. «Советское радио», 1952.
9. Moreno T. Microwave Transmission Design Data (Dover Publications Inc., New York City, 1958).
10. Whinnery J. R. and Jamieson H. W. Equivalent Circuits for Discontinuities in Transmission Lines, Proc. IRE 32, 2, pp. 98–114 (February 1944).
11. Whinnery J. R., Jamieson H. W. and Robbins T. E. Coaxial-Line Discontinuities, Proc. IRE 32, 11, pp. 695–709 (November 1944).
- * 12. Oliner A. A. Equivalent Circuits for Discontinuities in Balanced Strip Transmission Line, IRE Trans., PGMTT-3, 2, pp. 134–143 (March 1955).
- Олинер А. Эквивалентные схемы неоднородностей в уравновешенной полосковой передающей линии. В сб. переводов: «Печатные схемы сантиметрового диапазона», под ред. В. И. Сушкевича. Издательство иностранной литературы, 1956, стр. 294–318.
13. Aitschuler H. M. and Oliner A. A. Discontinuities in the Center Conductor of Symmetric Strip Transmission Line, IRE Trans. PGMTT-8, 3, pp. 328–339 (May 1960).
14. Allford A. Coupled Networks in Radio-Frequency Circuits, Proc. IRE 29, pp. 55–70 (February 1941).
15. Karakash J. J. and Mode D. E. A Coupled Coaxial Transmission-Line Band-Pass Filter, Proc. IRE 38, pp. 48–52 (January 1950).
16. Firestone W. L. Analysis of Transmission Line Directional Couplers, Proc. IRE 42, pp. 1529–1538 (October 1954).
17. Oliner A. M. Directional Electromagnetic Couplers, Proc. IRE, vol. 42, pp. 1686–1692 (November 1954).
18. Knechtli R. C. Further Analysis of Transmission-Line Directional Couplers, Proc. IRE 43, pp. 867–869 (July 1955).
- * 19. T. Jones E. M. and Bolljahn J. T. Coupled-Strip-Transmission Line Filters and Directional Couplers, IRE Trans., PGMTT-4, 2, pp. 75–81 (April 1956).

Джонс Е., Больян Аж. Фильтры и направленные ответители на связанных симметричных полосковых линиях. В сб. переводов: «Полосковые системы сверхвысоких частот», под ред. В. И. Сушкевича. Издательство иностранной литературы, 1959, стр. 213—229.

20. Ozaki H. and Ishii J. Synthesis of a Class of Strip-Line Filters, IRE Trans., PGCT—5, pp. 104—109, (June 1958).

21. Bethe H. A. Lumped Constants for Small Irises, Report 43—22, M. I. T. Radiation Laboratory, Cambridge, Massachusetts (March 1943).

22. Bethe H. A. Theory of Side Windows in Waveguides, Report 43—27, M. I. T. Radiation Laboratory, Cambridge, Massachusetts (April 1943).

23. Bethe H. A. Formal Theory of Waveguides of Arbitrary Cross Section, Report 43—26 M. I. T. Radiation Laboratory, Cambridge, Massachusetts (March 1943).

24. Bethe H. A. Theory of Diffraction by Small Holes, Phys. Rev. Vol. 66, pp. 163—182 (1944).

25. Cohn S. B. Microwave Coupling by Large Apertures. Proc. IRE 40, pp. 696—699 (June 1952).

26. Collin R. E. Field Theory of Guided Waves, Sec. 7.3 (McGraw Hill Book Co., Inc., New York City, 1960).

27. Marcuvitz N. Waveguide Circuit Theory; Coupling of Waveguides by Small Apertures, Report No R—157—47, Microwave Research Institute, Polytechnic Institute of Brooklyn (1947) PIB—106.

28. Oliner A. A. Equivalent Circuits for Small Symmetrical Longitudinal Apertures and Obstacles, IRE Trans., PGMTT—8 1, pp. 72—80 (January 1960).

29. Cohn S. B. Determination of Aperture Parameters by Electrolytic Tank Measurements, Proc. IRE 39, pp. 1416—1421 (November 1951).

30. Cohn S. B. The Electric Polarizability of Apertures of Arbitrary Shape, Proc. IRE 40, pp. 1069—1071 (September 1952).

* 31. Montgomery C. G. Technique of Microwave Measurements, Secs. 5.4 and 5.5 (McGraw—Hill Book Co., New York City, N. Y., 1947).

Техника измерений на сантиметровых волнах. М., «Советское радио», 1949.

32. Getsinger W. J. A Coupled Strip-Line Configuration Using Printed-Circuit Construction that Allows Very Close Coupling, IRE Trans., PGMTT—9, pp. 535—544 (November 1961).

33. Getsinger W. J. Coupled Rectangular Bars Between Parallel Plates, IRE Trans., PGMTT—10, pp. 65—72 (January 1962).

Глава 6

СТУПЕНЧАТЫЕ ТРАНСФОРМАТОРЫ И ФИЛЬТРЫ-ПРОТОТИПЫ

Введение

В этой главе приведены формулы, таблицы и графики для расчета четвертьволновых трансформаторов. Рассматриваются два случая их применения в качестве:

- 1) устройства для согласования полных сопротивлений, т. е. трансформатора сопротивлений;
- 2) прототипа для расчета различных полоснопропускающих фильтров и фильтров нижних частот.

6.01. Основные определения

Четвертьволновые трансформаторы применяются как для согласования полных сопротивлений, так и для многих других целей; изучение их характеристик позволяет разобраться в целом ряде физических задач, которые не обязательно связаны с преобразованием сопротивлений. Более того, расчетные уравнения и числовые таблицы приведены к виду, позволяющему легко использовать их для синтеза цепей, многие из которых ранее рассчитать было трудно.

Следующие типы цепей могут быть рассчитаны при использовании четвертьволновых трансформаторов в качестве прототипа:

- трансформаторы сопротивлений [1—6] (как в этой главе);
- фильтры с реактивными связями [7—9] (гл. 9);
- фильтры нижних частот из коротких отрезков линий передач (§ 7.06);
- шлейфовые направленные ответители [10] (гл. 13);
- оптические фильтры и трансформаторы в виде многослойных структур [11, 12] и акустические трансформаторы [13, 14].

Рассматриваемые здесь функции затухания имеют максимального плоский или чебышевский характер в полосе пропускания. Однако иногда требуется другой вид характеристики. Так, направленные ответители на связанных линиях с волной типа TEM математически эквивалентны четвертьволновым трансформаторам (гл. 13), но для них требуются функции, соответствующие макси-

мально плоским или раннопulseирующим характеристикам и полосе заперания. Возможны случаи, когда более удобным могут оказаться функции затухания какого-либо другого типа.

Как и при расчете любых цепей свч, необходимо делать различие между идеальными цепями, для которых проведем анализ, и реальными цепями, которые вызвали необходимость такого анализа и являются желаемым конечным результатом расчета. Чтобы внести ясность в этот вопрос, обратимся к основным определениям [15]:

Однородный трансформатор — трансформатор, в котором отношения длин волн в линии (и волновых сопротивлений) для различных участков по направлению распространения не зависят от частоты.

Неоднородный трансформатор — трансформатор, в котором отношения длин волн в линии (и волновых сопротивлений) для различных участков по направлению распространения могут зависеть от частоты.

Четвертьволновый трансформатор — каскадное соединение отрезков однородных¹⁾ линий передач или сред без потерь; длина каждого отрезка равняется четверти длины волны (в линии) на некоторой (общей) частоте полосы пропускания.

Однородные и неоднородные четвертьволновые трансформаторы теперь могут быть определены на основе изложенных понятий. Например, *неоднородный* четвертьволновый трансформатор — это четвертьволновый трансформатор, в котором отношения длин волн в линии (и волновых сопротивлений) для различных секций могут изменяться при изменении частоты.

Идеальное сочленение — соединение двух элементов или двух передающих линий, в котором можно пренебречь электрическим влиянием соединительных проводов или неоднородностей сочленения.

Это влияние в дальнейшем может быть учтено с помощью эквивалентных реактивных элементов и трансформаторов или отрезков линии с положительной или отрицательной длиной и т. д.

Идеальный четвертьволновый трансформатор — четвертьволновый трансформатор, в котором все соединения (волноводов или сред, имеющих различные волновые сопротивления) могут считаться идеальными сочленениями.

Полуволновый фильтр — каскадное соединение отрезков однородных линий передачи (или сред) без потерь; длина каждого отрезка равняется половине длины волны (в линии) на некоторой (общей) частоте полосы пропускания.

Условие синхронной настройки (Synchronous tuning condition). Фильтр, состоящий из ряда неоднородностей, расположенных по

¹⁾ Однородная линия передачи, среда и т. д. определяются здесь в том смысле, что их физические и электрические параметры не изменяются в направлении распространения. Это определение является обобщением определения однородного волновода согласно стандарту института радионженеров (IRE) (см. [16]).

направлению распространения, будет синхронно настроенным, если на некоторой частоте в полосе пропускания отраженные волны от любой пары соседних (рядом лежащих) неоднородностей сфазированы таким образом, что обеспечивается их максимальное подавление.

Четвертьволновый трансформатор будет синхронно настроенным, если сопротивления его секций образуют монотонную (например, монотонно возрастающую) последовательность. Полуволновый фильтр будет синхронно настроенным, если сопротивления его секций при движении вдоль оси фильтра поочередно то увеличиваются, то уменьшаются.

Синхронная частота. «Некоторая частота», упомянутая в предыдущем определении, на которой выполняется условие синхронной настройки, называется синхронной частотой (Synchronous frequency).

В случае четвертьволновых трансформаторов длина каждой секции равна четверти длины волны на синхронной частоте; для полуволновых фильтров длина каждой секции равна половине длины волны на синхронной частоте. Фильтры нижних частот из коротких отрезков передающих линий также могут быть получены из полуволновых фильтров, если предположить, что синхронная частота равна нулю.

Представление ступенчатых неоднородностей в передающих линиях с помощью перепадов сопротивлений эквивалентно представлению этих неоднородностей с помощью идеальных инверторов полных сопротивлений (см. § 4.12). Основное отличие обоих представлений заключается в том, что перепады сопротивлений могут быть физически реализованы в широком диапазоне частот (по крайней мере, малые перепады), в то время как для идеаль-

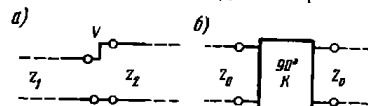


Рис. 6.01.1. Связь между перепадом сопротивлений (а) и инвертором сопротивлений (б).

Для перепада сопротивлений волновые сопротивления линий равны Z_1, Z_2 . Коеффициент соединения $V = (Z_2/Z_1)^{\pm 1} > 1$. Электрическая длина равна нулю на всех частотах.

Для инвертора сопротивлений волновые сопротивления линий равны Z_0 . Характеристическое сопротивление инвертора равно K . Электрическая длина равна 90° на всех частотах. При одной и той же связи коеффициент

$$V = \left(\frac{K}{Z_0}\right)^{\pm 2} > 1$$

ных инверторов сопротивлений это возможно только в ограниченных полосах частот. Однако использование подобных представлений в качестве математической модели или в качестве цели протокола приводит к одинаковым результатам, как можно видеть из рис. 6.01.1.

Для трансформатора с чебышевской характеристикой и с относительной полосой пропускания ω_q величина избыточных потерь равна

$$\xi = \frac{(R-1)^2}{4R} \frac{T_n^2(\cos \theta/\nu_0)}{T_n^2(1/\nu_0)} = \xi_r T_n^2(\cos \theta/\nu_0), \quad (6.02.11)$$

где

$$\nu_0 = \sin \left(\frac{\pi \omega_q}{4} \right); \quad (6.02.12)$$

T_n — полином Чебышева (первого рода) n -го порядка, а

$$\xi_r = \frac{(R-1)^2}{4R} \frac{1}{T_n^2(1/\nu_0)} = \frac{1}{T_n^2(1/\nu_0)} \xi_a \quad (6.02.13)$$

— максимальное значение избыточных потерь в полосе пропускания [ср. с ур-нем (6.02.18)].

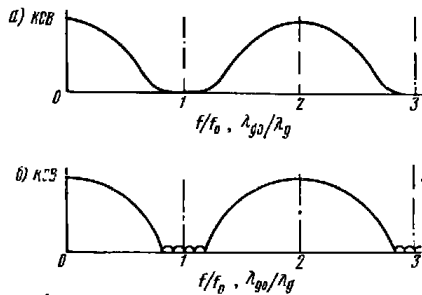


Рис. 6.02.2. Характеристики четвертьволнового трансформатора: а — максимально плоская; б — чебышевская

На рис. 6.02.2 приведены максимально плоская и чебышевская характеристики четвертьволнового трансформатора. Следует отметить, что максимальное значение рабочего коэффициента потерь мощности для любого четвертьволнового трансформатора равно

$$\frac{P_m}{P_L} = \xi_a + 1 = \frac{[(R \pm 1)^2]}{4R} \quad (6.02.14)$$

и зависит только от отношения выходного и входного сопротивлений R .

На рис. 6.02.3 показана зависимость относительной полосы пропускания $\omega_{q,3[0dB]}$ четвертьволновых трансформаторов с максимально плоской характеристикой от величины $\lg R$. Полоса про-

пускания определена между точками с затуханием 3 дБ для трансформаторов с различным числом секций от $n=2$ до $n=15$. Затухание, определяемое выражением (6.02.6), может быть также найдено с помощью соответствующего фильтра-прототипа нижних частот на сосредоточенных параметрах (см. § 4.03).

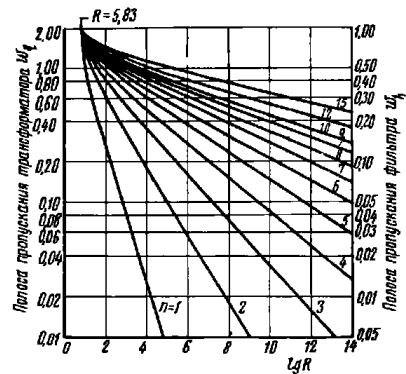


Рис. 6.02.3. Относительная ширина полосы пропускания на уровне 3 дБ для четвертьволнового трансформатора и полуволнового фильтра с максимально плоскими характеристиками

Если ω' — частотная переменная прототипа с максимально плоской характеристикой, а ω'_1 — граничная частота, то

$$\frac{\omega'}{\omega'_1} = \frac{\cos \theta}{\nu_0}, \quad (6.02.15)$$

где ν_0 определяется выражением (6.02.12), а величина ω_q в этом выражении является относительной шириной полосы пропускания четвертьволнового трансформатора с максимально плоской характеристикой, определяемой между гочками с тем же затуханием, что и затухание фильтра нижних частот с максимально плоской характеристикой при $\omega' = \omega'_1$.

Равенство (6.02.15) позволяет перейти от графиков затухания в функции ω'/ω'_1 на рис. 4.03.2 к графикам затухания в функции $\cos \theta$ для четвертьволнового трансформатора.

Для трансформатора с чебышевской характеристикой из ур-ня (6.02.13) можно получить

$$\frac{\xi_a}{\xi_r} = T_n^2(1/\nu_0) = M(n, \omega_q), \quad (6.02.16)$$

где M определяется как функция от числа секций n и ширины полосы ω_q . Это отношение показывает, насколько увеличивается

ЗНАЧЕНИЯ $M(n, w, \theta) = \Gamma^2 \int_0^1 \frac{slp(\theta w, \theta^4)}{slp(\theta w, \theta^4)} \dots$ ДЛЯ ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВЫХ ТРАНСФОРМАТОРОВ С ЧЕБЫШЕВСКОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ

n	w/θ	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
2	0,1049	6	0,6517* 4	0,1274* 4	0,3978* 3	0,1601* 3	0,7575* 2	0,4001* 2	0,2293* 2	0,1400* 2	0,9000* 1
3	0,6795* 8	0,1052* 7	0,9094* 5	0,1564* 5	0,4036* 4	0,1306* 4	0,4972* 3	0,2130* 3	0,9966* 2	0,5000* 2	0,9000* 2
4	0,4402* 11	0,1699* 9	0,6491* 7	0,6313* 6	0,1020* 6	0,2263* 5	0,6246* 4	0,2013* 4	0,7291* 3	0,2890* 3	0,9000* 3
5	0,2651* 14	0,2742* 11	0,4634* 9	0,2517* 8	0,2578* 7	0,3930* 6	0,7852* 5	0,1906* 5	0,5353* 4	0,1682* 4	0,9000* 4
6	0,1847* 17	0,4427* 13	0,3308* 11	0,1003* 10	0,6516* 8	0,6619* 7	0,9872* 6	0,1806* 6	0,3933* 5	0,9801* 4	0,9000* 5
7	0,1196* 20	0,7148* 15	0,2361* 15	0,3999* 11	0,1646* 10	0,1183* 9	0,1241* 8	0,1710* 7	0,2890* 6	0,5712* 6	0,9000* 6
8	0,7751* 25	0,1154* 18	0,1685* 13	0,1594* 13	0,4162* 11	0,2052* 10	0,1560* 9	0,1620* 8	0,2123* 7	0,3329* 6	0,9000* 7
9	0,3252* 28	0,3008* 22	0,8590* 18	0,2533* 16	0,1052* 13	0,3561* 11	0,1961* 10	0,1535* 9	0,1560* 8	0,1940* 7	0,9000* 8
10	0,2107* 31	0,4856* 24	0,6132* 20	0,1010* 18	0,2658* 14	0,6178* 12	0,2466* 11	0,1454* 10	0,1146* 9	0,1131* 8	0,9000* 9
11	0,1365* 34	0,7840* 26	0,4377* 22	0,4026* 19	0,6720* 15	0,1072* 14	0,3100* 12	0,1377* 11	0,8422* 9	0,6592* 8	0,9000* 10
12	0,8842* 36	0,1266* 29	0,3124* 24	0,1605* 21	0,4292* 18	0,3227* 16	0,1860* 15	0,3698* 13	0,1304* 12	0,6188* 10	0,3842* 9
13	0,5728* 39	0,2044* 31	0,2230* 26	0,6397* 22	0,1084* 20	0,5598* 17	0,4901* 14	0,1235* 13	0,4547* 11	0,2239* 10	0,1305* 9
14	0,3710* 42	0,3299* 33	0,1592* 28	0,2550* 24	0,2742* 21	0,9712* 18	0,7746* 16	0,1108* 15	0,2454* 13	0,7607* 11	0,1305* 11

— 224 —

Продолжение табл. 6.02.1

n	w/θ	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7	1.8	1.9	2.0
2	0,6046* 1	0,4226* 1	0,3066* 1	0,2908* 1	0,1804* 1	0,1467* 1	0,1243* 1	0,1103* 1	0,1024* 1	1,0	1,0
3	0,2654* 2	0,1479* 2	0,8611* 1	0,5234* 1	0,3331* 1	0,2236* 1	0,1601* 1	0,1241* 1	0,1056* 1	1,0	1,0
4	0,1230* 3	0,5553* 2	0,2634* 2	0,1308* 2	0,6802* 1	0,3739* 1	0,2213* 1	0,1454* 1	0,1102* 1	1,0	1,0
5	0,5771* 3	0,2125* 3	0,8288* 2	0,3398* 2	0,1459* 2	0,6610* 1	0,3219* 1	0,1763* 1	0,1162* 1	1,0	1,0
6	0,2713* 4	0,8170* 3	0,2631* 3	0,8965* 2	0,3206* 2	0,1206* 2	0,4853* 1	0,2197* 1	0,1239* 1	1,0	1,0
7	0,1276* 5	0,3145* 4	0,8380* 3	0,2379* 3	0,7120* 2	0,2239* 2	0,7490* 1	0,2802* 1	0,1334* 1	1,0	1,0
8	0,6006* 5	0,1211* 5	0,2671* 4	0,6327* 3	0,1588* 3	0,4197* 2	0,1174* 2	0,3639* 1	0,1450* 1	1,0	1,0
9	0,2826* 6	0,4666* 5	0,8515* 4	0,1684* 4	0,3552* 3	0,7907* 2	0,1858* 2	0,4790* 1	0,1590* 1	1,0	1,0
10	0,1329* 7	0,1797* 6	0,2715* 5	0,4483* 4	0,7950* 3	0,1493* 3	0,2959* 2	0,6371* 1	0,1756* 1	1,0	1,0
11	0,6257* 7	0,6923* 6	0,8656* 5	0,1194* 5	0,1780* 4	0,2823* 3	0,4730* 2	0,8542* 1	0,1954* 1	1,0	1,0
12	0,2944* 8	0,2667* 7	0,2760* 6	0,3179* 5	0,3986* 4	0,5347* 3	0,7581* 2	0,1152* 2	0,2187* 1	1,0	1,0
13	0,1385* 9	0,1027* 8	0,8800* 6	0,8465* 5	0,8928* 4	0,1012* 4	0,1216* 3	0,1560* 2	0,2463* 1	1,0	1,0
14	0,6518* 9	0,3956* 8	0,2806* 7	0,2254* 6	0,1999* 5	0,1918* 4	0,1954* 4	0,3021* 2	0,2787* 1	1,0	1,0
15	0,3067* 10	0,1524* 9	0,8947* 7	0,6003* 6	0,4478* 5	0,3632* 4	0,3142* 3	0,2888* 2	0,3167* 1	0,1	0,1

Примечание. *% означает умножение на 10% (аналогично следует поступать и при других значениях шлейфа от эсэдочной).

уровень затухания (величина пульсаций) в полосе пропускания, если нужно улучшить (увеличить) максимальное ослабление. Функция M из выражения (6.02.16) приведена в табл. 6.02.1 для различных относительных полос пропускания ω_q с интервалом 10% и для различного числа секций от $n=2$ до $n=15$. Наименьшая относительная ширина полосы пропускания в табл. 6.02.1 равна $\omega_q=0,1$. Для малых полос пропускания справедливо приближенное равенство:

$$\frac{\gamma_a}{\epsilon_r} T_n^2(1, \gamma_0) M(n, \omega_q) \approx \frac{1}{4} \left(\frac{8}{\pi \omega_q} \right)^{2n} \quad (6.02.17)$$

Для относительной ширины полосы ω_q , меньшей, чем 0,1, это приближенное равенство дает ошибку в пределах одного процента. Затухание, даваемое выражением (6.02.11), для четвертьволнового трансформатора с чебышевской характеристикой может быть также найдено из графиков на рис. 4.03.4, если выбрать соответствующий фильтр-прототип нижних частот на сосредоточенных параметрах. Точно так же, как и для трансформатора с максимально плоской характеристикой, в этом случае используется равенство (6.02.15), в котором ω_1 теперь будет граничной частотой.

ТАБЛИЦА 6.02.2
МАКСИМАЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ КСВ ДЛЯ ОДНОСЕКЦИОННЫХ ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВЫХ ТРАНСФОРМАТОРОВ

Перепад сопротивлений R	Ширина полосы пропускания ω_q					
	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2
1,25	1,03	1,07	1,11	1,14	1,17	1,20
1,50	1,06	1,13	1,20	1,27	1,33	1,39
1,75	1,09	1,19	1,30	1,39	1,49	1,57
2,00	1,12	1,24	1,38	1,51	1,64	1,76
2,50	1,16	1,34	1,53	1,73	1,93	2,12
3,00	1,20	1,43	1,68	1,95	2,21	2,47
4,00	1,26	1,58	1,95	2,35	2,76	3,15
5,00	1,32	1,73	2,21	2,74	3,30	3,83
6,00	1,37	1,86	2,45	3,12	3,82	4,50
8,00	1,47	2,11	2,92	3,86	4,86	5,84
10,00	1,55	2,35	3,37	4,58	5,88	7,16
12,50	1,65	2,63	3,92	5,47	7,15	8,81
15,00	1,75	2,90	4,47	6,36	8,41	10,46
17,50	1,84	3,17	5,01	7,25	9,67	12,10
20,00	1,92	3,43	5,54	8,11	10,93	13,74
25,00	2,08	3,95	6,60	9,86	13,44	17,02
30,00	2,24	4,45	7,65	11,60	15,95	20,30
40,00	2,54	5,45	9,73	15,70	20,96	26,85
50,00	2,82	6,43	11,81	18,54	25,97	33,40
60,00	3,10	7,40	13,88	22,00	30,98	39,95
80,00	3,63	9,34	18,02	28,92	40,98	53,04
100,00	4,16	11,27	22,15	35,83	50,98	66,13

ТАБЛИЦА 6.02.3

МАКСИМАЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ КСВ ДЛЯ ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВЫХ ТРАНСФОРМАТОРОВ С ЧЕБЫШЕВСКОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ

Перепад сопротивлений R	Ширина полосы пропускания ω_q																	
	Число секций $n=2$				Число секций $n=3$				Число секций $n=4$									
	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2
1,25	1,00	1,03	1,05	1,07	1,08	1,11	1,00	1,01	1,02	1,03	1,06	1,00	1,00	1,00	1,00	1,01	1,03	1,03
1,50	1,01	1,03	1,05	1,07	1,08	1,11	1,00	1,01	1,02	1,03	1,06	1,00	1,00	1,00	1,00	1,01	1,03	1,03
1,75	1,01	1,03	1,05	1,07	1,08	1,11	1,00	1,01	1,02	1,03	1,06	1,00	1,00	1,00	1,00	1,01	1,03	1,03
2,00	1,01	1,04	1,08	1,12	1,15	1,21	1,00	1,01	1,02	1,04	1,08	1,00	1,00	1,00	1,00	1,01	1,04	1,10
2,50	1,01	1,05	1,12	1,22	1,37	1,58	1,00	1,01	1,03	1,07	1,14	1,00	1,00	1,00	1,01	1,02	1,06	1,14
3,00	1,01	1,06	1,14	1,27	1,47	1,74	1,00	1,01	1,03	1,08	1,18	1,00	1,00	1,00	1,01	1,03	1,07	1,17
4,00	1,02	1,08	1,19	1,37	1,64	2,04	1,00	1,01	1,04	1,11	1,24	1,00	1,00	1,00	1,01	1,03	1,09	1,22
5,00	1,02	1,09	1,23	1,45	1,80	2,33	1,00	1,01	1,05	1,13	1,29	1,00	1,00	1,00	1,01	1,04	1,11	1,27
6,00	1,03	1,11	1,26	1,53	1,95	2,60	1,00	1,02	1,06	1,15	1,33	1,00	1,00	1,00	1,01	1,05	1,13	1,31
8,00	1,03	1,13	1,33	1,67	2,23	3,13	1,00	1,02	1,07	1,18	1,42	1,00	1,00	1,00	1,02	1,06	1,16	1,39
10,00	1,04	1,15	1,38	1,80	2,50	3,64	1,00	1,02	1,08	1,21	1,49	1,00	1,00	1,00	1,02	1,07	1,18	1,46
12,50	1,04	1,18	1,45	1,95	2,82	4,27	1,00	1,03	1,09	1,25	1,58	1,00	1,00	1,00	1,02	1,08	1,21	1,54
15,00	1,05	1,20	1,51	2,09	3,13	4,89	1,00	1,03	1,11	1,25	1,66	1,00	1,00	1,00	1,02	1,08	1,24	1,62
17,50	1,05	1,22	1,57	2,23	3,44	5,50	1,00	1,03	1,12	1,31	1,73	1,00	1,00	1,00	1,03	1,09	1,26	1,69
20,00	1,05	1,24	1,62	2,36	3,74	6,11	1,00	1,03	1,12	1,34	1,81	1,00	1,00	1,00	1,03	1,10	1,28	1,76
25,00	1,06	1,27	1,72	2,62	4,33	7,32	1,00	1,04	1,14	1,39	1,95	1,00	1,00	1,00	1,03	1,11	1,33	1,88
30,00	1,07	1,30	1,82	2,87	4,91	8,52	1,00	1,04	1,16	1,43	2,08	1,00	1,00	1,00	1,04	1,13	1,36	2,01
40,00	1,08	1,36	2,00	3,36	5,06	10,91	1,01	1,05	1,19	1,52	2,33	1,00	1,00	1,00	1,04	1,15	1,43	2,24
50,00	1,09	1,41	2,17	3,83	7,20	13,29	1,01	1,05	1,21	1,60	2,57	1,00	1,00	1,00	1,05	1,17	1,50	2,46
60,00	1,10	1,46	2,34	4,30	8,33	15,66	1,01	1,06	1,23	1,68	2,80	1,00	1,00	1,00	1,05	1,18	1,56	2,67
80,00	1,12	1,55	2,65	5,21	10,57	20,41	1,01	1,07	1,28	1,82	3,25	1,00	1,00	1,00	1,06	1,22	1,67	3,08
100,00	1,13	1,63	2,96	6,11	12,81	25,15	1,01	1,08	1,31	1,95	3,69	1,00	1,00	1,00	1,07	1,25	1,78	3,48

той полосы пропускания фильтра нижних частот с чебышевской (равнопольсующей) характеристикой.

При расчете таких трансформаторов основной интерес представляет характеристика в полосе пропускания при малых значениях R (обычно меньше 100), и она выражается через максимальный ксв, а не через максимальное затухание.

В табл. 6.02.2 и 6.02.3 приведены значения максимального ксв в полосе пропускания для трансформаторов с числом секций $n=1, 2, 3$ и 4. Таблицы составлены для значений общего перепада сопротивлений $R < 100$ при относительной полосе пропускания ω_q до 120% [4]. Для всех других случаев максимальное значение ксв может быть найдено, если воспользоваться табл. 6.02.1 совместно с уравнениями (6.02.8), (6.02.16) и выражением

$$\xi_r = \frac{(V_r - 1)^2}{4V_r} \quad (6.02.18)$$

где V_r — величина пульсаций ксв (максимальное значение ксв в полосе пропускания).

Пример 1. Определить минимальное число секций трансформатора с перепадом сопротивлений $R=100$ так, чтобы в пределах 100%-ной полосы пропускания ($\omega_q=1,0$) ксв был меньше, чем 1,15.

Из выражения (6.02.18) для $V_r=1,15$ получаем

$$\xi_r = 0,00489, \quad (6.02.19)$$

а из выражения (6.02.8) для $R=100$ находим

$$\xi_a = 24,5. \quad (6.02.20)$$

Далее из выражения (6.02.16) имеем

$$M(n\omega_q) = T_n^2(1/\nu_0) = \frac{\xi_a}{\xi_r} = 0,501 \cdot 10^4. \quad (6.02.21)$$

Из табл. 6.02.1 для $\omega_q=1$ находим, что полученное значение $M(n, \omega_q)$ лежит между его значениями для $n=5$ и $n=6$. Поэтому у трансформатора должно быть, по крайней мере, шесть секций (см. также пример 1 в § 6.07).

6.03. Характеристики однородных полуволновых фильтров

Определение полуволнового фильтра было приведено в § 6.01. Схематически такой фильтр показан на рис. 6.03.1. Относительная ширина его полосы пропускания ω_h равна

$$\omega_h = 2 \left(\frac{\lambda_{g1} - \lambda_{g2}}{\lambda_{g1} + \lambda_{g2}} \right) \quad (6.03.1)$$

(ср. с выражением (6.02.1)), а длина L' каждой секции равна

$$L' = \frac{\lambda_{g1}\lambda_{g2}}{\lambda_{g1} + \lambda_{g2}} = \frac{\lambda_{g0}}{2} \quad (6.03.2)$$

(ср. с выражением (6.02.2)).

В этих выражениях λ_{g1} и λ_{g2} являются самой длинной и самой короткой волной в полосе пропускания полуволнового фильтра. Для линий без дисперсии здесь опускается индекс g , как в выражениях (6.02.3) и (6.02.4). У полуволнового фильтра с теми же самыми значениями ксв V_i для сочленений (рис. 6.02.1 и 6.03.1),

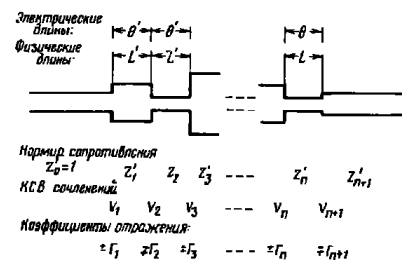


Рис. 6.03.1. Схематический вид полуволнового фильтра.

$$\text{Ксв } V_i = \left(\frac{z_i}{z_{i-1}} \right)^{\pm 1} > 1. \quad \text{Коэффициент отражения } \Gamma_i = \pm \frac{V_i - 1}{V_i + 1}$$

что и у четвертьволнового трансформатора с полосой пропускания ω_q , полоса пропускания будет в два раза меньше:

$$\omega_h = \frac{\omega_q}{2}, \quad (6.03.3)$$

так как его секции в два раза длиннее и, следовательно, в два раза чувствительнее к изменению частоты, чем секции четвертьволнового трансформатора.

Характеристику полуволнового фильтра в общем случае можно определить непосредственно из характеристики четвертьволнового трансформатора, который имеет то же самое число секций n и те же самые значения ксв V_i для сочленений, что и полуволновый фильтр. Для этого достаточно увеличить в два раза масштаб оси частот (ср. рис. 6.03.2 и 6.02.2). Четвертьволновый трансформатор с теми же самыми n и V_i , что и полуволновый фильтр, называется *прототипом* этого фильтра.

В случае полуволнового фильтра величина R , равная максимальному значению ксв всего фильтра, не является больше перепадом сопротивлений, как в четвертьволновом трансформаторе и может быть определена как произведение ксв отдельных сочленений:

$$R = V_1 V_2 \dots V_{n+1}. \quad (6.03.4)$$

Это определение справедливо как для полуволнового фильтра, так и для четвертьволнового трансформатора, а также и для фильт-

ров прототипами которых они являются (в последнем случае V_1 равняется квс отдельной неоднородности, как в гл. 9).

Все формулы от (6.02.6) до (6.02.18) с внесенными, где следует, изменениями применимы и для полуволновых фильтров.

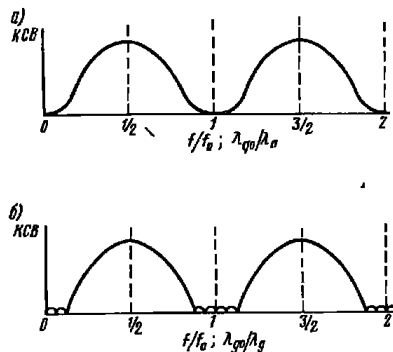


Рис. 6.03.2. Характеристики полуволновых фильтров.

Для полуволнового фильтра с максимально плоской характеристикой с n секциями вместо выражения (6.02.6) будет справедливо выражение

$$\mathcal{E} = \frac{(R-1)^2}{4R} \sin^{2n} \theta' = \mathcal{E}_a \sin^{2n} \theta', \quad (6.03.5)$$

где

$$\theta' = \pi \frac{\lambda_{g0}}{\lambda_g} = 2\theta, \quad (6.03.6)$$

так что в середине полосы пропускания $\theta' = \pi$ (вместо $\theta = \pi/2$). Относительная ширина полосы пропускания полуволнового фильтра с максимально плоской характеристикой, определенная между точками с затуханием 3 дБ, равна

$$\omega_{h,3[\text{дБ}]} = \frac{\omega_{q,3[\text{дБ}]}}{2}, \quad (6.03.7)$$

а для полосы между точками с затуханием x , дБ,

$$\omega_{h,x[\text{дБ}]} = \frac{\omega_{q,x[\text{дБ}]}}{2}. \quad (6.03.8)$$

Эти выражения могут быть получены из ф-л (6.02.9) и (6.02.10).

Для полуволнового фильтра с чебышевской характеристикой получаются следующие соотношения:

$$\mathcal{E} = \frac{(R-1)^2}{4R} \frac{T_n^2(\sin \theta' / \mu_0)}{T_n^2(1/\mu_0)} = \mathcal{E}_r T_n^2(\sin \theta' / \mu_0), \quad (6.03.9)$$

где

$$\mu_0 = \sin \left(\frac{\pi \omega_q}{4} \right) = \sin \left(\frac{\pi \omega_h}{2} \right). \quad (6.03.10)$$

Величины \mathcal{E}_a , \mathcal{E}_r и максимальное значение рабочего коэффициента потерь мощности по-прежнему определяются ур-ниями (6.02.8), (6.02.13) и (6.02.14). Графики на рис. 6.02.3 также могут быть использованы для полуволновых фильтров с максимально плоской характеристикой, но только в этом случае нужно пользоваться шкалой справа. Точно также графики на рис. 4.03.2 и рис. 4.03.4, построенные для фильтров-прототипов нижних частот с сосредоточенными параметрами, могут быть использованы для полуволновых фильтров с максимально плоской и соответственно с чебышевскими характеристиками. Для этого достаточно вместо ур-ния (6.02.15) использовать выражение

$$\frac{\omega'}{\omega_1} = \frac{\sin \theta'}{\mu_0}, \quad (6.03.11)$$

где μ_0 определяется ур-нем (6.03.10).

Для полуволновых фильтров с чебышевской характеристикой остаются справедливыми ур-ние (6.02.16) и табл. 6.02.1 при условии использования соотношения (6.03.3) между ω_q и ω_h .

Пример 1. Определить величину R для 6-секционного полуволнового фильтра с чебышевской характеристикой с относительной шириной полосы пропускания 60% и пульсацией затухания в полосе пропускания 1 дБ.

Используя ур-ния (4.03.2) и (6.02.13), получаем

$$\text{antilog}(0,1) - 1 = \frac{(R-1)^2}{4R} \frac{1}{T_6^2(1/\mu_0)}. \quad (6.03.12)$$

Из табл. 6.02.1 для $\omega_q = 1,2$ и $n=6$ определяем $T_6^2(1/\mu_0)$. Окончательно из выражения (6.03.12) получаем

$$1,259 - 1 = \frac{(R-1)^2}{4R} \frac{1}{817}$$

Следовательно, $R=850$.

6.04. Точный расчет трансформаторов с максимально плоской и чебышевской характеристиками, имеющих не больше четырех секций

В этом параграфе приведены достаточно точные расчетные данные для трансформаторов и фильтров с максимально плоской и чебышевской характеристиками, имеющих не больше четырех

секций. Они дают возможность с помощью интерполяции осуществлять расчеты для произвольных перепадов сопротивлений R .

Расчеты произведены по формулам, опубликованным Коллином [2]. Эти формулы с обозначением величин в соответствии с рис. 6.02.1 приведены ниже. Вначале даются расчетные соотношения для трансформаторов с максимально плоской характеристикой, а затем с чебышевской характеристикой.

Для трансформаторов с максимально плоской характеристикой, с числом секций $n=2, 3$ и 4 имеем:

при $n=2$

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= R^{1/4} \\ V_2 &= R^{1/2} \end{aligned} \right\}; \quad (6.04.1)$$

при $n=3$

$$\left. \begin{aligned} V_1^2 + 2R^{1/2}V_1 - \frac{2R^{1/2}}{V_1} - \frac{R}{V_1^2} &= 0 \\ V_2 &= R^{1/2}/V_1 \end{aligned} \right\}; \quad (6.04.2)$$

при $n=4$

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= A_1 R^{1/8} \\ V_2 &= R^{1/4} \\ V_3 &= R^{1/4}/A_1^2 \\ \left(\frac{1}{A_1^2} - A_1^2 \right) 2 \left(\frac{R^{1/4} - 1}{R^{1/4} + 1} \right) & \end{aligned} \right\}. \quad (6.04.3)$$

Для трансформаторов с чебышевской характеристикой, с числом секций $n=2, 3$ и 4 :

при $n=2$

$$\left. \begin{aligned} V_1^2 &= \sqrt{C^2 + R} + C \\ V_2 &= R/V_1^2 \\ C &= \frac{(R-1)\nu_0^2}{2(2-\nu_0^2)} \end{aligned} \right\}, \quad (6.04.4)$$

где

ν_0 определяется из выражения (6.02.12);

при $n=3$

$$\left. \begin{aligned} V_1^2 + 2R^{1/2}V_1 - \frac{2R^{1/2}}{V_1} - \frac{R}{V_1^2} &= \frac{3\nu_0^2(R-1)}{4-3\nu_0^2} \\ V_2 &= R^{1/2}/V_1 \end{aligned} \right\}; \quad (6.04.5)$$

при $n=4$

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= \left\{ R \left[B + \left(B^2 + \frac{A^2}{R} \right)^{1/2} \right] \right\}^{1/2} \\ V_2 &= 1/A \\ V_3 &= A^2 R / V_1^2 \\ \text{где} \quad A^2 &= \frac{1-1/R}{2t_1 t_2} + \left[\frac{(1-1/R)^2}{4t_1^2 t_2^2} + \frac{1}{R} \right]^{1/2} \\ B &= \frac{1}{2} \left(\frac{A}{A \mp 1} \right)^{2n} \left[(t_1 + t_2) \left(A^2 - \frac{1}{A^2 R} \right) - 2A + \frac{2}{AR} \right] \\ t_1 &= \frac{2\sqrt{2}}{(\sqrt{2}+1)\nu_0^2} - 1; \quad t_2 = \frac{2\sqrt{2}}{(\sqrt{2}-1)\nu_0^2} - 1 \end{aligned} \right\}. \quad (6.04.6)$$

Разница в применении этих формул для обычных четвертьволновых трансформаторов или полуволновых фильтров, использованных в качестве прототипов фильтров свч, заключается в следующем. Для четвертьволнового трансформатора величина R относительно невелика (обычно меньше 100), и основной интерес представляет характеристика в полосе пропускания. Для полуволнового фильтра величина R относительно велика, и интерес представляет характеристика не только в полосе пропускания, но и в полосе заграждения. Ниже приведены два типа таблиц для трех значений числа секций: $n=2, 3$ и 4 . Первые четыре таблицы (табл. 6.04.1—6.04.4) составлены для значений R от 1 до 100. Так как эти таблицы в основном применяются при расчете трансформаторов, то протабулированы сопротивления Z_1 и Z_2 (см. рис. 6.02.1); сопротивления остальных секций определяются из соотношения, обусловленного симметрией схемы, которое может быть записано в следующем виде (для любого n):

$$Z_i Z_{n+1-i} = R \quad (6.04.7)$$

(где Z_i пронормированы так, чтобы $Z_0=1$) или

$$V_i = V_{n+2-i}; \quad (6.04.8)$$

$$\Gamma_i = \pm \Gamma_{n+2-i}. \quad (6.04.9)$$

Волновые сопротивления Z_i определяются по соответствующим ксв V_i сочленений при помощи формул, приведенных в подписях к рис. 6.02.1 для четвертьволнового трансформатора и к рис. 6.03.1 для полуволнового фильтра. Сопротивления удобно пронормировать относительно Z_0 , поэтому в таблицах значения Z_1, Z_2, \dots приведены для $Z_0=1$. Сопротивления Z_i в этих таблицах относятся к четвертьволновым трансформаторам. Чтобы найти Z_i для полуволновых фильтров, вначале определяются величины V_i с помощью соотношений, приведенных в подписях к рис. 6.02.1, а затем

ТАБЛИЦА 604.1
 ЗНАЧЕНИЯ Z_1 ДЛЯ ДВУХСЕКЦИОННЫХ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВЫХ ТРАНСФОРМАТОРОВ С ЧЕБЫШЕВСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ
 (Для $\omega\tau = 2, 0; Z_1 = Z_2 = Y/R$)

Перепад сопротивлений R	Ширина полосы пропускания $\omega\tau$									
	0,0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8
1,00	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000
1,25	1,05737	1,05810	1,06034	1,06418	1,06979	1,07725	1,08650	1,096	1,107	1,115
1,50	1,10668	1,10808	1,11236	1,11973	1,13051	1,14495	1,16292	1,183	1,203	1,218
1,75	1,15016	1,15218	1,15837	1,16904	1,18469	1,20572	1,23199	1,261	1,291	1,314
2,00	1,18921	1,19181	1,19979	1,21368	1,23388	1,26122	1,29545	1,334	1,373	1,402
2,50	1,25743	1,26113	1,27247	1,29215	1,31917	1,35486	1,40079	1,456	1,522	1,564
3,00	1,31607	1,32079	1,33526	1,36042	1,39764	1,44816	1,51179	1,584	1,656	1,711
4,00	1,41421	1,42080	1,44105	1,47640	1,52892	1,60049	1,69071	1,793	1,894	1,971
5,00	1,49535	1,50356	1,53225	1,57485	1,64084	1,73205	1,84701	1,977	2,105	2,200
6,00	1,56508	1,57501	1,61501	1,66957	1,75084	1,85951	1,98768	2,143	2,295	2,407
8,00	1,68179	1,69473	1,74775	1,82327	1,93970	2,05579	2,23693	2,439	2,633	2,775
10,00	1,77828	1,79402	1,84281	1,92906	2,05739	2,23607	2,45663	2,700	2,931	3,100
12,50	1,86030	1,87934	1,93546	2,03334	2,22139	2,43686	2,70282	2,994	3,266	3,463
15,00	1,96799	1,99014	2,05969	2,16171	2,36572	2,61818	2,92611	3,259	3,568	3,791
17,50	2,04531	2,07045	2,14880	2,25850	2,49938	2,78500	3,13919	3,505	3,847	4,093
20,00	2,11474	2,14275	2,23019	2,35640	2,62224	2,94048	3,32447	3,733	4,107	4,374
25,00	2,23607	2,26955	2,37439	2,52229	2,84580	3,29540	3,67741	4,132	4,583	4,888
30,00	2,34035	2,37903	2,50046	2,71863	3,04734	3,46399	3,95798	4,533	5,013	5,353
40,00	2,51487	2,56334	2,71614	2,99167	3,40490	3,94378	4,57017	5,210	5,779	6,179
50,00	2,65915	2,71681	2,89921	3,22858	3,72073	4,35336	5,07697	5,808	6,454	6,907
60,00	2,78316	2,84956	3,06024	3,44157	4,00711	4,72769	5,53691	6,350	7,065	7,565
80,00	2,99070	3,07359	3,33788	3,81681	4,51833	5,39296	6,35680	7,314	8,150	8,733
100,00	3,16228	3,26067	3,57565	4,14625	4,97177	5,96279	7,08181	8,164	9,107	9,763

¹⁾ Z_2 определяется из выражения $Z_2 = R/Z_1$.

Соответствующие максимальные значения κ в полосе пропускания приведены в табл. 602.3 (для $\lambda=2$).

ТАБЛИЦА 604.2
 ЗНАЧЕНИЯ Z_1 ДЛЯ ТРЕХСЕКЦИОННЫХ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВЫХ ТРАНСФОРМАТОРОВ С ЧЕБЫШЕВСКОЮ ХАРАКТЕРИСТИКОЮ
 (Для $\omega\tau = 2, 0; Z_1 = Z_2 = Z_3 = Y/R$)

Перепад сопротивлений R	Ширина полосы пропускания $\omega\tau$									
	0,0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8
1,00	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000
1,25	1,02829	1,02883	1,03051	1,03356	1,03839	1,04567	1,05636	1,071	1,091	1,109
1,50	1,05202	1,05303	1,05616	1,06186	1,07092	1,08465	1,10495	1,134	1,170	1,207
1,75	1,07255	1,07396	1,07839	1,08466	1,09333	1,11892	1,14805	1,189	1,243	1,298
2,00	1,09068	1,09247	1,09808	1,10530	1,11466	1,14966	1,18702	1,240	1,310	1,382
2,50	1,12177	1,12422	1,13192	1,14260	1,15662	1,20344	2,25594	1,332	1,434	1,535
3,00	1,14793	1,15096	1,16050	1,17299	1,20621	1,24988	1,31621	1,413	1,543	1,673
4,00	1,19071	1,19474	1,20746	1,22412	1,26891	1,32937	1,41972	1,556	1,736	1,917
5,00	1,22594	1,23013	1,24557	1,26412	1,30078	1,35428	1,43824	1,679	1,907	2,133
6,00	1,25430	1,26003	1,27700	1,30105	1,34587	1,41187	1,58676	1,790	2,060	2,329
8,00	1,30219	1,30916	1,33128	1,37253	1,44091	1,55057	1,72363	1,985	2,333	2,678
10,00	1,34069	1,34900	1,37482	1,42320	1,50397	1,63471	1,84304	2,159	2,577	2,984
12,50	1,38110	1,39048	1,42039	1,47674	1,57157	1,72651	1,97643	2,354	2,849	3,289
15,00	1,41512	1,42564	1,45924	1,52282	1,63055	1,80797	2,09480	2,532	3,096	3,640
17,50	1,44475	1,45630	1,49328	1,56355	1,68331	1,88193	2,20457	2,698	3,325	3,924
20,00	1,47108	1,48359	1,52371	1,60023	1,73135	1,95013	2,30687	2,848	3,541	4,191
25,00	1,51650	1,53075	1,57661	1,66464	1,81693	2,07364	2,49446	3,129	3,934	4,678
30,00	1,55498	1,57080	1,62184	1,72040	1,89229	2,18447	2,66499	3,354	4,288	5,124
40,00	1,61832	1,63691	1,69719	1,81471	2,02419	2,38028	2,97034	3,845	4,920	5,909
50,00	1,66078	1,68080	1,75924	1,89378	2,13434	2,55256	3,24219	4,249	5,480	6,600
60,00	1,71340	1,73661	1,81246	1,96266	2,23376	2,70860	3,49018	4,616	5,987	7,226
80,00	1,78522	1,81232	1,90144	2,08004	2,40750	2,98700	3,93524	5,286	6,896	8,338
100,00	1,84359	1,87411	1,97500	2,17925	2,58856	3,23420	4,33178	5,870	7,700	9,318

¹⁾ Z_2 и Z_3 определяются из выражений: $Z_2 = Y/R$; $Z_3 = R/Z_2$.

Соответствующие максимальные значения κ в полосе пропускания приведены в табл. 602.3 (для $\lambda=3$).

ЗНАЧЕНИЯ Z_1 ДЛЯ ЧЕТЫРЕХСЕКЦИОННЫХ ЧЕТВЕРТВОЛЬНЫХ ТРАНСФОРМАТОРОВ С ЧЕБЫШЕВОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ¹⁾
(ДЛЯ $w_q = 2, 0; Z_1 = Z_2 = Z_3 = Z_4 = YR$)

Перевал сопротивлений R	Ширина полосы пропускания w_q									
	0,0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8
1,00	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,000	1,000
1,25	1,01405	1,01440	1,01553	1,01761	1,02106	1,02662	1,03560	1,05000	1,073	1,102
1,50	1,02570	1,02635	1,02842	1,03227	1,03866	1,04836	1,06376	1,08500	1,117	1,153
1,75	1,03568	1,03659	1,03949	1,04458	1,05335	1,06688	1,08559	1,11000	1,144	1,187
2,00	1,04444	1,04558	1,04921	1,05598	1,06726	1,08359	1,10571	1,13500	1,170	1,217
2,50	1,05933	1,06088	1,06577	1,07494	1,08929	1,11381	1,14358	1,17900	1,215	1,264
3,00	1,07176	1,07364	1,07963	1,08966	1,10567	1,13259	1,16428	1,20200	1,240	1,290
4,00	1,09190	1,09435	1,10216	1,11685	1,14159	1,17259	1,21188	1,25900	1,307	1,362
5,00	1,10801	1,11093	1,12026	1,13784	1,16759	1,21171	1,26184	1,31800	1,371	1,434
6,00	1,12153	1,12486	1,13549	1,15559	1,18974	1,24002	1,30555	1,37700	1,445	1,515
8,00	1,14356	1,14758	1,16043	1,18462	1,22654	1,28722	1,36555	1,45200	1,540	1,635
10,00	1,16129	1,16588	1,18060	1,20663	1,25683	1,33920	1,43458	1,53300	1,633	1,738
12,50	1,17961	1,18483	1,20156	1,23353	1,28883	1,38421	1,49461	1,60900	1,719	1,834
15,00	1,19506	1,20082	1,21931	1,25475	1,31638	1,42350	1,54650	1,67500	1,790	1,915
17,50	1,20847	1,21471	1,23478	1,27335	1,34074	1,45869	1,59357	1,73800	1,863	2,000
20,00	1,22035	1,22703	1,24854	1,29098	1,37269	1,49074	1,72593	1,87000	2,015	2,170
25,00	1,24078	1,24824	1,27232	1,31891	1,40125	1,54791	1,80009	2,04200	2,200	2,400
30,00	1,25803	1,26618	1,29251	1,34357	1,43457	1,59831	1,90684	2,14000	2,342	2,590
40,00	1,28632	1,29564	1,32587	1,38493	1,49127	1,68520	2,05820	2,28000	2,498	2,790
50,00	1,30920	1,31953	1,35308	1,41905	1,53879	1,76035	2,19214	2,40000	2,615	2,910
60,00	1,32853	1,33974	1,37624	1,44833	1,58022	1,82732	2,31378	2,49000	2,700	3,040
80,00	1,36025	1,37297	1,41455	1,49736	1,65091	1,94412	2,53156	2,67000	2,860	3,260
100,00	1,38591	1,39992	1,44587	1,53798	1,71073	2,04579	2,72559	2,82000	2,940	3,340

¹⁾ См. табл. 6.04.4 к приложению к ней

ЗНАЧЕНИЯ Z_2 ДЛЯ ЧЕТЫРЕХСЕКЦИОННЫХ ЧЕТВЕРТВОЛЬНЫХ ТРАНСФОРМАТОРОВ С ЧЕБЫШЕВОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ¹⁾
(ДЛЯ $w_q = 2, 0; Z_1 = Z_2 = Z_3 = Z_4 = YR$)

Перевал сопротивлений R	Ширина полосы пропускания w_q									
	0,0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8
1,00	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,000	1,000
1,25	1,07223	1,07260	1,07371	1,07559	1,07830	1,08195	1,08683	1,09300	1,102	1,112
1,50	1,13512	1,13584	1,13799	1,14162	1,14685	1,15394	1,16342	1,17600	1,193	1,214
1,75	1,19120	1,19224	1,19537	1,20065	1,20827	1,21861	1,23246	1,25100	1,277	1,307
2,00	1,24206	1,24340	1,24745	1,25431	1,26420	1,27764	1,29572	1,32000	1,354	1,393
2,50	1,33204	1,33394	1,33974	1,34954	1,36370	1,38300	1,40907	1,44500	1,494	1,551
3,00	1,41051	1,41296	1,42036	1,43290	1,45105	1,47583	1,50943	1,55600	1,620	1,694
4,00	1,54417	1,54760	1,55795	1,57553	1,60102	1,63360	1,68360	1,75000	1,842	1,947
5,00	1,65686	1,66118	1,67423	1,69642	1,72864	1,77292	1,83358	1,91800	2,037	2,177
6,00	1,75523	1,76043	1,77600	1,80248	1,84098	1,89401	1,96694	2,06900	2,212	2,371
8,00	1,92323	1,92990	1,95009	1,98446	2,03453	2,10376	2,19934	2,33500	2,524	2,730
10,00	2,06509	2,07315	2,09756	2,13915	2,19984	2,28307	2,40096	2,56800	2,798	3,046
12,50	2,18033	2,22770	2,25698	2,30691	2,37988	2,48134	2,62317	2,80600	3,105	3,399
15,00	2,35186	2,36303	2,39686	2,45455	2,53896	2,66667	2,83856	3,05900	3,383	3,719
17,50	2,47169	2,48426	2,52237	2,58739	2,68264	2,81570	3,00321	3,27300	3,630	4,014
20,00	2,58072	2,59463	2,64237	2,70880	2,80661	3,05065	3,22609	3,47200	3,878	4,288
25,00	2,77447	2,79089	2,84069	3,01989	3,11712	3,26008	3,46148	3,74905	4,165	4,769
30,00	2,94423	2,96990	3,02792	3,24754	3,44754	3,63728	3,87328	4,23198	4,711	5,245
40,00	3,23492	3,26795	3,32702	3,70029	3,93704	4,23091	4,65555	5,26600	6,049	6,759
50,00	3,48136	3,50855	3,59021	3,73029	4,21547	4,55060	5,03760	6,00100	7,091	8,048
60,00	3,69752	3,72816	3,82111	4,12933	4,41293	4,70063	5,11394	6,16030	7,401	8,543
80,00	4,06810	4,10544	4,21877	4,41293	4,70063	5,11394	5,71502	6,96800	8,487	9,948
100,00	4,38263	4,42610	4,55802	4,78420	5,12003	5,60394	6,31175	7,73040	9,487	11,000

¹⁾ Значения Z_1 приведены в табл. 6.04.3, а значения Z_2 и Z_4 определяются из выражений:

$$Z_2 = \frac{R}{Z_1}, \quad Z_4 = \frac{R}{Z_1}$$

Соответствующие максимальные значения $\kappa_{\text{вп}}$ в полосе пропускания приведены в табл. 6.03.3 (для $n=4$).

по найденным V_i , согласно выражениям в подписи к рис. 6.03.1, определяются Z_i' . При таком расчете получается полуволновый фильтр с теми же самыми характеристиками затухания, что и у четвертьволнового трансформатора, но с полосой пропускания $\omega_h = \frac{1}{2}\omega_g$ (ср. рис. 6.02.2 и 6.03.2).

Решения ур-ний (6.04.1)–(6.04.6) для больших значений R приведены в табл. 6.04.5–6.04.8. В них даны значения V_2 и V_3 для $n=2$; 3 и 4. Остальные значения V_i определяются из выражения (6.04.8) и соотношения

$$V_1 V_2 \dots V_{n+1} = R. \quad (6.04.10)$$

Другая запись этого выражения имеет вид: для четного n

$$(V_1 V_2 \dots V_{n/2})^2 V_{(n/2)+1} = R \quad (6.04.11)$$

и для нечетного n

$$(V_1 V_2 \dots V_{(n+1)/2})^2 = R. \quad (6.04.12)$$

Уравнения (6.04.7)–(6.04.12) остаются справедливыми для любых значений n .

В табл. 6.04.5–6.04.8 приведены значения квс ступенек для значений R от 10 до бесконечности с шагом, соответствующим множителю 10. Заметим, что для чебышевских трансформаторов величины V_2, V_3, \dots, V_n и $V_1/R^{1/2} = V_{n+1}/R^{1/2}$ стремятся к определенным пределам, когда R стремится к бесконечности. Это можно видеть из ур-ний (6.04.1)–(6.04.6) для значений n до 4, если устремить R к бесконечности (о предельных значениях при R , стремящемся к бесконечности, и $n > 4$, см. § 6.10). В таблицах даются значения относительной ширины полосы пропускания ω_g от 0 до 2,0 с шагом 0,2 [согласно ур-нию (6.02.1) наибольшая относительная ширина полосы пропускания может равняться $\omega_g = 2$].

При интерполяции обычно достаточно использовать только два ближайших значения V или Z , причем предпочтительнее линейная интерполяция $\lg V$ или $\lg Z$ по переменной $\lg R$. Такая интерполяция с использованием только разности первого порядка является наиболее точной для малых и больших R и наименее точной при

$$R \approx \left(\frac{2}{\omega_g}\right)^{2(n-1)} \quad (6.04.13)$$

Для этих значений R при интерполяции необходимо учитывать разности второго и даже третьего порядка (иногда удобнее использовать графическую интерполяцию), чтобы обеспечить достаточную точность.

Пример 1. Рассчитать четвертьволновый трансформатор с падением сопротивлений $R=2,5$ и $\omega_g=0,2$ так, чтобы в 20%-ной полосе пропускания величина квс была не больше 1,02.

Из табл. 6.02.2 находим, что односекционный трансформатор

ТАБЛИЦА 6.04.5
ЗНАЧЕНИЯ V_i ДЛЯ ДВУХСЕКЦИОННЫХ ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВЫХ ТРАНСФОРМАТОРОВ

$\lg R$	ω_g	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	∞
0	0	1,0	3,1622	10,0000	31,6227	100,0000	316,2278	80,2075	80,7215	80,7263	80,7267	80,7267	80,7267
0,2	0,2	1,0	3,1070	9,4056	26,0349	55,6931	76,0577	19,9863	19,9441	19,9442	19,9443	19,9443	19,9443
0,4	0,4	1,0	2,9446	7,8214	15,2942	19,2101	19,8657	19,9836	19,9434	19,9437	19,9437	19,9437	19,9437
0,6	0,6	1,0	2,6872	5,8168	8,1357	8,6395	8,6971	8,7030	8,7036	8,7037	8,7037	8,7037	8,7037
0,8	0,8	1,0	2,3592	4,0455	4,6462	4,7763	4,7878	4,7887	4,7888	4,7889	4,7889	4,7889	4,7889
1,0	1,0	1,0	2,0000	2,7937	2,9763	2,9876	2,9897	3,0000	3,0000	3,0000	3,0000	3,0000	3,0000
1,2	1,2	1,0	1,6569	1,9839	2,0491	2,0530	2,0556	2,0557	2,0557	2,0557	2,0557	2,0557	2,0557
1,4	1,4	1,0	1,3708	1,5000	1,5172	1,5190	1,5192	1,5192	1,5192	1,5192	1,5192	1,5192	1,5192
1,6	1,6	1,0	1,1635	1,2055	1,2105	1,2110	1,2111	1,2111	1,2111	1,2111	1,2111	1,2111	1,2111
1,8	1,8	1,0	1,0405	1,0491	1,0500	1,0501	1,0502	1,0502	1,0502	1,0502	1,0502	1,0502	1,0502
2,0	2,0	1,0	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000

ТАБЛИЦА 6.046
 ЗНАЧЕНИЯ V_4 ДЛЯ ТРЕХСЕКЦИОННЫХ ЧЕТВЕРТВОЛЬНЫХ ТРАНСФОРМАТОРОВ

U_0	U_1	U_2	U_3	U_4	U_5	U_6	U_7	U_8	U_9	U_{10}	∞	
0	1,0	2,358	5,424	12,14	26,66	57,99	125,50	270,94	584,31	*	*	∞
0,2	1,0	2,344	5,337	11,68	24,46	47,69	79,82	101,7501	106,8067	107,3998	107,4610	107,4679
0,4	1,0	2,300	5,064	10,30	18,10	24,4154	26,1709	26,3912	26,4138	26,4161	26,4163	26,4164
0,6	1,0	2,222	4,5885	8,1080	10,6644	11,3276	11,4081	11,4163	11,4171	11,4172	11,4173	11,4173
0,8	1,0	2,103	3,9083	5,5671	6,1014	6,1728	6,1802	6,1809	6,1810	6,1810	6,1810	6,1810
1,0	1,0	1,9344	3,0919	3,6649	3,7630	3,7736	3,7747	3,7748	3,7748	3,7748	3,7748	3,7748
1,2	1,0	1,7158	2,3085	2,4686	2,4684	2,4904	2,4906	2,4907	2,4907	2,4907	2,4907	2,4907
1,4	1,0	1,4647	1,7022	1,7428	1,7472	1,7477	1,7477	1,7477	1,7477	1,7477	1,7477	1,7477
1,6	1,0	1,2269	1,2995	1,3089	1,3099	1,3100	1,3101	1,3101	1,3101	1,3101	1,3101	1,3101
1,8	1,0	1,0596	1,0731	1,0746	1,0747	1,0748	1,0748	1,0748	1,0748	1,0748	1,0748	1,0748
2,0	1,0	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000

ТАБЛИЦА 6.047
 ЗНАЧЕНИЯ V_4 ДЛЯ ЧЕТЫРЕХСЕКЦИОННЫХ ЧЕТВЕРТВОЛЬНЫХ ТРАНСФОРМАТОРОВ

U_0	U_1	U_2	U_3	U_4	U_5	U_6	U_7	U_8	U_9	U_{10}	∞	
0	1,0	1,7782	3,1622	5,0234	17,7827	31,6227	56,2341	100,0000	177,8279	316,2277	*	∞
0,2	1,0	1,7781	3,1616	5,0200	17,6752	31,0220	52,9321	82,9105	106,5498	113,2186	114,1604	114,1604
0,4	1,0	1,7766	3,1524	5,5677	9,6904	16,1089	23,3837	28,0996	28,1787	28,1867	28,1877	28,1877
0,6	1,0	1,7698	3,1107	5,3364	8,4944	11,2447	12,2543	12,2667	12,2681	12,2681	12,2682	12,2682
0,8	1,0	1,7503	2,9928	4,7320	6,1880	6,6331	6,6915	6,6975	6,6981	6,6982	6,6982	6,6982
1,0	1,0	1,7054	2,7392	3,7126	4,0665	4,1171	4,1225	4,1230	4,1231	4,1231	4,1231	4,1231
1,2	1,0	1,6172	2,3157	2,6617	2,7224	2,7290	2,7297	2,7298	2,7298	2,7298	2,7298	2,7298
1,4	1,0	1,4676	1,8065	1,8903	1,9004	1,9014	1,9016	1,9016	1,9016	1,9016	1,9016	1,9016
1,6	1,0	1,2645	1,3725	1,3886	1,3904	1,3905	1,3906	1,3906	1,3906	1,3906	1,3906	1,3906
1,8	1,0	1,0768	1,0956	1,0978	1,0980	1,0980	1,0980	1,0980	1,0980	1,0980	1,0980	1,0980
2,0	1,0	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000

ТАБЛИЦА 6.048
ЗНАЧЕНИЯ V_2 ДЛЯ ЧЕТЫРЕХСЕКЦИОННЫХ ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВЫХ ТРАНСФОРМАТОРОВ

$lg R$	w_q	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	∞
0	0	1,0	2,3448	5,2083	10,7833	21,1024	39,7366	73,0562	132,4190	238,0478	425,9232	760,0403	137,7307
0,2	0,2	1,0	2,3266	5,1045	10,3536	19,5265	34,4781	56,7950	85,7685	114,9996	132,4355	136,7239	137,7307
0,4	0,4	1,0	2,2728	4,8133	9,1941	15,6771	23,5245	30,2006	33,0034	33,4806	33,5323	33,5357	33,5382
0,6	0,6	1,0	2,1853	4,3689	7,6018	11,1871	13,5788	14,2420	14,3279	14,3367	14,3376	14,3377	14,3378
0,8	0,8	1,0	2,0664	3,8146	5,8599	7,2224	7,5865	7,6326	7,6374	7,6379	7,6380	7,6380	7,6380
1,0	1,0	1,0	1,9169	3,1842	4,1904	4,5121	4,5564	4,5610	4,5615	4,5615	4,5615	4,5615	4,5615
1,2	1,2	1,0	1,7347	2,5101	2,8558	2,9136	2,9199	2,9205	2,9206	2,9206	2,9206	2,9206	2,9206
1,4	1,4	1,0	1,5163	1,8739	1,9587	1,9688	1,9699	1,9700	1,9700	1,9700	1,9700	1,9700	1,9700
1,6	1,6	1,0	1,2767	1,3880	1,4045	1,4062	1,4064	1,4064	1,4064	1,4064	1,4064	1,4064	1,4064
1,8	1,8	1,0	1,0777	1,0967	1,0989	1,0991	1,0992	1,0992	1,0992	1,0992	1,0992	1,0992	1,0992
2,0	2,0	1,0	1,1000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000

будет иметь квс значительно выше требуемого. Из табл. 6.02.3 следует, что двух секций будет вполне достаточно. Из табл. 6.04.1 определяем $Z_1=1,261$ и согласно ур-нию (6.04.7), находим $Z_2=1,982$.

Пример 2. Определить значения квс отдельных ступеней V_1, V_2, V_3 и V_4 для трехсекционного четвертьволнового трансформатора с 80%-ной полосой пропускания и с общим перепадом сопротивлений $R=200$. Определить также максимальное значение квс в полосе пропускания.

Здесь $n=3$ и $w_q=0,8$. Для $R=100$ из табл. 6.04.6 находим:

$$V_2 = 3,9083;$$

$$lg V_2 = 0,5920,$$

а для $R=1000$:

$$V_2 = 5,5671;$$

$$lg V_2 = 0,7456.$$

Определив для $R=200$ значение $lg R=2,301$, применяем линейную интерполяцию:

$$lg V_2 = 0,5920 + 0,301(0,7456 - 0,5920) = 0,6382;$$

$$V_2 = 4,347 = V_3.$$

Из выражения (6.04.10) или (6.04.12) находим значение V_1 :

$$(V_1 V_2)^2 = R;$$

$$V_1 = V_4 = 2,086.$$

Чтобы рассчитать максимальное значение квс в полосе пропускания V_n вначале из ур-ний (6.02.8), (6.02.13) и табл. 6.02.1 определяем величину $\mathcal{E}_r=0,23$, а затем из ур-ния (6.02.18) — $V_r=2,5$.

6.05. Точный расчет трансформаторов с максимально плоской характеристикой, имеющих не больше восьми секций

В этом параграфе приведены достаточно точные расчетные данные для трансформаторов с максимально плоской характеристикой, имеющих не больше восьми секций. Они дают возможность с помощью интерполяции осуществлять расчеты при произвольных перепадах сопротивлений R .

Расчеты были произведены по методу, предложенному Рибле (Riblet) [3]. К сожалению, вычисления с использованием данного метода очень утомительны и требуют высокой точности, особенно для больших значений R . Поэтому, если величина R становится очень большой, можно воспользоваться приближенными формулами, полученными в гл. 8 для фильтров с непосредственно связанными резонаторами. Указанные формулы дают удовлетворительную точность при большом R и становятся точными в предельном случае, когда R стремится к бесконечности. Этот вопрос

СОПРОТИВЛЕНИЯ СЕКЦИИ ТРАНСФОРМАТОРОВ С МАКСИМАЛЬНО ПЛОСКОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ

R	n=5		n=6		n=7		n=8	
	Z ₁	Z ₂	Z ₁	Z ₂	Z ₁	Z ₂	Z ₁	Z ₂
1.5	1.01277	1.07904	1.00636	1.04540	1.00318	1.02570	1.00158	1.01438
2.0	1.02201	1.13909	1.01096	1.07904	1.00547	1.04448	1.00373	1.02481
2.5	1.02931	1.18816	1.01458	1.06608	1.00727	1.05944	1.00563	1.02481
3.0	1.03539	1.23002	1.01759	1.05944	1.00878	1.07195	1.00738	1.03307
3.5	1.04061	1.26672	1.02018	1.04861	1.01007	1.08275	1.00903	1.03937
4.0	1.04521	1.29954	1.02246	1.03996	1.01121	1.09229	1.01050	1.04590
4.5	1.04982	1.33031	1.02450	1.03245	1.01223	1.10085	1.01114	1.05222
5.0	1.05305	1.35963	1.02633	1.02633	1.01315	1.10863	1.01161	1.05853
6.0	1.05592	1.40845	1.02786	1.02186	1.01379	1.11592	1.01194	1.06509
7.0	1.05830	1.44945	1.02913	1.01813	1.01429	1.12240	1.01214	1.07141
8.0	1.07032	1.48696	1.03493	1.01496	1.01726	1.12836	1.01275	1.07592
9.0	1.07892	1.52196	1.03717	1.01286	1.01859	1.13436	1.01322	1.08113
10.0	1.07892	1.55413	1.03921	1.01186	1.01962	1.14036	1.01354	1.08613
15.0	1.09531	1.68600	1.04740	1.00450	1.02375	1.15822	1.01494	1.09835
20.0	1.10760	1.78804	1.05355	1.00149	1.02668	1.17650	1.01594	1.10895
25.0	1.11753	1.87251	1.05855	1.00000	1.02842	1.19530	1.01692	1.11762
30.0	1.12592	1.94524	1.06277	1.00000	1.03047	1.21462	1.01778	1.12485
35.0	1.13292	2.00950	1.06645	1.00000	1.03281	1.23448	1.01857	1.13145
40.0	1.13969	2.06729	1.06973	1.00000	1.03541	1.25482	1.01928	1.13745
45.0	1.14552	2.12000	1.07268	1.00000	1.03811	1.27566	1.01992	1.14285
50.0	1.15084	2.16855	1.07538	1.00000	1.04095	1.29699	1.02056	1.14774
60.0	1.16027	2.25866	1.08017	1.00000	1.04385	1.31881	1.02118	1.15224
70.0	1.16847	2.33312	1.08434	1.00000	1.04685	1.34113	1.02179	1.15634
80.0	1.17575	2.40267	1.08805	1.00000	1.04987	1.36395	1.02239	1.16003
90.0	1.18230	2.46613	1.09139	1.00000	1.05291	1.38727	1.02299	1.16339
100.0	1.18828	2.52464	1.09444	1.00000	1.05602	1.41111	1.02359	1.16642

КОЭФФИЦИЕНТ A_i ДЛЯ ТРАНСФОРМАЦИОНОВ С МАКСИМАЛЬНО ПЛОСКОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ

$$A_i = A_{n+1} = V_1/R^{1/2} n_i$$

$$A_j = V_j/R^{1/2} n \text{ при } i \neq j, n+1$$

lg R	n=3		n=4*		n=5		n=6		n=7		n=8	
	A ₁	A ₂	A ₁	A ₂	A ₁	A ₂	A ₁	A ₂	A ₁	A ₂	A ₁	A ₂
0	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000
1	0.9135	0.8708	0.8570	0.9088	0.8577	0.8510	1.1658	0.8649	0.8210	1.0534	0.8744	1.2355
2	0.8557	0.7793	0.7497	0.8458	0.7456	0.7478	1.3411	0.7541	0.6941	1.4250	0.7682	1.4926
3	0.8239	0.7221	0.6755	0.8084	0.6619	0.6837	1.5107	0.6664	0.6110	1.2147	0.6803	0.9966
4	0.8080	0.6883	0.6263	0.7873	0.6013	0.6451	1.6629	0.5987	0.5578	1.3131	0.6090	0.5736
5	0.8004	0.6689	0.5943	0.7753	0.5882	0.6217	1.7911	0.5473	0.5238	1.4103	0.5519	0.4645
6	0.7968	0.6579	0.5738	0.7684	0.5281	0.6073	1.8934	0.5087	0.5016	1.4992	0.5069	0.4348
7	0.7951	0.6516	0.5607	0.7643	0.5071	0.5983	1.9717	0.4801	0.4871	1.5760	0.4717	0.4144
8	0.7943	0.6481	0.5523	0.7618	0.4926	0.5924	2.0296	0.4590	0.4773	1.6394	0.4444	0.4003
9	—	0.6461	0.5471	0.7603	0.4827	0.5886	2.0716	0.4436	0.4707	1.6900	0.4234	0.3904
10	—	0.6450	0.5437	0.7594	0.4758	0.5861	2.1013	0.4324	0.4661	1.7293	0.4074	0.3834
11	—	—	0.5416	0.7588	0.4712	0.5845	2.1222	0.4242	0.4630	1.7593	0.3952	0.3784
12	—	—	0.5403	0.7584	0.4690	0.5833	2.1366	0.4183	0.4607	1.7817	0.3860	0.3747
∞	0.7937	0.6436	0.5380	0.7579	0.4612	0.5810	2.1684	0.4031	0.4553	1.8433	0.3578	0.3646

*Для n=4 A₃=1.0

будет рассмотрен в § 6.09. Сейчас достаточно отметить, что для трансформаторов с максимально плоской характеристикой отношения

$$A_i = A_{n+1} = V_i/R^{1/2n}; \quad (6.05.1)$$

$$A_i = V_i/R^{1/n} \quad \text{при } i \neq 1 \text{ или } n+1$$

стремятся к определенным пределам, когда R стремится к бесконечности (см. § 6.10).

В табл. 6.05.1 приведены значения сопротивлений от Z_1 до Z_4 (см. рис. 6.02.1) для трансформаторов с максимально плоской характеристикой, с числом секций $n=5; 6; 7$ и 8 , при изменении R от 1,5 до 100. Сопротивления трансформаторов с максимально плоской характеристикой, с числом секций $n=2; 3; 4$ были уже приведены в табл. 6.04.1—6.04.4 (случай $\omega_q=0$). Остальные сопротивления, не приведенные в этих таблицах, определяются из выражения (6.04.7).

В табл. 6.05.2 даны значения A_i , полученные из выражения (6.05.1), для трансформаторов с максимально плоской характеристикой, с числом секций $n=3-8$ для значений R от 1 до ∞ . Так как A_i изменяется незначительно во всем диапазоне изменения R , то это позволяет проводить очень точную интерполяцию, после чего величины V_i определяются из выражений (6.05.1), (6.04.8) и (6.04.10). Случай $n=2$ не протабулирован, так как ф-лы (6.04.1) достаточно простые.

6.06. Приближенный расчет при малых значениях R

Теория первого приближения. Точные численные решения для трансформаторов с чебышевской характеристикой, с числом секций $n > 4$ (как это сделано в § 6.05 для трансформаторов с максимально плоской характеристикой, с числом секций до $n=8$) пока еще не получены. Когда общий перепад сопротивлений R стремится к единице и, следовательно, коэффициенты отражения отдельных ступенек трансформатора стремятся к нулю, становится пригодной теория первого приближения. Она предполагает, что каждая неоднородность (скачок или перепад сопротивлений) создает отраженную волну с малой амплитудой, которая проходит через другие малые неоднородности уже без вторичного отражения. Теория справедлива для малых значений R , удовлетворяющих неравенству

$$R < \left(\frac{2}{\omega_q}\right)^{n/2}, \quad (6.06.1)$$

но может быть использована и тогда, когда R приближается к величине $(2/\omega_q)^n$, особенно при широких полосах пропускания [ср. с неравенствами (6.07.2) и (6.09.1)].

Обозначим коэффициенты отражения от каждой ступеньки n -секционного трансформатора или фильтра с чебышевскими характеристиками через Γ_i , где $i=1, 2, \dots, n+1$, и введем параметр

$$c = \cos\left(\frac{\pi \omega_q}{4}\right) \quad (6.06.2)$$

Величина c связана с величиной μ_0 из ур-ния (6.02.12) следующим образом:

$$c^2 + \mu_0^2 = 1. \quad (6.06.3)$$

Тогда для чебышевских трансформаторов¹⁾ с числом секций до $n=8$ коэффициенты отражения будут связаны такими соотношениями:

$$\text{при } n=2 \quad \Gamma_1:\Gamma_2 = 1:2c^2; \quad (6.06.4)$$

$$\text{при } n=3 \quad \Gamma_1:\Gamma_2 = 1:3c^2; \quad (6.06.5)$$

$$\text{при } n=4 \quad \Gamma_1:\Gamma_2:\Gamma_3 = 1:4c^2:2c^2(2+c^2); \quad (6.06.6)$$

$$\text{при } n=5 \quad \Gamma_1:\Gamma_2:\Gamma_3 = 1:5c^2:5c^2(1+c^2); \quad (6.06.7)$$

$$\text{при } n=6 \quad \Gamma_1:\Gamma_2:\Gamma_3:\Gamma_4 = 1:6c^2:3c^2(2+3c^2):2c^2(3+6c^2+c^4); \quad (6.06.8)$$

$$\text{при } n=7 \quad \Gamma_1:\Gamma_2:\Gamma_3:\Gamma_4 = 1:7c^2:7c^2(1+2c^2):7c^2(1+3c^2+c^4); \quad (6.06.9)$$

$$\text{при } n=8 \quad \Gamma_1:\Gamma_2:\Gamma_3:\Gamma_4:\Gamma_5 = 1:8c^2:4c^2(2+5c^2):8c^2(1+4c^2+2c^4):2c^2(4+18c^2+12c^4+c^8). \quad (6.06.10)$$

В табл. 6.06.1 приведены отношения Γ_i/Γ_1 для трансформаторов с числом секций от $n=2$ до $n=8$ при изменении относительной ширины полосы пропускания ω_q от 0 до 2 с интервалом 0,2. При расчете трансформатора коэффициенты отражения могут быть определены из приведенных выше соотношений или из табл. 6.06.1 и равенства (6.04.9) при использовании заданной величины R (см. пример 1 в § 6.06). Когда $\omega_q=0$ (случай максимально плоской характеристики), выражения для коэффициентов отражения сводятся к биномиальным коэффициентам. Общая формула для любого n дана ниже.

Пределы справедливости теории первого приближения. С увеличением R в трансформаторе с заданной полосой пропускания ω_q увеличиваются и коэффициенты отражения Γ_i , при этом согласно теории первого приближения отношения Γ_i/Γ_1 остаются постоянными. Для некоторого значения R один из коэффициентов Γ_i может стать больше единицы, что физически невозможно. Это показывает, что теория первого приближения для данных значений R уже неприменима. Однако оказалось, что замена Γ_i на $\lg V_i$ расширяет пределы справедливости данной теории. Можно ожидать, что такая подстановка [17], заимствованная из результатов Хансе-

¹⁾ Речь идет о чебышевской характеристике трансформатора в смысле теории первого приближения (прим. ред.).

ТАБЛИЦА 6.06.1

ОТНОШЕНИЯ Γ_i/Γ_1 ДЛЯ ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВЫХ ТРАНСФОРМАТОРОВ

Полоса пропускания ω/ω_0	n=2		n=3		n=4		n=5		n=6	
	i=2	i=3	i=2	i=3	i=2	i=3	i=2	i=3	i=2	i=3
0,0	2,0000	3,0000	4,0000	6,0000	5,0000	10,0000	6,0000	15,0000	20,0000	
0,2	1,9511	2,9266	3,9021	5,8054	2,8776	9,6359	5,8532	14,4181	19,1298	
0,4	1,8090	2,7135	3,6180	5,2543	4,5225	8,6132	5,4270	12,7903	16,7247	
0,6	1,5878	2,3817	3,1756	4,4361	3,9695	7,1208	4,7634	10,4357	13,3273	
0,8	1,3090	1,9635	2,6180	3,4748	3,2725	5,4144	3,9271	7,7825	9,6284	
1,0	1,0090	1,5000	2,0000	2,5000	2,5000	3,7500	3,0000	5,2500	6,2500	
1,2	0,6910	1,0365	1,3820	1,6207	1,7275	2,3243	2,0729	3,1472	3,5878	
1,4	0,4122	0,6183	0,8244	0,9094	1,0305	1,2429	1,2366	1,6190	1,7639	
1,6	0,1910	0,2865	0,3820	0,4002	0,4775	0,5231	0,5730	0,6550	0,6841	
1,8	0,0489	0,0734	0,0979	0,0991	0,1224	0,1254	0,1468	0,1522	0,1540	
2,0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	

(ТЕОРИЯ ПЕРВОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ)

n=7			n=8			
i=2	i=3	i=4	i=2	i=3	i=4	i=5
7,0000	21,0000	35,0000	8,0000	28,0000	56,0000	70,0000
6,8287	20,1519	33,3120	7,8042	26,8373	53,1111	66,1559
6,3316	17,7855	28,6925	7,2361	23,5988	45,2566	55,7879
5,5572	14,3310	22,2954	6,3511	18,9564	34,5254	41,8439
4,5816	10,5789	15,5402	5,2361	13,8037	23,4303	27,7539
3,5000	7,0000	9,6250	4,0000	9,0000	14,0000	16,1250
2,4184	4,0895	5,2138	2,7639	5,1512	7,2434	8,0793
1,4428	2,0375	2,3961	1,6489	2,4985	3,1483	3,3919
0,6684	0,7961	0,8860	0,7639	0,9463	1,0697	1,1133
0,1713	0,1797	0,1840	0,1958	0,2078	0,2152	0,2177
0	0	0	0	0	0	0

на [1], будет обеспечивать лучшее приближение, так как, во-первых, $\lg V_i$ изменится так же, как Γ_i , когда Γ_i много меньше единицы, что следует из выражения

$$\lg V_i = \lg \frac{1 + \Gamma_i}{1 - \Gamma_i} \approx \text{const} \cdot \Gamma_i, \quad (6.06.11)$$

и, во-вторых, величина $\lg V_i$ может увеличиваться неограниченно с увеличением $\lg R$ и все еще оставаться физически реализуемой.

Теория первого приближения в общем случае дает хорошие результаты на частотах полосы пропускания при замене Γ_i на $\lg V_i$, если при этом R будет «малым», как определено неравенством (6.06.1) (см. также § 6.10).

Пример 1. Рассчитать шестисекционный четвертьволновый трансформатор с относительной шириной полосы пропускания 40% и с перепадом сопротивлений $R=10$ [у такого трансформатора значение квс в полосе пропускания будет меньше 1,005, что следует из ур-ний (6.02.8) и (6.02.18) и табл. 6.02.1].

Здесь $(2/\omega_0)^{n/2} = 125$, что значительно больше заданного $R=10$. Следовательно, можно применить для расчета теорию первого приближения. Из табл. 6.06.1 определяем:

$$\lg V_1 : \lg V_2 : \lg V_3 : \lg V_4 = 1 : 5,4270 : 12,7903 : 16,7247;$$

$$\frac{\lg V_1}{\lg R} = \frac{\lg V_1}{\sum_{i=1}^7 \lg V_i} = \frac{1}{55,1593} = 0,01813.$$

Так как $\lg R = \lg 10 = 1$, то

$$V_1 = V_7 = \text{antilg}(0,01813) = 1,0426;$$

$$V_2 = V_6 = \text{antilg}(5,4270 \cdot 0,01813) = 1,254;$$

$$V_3 = V_5 = \text{antilg}(12,7903 \cdot 0,01813) = 1,705;$$

$$V_4 = \text{antilg}(16,7247 \cdot 0,01813) = 2,010$$

и сопротивления отдельных секций равны:

$$Z_1 = V_1 = 1,0426;$$

$$Z_5 = V_5 Z_4 = 7,65;$$

$$Z_2 = V_2 Z_1 = 1,308;$$

$$Z_6 = V_6 Z_5 = 9,60;$$

$$Z_3 = V_3 Z_2 = 2,228;$$

$$R = Z_7 = V_7 Z_6 = 10,00.$$

$$Z_4 = V_4 Z_3 = 4,485;$$

Использование результатов, полученных для антенных решеток Дольфа-Чебышева. Если перепад сопротивлений невелик, то в некоторых случаях численный расчет трансформаторов с чебышевской характеристикой и с числом секций до $n=39$ может быть проведен с помощью существующих таблиц для расчета антенн. Расчет трансформатора с чебышевской характеристикой по теории первого приближения математически полностью аналогичен расчету линейной решетки излучателей по методу Дольфа [18], и по-

Этому может быть установлено соответствие между терминами, как это сделано в табл. 6.06.2.

ТАБЛИЦА 6.06.2

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВЫХ ТРАНСФОРМАТОРОВ И РЕШЕТКИ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ И СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ НИМИ	
Трансформатор с чебышевской характеристикой	Линейная решетка с Дольф-Чебышевской диаграммой направленности
Теория первого приближения	Оптическая теория дифракции
Синхронная настройка	Синфазное распределение (или линейное изменение фазы)
Частота	Пространственный угол
Длина трансформатора	Длина решетки
Полоса пропускания	Область боковых лепестков диаграммы направленности
Полоса заграждения	Основной лепесток диаграммы направленности
Коэффициент отражения	Поле излучения
Число ступенек ($n+1$)	Число элементов
M (n, w_q)	Уровень бокового лепестка
$10 \lg M$	Уровень бокового лепестка в дБ
$\lg V_i$	Токи в элементах, I_i

Расчет трансформаторов с помощью таблиц или графиков, составленных для линейной решетки излучателей, лучше всего разобрать на числовом примере.

Пример 2. Рассчитать трансформатор с максимальным ксв V_r , меньшим, чем 1,02, в полосе пропускания 140% ($w_q=1,4$). Перепад сопротивлений $R=5$.

Вначале необходимо определить минимальное число секций трансформатора. С помощью табл. 6.02.1 точно так же, как в примере 1 § 6.02, определяем число секций $n=11$.

Применяя критерий (6.06.1), получаем

$$\left(\frac{2}{w_q}\right)^{n/2} = 50.$$

Так как заданное значение R равняется только пяти, то следует ожидать, что теория первого приближения обеспечит высокую точность расчета.

Наиболее полные таблицы для расчета линейной решетки излучателей приведены в работе Брауна и Шарпа [19], а некоторые дополнительные таблицы — в работе Рнуса [20]. Вначале с помощью ур-ний (6.02.8), (6.02.18) и (6.02.16) определяем величину $M=8000$. Следовательно, уровень бокового лепестка равняется

$$10 \lg M = 39 \text{ дБ}.$$

— 250 —

Из табл. II [19] определяем, что токи в линейной решетке из $n+1=12$ излучателей с уровнем бокового лепестка 39 дБ соответственно равны: 3,249; 6,894; 12,21; 18,00; 22,96; 25,82; 22,96; 18,00; 12,21; 6,894 и 3,249. Сумма этих токов равна 178,266. Так как токи должны быть пропорциональны $\lg V_i$ и так как $\lg R = \lg 5 = 0,69897$, то для определения $\lg V_i$ необходимо умножить величины токов на $0,69897/178,266 = 0,003921$. Затем, определив антилогарифмы, находим V_i и окончательно (как в примере 1) по найденным V_i определяем сопротивления Z_i . Таким образом, эти сопротивления от Z_0 до R соответственно равны: 1,0; 1,0298; 1,09585; 1,2236; 1,4395; 1,7709; 2,2360; 2,8233; 3,4735; 4,0861; 4,5626; 4,8552 и 5,000. Характеристика трансформатора показана на рис. 6.06.1; она почти точно соответствует исходным условиям.

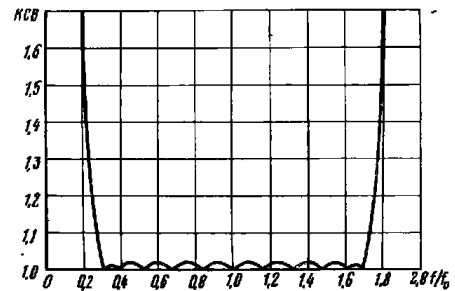


Рис. 6.06.1. Расчетная характеристика для трансформатора

В теории антенны обычно не представляет интереса уровень бокового лепестка более 40 дБ; именно до этого уровня и составлены таблицы. Для этого предела в 40 дБ могут быть рассчитаны трансформаторы только с очень широкими полосами пропускания. Например, из табл. 6.02.1 следует, что для $n=2$ полоса пропускания должна быть $w_q > 0,18$; для $n=4$ $w_q > 0,67$; для $n=8$ $w_q > 1,21$ и для $n=12$ $w_q > 1,52$. Общую формулу для всех случаев получил Ван дер Маас [21]. Для трансформаторов она может быть представлена в виде

$$\frac{\Gamma_i}{\Gamma_1} = \frac{n}{n+1-i} \sum_{r=0}^{i-2} \binom{n+1-i}{r+1} \binom{i-2}{r} c^{2(r+1)}. \quad (6.06.12)$$

Здесь $2 \leq i \leq \frac{n}{2} + 1$, величина c определяется по ф-ле (6.06.2), а

$\binom{a}{b}$ — биномиальные коэффициенты:

$$\binom{a}{b} = \frac{a!}{b!(a-b)!}. \quad (6.06.13)$$

— 251 —

6.07. Приближенный расчет для умеренно больших значений R

Модифицированная теория первого приближения. В § 6.06 изложена теория первого приближения, которая справедлива для малых значений R , определяемых неравенством (6.06.1). В § 6.09 будут приведены расчетные соотношения для больших значений R , определяемых неравенством (6.09.1). Таким образом, остается диапазон средних значений R , для которых нет достаточно точных расчетных формул. Можно использовать точные таблицы, составленные для трансформаторов с максимально плоской характеристикой с числом секций не больше восьми (табл. 6.05.1 и 6.05.2), совместно с теорией для малых R или с теорией для больших R , для того чтобы распространить первую на большие значения R , а вторую — на меньшие значения R и, таким образом, получить более точные решения для трансформаторов с чебышевской характеристикой в области средних значений R . Этот прием используется здесь только для теории первого приближения (малые R). Он расширяет область ее применения от верхнего предела, определяемого неравенством (6.06.1), до умеренно больших значений R , определяемых неравенством

$$R < \left(\frac{2}{\omega_q}\right)^n, \quad (6.07.1)$$

и даже дает приемлемые результаты вплоть до квадрата этого предела:

$$R < \left(\frac{2}{\omega_q}\right)^{2n} \quad (6.07.2)$$

[ср. с неравенствами (6.06.1) и (6.09.1)]. Конечно, если R меньше величины, определенной неравенством (6.06.1), то нет никакой необходимости отказываться от более простой теории первого приближения (§ 6.06).

Первый этап предлагаемой модификации теории первого приближения сводится к определению коэффициентов, связывающих коэффициенты отражения Γ_i , которые обозначаются далее через γ_i и обладают следующим свойством:

$$\left(\frac{\Gamma_i}{\sum_{i=1}^{n+1} \Gamma_i}\right)_{\text{трансформатор с чебышевской характеристикой}} = \gamma_i \left(\frac{\Gamma_i}{\sum_{i=1}^{n+1} \Gamma_i}\right)_{\text{трансформатор с максимально плоской характеристикой}} \quad (6.07.3a)$$

Величина γ_i является функцией числа секций n (оно одинаково для обоих трансформаторов) и полосы пропускания ω_q (относительной ширины полосы пропускания трансформатора с чебышевской характеристикой). Используя снова подстановку $\lg V_i$ вместо Γ_i , получим, что величина $\sum_{i=1}^{n+1} \Gamma_i$ согласно ур-нию (6.04.10) заменяется на $\lg R$. Если теперь выбрать перепад сопротивлений R

для обоих трансформаторов одинаковым, то ур-ние (6.07.3a) приводится к простому выражению:

$$(\lg V_i)_{\text{трансформатор с чебышевской характеристикой}} = \gamma_i (\lg V_i)_{\text{трансформатор с максимально плоской характеристикой}} \quad (6.07.3b)$$

Таким образом, в модифицированной теории используется точное значение $\lg V_i$ для трансформатора с максимально плоской характеристикой, которое определяется с помощью табл. 6.05.1 и 6.05.2. Коэффициент γ_i можно было бы определить из ур-ния (6.07.3) и табл. 6.06.1, но для него, удобства ради, составлена табл. 6.07.1. Все члены в первой строке этой таблицы по определению равны единице. Использование ее рассмотрено на примере, приведенном ниже.

Пределы справедливости модифицированной теории первого приближения. Если перепад сопротивлений R удовлетворяет неравенству (6.07.1) или, по крайней мере, неравенству (6.07.2), то модифицированная теория первого приближения обеспечивает достаточно высокую точность расчета, что будет подтверждено на примере 1 (см. также § 6.10).

Рассмотренная методика, основанная на использовании точных расчетных данных, полученных для трансформаторов с максимально плоской характеристикой, дает хорошие результаты, если максимальное значение ксв в полосе пропускания будет меньше или равно $(1 + \omega_q^2)$, где ω_q — относительная ширина полосы пропускания четвертьволнового трансформатора с чебышевской характеристикой [см. выражение (6.02.1)]. Это соображение может служить хотя и грубым, но весьма полезным критерием при определении пределов применимости модифицированной теории. Согласно определению расчет становится точным, когда $\omega_q = 0$.

Пример 1. В примере 1 § 6.02 было показано, что четвертьволновый трансформатор с полосой пропускания $\omega_q = 1$, перепадом сопротивлений $R = 100$ и максимальным значением ксв в полосе пропускания меньше 1,15 должен состоять, по крайней мере, из шести секций ($n = 6$). Нужно вычислить нормированные сопротивления отдельных секций этого трансформатора Z_i и рассчитать максимальное значение ксв в полосе пропускания. Затем определить относительную ширину полосы пропускания ω_k и нормированные сопротивления секций Z'_i соответствующего полуволнового фильтра.

Вначале проверим, достаточно ли мало R , чтобы трансформатор мог быть рассчитан по теории первого приближения. Используя неравенство (6.06.1), находим

$$\left(\frac{2}{\omega_q}\right)^{n/2} = 2^3 = 8. \quad (6.07.4)$$

Таким образом, немодифицированная теория первого приближения не даст хороших результатов, так как заданное значение

ЗНАЧЕНИЯ γ_j ДЛЯ ЧЕТВЕРТВОЛНОВЫХ ТРАНСФОРМАТОРОВ С ЧЕБЫШЕВСКОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ (МОДИФИЦИРОВАННАЯ ТЕОРИЯ ПЕРВОГО ПРИЛИЖЕНИЯ)

Полоса пропускания ω/ω_0	n = 2		n = 3		n = 4		n = 5			
	f = 1	f = 2	f = 1	f = 2	f = 1	f = 2	f = 3	f = 1	f = 2	f = 3
	0	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000
0,2	1,01237	0,98762	1,01869	0,98376	1,02501	0,99592	0,99176	1,03135	1,00611	0,99380
0,4	1,05014	0,94985	1,07715	0,97428	1,10418	0,99873	0,96695	1,13188	1,02379	0,97491
0,6	1,11488	0,88511	1,18283	0,93905	1,25124	0,99336	0,92510	1,32337	1,05062	0,94234
0,8	1,20882	0,79117	1,34975	0,88341	1,49381	0,97770	0,86512	1,65171	1,08104	0,87430
1,0	1,33333	0,66666	1,60000	0,80000	1,88235	0,94117	0,78431	2,20689	1,10344	0,82758
1,2	1,48643	0,51356	1,96415	0,67861	2,50659	0,86581	0,67690	3,16718	1,09426	0,73614
1,4	1,65823	0,34176	2,47172	0,50942	3,51015	0,72344	0,53202	4,88788	1,00739	0,60751
1,6	1,82565	0,17434	3,10921	0,29692	5,05657	0,48290	0,33727	7,99760	0,76377	0,41835
1,8	1,95226	0,04773	3,72647	0,09117	6,97198	0,17063	0,11515	12,82256	0,31389	0,16079
2,0	2,0	0	4,0	0	8,0	0	0	16,0	0	0

Продолжение табл. 6.07.1

Полоса пропускания ω/ω_0	n = 6			n = 7			n = 8						
	f = 1	f = 2	f = 3	f = 4	f = 1	f = 2	f = 3	f = 4	f = 1	f = 2	f = 3	f = 4	f = 5
	0	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000	1,00000
0,2	1,03774	1,01235	0,99748	0,99258	1,04417	1,01861	1,00200	0,99381	1,05063	1,02492	1,00701	0,99643	0,99294
0,4	1,16027	1,04946	0,98395	0,97026	1,18937	1,07581	1,00731	0,97503	1,21921	1,10279	1,02757	0,98531	0,97167
0,6	1,39965	1,11118	0,97375	0,93268	1,48033	1,17521	1,01374	0,94298	1,56565	1,24295	1,05997	0,96526	0,93500
0,8	1,82608	1,19520	0,94743	0,87911	2,01888	1,32138	1,01702	0,89639	2,23202	1,46088	1,10036	0,93387	0,88496
1,0	2,58586	1,29292	0,90505	0,80808	3,02958	1,51479	1,00986	0,83313	3,54939	1,77469	1,14087	0,86734	0,81762
1,2	3,99301	1,37951	0,83778	0,71630	5,03077	1,73906	0,97968	0,74941	6,33721	2,18942	1,16586	0,81969	0,73143
1,4	6,75454	1,39211	0,72904	0,59571	9,30719	1,91834	0,90301	0,63717	12,81069	2,64044	1,14312	0,72021	0,62075
1,6	12,45111	1,18908	0,54369	0,42589	19,21633	1,83485	0,72848	0,47546	29,51655	2,81846	0,99755	0,56581	0,46843
1,8	23,25581	0,56899	0,23596	0,17906	41,69381	1,02030	0,35677	0,21919	74,08908	1,81333	0,54894	0,28471	0,23041
2,0	32,0	0	0	0	64,0	0	0	0	128,0	0	0	0	0

перепада сопротивлений $R=100$ значительно больше, чем 8. Используя неравенства (6.07.1) и (6.07.2), получаем:

$$\left(\frac{2}{w_q}\right)^n = 64; \quad (6.07.5)$$

$$\left(\frac{2}{w_q}\right)^{2n} = 2048.$$

Следовательно, может быть использована модифицированная теория первого приближения, хотя при этом следует ожидать заметного, но не чрезмерного, отклонения от требуемой характеристики, так как заданное значение $R=100$ несколько больше, чем $(2/w_q)^n=64$.

Из табл. 6.05.1 и рис. 6.02.1 или из табл. 6.05.2 и ур-ния (6.05.1) можно определить значения ксв для шестисекционного трансформатора с максимально плоской характеристикой и перепадом сопротивлений $R=100$:

$$\left. \begin{aligned} V_1 = V_7 = 1,094 & \quad \lg V_1 = 0,0391 \\ V_2 = V_6 = 1,610 & \quad \lg V_2 = 0,2068 \\ V_3 = V_5 = 2,892 & \quad \lg V_3 = 0,4612 \\ V_4 = 3,851 & \quad \lg V_4 = 0,5856 \end{aligned} \right\} \quad (6.07.6)$$

Теперь находим значения $\lg V_i$ для требуемого трансформатора с полосой пропускания 100%, умножая согласно ур-нию (6.07.3б) все $\lg V_i$ в выражении (6.07.6) на соответствующие значения коэффициента γ из табл. 6.07.1:

$$\left. \begin{aligned} \lg V_1 &= 0,0391 \cdot 2,586 = 0,1011 \\ \lg V_2 &= 0,2068 \cdot 1,293 = 0,2679 \\ \lg V_3 &= 0,4612 \cdot 0,905 = 0,4170 \\ \lg V_4 &= 0,5856 \cdot 0,808 = 0,4733 \end{aligned} \right\}; \quad (6.07.7)$$

$$\left. \begin{aligned} V_1 = V_7 &= 1,262 \\ V_2 = V_6 &= 1,853 \\ V_3 = V_5 &= 2,612 \\ V_4 &= 2,974 \end{aligned} \right\} \quad (6.07.8)$$

Однако произведение $V_1 \cdot V_2 \dots V_7$ равняется 105,4 вместо 100. Следовательно, необходимо незначительно уменьшить значения V_i так, чтобы их произведение точно равнялось 100. Это уменьшение лучше всего произвести, умножая V_1 и V_7 на коэффициент $(100/105,4)^{1/12}$, а V_2, \dots, V_6 — на $(100/105,4)^{1/6}$. В общем случае, если R' и R будут соответственно являться рассчитанным и заданным перепадом сопротивлений, то для n -секционного трансформатора этот масштабный коэффициент для V_2, V_3, \dots, V_n равен $(R/R')^{1/n}$, а для V_1 и V_{n+1} — $(R/R')^{1/2n}$. Можно показать [см. пример 2 в § 6.09 и ур-ние (6.09.2)], что этот способ пересчета, при котором масштабные коэффициенты для V_1 и V_{n+1} равны квад-

ратному корню из коэффициентов для V_2, \dots, V_n , вызывает незначительное увеличение полосы пропускания и практически не влияет на величину пульсаций в ней. Так как при расчете по приближенному методу обычно наблюдается небольшое сужение полосы пропускания, в то время как величина пульсаций в ней получается очень близкой к заданной или даже лучше ее, то такой способ пересчета предпочтительнее. Вычитая 0,0038 из $\lg V_i$ и 0,0076 из остальных $\lg V_i$ в ур-нии (6.07.7), получаем новые значения V_i :

$$\left. \begin{aligned} V_1 = V_7 &= 1,251 \\ V_2 = V_6 &= 1,821 \\ V_3 = V_5 &= 2,566 \\ V_4 &= 2,922 \end{aligned} \right\} \quad (6.07.9)$$

Затем определяем соответствующие нормированные сопротивления отдельных секций четвертьволнового трансформатора (рис. 6.02.1):

$$\left. \begin{aligned} Z_0 &= 1,0 \\ Z_1 = V_1 &= 1,251 \\ Z_2 = Z_1 V_2 &= 2,280 \\ Z_3 = Z_2 V_3 &= 5,850 \\ Z_4 = Z_3 V_4 &= 17,10 \\ Z_5 = Z_4 V_5 &= 43,91 \\ Z_6 = Z_5 V_6 &= 79,94 \\ R = Z_6 V_7 &= 100,0 \end{aligned} \right\} \quad (6.07.10)$$

Отметим попутно, что до введения масштабных коэффициентов произведение ксв равнялось 105,4 вместо полученного сейчас 100. Если расхождение между указанными двумя числами превышает 5—10%, то расчетная характеристика не будет точно совпадать с требуемой. Это обеспечивает дополнительный контроль правильности расчета.

Максимальные значения избыточных потерь и ксв в полосе пропускания, определяемые из ур-ния (6.02.16), табл. 6.02.1 и ур-ния (6.02.18), равны:

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{E}_r &= 0,0025 \text{ (0,011 дБ)} \\ V_r &= 1,106. \end{aligned} \right\} \quad (6.07.11)$$

Расчетный график ксв в зависимости от нормированной частоты f/f_0 (или от λ_0/λ_g , если имеется дисперсия) для трансформатора из рассмотренного примера приведен на рис. 6.07.1. Ширина полосы пропускания по уровню максимального значения ксв=1,11 оказалась равной 95% вместо заданной 100%-ной полосы (заметьте, что полоса равных пульсаций характеристики, соответствующая максимальным значениям ксв=1,065, равна 86%).

Относительная ширина полосы пропускания w_p полуволнового фильтра с максимальным значением ксв 1,11 будет равняться половине полосы пропускания соответствующего четвертьволнового

трансформатора, т. е. 47,5% (вместо требуемой полосы 50%). Нормированные сопротивления секций полуволнового фильтра равны (см. рис. 6.03.1):

$$\begin{aligned} Z'_0 &= 1,0 \text{ (вход)} \\ Z'_1 &= V_1 \cdot 1,251 \\ Z'_2 &= Z'_1 V_2 \cdot 0,6865 \\ Z'_3 &= Z'_2 V_3 \cdot 1,764 \\ Z'_4 &= Z'_3 V_4 \cdot 0,604 \\ Z'_5 &= Z'_4 V_5 \cdot 1,550 \\ Z'_6 &= Z'_5 V_6 \cdot 0,850 \\ Z'_7 &= Z'_6 V_7 \cdot 1,065 \text{ (выход)} \end{aligned} \quad (6.07.12)$$

Следует отметить, что выходное сопротивление Z'_7 полуволнового фильтра равняется ксв фильтра или трансформатора на средней частоте [9] (см. рис. 6.07.1).

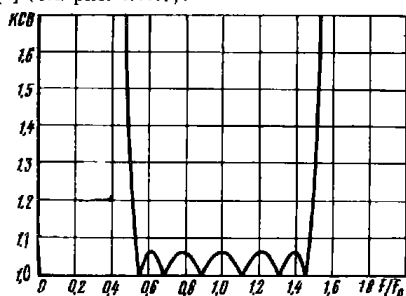


Рис. 6.07.1. Расчетная характеристика для трансформатора из примера 1 § 6.07

В этом примере не было необходимости в интерполяции V_i или Z_i . Однако, если заданное R не равно точно табличному значению, необходимо провести интерполяцию, как в конце § 6.04.

6.08. Учет емкостей сочленений в случае малых ступенчатых неоднородностей [37]

Неоднородность в поперечном сечении волновода или коаксиальной линии не может быть представлена только изменением сопротивления, т. е. реальные сочленения нельзя считать идеальными (см. § 6.01). Эквивалентная схема для небольшого изменения внутреннего или наружного диаметра коаксиальной линии может

быть представлена в виде идеального сочленения, шунтированного емкостью [22]; то же самое представление справедливо и для ступеньки в прямоугольном волноводе в плоскости E [23]. Эта параллельная емкость оказывает незначительное (второго порядка) влияние на ксв сочленения, так как она добавляет меньшую составляющую со сдвигом 90° в выражение для (уже малого) коэффициента отражения ступеньки.

Главное влияние параллельной емкости заключается в смещении из плоскости сочленения референсных плоскостей с действительной величиной коэффициента отражения Γ . На средней частоте расстояние между двумя референсными плоскостями, определяемыми для каждой секции трансформатора (если смотреть на соответствующие неоднородности изнутри этой секции), должно равняться четверти длины волны. Поэтому реальные сочленения должны быть смещены на некоторое расстояние, чтобы выполнить указанное условие.

Основные расчетные соотношения были получены Коном [1]. Приведенная в этом параграфе методика расчета эквивалентна его методике. Графическая иллюстрация, показывающая смещение референсных плоскостей, несколько облегчает числовой расчет. Необходимые формулы приведены в подписи к рис. 6.08.1, на ко-

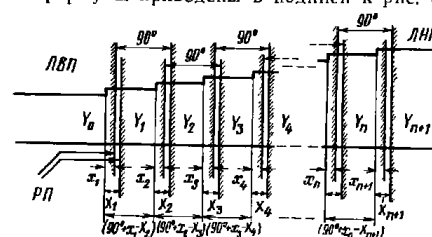


Рис. 6.08.1. Коррекция длин секций, учитывающая емкости сочленений.

ЛНП — линия с низкой проводимостью (высоким сопротивлением); ЛВП — линия с высокой проводимостью (низким сопротивлением); РП — ближайшие референсные плоскости, в которых коэффициент отражения является действительной величиной.

$$X_i = \frac{1}{2} \left\{ \text{Arc tg} \left(\frac{B_i}{Y_{i-1} - Y_i} \right) + \text{Arc tg} \left(\frac{B_i}{Y_{i-1} + Y_i} \right) \right\};$$

$$X_i = \frac{1}{2} \left\{ \text{Arc tg} \left(\frac{B_i}{Y_{i-1} - Y_i} \right) - \text{Arc tg} \left(\frac{B_i}{Y_{i-1} + Y_i} \right) \right\};$$

где B_i — эквивалентная реактивная проводимость сочленения; Y_i — волновая проводимость.

тором также показано новое положение референсных плоскостей. Линия с низким сопротивлением показана слева, а с высоким — справа. Для каждого сочленения существуют две референсные

К РАСЧЕТУ ТРАНСФОРМАТОРА ИЗ ПРИМЕРА 1 § 6.08

плоскости с действительной величиной Γ ; одна определяется со стороны низкоомной линии, а другая — со стороны высокоомной линии (см. рис. 6.08.1). Когда две «пары зажимов» сочленения совпадают с соответствующими референсными плоскостями, получаем идеальное сочленение. Можно показать, что в общем случае, если неоднородность сочленения представлена параллельной емкостью, получаются следующие результаты:

1. Обе референсные плоскости любого сочленения размещаются в линии с более высоким сопротивлением (вправо от сочленения на рис. 6.08.1).

2. Обе референсные плоскости любого сочленения всегда расположены в последовательности, показанной на рис. 6.08.1, т. е. референсная плоскость, определяемая со стороны линии с более высоким сопротивлением, находится ближе к сочленению.

3. С уменьшением ступеньки обе референсные плоскости приближаются к плоскости сочленения.

4. Референсная плоскость, определяемая со стороны высокоомной линии (ближайшая к сочленению), всегда находится от сочленения на расстоянии, меньшем $1/8$ длины волны (положение второй референсной плоскости не так ограничено).

Расстояние между сочленениями определяется с помощью выражений, приведенных в подписи к рис. 6.08.1. Как видно из рисунка, отрезки длиной $\theta=90^\circ$ частично перекрывают друг друга и, следовательно, расстояние между сочленениями обычно будет меньше четверти длины волны, хотя это условие не всегда должно выполняться (например, оно не выполняется, если $x_1 > X_2$).

Пример 1. Рассчитать трансформатор для перехода от прямоугольного волновода размером $165,1 \times 33,02$ мм к волноводу $165,1 \times 82,55$ мм. Необходимо, чтобы в полосе частот $1180 \div 1430$ МГц значение ксв было не больше 1,03.

Здесь $R=2,5$; $\lambda_{g1}=39,776$ см; $\lambda_{g2}=27,127$ см.

Из ур-ния (6.02.2) определяем $\lambda_{g0}=32,207$ см и $\lambda_{g0}/4=8,0518$ см, а из ур-ния (6.02.1) — $w_0=0,38$.

Из табл. 6.02.3 и 6.02.4 можно найти, что для трансформатора потребуется, по крайней мере, три секции. При этом полюсу пропускания можно увеличить до $w_0=0,5$ и ксв в полосе пропускания все еще будет меньше, чем 1,03 (см. табл. 6.02.4). С помощью табл. 6.04.2 определяем высоту b (в мм) волноводных секций трансформатора:

$b_0=33,020$; $b_1=37,5666$; $b_2=52,2478$; $[b_3=72,5678$; $b_4=82,550$.

Сделаем все ступеньки трансформатора симметричными (как на рис. 6.08.2), так как коррекции длин секций в случае несимметричных ступенек были бы довольно значительными. Далее расчет удобно свести в таблицу (табл. 6.08.1).

Вычитая из четвертьволновой длины секций, равной $8,0518$ см, значения корректирующих величин, найденных в последней строке

Строка	Величина	Номер секции или сочленения (см. рис. 6.08.2)			
		1	2	3	4
1	b_i/λ_{g0}	0,117	0,162	0,225	0,256
2	$b_{i-1}/b_i = Y_i/Y_{i-1}$	0,88	0,72	0,72	0,88
3	$\left(\frac{B_i}{Y_i} - \frac{\lambda_{g0}}{b_i}\right)$ (из рис. 5.07.9 и 5.07.10)	0,06	0,26	0,26	0,06
4	B_i/Y_{i-1} - 1-я строка \times 2-я строка \times 3-я строка	0,0062	0,0303	0,0421	0,0135
5	$\frac{B_i/Y_{i-1}}{1 - Y_i/Y_{i-1}} = \frac{B_i}{Y_{i-1} - Y_i}$	0,052	0,108	0,150	0,113
6	$\frac{B_i/Y_{i-1}}{1 + Y_i/Y_{i-1}} = \frac{B_i}{Y_{i-1} + Y_i}$	0,0033	0,0176	0,0245	0,0072
7	X_i электрических градусов (из рис. 6.08.1)	1,59	$\rightarrow 3,60$	$\rightarrow 5,00$	$\rightarrow 3,45$
8	x_i электрических градусов (из рис. 6.08.1)	1,40 \leftarrow	2,59 \leftarrow	3,60 \leftarrow	3,03
9	$(X_{i+1} - x_i)$ электрических градусов	2,20	2,41	-0,15	
10	$\frac{\lambda_{g0}}{360} (X_{i+1} - x_i)$, мм	1,9558	2,159	-0,1270	

Секции: $i=0$ 1 2 3 4
Сочленения: $i=1$ 2 3 4



Рис. 6.08.2. Геометрические размеры (в мм) трансформатора, рассмотренного в примере 1 § 6.08, с коррекцией длин секций, учитывающей емкости сочленений

таблицы, определяем длину каждой секции. Окончательно получаем, что длина первых двух секций несколько меньше, а третьей секции немного больше четверти длины волны. Все размеры трансформатора приведены на рис. 6.08.2.

6.09. Приближенный расчет в случае больших значений R

Основные положения теории. Метод Рибле [3], математически изящный и справедливый для всех значений R , однако слишком громоздок для практических расчетов. Поэтому требуемая точность вычислений при больших R может привести к значительным трудностям, даже когда используется большая вычислительная машина. Формулы Коллина [2] гораздо удобнее (см. § 6.04), но применимы только для трансформаторов с числом секций $n \leq 4$ (см. табл. 6.04.1—6.04.8). Метод Рибле был использован при составлении таблиц для расчета трансформаторов с максимальной плоской характеристикой, имеющих не более восьми секций (см. табл. 6.05.1 и 6.05.2). Общие решения, справедливые только для малых R , были приведены в §§ 6.06 и 6.07 (см. табл. 6.06.1 и 6.07.1).

В настоящем параграфе даются удобные расчетные соотношения, которые становятся точными только для больших R , когда удовлетворяется неравенство

$$R > \left(\frac{2}{\omega_q}\right)^n. \quad (6.09.1)$$

Эти решения пригодны для большинства практических фильтровых задач, но не для практических задач по согласованию полных сопротивлений [ср. с неравенствами (6.06.1) и (6.07.2)].

Для больших R (или малых ω_q) ступенчатые трансформаторы и фильтры могут быть рассчитаны из прототипов фильтров нижних частот на сосредоточенных параметрах (см. гл. 4), элементы которых были обозначены через g_i ($i=0, 1, \dots, n+1$)¹⁾. Значения кв ступенек трансформатора или фильтра определяются из выражений:

$$\left. \begin{aligned} V_1 = V_n &= 1 = \frac{4}{\pi} \frac{g_n g_1 \omega_1}{\omega_q} \\ V_i &= \frac{16}{\pi^2} \frac{(\omega_1)^2}{\omega_q^2} g_{i-1} g_i \\ &\text{для } 2 \leq i \leq n \end{aligned} \right\} \quad (6.09.2)$$

Здесь значения V_i — велики, а ω_q — мало; ω_1 — граничная частота в радианах для прототипа нижних частот;

ω_q — относительная ширина полосы пропускания четвертьвол-

¹⁾ Здесь предполагается, что прототипы, определяемые на рис. 4.04.1, являются симметричными или антисимметричными (см. § 4.05).

нового трансформатора [определяемая для трансформаторов с чебышевской характеристикой из ур-ния (6.02.1) и для трансформаторов с максимально плоской характеристикой из ур-ния (6.02.9) или (6.02.10)].

Полоса пропускания полуволнового фильтра ω_h , как и раньше, равна половине полосы ω_q [ф-ла (6.03.3)].

Значения V_i и Γ_i будут симметричными относительно середины трансформатора в смысле, определенном ур-ниями (6.04.8) и (6.04.9), если предполагается, что прототип симметричный или антисимметричный.

Уравнения (6.09.2) легко используются вместе с табл. 4.05.1, 4.06.2, 4.07.1. Однако всегда необходимо убедиться в справедливости приближений, что объяснено ниже. Методы расчета для граничных значений R будут показаны на примерах, где так же обсуждается точность этих методов.

Область справедливости теории. Условия, определяемые неравенствами (6.06.1) и (6.07.1), заменяются на противоположные: приведенные в этом параграфе расчетные формулы справедливы для достаточно больших значений R . Оказалось, что получаемая характеристика хорошо совпадает с заданной (после коррекции значения R , в случае необходимости, как в примерах 2 и 3 данного параграфа) при условии, что выполняется неравенство (6.09.1). При этом значение R должно превышать величину $(2/\omega_q)^n$, по крайней мере, в 10—100 раз или больше (см. также § 6.10). Пределы справедливости расчетных соотношений для малых и больших R , определяемые соответственно неравенствами (6.07.2) и (6.09.1), образуют перекрывающиеся области значений R ; в диапазоне перекрытия обе методики расчета дают достаточно точные результаты (см. пример 3 данного параграфа).

Для трансформатора с максимально плоской характеристикой неравенство (6.09.1) остается все еще справедливым, если ω_q заменяется на $\omega_{q,3[\delta\sigma]}$.

По формулам этого параграфа можно получить заданную характеристику в полосе пропускания, если максимальное значение кв в последней превышает величину $(1+\omega_q^2)$. Указанное условие может служить хотя и грубым, но полезным критерием при определении пределов применимости метода, изложенного в этом параграфе. Однако оно будет неопределенным для трансформаторов с максимально плоской характеристикой ($\omega_q=0$), и тогда используется другая грубая оценка: по формулам данного параграфа для трансформаторов или фильтров с максимально плоской характеристикой можно получить заданную характеристику, если относительная ширина полосы пропускания, взятая по уровню 3 дБ $\omega_{q,3[\delta\sigma]}$ для четвертьволнового трансформатора с максимально плоской характеристикой будет меньше 0,4¹⁾. Относительная

¹⁾ При малых n расчет будет точным для больших величин полосы пропускания. Например, при $n=2$ полоса может равняться $\omega_{q,3[\delta\sigma]}=0,60$.

ширина полосы пропускания полуволнового фильтра $\omega_{п.з[дб]}$ должна быть, конечно, меньше половины этой величины, т. е. меньше 0,2.

Хорошим способом проверки правильности расчета фильтра является перемножение всех квс и сравнение полученного произведения $V_1, V_2 \dots V_{n+1}$ с величиной R , найденной из заданных условий с помощью табл. 6.02.1 и ф-лы (6.02.13). Если они отличаются не более чем в два раза, то после введения масштабных коэффициентов для каждого значения V_i таким образом, чтобы произведение всех квс точно равнялось R , можно ожидать хорошего совпадения заданной и полученной характеристик.

Ниже приведены три примера, иллюстрирующие расчет узкополосного и широкополосного полуволновых фильтров, а также случай, когда не удовлетворяется неравенство (6.09.1).

Пример 1. Рассчитать полуволновый фильтр с 10%-ной полосой пропускания и уровнем пульсации квс=1,10 при затухании не меньше 30 дб на частотах, удаленных на 10% от средней частоты полосы пропускания.

Здесь $\omega_h=0,1$; $\omega_q=0,2$; значение квс=1,10 соответствует рабочему затуханию 0,01 дб.

Из ур-ний (6.03.12) и (6.03.10) или (6.02.17) и (6.02.12) находим

$$\nu_0 = \sin\left(\frac{\pi \omega_h}{2}\right) = \sin 9^\circ = 0,1564.$$

Для частот, удаленных на 10% от средней частоты полосы пропускания, из ур-ния (6.03.11) вычисляем:

$$\frac{\omega'}{\omega_1} = \frac{\sin \theta'}{\nu_0} = \frac{\sin 172^\circ}{0,1564} = 1,975.$$

Согласно рис. 4.03.4а на этой частоте у пятисекционного фильтра затухание будет только 24,5 дб, а у шестисекционного — 35,5 дб. Следовательно, необходимо выбрать $n=6$, чтобы обеспечить заданное затухание 30 дб.

Полный перепад сопротивлений шестисекционного четвертьволнового трансформатора с относительной шириной полосы пропускания 20% и пульсацией в полосе 0,01 дб определяется с помощью табл. 6.02.1 и ур-ния (6.02.13) (пульсации 0,01 дб соответствует $\mathcal{E}_r=0,0023$) и равен

$$R = 4,08 \cdot 10^{10}. \quad (6.09.3)$$

Таким образом, R превышает величину $(2/\omega_q)^n$ в $4 \cdot 10^4$ раза и в достаточной степени удовлетворяет неравенству (6.09.1), поэтому мы можем продолжить расчет.

Из табл. 4.05.2 для $n=6$ при пульсации 0,01 дб (соответствующей максимальному значению квс в полосе пропускания 1,10) и

из ур-ния (6.09.2) определяем:

$$\left. \begin{aligned} V_1 = V_7 &= 4,98 \\ V_2 = V_6 &= 43,0 \\ V_3 = V_5 &= 92,8 \\ V_4 &= 105,0 \end{aligned} \right\} \quad (6.09.4)$$

Полученная характеристика показана на рис. 6.09.1. Она хорошо согласуется с исходными данными расчета как в полосе про-

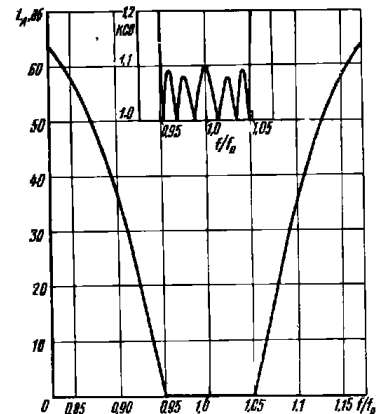


Рис. 6.09.1. Характеристика полуволнового фильтра, рассмотренного в примере 1 § 6.09

пускания, так и в полосе заграждения. Сопротивления отдельных секций полуволнового фильтра равны:

$$\left. \begin{aligned} Z'_0 &= 1,0 \text{ (вход)} \\ Z'_1 &= V_1 = 4,98 \\ Z'_2 &= Z'_1/V_2 = 0,1158 \\ Z'_3 &= Z'_2 V_3 = 10,74 \\ Z'_4 &= Z'_3/V_4 = 0,1023 \\ Z'_5 &= Z'_4 V_5 = 9,50 \\ Z'_6 &= Z'_5/V_6 = 0,221 \\ Z'_7 &= Z'_6 V_7 = 1,10 \text{ (выход)} \end{aligned} \right\} \quad (6.09.5)$$

Отметим, что $Z_7' = 1,10$, что также равно ксв фильтра на средней частоте (см. рис. 6.09.1).

У соответствующего четвертьволнового трансформатора относительная ширина полосы пропускания будет 20%: сопротивления его отдельных секций равны:

$$\left. \begin{aligned} Z_0 &= 1,0 \text{ (вход)} \\ Z_1 &= V_1 = 4,98 \\ Z_2 &= Z_1 V_2 = 2,14 \cdot 10^2 \\ Z_3 &= Z_2 V_3 = 1,987 \cdot 10^4 \\ Z_4 &= Z_3 V_4 = 2,084 \cdot 10^6 \\ Z_5 &= Z_4 V_5 = 1,9315 \cdot 10^8 \\ Z_6 &= Z_5 V_6 = 8,3 \cdot 10^9 \\ R - Z_7 &= Z_6 V_7 = 4,135 \cdot 10^{10} \text{ (выход)} \end{aligned} \right\} \quad (6.09.6)$$

Таким образом, полученное значение R отличается приблизительно на 1,5% от его значения из равенства (6.09.3). Поэтому следует ожидать высокой точности расчета, что подтверждается рис. 6.09.1. Затухание 35,5 дБ на частоте $f=1,1$ также точно соответствует заданному.

Пример 2. Требуется рассчитать полуволновый фильтр с относительной шириной полосы пропускания 60% и с пульсацией затухания в полосе пропускания 2 дБ. Затухание на частотах, отстоящих на 10% от границ полосы пропускания, должно быть, по крайней мере, 20 дБ.

Здесь $\omega_h = 0,6$; $\omega_q = 1,2$. Как и в предыдущем примере, найдем, что для фильтра требуется не менее шести секций и что при этом затухание на частотах, отстоящих на 10% от границ полосы пропускания, будет 22,4 дБ.

Из ф-лы (6.02.13) и табл. 6.02.1 можно найти, что при точном расчете R должно было бы быть равным 1915, в то время как величина $(2/\omega_q)^n$ равняется 22. Таким образом, R превышает $(2/\omega_q)^n$ меньше чем в 100 раз, поэтому условие (6.09.1) не выполняется в полной мере и следует ожидать относительно невысокой точности расчета с заметным отклонением полученной характеристики от заданной. Из выражений (6.09.2) определяем значения ксв отдельных ступеней:

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= V_7 = 3,028 \\ V_2 &= V_6 = 2,91 \\ V_3 &= V_5 = 3,93 \\ V_4 &= 4,06 \end{aligned} \right\} \quad (6.09.7)$$

Произведение этих коэффициентов равняется 4875, в то время как согласно ф-ле (6.02.13) и табл. 6.02.1 R должно быть равно 1915. Следовательно, все значения V_i необходимо уменьшить.

Как и в примере 1 § 6.07, пересчитаем V_i так, чтобы немного увеличить полосу пропускания, не оказывая влияния на величину пульсаций в ней. Так как V_i и V_{n+1} обратно пропорциональны ω_q , тогда как остальные $(n-1)$ ксв сочленений V_2, V_3, \dots, V_n обратно пропорциональны квадрату полосы пропускания ω_q^2 [см. выражение (6.09.2)], то масштабный коэффициент для V_1 и V_7 равен

$$\left(\frac{1915}{4875}\right)^{1/2n} = \left(\frac{1915}{4875}\right)^{1/12} = 0,9251,$$

для V_2, V_3, \dots, V_6 он равен

$$\left(\frac{1915}{4875}\right)^{1/n} = \left(\frac{1915}{4875}\right)^{1/6} = 0,8559$$

(ср. пример 1 в § 6.07). Эти коэффициенты уменьшают произведение ксв от 4875 до 1915. Новые значения ксв ступеней равны:

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= V_7 = 2,803 \\ V_2 &= V_6 = 2,486 \\ V_3 &= V_5 = 3,360 \\ V_4 &= 3,470 \end{aligned} \right\} \quad (6.09.8)$$

Сопротивления отдельных секций полуволнового фильтра теперь будут иметь значения:

$$\left. \begin{aligned} Z_0' &= 1,0 \text{ (вход)} \\ Z_1' &= 2,803 \\ Z_2' &= 1,128 \\ Z_3' &= 3,788 \\ Z_4 &= 1,092 \\ Z_5' &= 3,667 \\ Z_6' &= 1,475 \\ Z_7' &= 4,135 \text{ (выход)} \end{aligned} \right\} \quad (6.09.9)$$

Ввиду относительно большого уменьшения R (от 4875 до 1915) может быть некоторое расхождение между предполагаемой и полученной характеристиками. На рис. 6.09.2 показаны две характеристики, рассчитанные для полуволнового фильтра согласно выражениям (6.09.7) и (6.09.8), т. е. без коррекции и с коррекцией R . Для большинства практических задач такое совпадение характеристики после коррекции R с заданной характеристикой вполне приемлемо. Относительная ширина полосы пропускания при рабочем затухании 2 дБ равняется 58% вместо 60%; затухание в полосе загираания точно соответствует исходным данным расчета.

Обсуждение полученных результатов. Для полуволнового фильтра в примере 1 этого параграфа потребовались очень большие

величины перепадов сопротивлений; и наибольшая из них $V_4=105$. Поэтому было бы практически невозможно выполнить его как фильтр со ступенчатым изменением сопротивления; вместо этого он используется в качестве прототипа для фильтра с реактивными связями (см. § 9.04). Это типично для узкополосных фильтров.

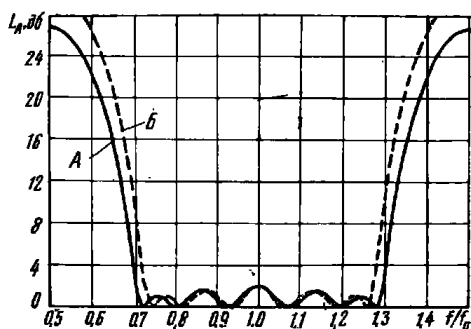


Рис. 6.09.2. Характеристики двух полуволновых фильтров из примера 2 § 6.09. кривая А — после коррекции R ; кривая Б — до коррекции R .

Фильтр из примера 2, подобно большинству широкополосных фильтров, может быть выполнен непосредственно по данным, представленным в равенствах (6.09.9), так как наибольший перепад сопротивлений $V_4=3,17$ и его можно было бы сконструировать после введения поправок, учитывающих емкости неоднородностей реальных сочленений (см. § 6.08). Такой фильтр мог бы быть также фильтром нижних частот (см. рис. 6.03.2). Он имел бы одинаковые полосы пропускания на всех частотах гармоник¹⁾ и максимальное затухание на частоте, равной половине средней частоты f_0 , а также на частотах в 1,5; 2,5... и т. д. раз. больших средней частоты f_0 (см. рис. 6.03.2). Максимум затухания может быть вычислен из ур-ний (6.02.8) и (6.09.3). В примере 1 максимум затухания равняется 100 дБ, но перепады слишком велики, чтобы их можно было реализовать на практике. В примере 2 перепады сопротивлений могли бы быть реализованы, но максимальное затухание равняется всего 27 дБ. Поэтому полуволновые фильтры в основном используются в качестве прототипов для других типов фильтров, которые легче реализовать на практике. Если бы для реализации V_i использовались параллельные индуктивности или

¹⁾ Считая первой гармоникой среднюю частоту f_0 первой полосы пропускания полуволнового фильтра (прим. ред.).

последовательные емкости (вместо перепадов сопротивлений), чтобы образовать таким путем фильтр с непосредственными связями, то затухание ниже полосы пропускания увеличилось бы и достигло бесконечности на нулевой частоте; затухание выше полосы пропускания, наоборот, уменьшилось бы по сравнению с симметричной характеристикой полуволновых фильтров (см. рис. 6.09.1 и 6.09.2). В гл. 9 объясняется, как получить такие фильтры из четвертьволновых трансформаторов-прототипов или полуволновых фильтров-прототипов.

Пример 3. В этом примере рассматривается случай, когда ни теория первого приближения (см. § 6.06), ни методика настоящего параграфа не являются точными, но могут дать пригодные результаты. Эти результаты затем сравниваются с точным расчетом.

Требуется рассчитать наилучший вариант четырехсекционного четвертьволнового трансформатора с полным перепадом сопротивлений $R=31,6$ и относительной шириной полосы пропускания 120%.

Здесь $n=4$ и $w_0=1,2$. По ф-ле (6.02.13) и табл. 6.02.1 получаем, что максимальный ксв в полосе пропускания равен 2,04. Произведя расчет точно так же, как в предыдущем примере, и уменьшив произведение V_1, V_2, \dots, V_5 до 31,6 (т. е. в четыре раза), получим данные, приведенные в табл. 6.09.1, в столбце А. Вычисленная характеристика ксв для этого случая приведена на рис. 6.09.3 (сплошная линия, случай А).

Так как величина R превышает $(2/w_0)^n$ всего в четыре раза [см. неравенство (6.09.1)], то более подходящим может оказаться расчет по теории первого приближения (см. § 6.07). На это указывает и то, что неравенство (6.07.2) удовлетворяется, хотя неравенство (6.07.1) не удовлетворяется. Проведя расчет точно так же, как в примере 1 § 6.07, получим данные, приведенные в табл. 6.09.1 в столбце Б. Характеристика для этого случая построена на рис. 6.09.3 (штрих-пунктирная линия, случай Б).

В рассматриваемом примере можно произвести точный расчет с помощью табл. 6.04.3 и 6.04.4 путем линейной интерполяции $\lg V$ по $\lg R$. Полученные данные приведены в табл. 6.09.1, в столбце В, а соответствующая характеристика показана на рис. 6.09.3 (пунктирная линия, случай В).

Для случаев А и Б ширина полосы пропускания получается меньше требуемой величины 120%, а величины максимумов ксв меньше допустимого значения 2,04. Относительная ширина полосы пропускания (между точками $V=2,04$) для случая А равняется

ТАБЛИЦА 6.09.1
РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА
ТРАНСФОРМАТОРА ИЗ
ПРИМЕРА 3 § 6.09 ТРЕМЯ
МЕТОДАМИ:

А — по приближенной методике для больших R ;
Б — по приближенной методике для малых R ;
В — по точному методу

Ксв	Результаты расчета		
	А	Б	В
$V_1=V_5$	1,656	1,780	1,936
$V_2=V_4$	2,028	2,091	1,988
V_3	2,800	2,289	2,140

ся 110%, для случая *B* — 115% и только в случае *B* (при равных величинах пульсаций) ширина полосы равняется 120%. Вообще вызывает удивление тот факт, что два приближенных метода ра-

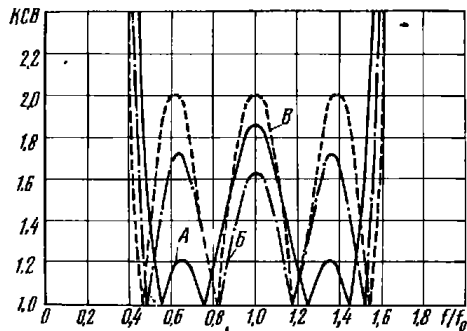


Рис. 6.09.3. Характеристики трех четвертьволновых трансформаторов, рассмотренных в примере 3 § 6.09.
Кривая *A* — приближенная методика для «большой» *R*; кривая *B* — приближенная методика для «малой» *R*; кривая *B* — точный метод

счета, один из которых основывается на предположении, что $R \approx 1$, а другой, что $R \rightarrow \infty$, смогли дать настолько хорошо совпадающие результаты.

6.10. Асимптотическое поведение при *R*, стремящихся к бесконечности

В гл. 8 приведены расчетные формулы для фильтров с полуволновыми резонаторами, непосредственно связанными реактивностями (реактивными неоднородностями). Формулы становятся точными только в предельном случае, когда полоса пропускания стремится к нулю. Это не единственное ограничение. Формулы в § 8.05 и 8.06 для фильтров из отрезков передающих линий, подобно ф-лам (6.09.2), справедливы только в том случае, когда удовлетворяется неравенство (6.09.1) или ему эквивалентное. Предполагается, что величины V_i — это квс реактивных неоднородностей на средней частоте; R , по-прежнему, определено ур-нием (6.04.10), а величина ω_0 , используемая в неравенстве (6.09.1), есть удвоенная ширина полосы пропускания фильтра, определенная через переменную $1/\lambda_g$, равную величине, обратной длине волны в волноводе. Зависимость V_i от ширины полосы пропускания точно определяется соотношениями (6.09.2) для малых полос. Указанные формулы в гл. 8 могут быть приспособлены для расчета как четвертьволновых трансформаторов, так и полуволновых фильтров,

так же как соотношения (6.09.2), и будут даже более точными в этом случае, чем при реактивных неоднородностях. Такого результата можно ожидать, поскольку отрезки линий между неоднородностями для полуволновых фильтров становятся равными точно половине длины волны на средней частоте, в то время как в фильтрах с непосредственными связями они равны лишь приблизительно 180 электрическим градусам (см. рис. 8.06.1).

Используя (6.09.2) и ф-лы (4.05.1) и (4.05.2) для значений элементов прототипа g_i ($i=0, 1, 2, \dots, n, n+1$), можно легко получить некоторые полезные соотношения для V_i , если R стремится к бесконечности. Так, для квс сочтенений трансформаторов и фильтров с чебышевскими характеристиками имеем

$$\lim_{R \rightarrow \infty} V_i = \left(\frac{8}{\pi \omega_g} \right)^2 \frac{\sin \left(\frac{2i-3}{2n} \pi \right) \sin \left(\frac{2i-1}{2n} \pi \right)}{\sin^2 \left(\frac{i-1}{n} \pi \right)} = \left(\frac{4}{\pi \omega_h} \right)^2 \frac{\sin \left(\frac{2i-3}{2n} \pi \right) \sin \left(\frac{2i-1}{2n} \pi \right)}{\sin^2 \left(\frac{i-1}{n} \pi \right)} = \left(\frac{4}{\pi \omega_h} \right)^2 \left\{ 1 - \left[\frac{\sin \frac{\pi}{2n}}{\sin \left(\frac{i-1}{n} \pi \right)} \right]^2 \right\} \quad (i=2, 3, \dots, n) \quad (6.10.1)$$

Значения величины

$$\omega_h^2 \lim_{R \rightarrow \infty} V_i = \left(\frac{\omega_g}{2} \right)^2 \lim_{R \rightarrow \infty} V_i \quad (6.10.2)$$

для $i=2, 3, \dots, n$ и $n=2, 3, \dots, 14$ приведены в табл. 6.10.1.

Отметим, что для трансформаторов и фильтров с чебышевскими характеристиками значения V_i ($i \neq 1, n+1$) стремятся к конечным пределам и, следовательно, $V_1 = V_{n+1}$ стремится к величине, пропорциональной $R^{1/2}$. Также легко видеть, что для всех n справедливо неравенство

$$\omega_h^2 V_i < \frac{16}{\pi^2} = 1,62115 \quad (i=2, 3, \dots, n), \quad (6.10.3)$$

которое переходит в равенство только в пределе, когда $i \rightarrow \frac{n}{2} \rightarrow \infty$.

Для трансформаторов с максимально плоской характеристикой все значения V_i стремятся к бесконечности, если R стремится

ТАБЛИЦА 6.10.1

ЗНАЧЕНИЯ $\left[\left(\frac{\omega_q}{2} \right)^2 \lim_{R \rightarrow \infty} (V_i) \right]$ для малых полос пропускания ω_q
 $(V_i = V_{n+2-i})$

n	i=2	i=3	i=4	i=5	i=6	i=7	i=8
2	0,81056						
3	1,08075						
4	1,14631	1,38372					
5	1,17306	1,44999					
6	1,18675	1,47634	1,51254				
7	1,19474	1,48981	1,53668				
8	1,19981	1,49773	1,54885	1,55943			
9	1,20325	1,50282	1,55596	1,57073			
10	1,20568	1,50631	1,56052	1,57727	1,58146		
11	1,20747	1,50880	1,56365	1,58145	1,58762		
12	1,20882	1,51066	1,56589	1,58431	1,59153	1,59351	
13	1,20987	1,51207	1,56757	1,58636	1,59419	1,59723	
14	1,21070	1,51319	1,56886	1,58789	1,59610	1,59975	1,60081

к бесконечности. Однако величины

$$\left. \begin{aligned} A_1 = A_{n+1} &= \frac{V_1}{R^{1/2n}} \\ A_i &= \frac{V_i}{R^{i/n}} \quad (i=2,3, \dots, n) \end{aligned} \right\} \quad (6.10.4)$$

стремятся к конечным пределам:

$$\left. \begin{aligned} \lim_{R \rightarrow \infty} A_1 &= 2^{(n-1)/n} \sin\left(\frac{\pi}{2n}\right) \\ \lim_{R \rightarrow \infty} A_i &= 2^{2(n-1)/n} \sin\left(\frac{2i-1}{2n}\pi\right) \sin\left(\frac{2i-3}{2n}\pi\right) \end{aligned} \right\}, \quad (6.10.5)$$

$(i \neq 1, n-1)$

из которых для всех n получаем:

$$\left. \begin{aligned} V_1 = V_{n+1} &< \left(\frac{4^{n-1}}{R} \right)^{1/2n} \\ V_i &< \left(\frac{4^{n-1}}{R} \right)^{1/n} \quad (i \neq 1, n+1) \end{aligned} \right\} \quad (6.10.6)$$

Эти неравенства переходят в равенства только в пределе, когда $i \rightarrow n/2 \rightarrow \infty$.

Чтобы показать, каким образом V_i стремится к своему асимптотическому пределу, на рис. 6.10.1 приведены точные значения V_2 при $n=4$ для всех полос пропускания с интервалом 0,2. Из рисунка видно, что каждая кривая состоит из двух почти линейных участков с очень резким переходом. В области наклонного участка (малые R) применяются приближенные решения §§ 6.06 и 6.07, а в области горизонтального участка (большие R) — приближенные решения § 6.09. Эти два вида приближенных решений так хорошо стыкуются, вероятно, потому, что область перехода очень мала.

На рис. 6.10.2 показаны зависимости величин $\omega_h^2 V_i = \left(\frac{\omega_q}{2} \right)^2 V_i$ от ω_q при $R \rightarrow \infty$ для $n \leq 4$. Если бы выражение (6.10.1) было точным, то все кривые представляли бы собой прямые горизонтальные линии. Однако это выражение дает точные значения только для оси $\omega_q = 0$. С увеличением полосы пропускания величины $\omega_h^2 V_i$ вначале незначительно отклоняются от своего значения при $\omega_q = 0$, затем достигают минимальной величины и, наконец, при $\omega_q = 2$ ($\omega_h = 1$) все кривые проходят через единицу. Значения величины $(\omega_q/2)^2 V_i$ при $\omega_q = 0$ для n от 5 до 8 также показаны на рис. 6.10.2 (их можно определить более точно из табл. 6.10.1). Все эти значения лежат ниже предельной величины $16/\pi^2 = 1,62115$, и можно ожидать, что характер кривых будет таким же, как и у кривых для $n \leq 4$, полученных с помощью точных ф-л (6.04.4) — (6.04.6).

Асимптотические значения V_i для $i=2, 3, \dots, n$ и для заданной полосы пропускания почти не зависят от n , что видно из анализа выражения (6.10.1), табл. 6.10.1 или рис. 6.10.2. Следовательно,

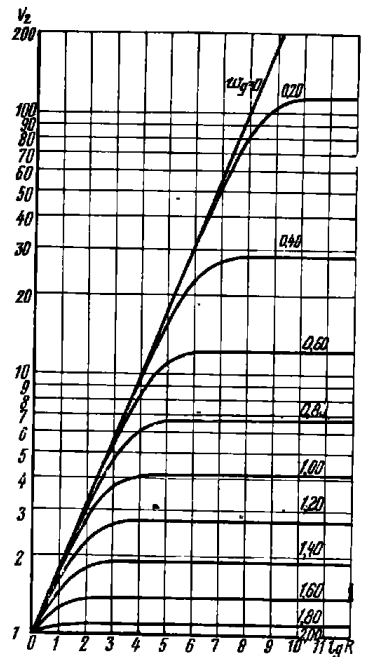


Рис. 6.10.1. Зависимость V_2 от $\lg R$ для четырехсекционного трансформатора при различной ширине полосы ω_q

это справедливо и для $\frac{V_1}{\sqrt{R}} = \frac{V_{n+1}}{\sqrt{R}}$. Таким образом, когда R неограниченно возрастает, то неограниченно возрастают и V_1 и V_{n+1} ; с другой стороны, при малых R величины V_1^2 и V_{n+1}^2 меньше остальных V_i (не в квадрате) при малых и умеренно больших значениях полосы пропускания (до 100%-ной ширины полосы пропус-

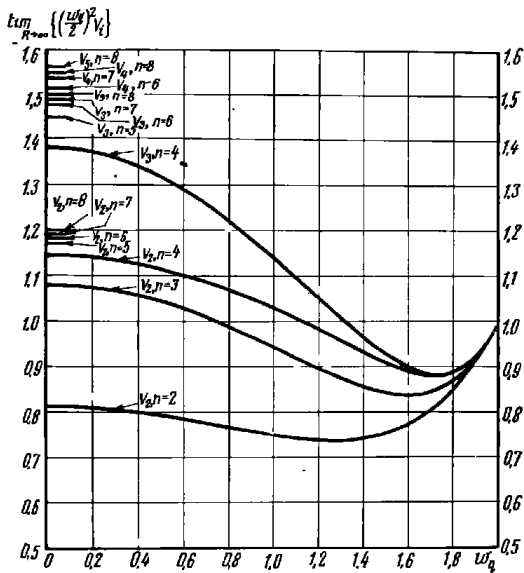


Рис. 6.10.2. Зависимость $\lim_{R \rightarrow \infty} \{(\omega_0/2)^2 V_i\}$ от ширины полосы пропускания ω_0 трансформаторов, имеющих не более четырех секций, и значения этой величины для малых ω_0 , при числе секций от 5 до 8

канья согласно табл. 6.06.1). Если предположить, что в области изгиба кривой (см. рис. 6.10.1) величина $V_1^2 = V_{n+1}^2$ имеет тот же порядок, что и другие V_i , то в данной области R будет иметь порядок $(V_i)^n$ для любого $i \neq 1; n+1$. Поэтому из ф-л (6.09.2) следует, что R обратно пропорционально величине $(c_0 \times \omega_0)^{2n}$, а согласно предыдущим замечаниям постоянная c_0 практически не зависит от n . Используя, например, рис. 6.10.1, можно найти, что

она почти равна $\frac{1}{2}$. Это приводит к важным неравенствам (6.06.1), (6.07.1), (6.07.2) и (6.09.1), справедливость которых подтверждена многочисленными примерами.

6.11. Неоднородные четвертьволновые трансформаторы, состоящие из одной волноводной секции

Определение неоднородных трансформаторов было приведено в § 6.01. Эти трансформаторы применяются, например, в том случае, когда необходимо соединить каскадно два прямоугольных волновода с различной шириной a или когда прямоугольные волноводы соединяются с гребенчатыми, круглыми или другими типами волноводов, или когда материяты в многослойной структуре оптического диапазона не обладают однородной дисперсией.

Сначала рассмотрим только идеальные волноводные трансформаторы. Влияние сочленений неидеальных трансформаторов можно компенсировать, изменяя длину секций (как в § 6.08), хотя в этом случае ступенчатая неоднородность обычно не может быть представлена лишь одной параллельной емкостью. По волноводным сочленениям (кроме ступенек в плоскости E) имеются очень ограниченные сведения [23].

И в случае больших ступенек проектировщику приходится производить измерения для каждого сочленения.

Схематически односекционный неоднородный четвертьволновый трансформатор показан на рис. 6.11.1.

Достаточное условие для полного отсутствия отражения на резкой частоте (на которой длина секции равняется четверти волны в волноводе) выражается следующим образом:

$$Z_1 = (Z_0 Z_2)^{1/2}, \quad (6.11.1)$$

где Z_0, Z_1, Z_2 — волновые сопротивления входного волновода, трансформаторной секции и выходного волновода соответственно (см. рис. 6.11.1). Равенство (6.11.1) полностью определяет расчет *однородного* трансформатора, так как критические длины волн всех трех волноводов равны друг другу $\lambda_{c0} = \lambda_{c1} = \lambda_{c2}$; в случае прямоугольных волноводов ширина всех волноводов одна и та же ($a_0 = a_1 = a_2$). Однако даже в том случае, когда можно применить однородный трансформатор, т. е. при $\lambda_{c0} = \lambda_{c2}$, иногда предпочти-

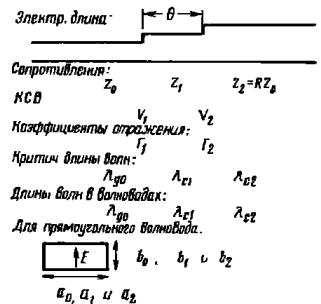


Рис. 6.11.1. Односекционный четвертьволновый неоднородный трансформатор

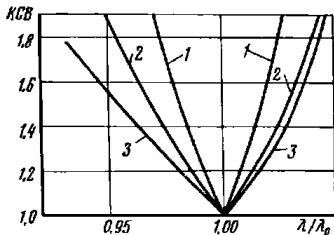


Рис. 6.11.2. Зависимость ксв от длины волны для трех односекционных четвертьволновых трансформаторов, рассчитанных для перехода от волновода сечением $22,86 \times 1,27$ мм² к волноводу сечением $22,86 \times 10,16$ мм². Центральная частота равна 7211 МГц.

кривая 1 — для однородного трансформатора при $a_1 = 22,86$ мм; кривая 2 — то же при $a_1 = 25,146$ мм; кривая 3 — для оптимального трансформатора при $a_1 = 48,26$ мм

моугольного волновода они равны $2a_1$). Рассмотрим этот общий случай, причем если потребуется однородный трансформатор, то в расчете нужно будет принять λ_{c0} равным λ_{c2} .

Можно показать [5], что избыточные потери \mathcal{E} [см. ур-ние (6.02.5)] равны

$$\mathcal{E} = \frac{1}{T_1^2 T_2^2} [(\Gamma_2 - \Gamma_1)^2 + 4\Gamma_1 \Gamma_2 \cos^2 \theta]. \quad (6.11.2)$$

Чтобы не было затухания на средней частоте $\left[\theta = \frac{\pi}{2}\right]$, необходимо выполнение равенства $\Gamma_1 = \Gamma_2$, эквивалентного равенству (6.11.1). Минимизация частотной зависимости величины \mathcal{E} на средней частоте приводит к уравнению, справедливому для волн ТЕ и ТМ:

$$\lambda_{g1}^2 = \frac{1}{2} \left[\frac{\lambda_{g0}^2 + \lambda_{g2}^2}{1 + \left(\frac{\pi}{4}\right)^2 \frac{(Z_2 - Z_0)^2}{Z_2 Z_0}} \right]. \quad (6.11.3)$$

Заметим, что

$$(\lambda_{g1 \text{ опт}})^2 < \frac{1}{2} (\lambda_{g0}^2 + \lambda_{g2}^2) \quad (6.11.4)$$

и если, кроме того, $\lambda_{c0} = \lambda_{c2}$, то

$$\lambda_{c1 \text{ опт}} > \lambda_{c0} = \lambda_{c2}. \quad (6.11.5)$$

Следовательно, можно всегда улучшить однородный трансформатор ($\lambda_{c1} = \lambda_{c0} = \lambda_{c2}$). На рис. 6.11.2 показана зависимость ксв от

тельно выбрать критическую длину волны трансформирующей секции λ_{c1} , отличающуюся от λ_{c0} , и, таким образом, перейти к неоднородному трансформатору. Это дает дополнительную степень свободы, которая может быть всегда использована для получения более низкого ксв вблизи средней частоты и одновременно позволяет уменьшить длину трансформатора.

Если λ_{c0} и λ_{c2} не равны, то это неизбежно приводит к неоднородному трансформатору. При согласовании на средней частоте равенство (6.11.1) все еще остается справедливым, но существует бесконечное число возможных критических длин волн λ_{c1} (в случае пря-

чормированной длины волны для трех трансформаторов, согласующих прямоугольный волновод поперечного сечения $a_0 \times b_0 = 22,86 \times 1,27$ мм с волноводом поперечного сечения $a_2 \times b_2 = 22,86 \times 10,16$ мм на средней частоте 7211 МГц ($\lambda_0 = 4,1605$ см). У первого (однородного) трансформатора ширина $a_1 = 22,86$ мм, у второго — $a_1 = 25,146$ мм и у третьего (оптимального) $a_1 = 48,26$ мм. Дальнейшее увеличение ширины трансформатора снова приводит к ухудшению характеристики; вблизи оптимального значения она изменяется очень медленно.

Из приведенного рисунка видно, что крутизна характеристики наилучшего неоднородного трансформатора ($a_1 = 48,26$ мм) составляет несколько больше 45% от крутизны характеристики однородного. Более того, ширина a_1 является настолько не критичной, что может быть уменьшена от оптимального значения 48,26 мм до значения 26,924 мм, причем улучшение остается все еще около 50%. Это свойство очень полезно на практике, так как величина a_1 не может быть сделана намного больше, чем a_0 или a_2 , без появления волн высшего порядка и резко выраженного влияния неоднородности сочленения.

В выбранном выше для численного и экспериментального исследования примере взят более высокий перепад сопротивлений ($R=8$) и рассмотрена работа на частоте, значительно более близкой к критической частоте ($\lambda_0/\lambda_c = 0,91$), чем обычно. При этом оптимизация величины a_1 может значительно улучшить параметры трансформатора. В большинстве же случаев (небольшой перепад R и незначительная дисперсия) улучшение, полученное за счет уменьшения дисперсии в трансформаторной секции по сравнению с секцией однородного трансформатора, будет незначительным. Поэтому изложенная методика окажется наиболее полезной только при сильной дисперсии и больших перепадах сопротивлений.

В табл. 6.11.1 приведена зависимость между λ/λ_c и λ_g/λ и другие данные, полезные при решении задач для неоднородных трансформаторов.

Касаясь вопросов компенсации влияния сочленений, отметим, что неидеальное сочленение может быть всегда представлено как идеальное при условии, что референсные плоскости неидеального сочленения (в которых коэффициент отражения Γ является действительной величиной) уже не совпадают с его плоскостью. Компенсацию для ступенек в плоскости E можно осуществить по методике § 6.08. Если в сложных сочленениях, включающих ступеньки как в плоскости E , так и в плоскости H , неоднородности сочленений (т. е. ступеньки) достаточно малы, то их можно рассматривать отдельно друг от друга, пользуясь данными в справочнике Маркувича [23]; затем обе компенсирующие поправки суммируются. В большинстве случаев наблюдается благоприятное стремление этих поправок к взаимной компенсации; параллельная индуктивность ступеньки в плоскости H частично компенсирует па-

СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ λ_g , λ_c и λ

ТАБЛИЦА 6.11

$\left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)$	$\left(\frac{\lambda_g}{\lambda}\right)$	$\left(\frac{\lambda_g}{\lambda}\right)^2$	$\left(\frac{\lambda_g}{\lambda_c}\right)$	$\left(\frac{\lambda_c}{\lambda_g}\right)$
0,50	1,1547	1,3333	0,5773	1,7320
0,51	1,1625	1,3515	0,5929	1,6866
0,52	1,1707	1,3706	0,6087	1,6426
0,53	1,1792	1,3906	0,6250	1,5999
0,54	1,1881	1,4116	0,6415	1,5586
0,55	1,1973	1,4336	0,6585	1,5184
0,56	1,2070	1,4568	0,6759	1,4794
0,57	1,2170	1,4812	0,6937	1,4414
0,58	1,2275	1,5069	0,7119	1,4045
0,59	1,2385	1,5339	0,7307	1,3684
0,60	1,2500	1,5625	0,7500	1,3333
0,61	1,2619	1,5926	0,7698	1,2990
0,62	1,2745	1,6244	0,7902	1,2654
0,63	1,2876	1,6580	0,8112	1,2326
0,64	1,3014	1,6937	0,8329	1,2005
0,65	1,3159	1,7316	0,8553	1,1691
0,66	1,3310	1,7717	0,8785	1,1382
0,67	1,3470	1,8145	0,9025	1,1080
0,68	1,3638	1,8601	0,9274	1,0782
0,69	1,3815	1,9087	0,9532	1,0489
0,70	1,4002	1,9607	0,9801	1,0202
0,71	1,4200	2,0165	1,0082	0,9918
0,72	1,4409	2,0764	1,0375	0,9638
0,73	1,4631	2,1408	1,0681	0,9362
0,74	1,4867	2,2104	1,1001	0,9089
0,75	1,5118	2,2857	1,1338	0,8819
0,76	1,5386	2,3674	1,1693	0,8551
0,77	1,5672	2,4563	1,2068	0,8286
0,78	1,5980	2,5536	1,2464	0,8022
0,79	1,6310	2,6602	1,2885	0,7760
0,80	1,6666	2,7777	1,3333	0,7500
0,81	1,7052	2,9078	1,3812	0,7239
0,82	1,7471	3,0525	1,4326	0,6980
0,83	1,7928	3,2144	1,4880	0,6720
0,84	1,8430	3,3967	1,5481	0,6459
0,85	1,8983	3,6036	1,6135	0,6197
0,86	1,9596	3,8402	1,6853	0,5933
0,87	2,0281	4,1135	1,7645	0,5667
0,88	2,1053	4,4326	1,8527	0,5397
0,89	2,1931	4,8100	1,9519	0,5123
0,90	2,2941	5,2631	2,0647	0,4843
0,91	2,4119	5,8173	2,1948	0,4556
0,92	2,5515	6,5104	2,3474	0,4259
0,93	2,7206	7,4019	2,5302	0,3952
0,94	2,9310	8,5910	2,7551	0,3629
0,95	3,2025	10,2564	3,0424	0,3286
0,96	3,5714	12,7551	3,4285	0,2916
0,97	4,1134	16,9204	3,9900	0,2506
0,98	5,0251	25,2525	4,9246	0,2030
0,99	7,0888	50,2512	7,0179	0,1424
1,00	∞	∞	∞	0

параллельную емкость ступеньки в плоскости E . Если в прямоугольном волноводе с волной TE_{10} должны одновременно увеличиваться (или одновременно уменьшаться) ширина a и высота b , то условие резонанса обеих реактивных неоднородностей совпадает с условием равенства волновых сопротивлений [24, стр. 170]:

$$\left(\frac{b}{a} \frac{\lambda_g}{\lambda}\right)_{\text{волновод 1}} = \left(\frac{b}{a} \frac{\lambda_g}{\lambda}\right)_{\text{волновод 2}} \quad (6.11.6)$$

Для случая, когда увеличение ширины a сопровождается уменьшением высоты b (или наоборот), имеется эмпирическая формула [25], определяющая условие резонанса реактивных неоднородностей и, следовательно, их взаимную компенсацию, однако точность этой формулы неизвестна.

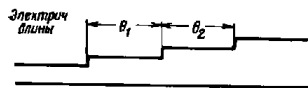
Кроме изменения фазы, неидеальное сочленение может оказать заметное влияние также на величину коэффициента отражения (в случае ступенек только в плоскости E оно обычно пренебрежимо мало, см. § 6.08). Приращение величины коэффициента отражения для ступенек в плоскости H в прямоугольном волноводе может быть получено из кривых, приведенных в справочнике Маркувица [23, стр. 296—304]. В этом случае значение квс сочленения двух волноводов оказывается больше их перепада сопротивлений. Так, в рассмотренном выше примере полный перепад сопротивлений при идеальных сочленениях R равнялся 8. Однако из-за дополнительного отражения, вызванного реактивными проводимостями сочленений, эффективное значение R увеличилось до 9,6 (это подтверждено экспериментально [5]).

В качестве общего правила следует считать, что для прямоугольных волноводов изменение размера a (для ступеньки в плоскости H) должно быть меньше 10—20%, чтобы учет неоднородностей сочленений можно было проводить с помощью поправок первого порядка к теории идеальных трансформаторов. Главное — не допустить смещения референсной плоскости слишком далеко от плоскости сочленения [23, рис. 5.24.2, стр. 299 и рис. 5.24.5, стр. 303]. Симметричные сочленения более предпочтительны, чем асимметричные. Большие ступеньки в плоскости H допускаются в том случае, если размеры волновода приближаются к критическим (т. е. при меньших размерах a).

6.12. Неоднородные четвертьволновые трансформаторы из двух или более волноводных секций

Для того чтобы у идеального неоднородного двухсекционного трансформатора (рис. 6.12.1) была *максимально плоская* характеристика (как для волн типа TE , так и TM), необходимо выполнение следующих условий:

$$\left(\frac{Z_2}{Z_1}\right)^2 = R; \quad (6.12.1)$$



Электрич. длины
 Нормиров. сопротивления
 Z_0 Z_1 Z_2 $Z_3 = Z_0 R$
 Длины волн в волноводах:
 λ_{g0} λ_{g1} λ_{g2} λ_{g3}

Для прямоуго. волновода

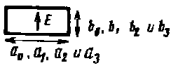


Рис. 6.12.1. Двухсекционный неоднородный четвертьволновый трансформатор

$$\lambda_{g2}^2 - \lambda_{g1}^2 = \frac{1}{2} (\lambda_{g3}^2 - \lambda_{g0}^2); \quad (6.12.2)$$

$$\left(\frac{Z_1}{Z_0}\right)^2 = \frac{\lambda_{g1}^2 + \lambda_{g2}^2 R^{1/2}}{\lambda_{g1}^2 + \lambda_{g2}^2 R^{-1/2}} \quad (6.12.3)$$

(объяснение обозначений см. на рис. 6.12.1).

Выражения (6.12.1) — (6.12.3) представляют собой только три условия для четырех параметров λ_{g1} ; λ_{g2} ; Z_1 ; Z_2 (или в случае прямоугольных волноводов для a_1 , a_2 , b_1 , b_2). Таким образом, существует бесконечное число двухсекционных трансформаторов с максимально плоской характеристикой, точно так же, как ранее было бесконечное число односекционных согласующих трансформаторов, причем одни имеют более плоские характеристики, чем другие.

В качестве примера на рис. 6.12.2 приведены характеристики трансформаторов, сочленения которых считаются идеальными. В этом примере необходимо было перейти от прямоугольного волновода сечением $a_0 \times b_0 = 203,2 \times 50,8$ мм² к волноводу сечением $a_3 \times b_3 = 127 \times 76,2$ мм². Средняя частота равнялась 1300 Мгц. Выбранные величины a_1 показаны на рис. 6.12.2. Вероятно, существует

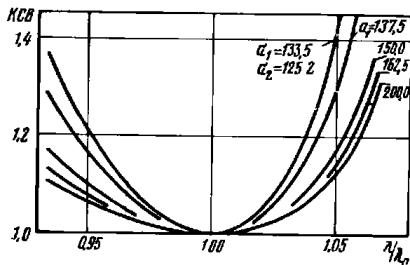


Рис. 6.12.2. Зависимость ксв от длины волны для нескольких двухсекционных трансформаторов с максимально плоскими характеристиками, рассчитанных для перехода от волновода сечением $203,2 \times 50,8$ мм² к волноводу сечением $127 \times 76,2$ мм².

Размеры a_1 и a_2 — в мм

оптимальный трансформатор (имеющий «самую максимально плоскую характеристику»), но его не удалось получить. Вместо

этого было предложено выбрать размеры a_1 и a_2 так, чтобы свести к минимуму неоднородности сочленений и получить трансформатор, настолько близкий к идеальному, насколько окажется возможным.

Кривые на рис. 6.12.3 построены по уравнениям (6.12.3), причем величина $(\lambda_{g2}/\lambda_{g1})^2$ изменяется в пределах от 0,5 до 2,5 при $R=1$ (ось абсцисс), $R=2, \dots, 9, 10$.

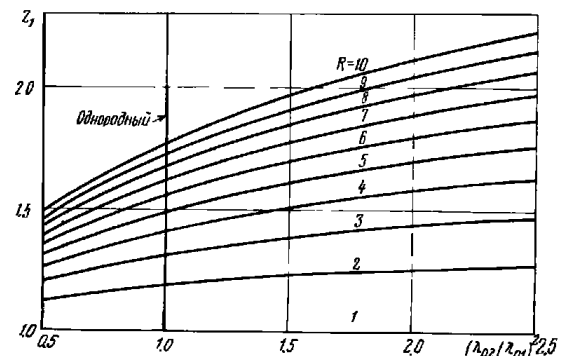


Рис. 6.12.3. Зависимость Z_1 от $(\lambda_{g2}/\lambda_{g1})^2$ для трансформатора с максимально плоской характеристикой для десяти значений R

В большинстве практических случаев трансформатор должен иметь минимальное отражение в пределах конечной полосы частот, а не максимально плоскую частотную характеристику. Пока не существует точного метода расчета широкополосных неоднородных трансформаторов, но приближенный метод разработан достаточно хорошо. Он заключается в том, что вначале рассчитывается трансформатор с максимально плоской характеристикой, а затем применяется теория неоднородных трансформаторов, на основе которой проводится многократная коррекция величин перепадов сопротивлений [6].

Пример 1. Рассчитать трансформатор для перехода от прямоугольного волновода сечением $22,86 \times 10,16$ мм² (волновод типа WR-90 или RG-52/U, или RG-67/U) к волноводу сечением $19,05 \times 10,16$ мм². Необходимо, чтобы при относительной ширине полосы пропускания 13% (по частотной шкале) значение ксв в этой полосе было бы меньше чем 1,10. Здесь $\lambda_0 = 3,53$ см.

Относительная ширина полосы пропускания, рассчитанная по шкале $1/\lambda_g$ примерно в $(d\lambda_g/\lambda_g)/(d\lambda/\lambda) = (\lambda_g/\lambda)^2$ раз больше относительной ширины полосы пропускания, рассчитанной по частот-

ной шкале и равной в данном случае 0,13. Среднее арифметическое значение величин $(\lambda_g/\lambda)^2$ для входного и выходного волноводов, имеющих ширину 22,86 и 19,05 мм, равняется $(2,47 + 7,04)/2 = 4,75$, поэтому полоса пропускания по шкале $1/\lambda_g$ приблизительно равна $4,75 \cdot 13 = 62\%$. Волновое сопротивление волновода согласно равенству (6.11.6) пропорционально $(b/a)(\lambda_g/\lambda)$, и поэтому полный перепад сопротивлений R равен 2,027. Однородный трансформатор при этом значении R и квс меньше чем 1,1 в полосе пропускания 62% должен иметь согласно табл. 6.02.3 не менее двух секций. Поэтому выбираем $n=2$.

Поскольку трансформатор неоднородный, то вначале необходимо рассчитать трансформатор с максимально плоской характеристикой. Выбор ширины a одной волноводной секции произволен, за исключением условия, что ни одна из ступенек не должна превышать 10–20%. Выбирая $a_1 = 21,59$ мм, с помощью ур-ния (6.12.2) определяем, что $a_2 = 19,583$ мм; затем из ур-ний (6.12.1) и (6.12.3) или из графиков на рис. 6.12.3 находим $b_1 = 10,897$ мм и $b_2 = 10,592$ мм (отметим, что ни одна из ступенек в плоскости H не превышает 10%). Характеристика этого трансформатора, рассчитанная в предположении, что волноводные сочленения идеальны, показана пунктирной линией на рис. 6.12.4.

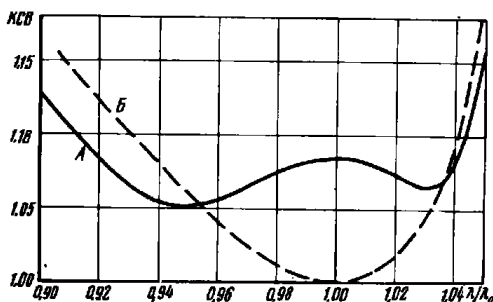


Рис. 6.12.4. Зависимость квс от длины волны для трансформаторов с широкополосной (кривая А) и с максимально плоской (кривая Б) характеристиками

Увеличим теперь полосу пропускания рассчитанного трансформатора (минимизируем его коэффициент отражения в пределах заданной 13%-ной полосы по частотной шкале). Из табл. 6.04.1 находим, что у двухсекционного однородного трансформатора с $R = 2,027$, максимально плоская характеристика которого пересчитывается к чебышевской с полосой 62%, сопротивление Z_1 увеличивается примерно на 2%, а Z_2 уменьшается тоже примерно на 2%. Применяя ту же самую коррекцию к размерам b_1 и b_2 , полу-

— 282 —

чаем $b_1 = 11,1$ мм и $b_2 = 10,389$ мм; размеры a сохраняются прежними. Вычисленная характеристика этого трансформатора, которая очень хорошо согласуется с заданной характеристикой, показана на рис. 6.12.4 сплошной линией.

В вычислениях не были учтены влияния неидеальности сочленений. Поэтому, прежде чем выполнить трансформатор, необходимо оценить эти влияния и произвести коррекцию длин секций, как рекомендовано в §§ 6.11 и 6.08.

Трансформатор с перепадом $R=1$. Иногда требуется изменить размер a , сохраняя сопротивления входного и выходного волноводов одинаковыми ($R=1$). Может также оказаться удобным осуществить неоднородный трансформатор, комбинируя однородный трансформатор, учитывающий полностью или почти полностью весь перепад сопротивлений R , с неоднородным трансформатором, который учитывает только малую часть общего перепада сопротивлений R или совсем не принимает его в расчет, но в котором учтено полностью все изменение размер a . Такие неоднородные трансформаторы показаны на рис. 6.12.5. Полагая в ур-ниях (6.12.1) и (6.12.3) $R=1$, получаем

$$Z_0 = Z_1 \quad Z_2 = Z_3. \quad (6.12.4)$$

Коэффициенты отражения для каждого сочленения равняются нулю на средней частоте, и можно добавить требование, чтобы скорости изменения трех коэффициентов отражения от частоты находились в отношении 1:2:1. Это приводит к уравнениям:

$$\left. \begin{aligned} \lambda_{g1}^2 &= \frac{3\lambda_{g0}^2 + \lambda_{g3}^2}{4} \\ \lambda_{g2}^2 &= \frac{\lambda_{g0}^2 - 3\lambda_{g3}^2}{4} \end{aligned} \right\} \quad (6.12.5)$$

Уравнения (6.12.2), (6.12.4) и (6.12.5) определяют все размеры волноводов.

Пример 2. Определить размеры a идеального двухсекционного четвертьволнового трансформатора для перехода от прямоугольного волновода с шириной $a_{in} = 34,849$ мм к волноводу $a_{out} = 27,686$ мм при $R=1$ и при выполнении условий, налагаемых ур-ниями (6.12.2), (6.12.4) и (6.12.5). Здесь $\lambda_0 = 4,87$ см.

— 283 —

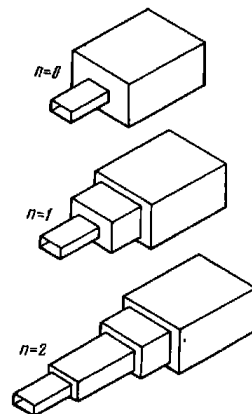


Рис. 6.12.5. Неоднородные трансформаторы при $R=1$

Легко найти, что ширина первой волноводной секции будет $a_1=31,14$ мм, а второй — $a_2=28,372$ мм. Для того чтобы на средней частоте сопротивления были одинаковыми, как этого требует уравнение (6.12.4), отношение размеров b должно равняться $b_0 : b_1 : b_2 : b_3 = 1 : 0,777 : 0,582 : 0,526$, так как $Z \sim (b/a) (\lambda_g/\lambda)$. Характеристика этого трансформатора показана на рис. 6.12.6. На

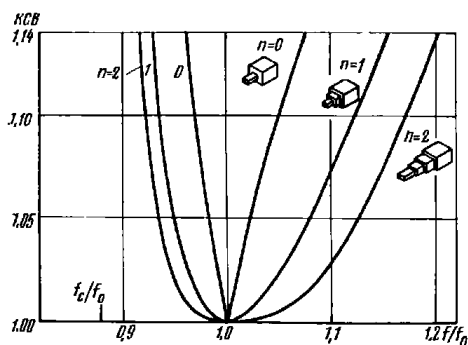


Рис. 6.12.6. Характеристики неоднородных трансформаторов при $R=1$ с одной промежуточной секцией ($n=1$), с двумя секциями ($n=2$) и трансформатора без промежуточной секции ($n=0$)

этом рисунке также показаны характеристики двух других трансформаторов с теми же самыми размерами входного и выходного волноводов, что и в приведенном выше примере 2, и следовательно, рассчитанные для $R=1$.

Оптимальный односекционный трансформатор, согласно уравнению (6.11.3) имеет $Z_2=Z_1=Z_0$, но требует выполнения условия $\lambda_{g1}^2 = (\lambda_{g0}^2 + \lambda_{g2}^2)/2$ (индекс 2 теперь относится к выходному волноводу). В этом случае ширина единственной трансформаторной секции равняется $a_1=29,388$ мм. Третья V-образная характеристика на рис. 6.12.6 соответствует непосредственному сочленению волноводов без промежуточных трансформаторных секций. Согласование на средней частоте обеспечивается размерами b , которые выбираются так, чтобы $R=1$ на средней частоте.

Трансформатор с числом секций больше двух. Никаких расчетов соотношений для трансформаторов с $n>2$ еще не получено. Если двухсекционный трансформатор, такой как в примере 1 § 6.12, не дает требуемой характеристики, то у проектировщика остаются два пути.

Первый путь применяется в том случае, когда критические длины волн λ_c входного и выходного волноводов отличаются очень

незначительно и трансформатор может быть рассчитан так, как если бы он был однородным. В этом случае критические длины волн λ_c промежуточных секций могут выбираться произвольно между значениями критических длин волн для входного и выходного волноводов. Сопротивления определяются из таблиц для однородных трансформаторов с относительной шириной полосы пропускания, определенной согласно ф-ле (6.02.1) через длины волн того волновода, размеры которого ближе всего к критическим. Хотя, таким образом, в качестве однородного трансформатора-прототипа выбирается волновод с наибольшей дисперсией, частотная полоса пропускания неоднородного трансформатора будет все же меньше, а при существенном различии λ_c значительно меньше, чем у однородного. Следовательно, этот метод применим только к трансформаторам, очень близким к однородным.

Второй метод заключается в расчете трансформатора, состоящего из двух частей. Одна часть представляет собой неоднородный трансформатор из двух секций с $R=1$, как в примере 2 этого параграфа; другая — однородный трансформатор с требуемым значением R , который предпочтительнее осуществить на волноводе с наименьшей дисперсией.

Пример 3. Рассчитать четвертьволновый трансформатор для перехода от прямоугольного волновода с шириной $a_{in}=34,849$ мм к волноводу с $a_{out}=27,686$ мм при $R=4$. Здесь $\lambda_0=4,87$ см.

Выбираем трехсекционный однородный трансформатор-прототип с полосой пропускания $w_p=0,30$, с $R=4$ и с шириной всех волноводных секций $a=34,849$ мм. За этим трансформатором следует двухсекционный неоднородный трансформатор, рассчитанный в примере 2 настоящего параграфа. В результате получим следующие данные¹⁾:

$a_0 = 34,849$ мм;	$Z_0 = 1,0$
$a_1 = 34,849$ мм;	$Z_1 = 1,19992$;
$a_2 = 34,849$ мм;	$Z_2 = 2,0$;
$a_3 = 34,849$ мм;	$Z_3 = 3,33354$;
$a_4 = 32,410$ мм;	$Z_4 = 4,0$;
$a_5 = 28,372$ мм;	$Z_5 = 4,0$;
$a_6 = 27,686$ мм;	$Z_6 = 4,0$.

Размеры b_i могут быть определены из соотношения $Z \sim (b/a) (\lambda_g/\lambda)$, как в примере 2 этого параграфа. Характеристика полученного пятисекционного трансформатора показана на рис. 6.12.7. Значение КСВ оказалось меньше, чем 1,05 в полосе пропускания 20%

¹⁾ Следует отметить, что нагрузками двухсекционного трансформатора являются одинаковые сопротивления, и условие $R=1$ для него выполняется, хотя при этом волновое сопротивление примыкающей к нему секции однородного трансформатора отличается от $Z_i=4,0$ (прим. ред.).

по частотной шкале, хотя нижняя граничная частота выше критической всего на 6%.

Метод расчета, использованный в последнем примере, будет наилучшим в тех случаях, когда нужно получить низкое значение

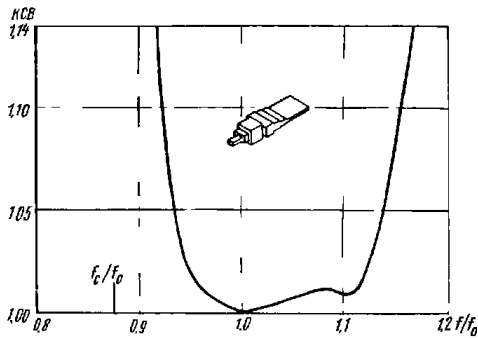


Рис. 6.12.7. Характеристика пятисекционного неадресного трансформатора

КСВ в пределах относительно широкой полосы пропускания и когда габариты позволяют использовать четыре или пять секций.

6.13. Несинхронный трансформатор

Все четвертьволновые трансформаторы, которые рассматривались до сих пор, были синхронно настроенными (см. § 6.01); перепад сопротивлений для любого сочленения был меньше, чем отношение сопротивлений на входе и выходе R . Можно получить ту же самую или даже лучшую электрическую характеристику, чем у синхронного трансформатора, с помощью более короткого идеального несинхронного трансформатора. Однако в этом случае перепады сопротивлений отдельных сочленений обычно превышают во много раз общий перепад R , и при числе секций больше двух такие «сверхсогласованные» трансформаторы оказываются непрактичными. Но один тип несинхронного трансформатора иногда полезен. Такой трансформатор состоит из двух секций,

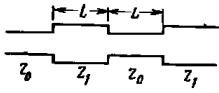


Рис. 6.13.1. Несинхронный трансформатор.

$$R = \frac{Z_1}{Z_0};$$

$$\frac{L}{\lambda_g} = \frac{1}{2\pi} \operatorname{Arccctg} \sqrt{R+1 + \frac{1}{R}}$$

сопротивления которых равны сопротивлениям входного и выходного волноводов, как показано на рис. 6.13.1. Длина всего транс-

форматора составляет менее $1/6$ длины волны, а его характеристика примерно такая же, как и у односекционного четвертьволнового трансформатора. Можно показать [26], что длина каждой секции при идеальном согласовании должна равняться следующей величине:

$$L = \frac{\lambda_g}{2\pi} \operatorname{arccctg} \left(R + 1 + \frac{1}{R} \right)^{1/2} \quad (6.13.1)$$

В электрических длинах это всегда меньше 30 электрических градусов. Только в предельном случае, когда R стремится к единице, длина секций равняется 30 электрическим градусам. Можно показать, что для малых R крутизна характеристики КСВ от частоты у несинхронного трансформатора в $2/\sqrt{3}$ раза больше (примерно на 15%), чем крутизна характеристики у соответствующего четвертьволнового трансформатора, но несинхронный трансформатор составляет только $2/3$ всей длины синхронного ($\lambda_g/6$ по сравнению с $\lambda_g/4$).

Основное применение этого трансформатора находит в тех случаях, когда трудно найти или изготовить линию с произвольным сопротивлением. Так, например, если требуется согласовать 50-омный кабель с 70-омным, то нет необходимости искать кабель с сопротивлением 59,1 ом. Вместо этого согласующие секции могут быть отрезками 50- и 70-омного кабелей. Аналогично, если требуется согласовать одну среду с другой, как в случае многослойной неотражающей оболочки в оптическом диапазоне, не нужно подбирать дополнительные диэлектрические материалы.

6.14. Внутренние потери рассеяния

В § 4.13 была выведена формула для приращения затухания $(\Delta L_A)_0$ на средней частоте из-за потерь рассеяния. Уравнение (4.13.11) применимо к фильтрам на сосредоточенных параметрах, у которых нет отражения в центре полосы пропускания, а также к тем фильтрам на передающих линиях, которые могут быть получены из фильтров нижних частот на сосредоточенных параметрах, рассмотренных в гл. 4 (см., например, § 6.09). Однако, если фильтр не получен из прототипа с сосредоточенными параметрами, то уравнение (4.13.11) использовать либо невозможно, либо неудобно. Поэтому важно вывести формулу, которая бы определяла потери рассеяния через параметры фильтров из отрезков передающих линий, например, через V_i вместо g_i .

Обозначим через S_i КСВ, который будет виден изнутри i -го резонатора фильтра или трансформаторной секции на средней частоте при согласованной нагрузке (рис. 6.14.1). Согласно принятой здесь нумерации, индекс $i=1$ относится к секции или к резонатору из отрезка передающей линии, ближайшему к генератору.

Пусть выражение (6.14.1) определяет амплитуду коэффициента отражения в i -ом резонаторе (секции), соответствующую квс S_i :

$$|\rho_i| = \frac{S_i - 1}{S_i + 1}. \quad (6.14.1)$$

Обозначим [12, 27] через U_i отношение потоков мощностей через поперечное сечение i -го резонатора (секции):

$$U_i = \frac{\text{Полный поток мощности}}{\text{Полезный поток мощности}} = \frac{1 + |\rho_i|^2}{1 - |\rho_i|^2} = \frac{S_i^2 + 1}{2S_i}. \quad (6.14.2)$$



Рис. 6.14.1. К определению квс, наблюдаемых внутри отдельных секций (резонаторов) трансформатора или фильтра.

S_i — квс, который виден изнутри i -го резонатора

Затухание линий передачи или диэлектрических сред обычно обозначается через α , но измеряется в различных единицах.

Обозначим:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_d & \text{— затухание, измеренное в децибелах на единицу длины;} \\ \alpha_n & \text{— затухание, измеренное в неперах на единицу длины;} \\ \alpha_0 & \text{— коэффициент поглощения (используется в оптике [12])} \end{aligned} \right\} \quad (6.14.3)$$

Коэффициент поглощения α_0 определяется как часть падающей мощности, поглощаемой на единице длины рассматриваемой системы. Таким образом, если $P_{пад}$ — падающая мощность (или мощность излучения) в направлении z , то

$$\alpha_0 = -\frac{1}{P_{пад}} \frac{dP_{пад}}{dz}. \quad (6.14.4)$$

Эти три коэффициента затухания α_d , α_n и α_0 связаны следующими соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_n & = \frac{\alpha_0}{2}, \text{ непер} \\ \alpha_d & = (10 \lg e) \alpha_0 = 4,343 \alpha_0, \text{ дб} \\ \alpha_d & = (20 \lg e) \alpha_n = 8,686 \alpha_n, \text{ дб} \end{aligned} \right\} \quad (6.14.5)$$

Обозначим длину i -го резонатора или секции через l_i . Если каждое значение l_i кратно четверти длины волны при максимальном и минимальном сопротивлениях на концах, как в случае синхронно настроенных на средней частоте ступенчатых фильтров и трансформаторов, то потери рассеяния (если они достаточно малы) определяются следующими выражениями [12]:

$$\left. \begin{aligned} (\Delta L_A)_0 & = (1 - |\rho_0|^2) \sum_{i=1}^n \alpha_{di} l_i U_i, \text{ дб} \\ (\Delta L_A)_0 & = (1 - |\rho_0|^2) \sum_{i=1}^n \alpha_{ni} l_i U_i, \text{ непер} \\ (\Delta L_A)_0 & = (1 - |\rho_0|^2) \sum_{i=1}^n \alpha_{0i} l_i U_i, \text{ (в долях падающей мощности)} \end{aligned} \right\} \quad (6.14.6)$$

где $|\rho_0|$ — амплитуда коэффициента отражения на входе.

Для того чтобы по ф-лам (6.14.6) определить потери рассеяния, необходимо из ур-ния (6.14.2) найти для каждого резонатора (секции) отношение U_i полного потока мощности к полезному. Для полуволновых фильтров это особенно просто, так как

$$S_i = \left(\frac{Z'_i}{Z'_{n+1}} \right)^{\pm 1} > 1, \quad (6.14.7)$$

где Z'_i — сопротивление линии, образующей i -й резонатор, а Z'_{n+1} — сопротивление на выходе полуволнового фильтра.

Сопротивления полуволнового фильтра Z'_i могут быть найдены таким же образом, как в пример 1 § 6.07 или как в примерах 1 и 2 § 6.09, или из рис. 6.03.1. Так как фильтр или трансформатор настроены синхронно, то справедливы следующие выражения:

$$\left. \begin{aligned} S_n & = V_{n+1} \\ S_{n-1} & = \left(\frac{V_n}{S_n} \right)^{\pm 1} > 1 \\ & \dots \\ S_i & = \left(\frac{V_{i+1}}{S_{i+1}} \right)^{\pm 1} > 1 \\ & \dots \\ S_1 & = \left(\frac{V_2}{S_2} \right)^{\pm 1} > 1 \\ \text{входной квс } S_0 & = \left(\frac{V_1}{S_1} \right)^{\pm 1} > 1 \end{aligned} \right\} \quad (6.14.8)$$

Ксв S_i для любого из резонаторов синхронных фильтров можно записать также в иной форме:

$$S_i = \left(\frac{V_{i+1} V_{i+3} V_{i+5} \dots}{V_{i+2} V_{i+4}} \right)^{\pm 1} > 1. \quad (6.14.9)$$

Наибольший индекс при V в этом уравнении равен $n+1$ (при любом i).

Узкополосные фильтры. Для фильтров с узкой полосой пропускания и большим значением R (фильтры с большим затуханием в полосе загирапия) из выражений (6.09.2) в сочетании с ф-лами (§ 4.03) для g_i [7] следует, что величины V_i увеличиваются к середине фильтра (ср. табл. 6.10.1 или рис. 6.10.2). Поэтому в выражении (6.14.9) должен быть взят положительный показатель степени и, значит, этот же показатель будет во всех выражениях (6.14.8).

Тогда

$$V_i = S_i S_{i-1} \quad (i=1, 2, \dots, n+1). \quad (6.14.10)$$

Так как фильтр согласован на выходе ($S_{n+1}=1$), то из ур-ния (6.04.10) получаем максимально возможное значение ксв (в полосе загирапия):

$$R = S_0 (S_1 S_2 \dots S_n)^2. \quad (6.14.11)$$

Считая величину R постоянной (заданной), можно показать [12], что если произведения $a_i l_i$ равны, то ур-ние (6.14.6) дает минимальные потери рассеяния при условии, что все S_i также равны. Тогда все внутренние V_i ($i=2, 3, \dots, n$) будут одинаковыми и численно равны квадрату $V_i = V_{n+1}$. У такого фильтра (называемого «периодическим фильтром») на средней частоте полосы пропускания будут минимальные потери рассеяния для данного значения R (т. е. для данного максимального затухания в полосе загирапия). Замегаим, что в оптике такой фильтр дает максимальную «контрастность». Общие формулы, справедливые также и для фильтров этого типа, получили Миленз [28] и Абелес [29].

Так как затухание α_n и ненагруженная добротность Q_u связаны соотношением [30]

$$\alpha_n = \frac{1}{Q_u} \frac{\pi}{\lambda_g} \left(\frac{\lambda_g}{\lambda} \right)^2, \quad (6.14.12)$$

то величина $(\Delta L_A)_0$ может быть выражена через Q_u :

$$\left. \begin{aligned} (\Delta L_A)_0 &= (1 - |\rho_0|^2) \pi \sum_{i=1}^n \frac{1}{Q_{ui}} \frac{l_i}{\lambda_{gi}} \left(\frac{\lambda_{gi}}{\lambda} \right)^2 U_i, \text{ неп} \\ (\Delta L_A)_0 &= 27,28(1 - |\rho_0|^2) \sum_{i=1}^n \frac{1}{Q_{ui}} \frac{l_i}{\lambda_{gi}} \left(\frac{\lambda_{gi}}{\lambda} \right)^2 U_i, \text{ дб} \end{aligned} \right\} \quad (6.14.13)$$

— 290 —

Чтобы связать эти уравнения с ур-нием (4.13.11), необходимо предположить, что фильтры имеют узкую полосу пропускания и большую величину R . Точно так же, как в гл. 4 и работе Кона [31], удобно пронормировать элементы фильтра-прототипа нижних частот, чтобы $g_0=1$. В ур-нии (4.13.2) и в указанной работе Кона w обозначает относительную ширину полосы пропускания по частотной шкале, которая связана с полосой ω_g или ω_h (см. §§ 6.02 и 6.03) волноводных фильтров с дисперсией следующим образом [32]:

$$w = \omega_g \left(\frac{\lambda}{\lambda_g} \right)^2 \text{ или } \omega_h \left(\frac{\lambda}{\lambda_g} \right)^2. \quad (6.14.14)$$

Можно показать, что в случае малых w и больших R это приводит к следующим выражениям:

$$\left. \begin{aligned} (\Delta L_A)_0 &= (1 - |\rho_0|^2) \frac{\omega_1'}{2w} \sum_{i=1}^n \frac{g_i}{Q_{ui}}, \text{ неп} \\ (\Delta L_A)_0 &= 4,343(1 - |\rho_0|^2) \frac{\omega_1'}{w} \sum_{i=1}^n \frac{g_i}{Q_{ui}}, \text{ дб} \end{aligned} \right\} \quad (6.14.15)$$

Приведенные выражения отличаются от ур-ния (4.13.11) и уравнения в работе Кона [31] для фильтра нижних частот с сосредоточенными параметрами только дополнительным множителем следующего вида:

$$(1 - |\rho_0|^2) = 1 / \text{antilog} \{ (L_A)_0 / 10 \}. \quad (6.14.16)$$

Если добавить этот множитель в ур-ние (4.13.11) или в ур-ние (1) у Кона [31], то они станут более точными. Так, например, умножая на него последний столбец в табл. 4.13.2, можно получить лучшее приближение к точным значениям [в первом столбце для $(L_A)_0$] и уменьшить ошибку в каждом случае на порядок.

Формулы (6.14.6) являются самыми точными из имеющихся выражений для потерь рассеяния на средней частоте полосы пропускания четвертьволнового или полуволнового фильтра и могут быть применены непосредственно к любому фильтру такого типа. Формулы (6.14.15) являются наиболее точными из имеющихся выражений для потерь рассеяния в полоснопропускающих фильтрах, полученных из фильтров-прототипов нижних частот с сосредоточенными параметрами (см. гл. 4). Формулы (6.14.6) и (6.14.15)

10*

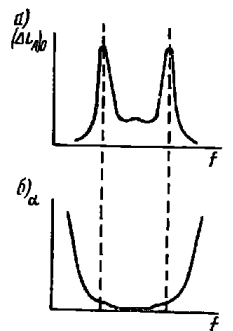


Рис. 6.14.2. Зависимость потерь рассеяния $(\Delta L_A)_0$ (а), суммы потерь рассеяния и потерь на отклонении а (б) от частоты

— 291 —

определяют потери рассеяния в середине полосы пропускания. Потери рассеяния обычно остаются довольно постоянными в большей части полосы пропускания и имеют острые пики вблизи ее границ (см. рис. 6.14.2а). Если полное затухание (потери и отражение плюс потери рассеяния) показать графически в функции частоты, то в общем случае характеристика будет такой, как на рис. 6.14.2б; два «выступа» появились благодаря двум пикам потерь рассеяния на рис. 6.14.2а.

Появление двух пиков потерь рассеяния вблизи границ полосы пропускания может быть связано с возрастанием внутренних потерь и токов. Таким образом, следует ожидать, что при изменении частоты допустимая мощность фильтра будет изменяться приблизительно обратно пропорционально потерям рассеяния. Увеличение запасенной энергии для согласованного фильтра, в свою очередь, связано с уменьшением групповой скорости [32] или увеличением групповой задержки. Поэтому следует ожидать, что групповая задержка фильтра при изменении частоты будет изменяться приблизительно прямо пропорционально потерям рассеяния. Об этом уже упоминалось в § 4.13. Вопросы групповой задержки рассматриваются в § 6.15.

Пример 1. Заданы параметры полуволнового фильтра: $Z'_0 = 1$; $Z'_1 = 245,5$; $Z'_2 = 0,002425$; $Z'_3 = 455,8$; $Z'_4 = 0,0045$; $Z'_5 = 1,106$ (они соответствуют фильтру без потерь с полосой пропускания $\omega_n = 0,00185$ и с величиной пульсаций в ней $0,01$ дб).

Вычислить потери рассеяния на средней частоте полосы пропускания, если фильтр выполнен на волноводе с затуханием $0,1329$ дб/м. Длина волны $\lambda_0 = 3,65$ см; ширина волновода $a = 25,781$ мм (см. также примеры 1 и 2 § 6.15).

$$\begin{aligned} \text{Длина волны в волноводе равна} \\ \lambda_{g0} = 5,166 \text{ см} \\ \text{и } (\lambda_{g0}/\lambda_0)^2 = 2,00. \end{aligned}$$

Из ур-ния (6.14.7) определяем значения ксв для каждого резонатора (секции):

$$\begin{aligned} S_1 &= Z'_1/Z'_5 = 222,0; \\ S_2 &= Z'_2/Z'_4 = 455,8; \\ S_3 &= Z'_3/Z'_5 = 412,5; \\ S_4 &= Z'_4/Z'_1 = 245,5; \\ S_5 &= 1,0 \text{ (по определению)}. \end{aligned}$$

Суммируя эти значения, получаем

$$\sum_{i=1}^4 U_i \approx \frac{1}{2} \sum_{i=1}^4 S_i = 667,9^4.$$

¹⁾ Приближенное равенство следует из выражения (6.14.2) при $S_i \gg 1$ (прим. ред.).

Так как на средней частоте значение ксв на входе фильтра равняется $Z'_5 = 1,106$, то

$$|\rho_0|^2 = 0,0025.$$

Следовательно, из первого ур-ния (6.14.6) получаем

$$(\Delta L_A)_0 = 0,9975 \frac{0,1329}{100,0} \cdot 2,583 \cdot 667,9 = 2,29 \text{ дб}.$$

6.15. Групповая задержка

Крутизна фазо-частотной характеристики согласованного фильтра определяет его групповую задержку. Этот вопрос уже рассматривался в § 4.08, и полученные результаты для некоторых типичных фильтров-прототипов нижних частот с числом элементов $n=5$ приведены на рис. 4.08.1 и 4.08.2. В этом параграфе групповая задержка, потери рассеяния и допустимая мощность будут рассматриваться для фильтров со ступенчатым изменением сопротивления таких, как, например, четвертьволновый трансформатор-прототип.

Можно показать [33], что групповая задержка на средней частоте f_0 для однородного согласованного четвертьволнового трансформатора определяется соотношением

$$f_0 t_d = \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda_{g0}}{\lambda_0} \right)^2 \sum_{i=1}^n U_i, \quad (6.15.1)$$

где t_d — крутизна фазовой характеристики $\frac{d\varphi}{d\omega}$, которая может рассматриваться как групповая задержка в полосе пропускания (как обычно, она будет именоваться групповой задержкой также и за пределами полосы пропускания, хотя ее физический смысл становится не совсем четким, если затухание резко изменяется от частоты).

Групповая задержка полуволнового фильтра ровно в два раза больше, чем у его четвертьволнового трансформатора-прототипа. В общем случае групповая задержка любого согласованного ступенчатого фильтра на средней частоте определяется выражением [33]

$$f_0 t_d = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\lambda_{gi}}{\lambda} \right)_0^2 \left(\frac{t_i}{\lambda_{gi}} \right)_0 U_i. \quad (6.15.2)$$

Из ур-ний (6.15.2) и (6.14.6) следует, что когда $\rho_0 = 0$ (фильтр согласован на средней частоте) и когда коэффициенты затухания α и длины волн в волноводах λ_g одинаковы для всех секций, затухание будет равно

$$\Delta L_A = \alpha \lambda_g (\lambda/\lambda_g)^2 f_0 t_d. \quad (6.15.3)$$

Здесь α может измеряться в неперках на единицу длины (α_n) или в децибелах на единицу длины (α_d), и тогда ΔL_A будет измеряться соответственно в неперках и децибелах.

Уравнение (6.15.3) может быть записано иначе¹⁾:

$$\Delta L_A = \frac{\pi}{Q_a} f_0 t_d, \text{ непер.} \quad (6.15.4)$$

Справедливость этих уравнений была доказана только на средней частоте. Используя связь между групповой скоростью и запасенной энергией [33], можно убедиться, что соотношения (6.15.3) и (6.15.4) между потерями рассеяния и групповой задержкой должны оставаться справедливыми в пределах всей полосы пропускания. Именно по этой причине в уравнениях (6.15.3) и (6.15.4) был опущен индекс 0 у величины t_d . Такой же результат может быть получен с помощью уравнений (4.13.2), (4.13.3) и (4.13.9) в гл. 4.

Пример 1. Вычислить время задержки t_{d0} на средней частоте для фильтра, рассмотренного в примере 1 § 6.14, исходя из его потерь рассеяния $(\Delta L_A)_0$ на средней частоте.

Из уравнения (6.15.3) получаем

$$f_0 t_{d0} = \left(\frac{\lambda_g}{\lambda}\right)^2 \frac{(\Delta L_A)_0}{\alpha \lambda_g} = 2,00 \frac{2,29}{0,1329 \cdot 5,166} = 668 \text{ периодов на средней частоте.}$$

Так как $\lambda_0 = 3,65$ см, что соответствует $f_0 = 8220$ Мгц, то

$$t_{d0} = \frac{668}{8220} \text{ мксек} = 81,25 \text{ нсек.}$$

Универсальные кривые групповой задержки. Универсальные кривые групповой задержки, приведенные на рис. 6.15.1—6.15.5, относятся к ступенчатым трансформаторам и фильтрам с большим R и малой полосой пропускания (не больше $\omega_q = 0,4$). Кривые были вычислены для частных случаев (в основном для $R \approx 10^{2n}$ и $\omega_q = 0,2$), но построены в нормированном виде и могут поэтому применяться в общем случае для больших R и малых ω . Характеристики построены в зависимости не от частоты, а от безразмерной переменной

$$x = \sigma \left(\frac{f - f_0}{f_0} \right), \quad (6.15.5)$$

где σ равно

$$\sigma = pR^{1/2n}. \quad (6.15.6)$$

Здесь p — длина каждой секции, измеряемая в четвертях длины волны (таким образом, $p=1$ для четвертьволнового трансформатора и $p=2$ для полуволнового фильтра). Для фильтров с макси-

¹⁾ Для того чтобы перейти от неперов к децибелам, необходимо величину в неперках умножить на 8,686.

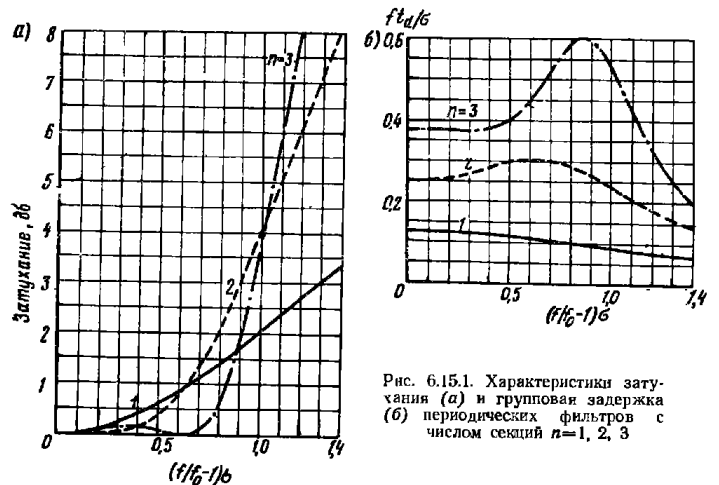


Рис. 6.15.1. Характеристики затухания (а) и групповая задержка (б) периодических фильтров с числом секций $n=1, 2, 3$

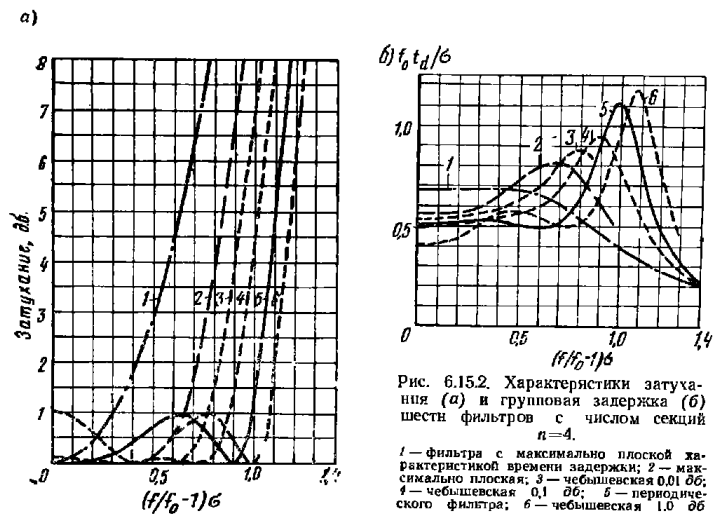


Рис. 6.15.2. Характеристики затухания (а) и групповая задержка (б) шести фильтров с числом секций $n=4$.

1 — фильтра с максимально плоской характеристикой времени задержки; 2 — максимально плоская; 3 — чебышевская 0,01 дБ; 4 — чебышевская 0,1 дБ; 5 — периодического фильтра; 6 — чебышевская 1,0 дБ

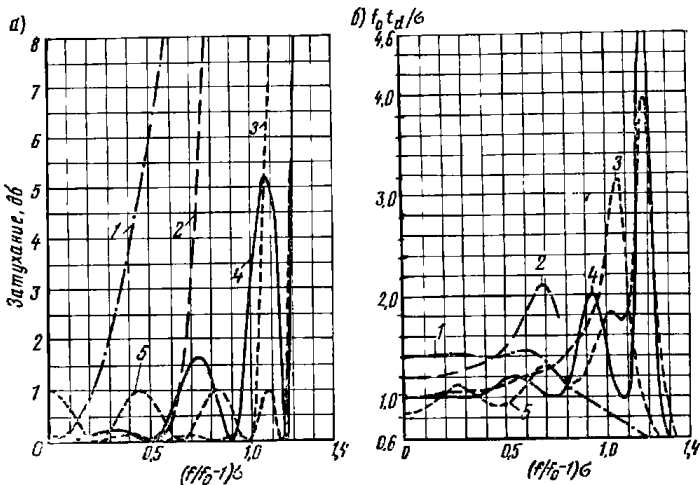


Рис. 6.15.3. Характеристики затухания (а) и групповая задержка (б) пяти фильтров с числом секций $n=8$.

1 — фильтра с максимально плоской характеристикой времени задержки; 2 — максимально плоская; 3 — чебышевская 0,1 дБ; 4 — периодического фильтра; 5 — чебышевская 1,0 дБ

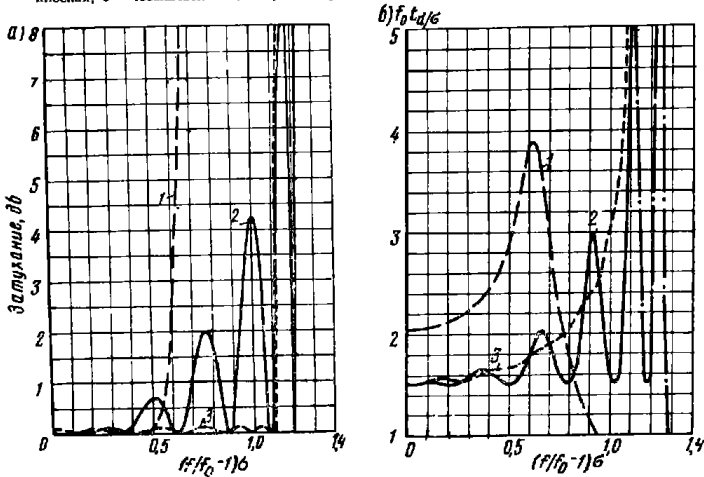


Рис. 6.15.4. Характеристики затухания (а) и групповая задержка (б) трех фильтров с числом секций $n=12$.

1 — максимально плоская; 2 — периодического фильтра; 3 — чебышевская 0,1 дБ

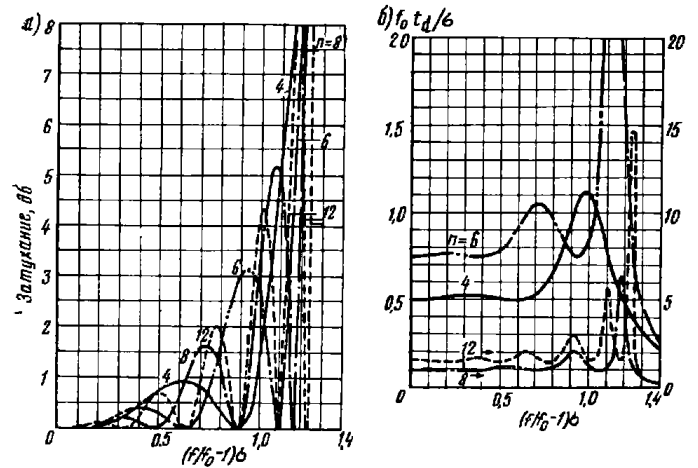


Рис. 6.15.5. Характеристики затухания (а) и групповая задержка (б) четырех периодических фильтров с числом секций до $n=12$

магнито плоской характеристикой ур-ние (6.15.6) с помощью соотношений § 6.02 приводится к следующему виду:

$$\sigma = \frac{4}{\pi} \left(\frac{4^{1/2n}}{\omega_{3\text{дБ}}} \right), \quad (6.15.7)$$

где $\omega_{3\text{дБ}}$ — относительная ширина полосы пропускания на уровне 3 дБ; для трансформатора с чебышевской характеристикой имеем

$$\sigma = \frac{8}{\pi} \left(\frac{e^{1/2n}}{w} \right). \quad (6.15.8)$$

Аналогично можно показать [33], что для фильтров с максимально плоской характеристикой времени задержки величина σ равна

$$\sigma = 8 \left[\frac{2(n!)}{(2n)!} \right]^{1/n} f_{0\text{дБ}} = 4 \left[\frac{2}{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot 7 \cdot \dots \cdot (2n-1)} \right]^{1/n} f_{0\text{дБ}}. \quad (6.15.9)$$

Для фильтров с равными элементами (соответствующих периодическим фильтрам) получаем

$$\sigma = \frac{4}{\pi} \frac{\omega_1}{w} g. \quad (6.15.10)$$

Из выражений (6.09.2) можно установить, что характеристики затухания не зависят от ширины полосы пропускания или величины R , если они построены по переменной x , определяемой ур-нием (6.15.5). Аналогично из ур-ний (6.15.1) и (6.09.2) следует, что характеристики времени задержки нужно строить по переменной

$$y = \frac{f \cdot d}{\sigma}, \quad (6.15.11)$$

чтобы они также были независимы от указанных параметров (для малых полос и больших R).

Кривые на рис. 6.15.1–6.15.5 можно использовать также и для фильтров на сосредоточенных параметрах, если σ определяется при помощи выражений (6.15.7)–(6.15.10).

Эти кривые могут служить для определения не только групповой задержки, но также и потерь рассеяния и (менее точно) допустимой мощности в полосе пропускания при условии, что их значения в середине полосы пропускания уже известны [например, из ур-ний (6.14.6) или (6.14.15)]. Кривые построены для фильтров с максимально плоской и чебышевской характеристиками (для различных величин пульсаций), с максимально плоской характеристикой времени задержки и для периодических фильтров. У последних $V_1^2 = V_i = V_{n+1}^2$ для $i = 2, 3, \dots, n$ (Они соответствуют фильтрам-прототипам нижних частот, у которых все элементы g_i на рис. 4.04.1 равны друг другу.) При больших R и малых величинах полос пропускания у периодических фильтров будут минимальные потери рассеяния в середине полосы пропускания [12, 31]. Такие фильтры обеспечивают наибольшую допустимую мощность [34] при данной избирательности.

Графики приводятся попарно: на первом показаны характеристики затухания, на втором — групповой задержки. Кривые на рис. 6.15.1 построены для трех периодических фильтров. Кривые для $n=1$ нельзя отнести к определенному типу фильтра, так как они справедливы для всех типов. Кривые для $n=2$ справедливы не только для периодических фильтров, но и для фильтров с максимально плоской характеристикой. Кривые для периодического фильтра при $n=3$ справедливы для фильтра с чебышевской характеристикой с уровнем пульсаций около 0,15 дБ.

Графики на рис. 6.15.2–6.15.4 построены для фильтров с числом секций $n=4, n=8$ и $n=12$ и включают различные стандартные типы фильтров. На рис. 6.15.5 показано изменение характеристик нескольких периодических фильтров при изменении числа секций от $n=4$ до $n=12$.

Пример 2 Вычислить потери рассеяния на границе полосы пропускания фильтра, рассмотренного в примере 1 § 6.14, где было показано, что потери рассеяния в середине полосы пропускания фильтра равны 2,29 дБ. Так как этот четырехсекционный

фильтр имеет чебышевскую характеристику с величиной пульсаций 0,01 дБ, то из кривой на рис. 6.15.2б определяем, что отношение потерь рассеяния на границе полосы пропускания к потерям рассеяния в середине полосы пропускания приблизительно равно $0,665/0,535 = 1,243$ ¹⁾. Следовательно, потери рассеяния на границе полосы пропускания приблизительно равны $2,29 \times 1,243 = 2,85$ дБ.

Применение универсальных кривых для определения допустимой мощности фильтров рассматривается в § 15.03.

Литература

1. Cohn S. B. Optimum Design of Stepped Transmission-Line Transformers, IRE Trans. PGMTT—3, pp. 16–21 (April 1955).
2. Collin R. E. Theory and Design of Wide-Band Multisection Quarter-Wave Transformers, Proc. IRE 43, pp. 179–185 (February 1955).
Коллин Р. Теория и расчет широкополосных многосекционных четвертьволновых трансформаторов. «Вопросы радиолокационной техники», вып. 5 (29), 1955.
3. Riblet H. J. General Synthesis of Quarter-Wave Impedance Transformers, IRE Trans. PGMTT—5, pp. 36–43 (January 1957).
Рибле Н. Общий синтез четвертьволновых трансформаторов полного сопотенциала. «Вопросы радиолокационной техники», вып. 4 (10), 1957.
4. Leo Young. Tables for Cascades Homogeneous Quarter-Wave Transformers, IRE Trans. PGMTT—7, pp. 233–237 (April 1959) and PGMTT—8, pp. 243–244 (March 1960).
5. Leo Young. Optimum Quarter-Wave Transformers, IRE Trans. PGMTT—8, pp. 478–482 (September 1960).
Янг Л. Оптимальные четвертьволновые трансформаторы. «Зарубежная радиоэлектроника», 1961, № 2, стр. 129.
6. Leo Young. Inhomogeneous Quarter-Wave Transformers of Two Sections, IRE Trans. PGMTT—8, pp. 645–649 (November 1960).
7. Cohn S. B. Direct-Coupled-Resonator Filters, Proc. IRE 45, pp. 187–196 (February 1957).
8. Matthaei G. L. Direct-Coupled Band-Pass Filters with $\lambda/4$ Resonators, IRE National Convention Record, Part 1, pp. 98–111, (March 1958).
9. Leo Young. The Quarter-Wave Transformers Prototype Circuit, IRE Trans. PGMTT—8, pp. 483–489 (September 1960).
10. Leo Young. Synchronous Branch Guide Directional Couplers for Low and High Power Applications, IRE Trans. PGMTT—10, pp. 459–475 (November 1962).
11. Leo Young. Synthesis of Multiple Antireflection Films over a Prescribed Frequency Band, J. Opt. Soc. Am., 51, pp. 967–974 (September 1961).
12. Leo Young. Prediction of Absorption Loss in Multilayer Interference Filters, J. Opt. Soc. Am., 52, pp. 753–761 (July 1962).
13. Holte J. E. and Lambert R. F. Synthesis of Stepped Acoustic Transmission Systems, J. Acoust. Soc. Am., 33, pp. 289–301 (March 1961).
14. Leo Young. Stepped Waveguide Transformers and Filters, Letter in J. Acoust. Soc. Am., 33, pp. 1247 (September 1961).
15. Leo Young. Inhomogeneous Quarter-Wave Transformers, The Microwave Journal, 5, pp. 84–89 (February 1962).
16. IRE Standards on Antennas and Waveguides. Proc. IRE 47, pp. 568–582 (1959).
17. Soutwherth G. C. Principles and Application of Waveguide Transmission (D. Van Nostrand Co. Inc., New York City, 1950).

¹⁾ Проведенный позже точный расчет показал, что отношение потерь рассеяния к групповой задержке остается постоянным с точностью до 1% в пределах полосы пропускания.

Саусворт Дж. К. Принципы и применения волноводной передачи. Перевод с англ., под ред. В. И. Сущевича. М., «Советское радио», 1955.

18. Dolph C. L. A Current Distribution for Broadside Arrays Which Optimizes the Relationship Between Beam Width and Side-Lobe Level, Proc. IRE 34, pp. 335—348 (June 1946). См. также Discussion in Proc. IRE 35, pp. 489—492 (May 1947).

19. Brown L. B. and Sharp G. A. Tchebyscheff Antenna Distribution, Beamwidth and Gain Tables, NAVORD Report 4629 (NOLC Report 363), Naval Ordnance Laboratory, Corona, California (28 February 1958).

20. Reuss M. L. Jr., Some Design Considerations Concerning Linear Arrays Having Dolph—Tchebyscheff Amplitude Distributions, NRL Report 5240, ASTIA Number AD 212 621 (12 February 1959).

21. Van der Maas G. J. A Simplified Calculation for Dolph—Tchebyscheff Arrays, J. Appl. Phys. 24, p. 1250 (September 1953).

22. Whinnery J. R., Jamieson H. W. and Theo Eloise Robbins, Coaxial Line Discontinuities, Proc. IRE 32, pp. 695—709 (November 1944).

*23. Marcuvitz N. Waveguide Handbook, MIT Rad. Lab. Series, Vol. 10 (McGraw—Hill Book Co., Inc., New York City, 1951).

Справочник по волноводам. Перевод с англ., под ред. Я. Н. Фельда. М., «Советское радио», 1952.

*24. Montgomery C. G., Dicke R. H. and Purcell E. M. Principles of Microwave Circuits, MIT Rad. Lab. Series Vol. 9 (McGraw—Hill Book Co., Inc., New York City, 1948).

Теория линий передачи сверхвысоких частот. Перевод с англ., под ред. А. И. Шпунтова. М., «Советское радио», 1950.

25. Ohm E. A. A Broad-Band Microwave Circulator, IRE Trans. PGMIT—4, pp. 210—217 (October 1956).

26. Brahmam B. A. Convenient Transformer for Matching Coaxial Lines, Electronic Engineering 33, pp. 42—44 (January 1961).

27. Ragan G. L. Microwave Transmission Circuits, MIT Rad. Lab. Series, Vol. 9, pp. 29—36 (McGraw—Hill Book Co., Inc., New York City, 1946).

28. Mielenz K. D. Use of Chebyshev Polynomials in Thin Film Computations, J. Res. Nat. Bur. Stand., 63a, pp. 297—300 (November—December 1959).

[В уравнении (17 в) этой статьи опечатка: левый нижний элемент матрицы должен иметь вид $S_{n-1} a_{21}$].

29. Abelès F. Sur l'élevation à la puissance n d'une matrice carrée à quatre éléments à l'aide des polynômes de Tchebychev, «Comptes Rendus 226, pp. 1872—1874 (1948) and «Transmission de la Lumière à travers un système de lames minces alternées, Comptes Rendus, 226, pp. 1808—1810 (1948).

30. Leo Young. Q-Factors of a Transmission Line Cavity, IRE Trans. PGCT—4, pp. 3—5 (March 1957).

31. Cohn S. B. Dissipation Loss in Multiple-Coupled-Resonator Filters, Proc. IRE 47, pp. 1342—1348 (August 1959).

32. Leo Young. Analysis of a Transmission Cavity Wavemeter, IRE Trans. PGMIT—8, pp. 436—439 (July 1960).

33. Leo Young. Suppression of Spurious Frequencies, Sec. 111, Quarterly Progress Report 1, SRI Project 4096, Contract AF 30 (602)—2734, Stanford Research Institute, Menlo Park, California (July 1962). См. также: LEO YOUNG «Group Delay and Transmission Loss on Transmission-Line Filters», IEEE Trans. PTGMIT—11, pp. 215—217 (May 1963).

34. Cohn S. B. Design Considerations for High-Power Microwave Filters, IRE—Trans. PGMIT—7, pp. 149—153 (January 1959).

35. Leo Young and Michael G. L. Microwave Filters and Coupling Structures, Quarterly Progress Report 4, SRI Project 3527, Contract DA 36—039 SC—87398, Stanford Research Institute, Menlo Park, California (January 1962).

36. Leo Young. Stepped Impedance Transformers and Filter Prototypes IRE Trans. PGMIT—10, pp. 339—359 (September 1962).

37. Leo Young. Practical Design of a Wide-Band Quarter-Wave Transformer in Waveguide, The Microwave Journal, 6, № 10, pp. 76—79 (October 1963).

Глава 7

ФИЛЬТРЫ ВЕРХНИХ И НИЖНИХ ЧАСТОТ НА ПОЛУСОСРЕДОТОЧЕННЫХ ЭЛЕМЕНТАХ И НА РИФЛЕННЫХ ВОЛНОВОДАХ

Введение

Здесь рассматриваются фильтры СВЧ, размеры элементов которых малы по сравнению с четвертью длины волны (на частотах полосы пропускания). Расчет этих фильтров на линиях передачи с ТЕМ волной выполняется таким образом, чтобы обеспечить максимально возможное приближение к идеализированной цепи на сосредоточенных параметрах. В волноводах фильтры нижних частот вафельного типа или на рифленых волноводах размеры неоднородностей, образованных за счет рифления, также малы по сравнению с четвертью длины волны в волноводе. Такие фильтры являются волноводным эквивалентом обычного фильтра нижних частот лестничного типа с последовательно включенными индуктивностями L и параллельно включенными емкостями C . Однако расчет их путем непосредственной аппроксимации фильтра нижних частот с сосредоточенными параметрами волноводной структурой приводит к трудностям из-за особенностей, присущих последней. Поэтому в данной главе расчеты фильтров на рифленых волноводах проводятся на основе метода характеристических параметров (см. гл. 3).

Рассмотрение способов эквивалентной замены элементов на сосредоточенных параметрах структурами, которые можно реализовать в диапазоне СВЧ, проведено в § 7.02, а в последующих параграфах изложены методы расчета фильтров, использующих некоторые типовые конструкции. Принципы, изложенные в § 7.02, позволяют найти также и другие варианты конструкций, которые могут иметь преимущества в ряде специальных случаев.

7.01. Свойства рассматриваемых фильтров

На рис. 7.01.1а показан обычный коаксиальный фильтр нижних частот. Он состоит из чередующихся коротких отрезков высокоомной и низкоомной линий. Отрезки высокоомной линии выполняются в виде относительно тонких стержней или проволочек, окруженных воздушным диэлектриком, и эквивалентны последовательным индуктивностям. Каждый отрезок низкоомной линии представляет собой металлический диск с кольцом из диэлектрика и эквивалентен параллельной емкости. Фильтр выполнен с конусными переходами (линиями) на концах, что позволило увеличить коаксиальную область в средней его части (т. е. внутренний диаметр наружного проводника) и тем самым снизить потери рас-

сеяния. Однако обычно эти фильтры изготавливают с внешним проводником в виде однородной цилиндрической трубы.

Фильтр нижних частот такого типа получил большое распространение из-за простоты изготовления и хороших рабочих характеристик. Его первая паразитная полоса пропускания обычно наб-

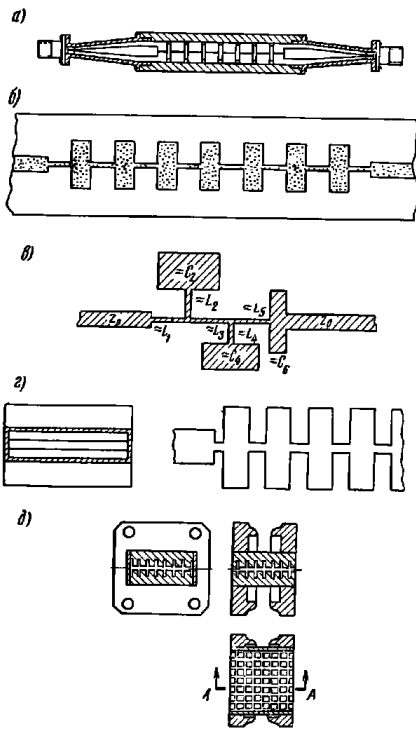


Рис. 7.01.1. Различные структуры фильтров нижних частот, рассматриваемые в гл 7

людается при равенстве отрезков высокоомной линии примерно половине длины волны. Он дает возможность легко обеспечить очень широкие полосы заграждения, свободные от паразитных провалов, вплоть до частот, в пять раз превышающих частоту среза фильтра. Поэтому фильтры данного типа обычно проектируются

с частотам среза, лежащими в пределах от нескольких сотен мегагерц вплоть до 10 Гц. Методика их расчета приведена в § 7.03.

На рис. 7.01.1б показан фильтр полоскового типа в печатном исполнении, который можно рассматривать как эквивалент предыдущего, но с несколько худшими характеристиками. Главное его преимущество заключается в дешевизне и простоте изготовления.

Основными элементами конструкции фильтра этого типа являются два листа диэлектрика с малыми потерями и расположенный между ними внутренний проводник из фольги. Внешние поверхности листов покрыты медной фольгой или металлическими пластинами, выполняющими роль наружных проводников линии. С помощью метода фотогравирования внутреннему проводнику придана изображенная на рисунке форма. Из-за наличия диэлектрика, заполняющего всю полосовую линию, потери рассеяния в таком фильтре обычно оказываются значительно выше, чем у фильтра на рис. 7.01.1а. Кроме того, в этой конструкции, как правило, не удается получить столь большой разницы в уровнях сопротивлений высокоомных и низкоомных отрезков линий. В связи с этим величина затухания на частотах полосы заграждения для фильтра, показанного на рис. 7.01.1б, обычно несколько ниже, чем у коаксиального на рис. 7.01.1а. Следует еще учесть, что у полосковой печатной конструкции паразитные провалы в полосе заграждения обычно возникают на более низких частотах.

Фильтры типа рис. 7.01.1б можно также применять в диапазоне от 200 Мгц до 10 Гц. Однако при работе в высокочастотной области этого диапазона их размеры становятся очень малыми и значительно возрастают потери рассеяния. Методика расчета таких фильтров будет изложена в § 7.03.

На рис. 7.01.1в показан другой, близкий к только что рассмотренному, тип фильтра нижних частот в печатном исполнении. Символами L и C с цифровыми индексами обозначены те элементы цепи с сосредоточенными постоянными, которым приблизительно соответствуют различные участки свч цепи. Так, элементы L_2 и C_2 в последовательном соединении аппроксимируют индуктивно-емкостную ветвь, которая будет давать короткое замыкание на своей резонансной частоте. То же самое относится к участку цепи, соответствующему элементам L_4 и C_4 . Эти индуктивно-емкостные ветви дают пики затухания на частотах, расположенных выше частоты среза фильтра и достаточно близко к ней, что приводит к увеличению крутизны характеристики.

Описанный тип фильтра также легко изготовить в виде фотогравированной печатной конструкции, однако такого широкого применения, как фильтр на рис. 7.01.1б, он не нашел. Очевидно, это объясняется тем, что его труднее точно рассчитать. В нем можно использовать также обычную коаксиальную или коаксиальную разъемную конструкцию (чтобы получить улучшенные характеристики), однако изготовление такого фильтра дороже. Методика расчета фильтра типа рис. 7.01.1в изложена в § 7.03.

Фильтр, показанный на рис. 7.01.1г, является волноводным аналогом фильтров, приведенных на рис. 7.01.1а и б. В этом случае высокоомные и низкоомные отрезки линий реализуются посредством увеличения и уменьшения высоты волновода. Отсюда возникло и его название — «рифленый волноводный фильтр». По характеру своей работы он является фильтром нижних частот, но (так как волновод имеет критическую частоту), разумеется не может работать на очень низких частотах вплоть до постоянного тока, как большинство фильтров нижних частот.

Благодаря волноводной конструкции фильтр рассматриваемого типа можно изготовить так, чтобы он вносил очень небольшие потери в полосе пропускания. Можно предполагать, что он будет иметь более высокую допустимую мощность по сравнению с аналогичными фильтрами, работающими с ТЕМ колебаниями. Однако такой фильтр имеет недостатки по сравнению, например, с коаксиальным на рис. 7.01.1а: во-первых, большие габариты и значительно более высокую стоимость изготовления; во-вторых, для него труднее обеспечить полосу заграждения, свободную от паразитных провалов (до таких высоких частот, как у коаксиального фильтра) даже для основного колебания TE_{10} , и, в-третьих, ему присущи многочисленные паразитные полосы пропускания из-за колебаний высшего порядка, которые легко возбуждаются на частотах выше рабочего диапазона волновода (с основным типом колебаний TE_{10}).

Вместе с тем благодаря рифлевости в волноводе, типы колебаний, имеющие изменения поля по высоте волновода, здесь распространяться не будут вплоть до очень высоких частот, следовательно, необходимо принимать во внимание только колебания типа TE_{20} . Если волновод возбуждается с помощью расположенного в его центре штыря, то колебания TE_{20} , TE_{40} и другие четного порядка возбуждаться не будут. Вследствие этого первым паразитным колебанием, которое сможет возникнуть, будет колебание TE_{30} с критической частотой, в 3 раза большей, чем у колебания TE_{10} . В обычных случаях колебание TE_{30} приводит к паразитной полосе пропускания со средней частотой, примерно в 2,5 раза выше средней частоты первой полосы пропускания.

Таким образом, фильтры на рифленых волноводах часто оказываются вполне удовлетворительными, если отсутствует возбуждение колебания типа TE_{20} или если не требуется очень широкая полоса заграждения. Единственными ограничениями для их практического использования являются геометрические размеры и сложность изготовления. Эти фильтры (или описанные ниже фильтры вафельного типа) являются, очевидно, наиболее приемлемыми типами фильтров нижних частот для диапазона от 10 Гц и выше. Подробнее они будут рассмотрены в § 7.04.

Фильтр вафельного типа, показанный на рис. 7.01.1д, во многом подобен фильтру на рифленом волноводе, но имеет одну особенность, благодаря которой устраняется проблема колебаний

высшего порядка, приводящих к паразитным провалам в полосе заграждения. Эта особенность состоит в том, что здесь низкоомные секции волновода имеют продольные прорезы, в связи с чем независимо от направления распространения составляющих волн в волноводе последний будет представлять структуру типа фильтра нижних частот для этих составляющих, и они будут затухать. Вафельные фильтры можно сконструировать с полосами заграждения, в которых отсутствуют паразитные полосы пропускания вплоть до частоты, в 3 раза превышающей частоту среза фильтра. Применение продольных прорезей приводит, однако, к большим трудностям при изготовлении таких фильтров по сравнению с рифлеными волноводными фильтрами, но часто эти трудности бывают оправданы.

Характеристики фильтров вафельного типа, за исключением улучшенных свойств в полосе заграждения, такие же, как и у фильтров на рифленых волноводах. Подробнее фильтры вафельного типа рассматриваются в § 7.05.



Рис. 7.01.2. Разъемная конструкция коаксиального фильтра верхних частот: а — разрез по BB ; б — разрез по AA

На рис. 7.01.2 показан типичный фильтр верхних частот, выполненный в виде разъемной коаксиальной конструкции. Расчет его также основан на соответствии элементов фильтра сосредоточенным элементам. В этом случае короткозамкнутые коаксиальные шлейфы представляют параллельные индуктивности, а диски с фторопластовыми прокладками — последовательные конденсаторы.

Подобные фильтры отличаются очень крутыми характеристиками, поскольку в конструкции с n реактивными элементами имеет место полюс затухания n -го порядка (см. § 2.04) на нулевой частоте. Обычно они имеют малые величины затухания и $КСВ$ в полосе пропускания, начинающейся от частоты среза фильтра и имеющей ширину порядка октавы, причем относительно низкое затухание будет и за этой полосой вплоть до очень высоких частот. Ширина полосы пропускания, в пределах которой фильтр обладает характеристикой своего идеализированного прототипа с сосредоточенными параметрами, зависит от частоты, начиная с ко-

торой элементы фильтра уже не могут рассматриваться как сосредоточенные.

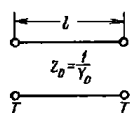
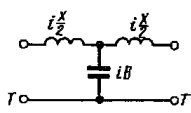
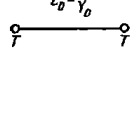
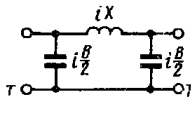
Для получения частот среза в верхней части свч диапазона такие фильтры должны быть очень малых размеров, что требует высокой точности их изготовления. Это приводит к известным трудностям. Поэтому они чаще используются в более низкочастотном участке свч диапазона (от 200 до 2000 МГц), где имеют значительные преимущества перед другими фильтрами благодаря малым габаритам и хорошим характеристикам. Однако иногда они изготавливаются и для работы с частотами среза до 5 или 6 Гц. В более же высокочастотных участках свч диапазона вместо фильтров верхних частот обычно применяются широкополосные полоснопропускающие фильтры (см. гл. 9 и 10).

Фильтры верхних частот типа, показанного на рис. 7.01.2, в печатном варианте не выполняются, так как при этом трудно обеспечить надежное короткое замыкание индуктивных шлейфов и осуществить относительно большие последовательные емкости.

7.02. Приближенная реализация сосредоточенных элементов в диапазоне свч

Удобным способом реализации относительно широкополосных фильтров, работающих в диапазоне частот примерно от 100 до 10 000 МГц, является построение их из коротких отрезков коаксиальной или полосковой линии, которые выполняют роль элементов цепей с сосредоточенными параметрами.

ТАБЛИЦА 7.02.1
ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ ОТРЕЗКА ЛИНИИ С ТЕМ ВОЛНОЙ

Отрезок линии	Эквивалентные схемы	Расчетные формулы
		$\frac{X}{2} = Z_0 \operatorname{tg} \frac{\omega l}{2v} \approx Z_0 \frac{\omega l}{2v} \left \frac{\omega l}{v} < \frac{\pi}{4} \right.$ $B = Y_0 \sin \frac{\omega l}{v} \approx Y_0 \frac{\omega l}{v} \left \frac{\omega l}{v} < \frac{\pi}{4} \right.$
		$X = Z_0 \sin \frac{\omega l}{v} \approx Z_0 \frac{\omega l}{v} \left \frac{\omega l}{v} < \frac{\pi}{4} \right.$ $\frac{B}{2} = Y_0 \operatorname{tg} \frac{\omega l}{2v} \approx Y_0 \frac{\omega l}{2v} \left \frac{\omega l}{v} < \frac{\pi}{4} \right.$

В табл. 7.02.1 приведены точные Т-образная и П-образная эквивалентные схемы отрезка линии передачи с ТЕМ волной, (т. е.

без дисперсии), а также значения их реактивных сопротивлений и проводимостей для случая, когда физическая длина отрезка линии l достаточно мала, так что его электрическая длина $\omega l/v < \pi/4$, рад. Здесь ω — частота в радианах; v — скорость распространения в линии передачи.

В тех случаях, когда длина линии очень мала или когда не требуется высокой точности расчета, ее можно представить одним реактивным элементом. Например, из рисунка в табл. 7.02.1 ясно, что короткий отрезок линии с высоким сопротивлением Z_0 , нагруженный на обоих концах относительно низким сопротивлением, эквивалентен последовательной индуктивности $L = Z_0 l/v$. Аналогично короткий отрезок линии с низким сопротивлением Z_0 , нагруженный на каждом конце относительно большим сопротивлением, эквивалентен параллельной емкости $C = Y_0 l/v = l/Z_0 v$. Применение таких коротких отрезков линий с высоким или низким сопротивлением Z_0 является наиболее общим способом реализации соответственно последовательной индуктивности и параллельной емкости в фильтровых структурах свч диапазона с волной типа ТЕМ.

Как показано в табл. 7.02.2, сосредоточенную параллельную индуктивность можно реализовать в линии с волной ТЕМ несколькими способами. В большинстве случаев наиболее удобно использовать короткий отрезок с высоким волновым сопротивлением Z_0 , заземленный с одного конца (как в примере с полосковой линией). В тех случаях, когда требуется очень компактная параллельная индуктивность, можно использовать короткий отрезок тонкой проволоки, включенный между внутренним и внешним проводниками (как в примере с коаксиальной линией).

Сосредоточенную последовательную емкость также можно приближенно реализовать различными способами, показанными на рисунках той же таблицы. Наиболее простой из них — реализация с помощью зазора в центральном проводнике [1]. В коаксиальной линии, когда требуются большие величины последовательной емкости, обычно используют короткий отрезок разомкнутой линии с низким сопротивлением Z_0 в последовательном соединении с центральным проводником. В полосковой линии последовательную емкость удобно реализовать наложением центральных проводников, как показано на соответствующем рисунке табл. 7.02.2. Дополнительные сведения по емкостным зазорам приведены в § 8.05.

Параллельно включенный последовательный резонансный контур с сосредоточенными параметрами можно реализовать с помощью отрезков полосковой линии, как показано на рис. табл. 7.02.2 (для поз. 4). В этом случае при вычислении емкостного реактивного сопротивления, реализуемого отрезком линии с низким волновым сопротивлением Z_0 , необходимо учитывать краевые емкости на его конце и в участках стыка двух линий.

Краевую емкость на конце линии с сопротивлением Z_{01} можно рассчитать следующим образом. Сначала вычисляют емкость на

ЦЕПИ С ПОДУСРЯДЮЧЕНИМИ ПАРАМЕТРАМИ. РЕАЛІЗУЄМО С ПОМОЩЮ ПЕРЕДАЮЩИХ ЛІНІЙ С ВОЛНОЮ ТИПА ТЕМ (РАЗМЕРЫ В СМ)

№ пп.	Тип цепи	Реализация	Физическая цепь	Эквивалентная схема	Расчетные формулы
1	Параллельная индуктивность	Полосковая			$X \approx \frac{Z_0 \omega l}{v}$
2	Последовательная емкость	Коаксиальная			$X \approx 0,0045 \omega l \lg \frac{4l}{d} \cdot 10^{-6}$
		Коаксиальная			$B \approx \frac{\omega l}{(Z_0)_{\text{пол}} v} \text{ в диэлектрике}$
		Коаксиальная			$B \approx \omega \left[0,278 \epsilon_r \frac{d^2}{\Delta} + 0,174 d \ln \left(\frac{2a-2b}{\Delta} \right) \right] \cdot 10^{-12}$

Продолжение табл. 7.02.2

№ пп.	Тип цепи	Реализация	Физическая цепь	Эквивалентная схема	Расчетные формулы
3	Последовательная емкость	Полосковая			$B \approx 0,08855 \epsilon_r \omega \frac{W l}{l}$
4	Параллельно включенный последовательный резонансный контур	Полосковая			$X_L \approx \frac{Z_{02} \omega l_2}{v}$
					$X_C \approx - \frac{v Z_{01}}{\omega l_1}$
5	Параллельно включенный параллельный резонансный контур	Полосковая			$X_L \approx \frac{Z_{02} \omega l_2}{v}$ $X_C \approx - \frac{v Z_{01}}{\omega l_1}$

единицу длины линии:

$$C_{01} = \frac{33,36 \sqrt{\epsilon_r}}{Z_{01}}, \text{ нф/см}, \quad (7.02.1)$$

где ϵ_r — относительная диэлектрическая проницаемость. Затем нужно приближенно учесть влияние краевых емкостей на концах линии, определив ее полную эффективную электрическую длину как сумму измеренной длины и длины

$$\Delta l = \frac{0,177 \omega \epsilon_r}{C_{01}} \left(\frac{C'_l}{\epsilon} \right), \text{ см}, \quad (7.02.2)$$

добавляемой на каждом конце. Здесь ω — ширина полоски в сантиметрах, а величина C'_l/ϵ определяется ил рис. 5.07.4. Дальнейшее уточнение расчета элементов такого резонансного контура можно выполнить путем коррекции, учитывающей индуктивность соединения (согласно рис. 5.07.2); однако эта коррекция обычно весьма незначительна.

Параллельно включенный параллельный резонансный контур с сосредоточенными параметрами можно реализовать с помощью отрезков полосковой линии, как показано на соответствующем рисунке табл. 7.02.2. Здесь также при вычислении емкостного реактивного сопротивления, реализуемого отрезком линии с низким волновым сопротивлением Z_{01} , необходимо учесть краевую емкость на конце разомкнутой линии.

Характеристики последовательного и параллельного резонансных контуров с сосредоточенными параметрами, показанных на последних рисунках таблицы, в пределах ограниченных диапазонов частот можно также получить соответственно с помощью разомкнутых и короткозамкнутых четвертьволновых отрезков. Формулы для определения параметров последних были приведены в табл. 5.08.1.

Последовательно включенные цепи с характеристиками последовательного или параллельного резонансных контуров с сосредоточенными параметрами очень трудно реализовать с помощью полусосредоточенных элементов на передающих линиях с ТЕМ волной. Однако в ограниченных частотных диапазонах можно осуществить приближенную реализацию этих цепей с помощью коаксиальной линии соответственно в виде разомкнутых или короткозамкнутых четвертьволновых шлейфов, включенных последовательно с центральным проводником. Такие шлейфы обычно реализуются как линии внутри центрального проводника, как, например, на первом рисунке в 3-й строке табл. 7.02.2.

7.03. Фильтры нижних частот на полусосредоточенных элементах

При расчете фильтров этого типа, прежде всего, выбирается соответствующая схема с сосредоточенными параметрами (обычно нормированными), такая, как прототипы нижних частот, эле-

менты которых приведены в табл. §§ 4.05, 4.06 и 4.07. Выбор параметров (например, чебышевской характеристики с уровнем пульсаций 0,1 или 0,5 дБ) зависит от конкретного примера. Аналогично число реактивных элементов n определяется требуемой крутизной характеристики фильтра. Для фильтров нижних частот лестничного типа с чебышевской или максимально плоской характеристикой с последовательными индуктивностями L и параллельными емкостями C нужное значение n легко находится из нормированных кривых затухания, приведенных в § 4.03.

После выбора соответствующей схемы на сосредоточенных элементах необходимо определить цепь свч, которая будет аппроксимировать эту схему. Рассмотрим несколько примеров.

Простой LC фильтр нижних частот лестничного типа. Фильтры нижних частот особенно удобно проектировать в виде коаксиальной или печатной конструкции, используя короткие отрезки линии передачи, которые ведут себя как полусосредоточенные элементы. Для иллюстрации методики расчета фильтра этого типа рассчитаем 15-элементный фильтр. Величина пульсаций в его полосе пропускания от 0 до 1,971 Гц должна составлять 0,1 дБ, а затухание на частоте 2,168 Гц, по крайней мере, 35 дБ. На рис. 7.03.1 показан внешний вид такого фильтра, выполненного в виде разъемной коаксиальной конструкции.

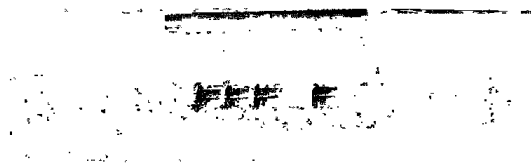


Рис. 7.03.1. Фильтр нижних частот свч диапазона

Как видно из схемы, приведенной на рис. 7.03.2а, первым элементом 15-элементного прототипа нижних частот, выбранного для рассчитываемого фильтра, является последовательная индуктивность. В то время, когда проводился расчет, соответствующей таблицы величин элементов (табл. 4.05.2) для $n=15$ еще не имелось, а были известны лишь величины элементов для фильтров, содержащих не более 10 элементов. Поэтому прототип с 15 элементами приближенно определялся по 9-элементному прототипу из табл. 4.05.2; каждый из двух средних элементов 9-элементного прототипа был повторен еще 3 раза, чтобы получился прототип с 15 элементами. Сравнение величин этих элементов с их точными значениями из той же таблицы показывает, что величины элементов на концах фильтра уменьшены примерно на 1,2% и что ошибка постепенно увеличивается к центру фильтра. Причем цент-

ральный элемент по величине меньше точного значения почти на 4,2%. Вероятно в большинстве практических случаев эти ошибки слишком малы, чтобы заметно повлиять на характеристику. Следует отметить, что поскольку сейчас уже имеются таблицы вплоть до $n=15$, то путем увеличения числа элементов прототипа по ука-

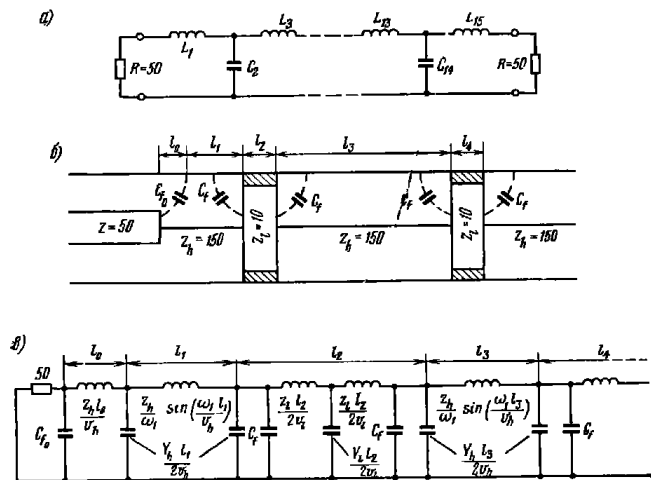


Рис. 7.03.2. Этапы реализации фильтра нижних частот свч диапазона:
а — схема прототипа с сосредоточенными параметрами

$$L_1 = L_{14} = 4,826 \cdot 10^{-9} \text{ ом}, C_2 = C_{14} = 2,329 \cdot 10^{-12} \text{ ф}; L_3 = L_{13} = 8,816 \cdot 10^{-9} \text{ ом}; C_4 = C_6 = C_8 = C_{10} = C_{12} = 2,610 \cdot 10^{-12} \text{ ф}; L_5 = L_7 = L_9 = L_{11} = 8,902 \cdot 10^{-9} \text{ ом};$$

б — реализация части фильтра нижних частот с помощью полусосредоточенных элементов.

в — эквивалентная схема части фильтра нижних частот на полусосредоточенных элементах.

Значения R и Z даны в ом

занному выше способу можно получать достаточно точные данные даже для значений n больше 15.

Рассматриваемый в нашем примере фильтр пересчитан для работы на 50-омные нагрузки при частоте среза $\omega_1 = 12,387 \cdot 10^9 \text{ рад/сек}$. Величины индуктивностей и емкостей, использованные в цепи с сосредоточенными параметрами, получены из прототипа нижних частот с помощью соотношений (4.04.3) и (4.04.4), т. е. все индуктивности в прототипе умножены на

$50/(12,387 \cdot 10^9)$, а все емкости — на $1/(50 \cdot 12,387 \cdot 10^9)$. Иногда вместо индуктивностей в генри и емкостей в фарадах удобнее иметь дело с реактивными сопротивлениями и реактивными проводимостями. Тогда реактивное сопротивление $\omega_1 L'_k$ для прототипа становится равным $\omega_1 L_k = (\omega_1 L'_k) \cdot (R_0/R'_0)$ для реального фильтра, где R'_0 — сопротивление одной из нагрузок прототипа и R_0 — соответствующее сопротивление для пересчитанного фильтра. Аналогично параллельная реактивная проводимость $\omega_1 C'_k$ для прототипа становится равной $\omega_1 C_k = (\omega_1 C'_k) \cdot (R'_0/R_0)$ для пересчитанного фильтра. Эти соотношения будут использованы в последующих числовых расчетах.

Реализация части фильтра в виде конструкции с полусосредоточенными элементами показана рис. 7.03.2б. Этими элементами являются чередующиеся отрезки коаксиальной линии с большим сопротивлением ($Z_h = 150 \text{ ом}$) и малым сопротивлением ($Z_l = 10 \text{ ом}$), подобранные так, чтобы срезки высокоомных линий примерно равнялись $1/8$ длины волны на граничной частоте ($1,971 \text{ Гц}$) полосы пропускания с равнопульсирующим затуханием. Внутренний проводник жестко поддерживается в строго центрированном положении с помощью диэлектрических колец ($\epsilon_r = 2,54$), окружающих каждый отрезок низкоомной линии. Внутренний диаметр внешнего проводника выбран равным $2,278 \text{ см}$, так что критическая частота (2,98 Гц) первого колебания высшего типа¹⁾, которое может распространяться в низкоомных участках фильтра, значительно больше частоты среза фильтра $1,971 \text{ Гц}$. Значения индуктивностей и емкостей цепи с сосредоточенными параметрами (см. рис. 7.03.2а) реализуются путем регулировки длин соответственно высокоомных и низкоомных отрезков линий.

Точная эквивалентная схема реализации первых трех элементов фильтра на полусосредоточенных параметрах приведена на рис. 7.03.2в. Здесь через C_{10} обозначена краевая емкость на стыке 50-омной нагружающей линии и 150-омной линии, представляющей первый элемент в фильтре. Эта емкость определяется по графику на рис. 5.07.1. Аналогично C_j — краевая емкость на стыке 10- и 150-омной линии в фильтре. Она также определяется из того же графика без учета влияния диэлектрических прокладок 10-омных линий на краевое поле. Скорость распространения волн вдоль 150-омной линии v_h равна скорости света в свободном пространстве, а скорость распространения вдоль 10-омной линии $v_l = v_h / \sqrt{\epsilon_r}$.

Электрические длины некоторых 150-омных отрезков линий в этом фильтре достигают 50 электрических градусов на частоте среза ω_1 . Оказалось, что при такой длине наиболее полная реали-

¹⁾ В § 5.03 было показано, что первое колебание высшего типа может иметь место, когда $f \geq 19,08/(b+d) \sqrt{\epsilon_r}$, где f — частота, Гц; b и d — внешний и внутренний диаметры, см.

зация требуемой ширины полосы пропускания будет иметь место при строгом выполнении соотношений, приведенных в табл. 7.02.1, связывающих на частоте ω_1 значения сосредоточенных индуктивных элементов с реализующими их элементами на передающих линиях.

Для более точного определения длин 150-омных отрезков линий можно учесть индуктивное сопротивление 10-омных отрезков. При этом получаем:

$$\omega_1 L_1 = Z_h \sin\left(\frac{\omega_1 l_1}{v_h}\right) + \frac{Z_h^2 \omega_1}{2v_l}, \text{ Ом}; \quad (7.03.1)$$

$$\omega_1 L_2 = Z_h \sin\left(\frac{\omega_1 l_2}{v_h}\right) + \frac{Z_h^2 \omega_1}{2v_l} + \frac{Z_h^2 \omega_1}{2v_l}, \text{ Ом}$$

и т. д.

Емкость каждого параллельного элемента в фильтре нижних частот на рис. 7.03.2а реализуется как сумма емкости короткого отрезка 10-омной линии, крайних емкостей между ним и смежными отрезками 150-омных линий, а также эквивалентных емкостей последних, которые предполагаются сосредоточенными на концах этих отрезков. Таким образом, мы можем определить длины 10-омных отрезков линий из соотношений:

$$\omega_1 C_2 = \frac{Y_{h2} \omega_1}{v_l} + 2C_f \omega_1 + \frac{Y_{h1} \omega_1}{2v_h} + \frac{Y_{h3} \omega_1}{2v_h}, \text{ МО}; \quad (7.03.2)$$

$$\omega_1 C_4 = \frac{Y_{h4} \omega_1}{v_l} + 2C_f \omega_1 + \frac{Y_{h3} \omega_1}{2v_h} + \frac{Y_{h5} \omega_1}{2v_h}, \text{ МО}$$

и т. д.

В приведенных выше уравнениях (7.03.1) первый член в правой части является основным, а остальные члены представляют малые поправки. Поэтому удобно начать вычисления, пренебрегая всеми членами в правых частях уравнений, кроме первого, что позволяет определить предварительные значения длин l_1, l_2, l_3 и т. д. элементов, реализующих последовательные индуктивности. Зная эти приближенные значения длин, можно затем решить каждое из уравнений (7.03.2) относительно длин l_2, l_4, l_6 и т. д. для емкостных элементов. Найденные значения l_2, l_4, l_6 и т. д. затем можно использовать в поправочных членах уравнений (7.03.1) и, решив их, получить уточненные значения длин индуктивных элементов l_1, l_3, l_5 и т. д.

Такой итерационный процесс можно было бы продолжить, подставляя уточненные значения l_1, l_3, l_5 и т. д. в выражения (7.03.2) для более точного определения значений l_2, l_4, l_6 и т. д. Однако в этом нет необходимости, так как последние два члена в правой части каждого из уравнений (7.03.2) сами являются незначительными, и небольшая коррекция в них слишком мало повлияет на длины отрезков емкостных элементов.

Запись выражений (7.03.1) и (7.03.2) в форме реактивного сопротивления или реактивной проводимости удобна потому, что

при этом получаются числа умеренного порядка и не нужно вводить такие множители как 10^{-12} . С учетом величины скорости света $v = 3 \cdot 10^{10} / \sqrt{\epsilon_r}$ см/сек, отношения ω_1/v_h и ω_1/v_l будут также иметь умеренные значения.

Влияние емкостей неоднородности C_f и $Y_{h1}/2v_h$ на стыке между 50-омными линиями, нагружающими фильтр, и 150-омными отрезками линии, реализующими его первые индуктивные элементы, можно снизить до минимума, если увеличить длину этих 150-омных отрезков на небольшую величину l_0 так, чтобы воспроизвести последовательную индуктивность и параллельную емкость короткого отрезка 50-омной линии. Необходимую величину l_0 можно определить из соотношения

$$Z_0 = 50 = \sqrt{\frac{Z_h^2 l_0}{C_f v_h + \frac{Y_{h1} l_0}{2v_h}}} = \sqrt{\frac{\text{Последовательная индуктивность}}{\text{Параллельная емкость}}}$$

Решая это уравнение относительно l_0 , получаем

$$l_0 = Z_0^2 \left[\frac{(\omega_1 C_f) v_h}{Z_h \omega_1} + \frac{l_1}{2Z_h^2} \right]. \quad (7.03.3)$$

На рис. 7.03.3а показаны размеры фильтра, определенные на основании вышеизложенной методики, а на рис. 7.03.4 экспериментальная характеристика фильтра. Из этой характеристики видно, что максимальный уровень пульсаций в полосе пропускания, полученный на основании измерений искомой кривой, в пределах большей ее части составляет примерно 0,12 дБ и увеличивается до 0,2 дБ на краю полосы пропускания. Расхождение между измеренным уровнем затухания в полосе пропускания и теоретическим, равным 0,1 дБ, вызвано главным образом тем, что вместо точного прототипа, приведенного в табл. 4.05.2, был использован приближенный фильтр-прототип нижних частот. Фактическое затухание фильтра в полосе пропускания с учетом потерь рассеяния возрастает на ее краю примерно до 0,35 дБ. Такое увеличение является обычным и объясняется тем, что вблизи границы полосы пропускания значение производной фазового сдвига по частоте $dc/d\omega'$ для фильтра-прототипа нижних частот становится более высоким, а следовательно, на основании уравнения (4.13.9) возрастает и затухание. Более полно данный вопрос был изложен в § 4.13.

Оказалось, что рассматриваемый фильтр имеет несколько паразитных полос пропускания на участке от 7,7 до 8,5 Гц. Это вызвано тем, что длина многих 150-омных линий в фильтре в пределах указанного частотного интервала примерно равна половине длины волны, однако выше его никаких паразитных полос пропускания в X-диапазоне не наблюдалось. В тех случаях, когда нужно подавить паразитные полосы пропускания, можно изме-

Поэтому они дают полюсы затухания, показанные на рис. 7.03.5а. Кроме того, схема имеет полюс затухания второго порядка на частоте $\omega = \infty$, поскольку указанные резонансные контуры не влияют на передачу на этой частоте, а индуктивности L_1 , L_3 и L_5 дают один нуль передачи, так как вносят последовательное бесконечное

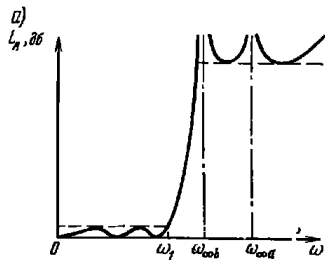
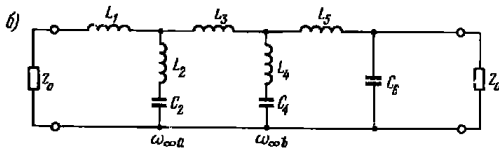


Рис. 7.03.5. Чебышевская характеристика фильтра с бесконечным затуханием на конечных частотах (а) и цепь, позволяющая ее реализовать (б)



реактивное сопротивление, и емкость C_6 — второй нуль передачи в виду того, что она дает бесконечную параллельную реактивную проводимость (см. § 2.04).

Расчет фильтров такого типа с чебышевскими характеристиками вида, показанного на рис. 7.03.5а, математически довольно сложен. Однако Зааль и Ульбрих [2] протабулировали значения их элементов для ряда вариантов. Разумеется, можно рассчитать те же схемы с помощью классического метода характеристических параметров (см. §§ 3.06 и 3.08), который является достаточно точным для многих менее критических случаев.

Рис. 7.03.6 иллюстрирует приближенную реализацию рассмотренного фильтра в виде печатной полосковой конструкции. В ней используются листы диэлектрика с низкими потерями, покрытые с одной или двух сторон тонкой медной фольгой. Цепь изготавливается методом фототравливания одной стороны фольгированного листа диэлектрика с двусторонним покрытием и накрывается затем вторым листом диэлектрика, как показано справа на рисунке. Заземленными пластинами часто служит просто медная фольга, нанесенная на внешние стороны диэлектрических листов.

Участки цепи, отмеченные буквами L и C , аппроксимируют соответствующие сосредоточенные элементы схемы, приведенной на рис. 7.03.5. Из рис. 7.03.6 видно, что аппроксимация их произ-

водится короткими отрезками высокоомных и низкоомных линий. Физические размеры этих отрезков определяются согласно § 7.02. Для получения большей точности при расчете должны быть уч-

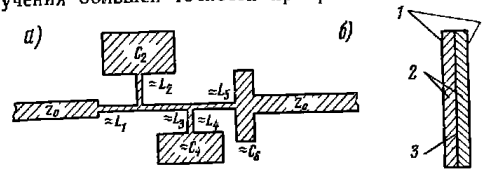


Рис. 7.03.6. Печатная конструкция полоскового фильтра, позволяющего реализовать цепь, представленную на рис. 7.03.5 б: а — вид сверху на печатную схему; б — вид на фильтр с торца.
1 — заземленные пластины из медной фольги; 2 — диэлектрик с низкими потерями; 3 — печатная схема (в центре)

тены параллельные емкости отрезков индуктивных линий. В соответствии с табл. 7.02.1 длины отрезков, аппроксимирующих индуктивность, могут быть определены из выражения

$$l_k = \frac{v}{\omega_1} \arcsin \frac{\omega_1 L_k}{Z_k}$$

Тогда результирующая эквивалентная емкостная проводимость на каждой стороне П-образной цепи, дающей эквивалентное представление k -го индуктивного отрезка линии, будет равна

$$\omega_1 (C_{\Pi})_k \approx \frac{1}{Z_k} \operatorname{tg} \frac{\omega_1 l_k}{2v} \quad (7.03.4)$$

где ω_1 — частота среза;

Z_k — волновое сопротивление k -го отрезка линии, аппроксимирующего индуктивность;

l_k — длина отрезка линии;

v — скорость распространения.

На стыке индуктивных элементов L_1 , L_2 и L_3 (см. рис. 7.03.6) имеется суммарная паразитная емкостная проводимость $\omega_1 C_L = \omega_1 (C_{\Pi})_1 + \omega_1 (C_{\Pi})_2 + \omega_1 (C_{\Pi})_3$, обусловленная тремя отрезками линий, аппроксимирующими эти индуктивности. Паразитную проводимость $\omega_1 C_L$ можно скомпенсировать коррекцией реактивной проводимости параллельной ветви, состоящей из L_2 и C_2 , так, чтобы получить

$$B_2 = \omega_1 C_L + B_2^c \quad (7.03.5)$$

где B_2 — реактивная проводимость ветви, образованной элементами L_2 и C_2 (см. рис. 7.03.5б) на частоте ω_1 ;

B_2^c — реактивная проводимость «компенсированной» параллельной ветви, в которой L_2 и C_2 заменены на L_2^c и C_2^c с тем, чтобы скомпенсировать емкость C_L .

Решая уравнение (7.03.5) относительно $\omega_1 C_2^c$ и $\omega_1 L_2^c$, получаем:

$$\omega_1 C_2^c = \omega_1 C_2 - \omega_1 C_L \left[1 - \left(\frac{\omega_1}{\omega_{\infty a}} \right)^2 \right]; \quad (7.03.6)$$

$$\omega_1 L_2^c = \frac{1}{\omega_1 C_2^c} \left(\frac{\omega_1}{\omega_{\infty a}} \right)^3 \quad (7.03.7)$$

где

$$\left(\frac{\omega_1}{\omega_{\infty a}} \right) = \omega_1 L_2 \omega_1 C_2. \quad (7.03.8)$$

Далее производим пересчет параллельной ветви, используя полученные значения величины L_2^c и C_2^c , которые должны незначительно отличаться от первоначальных значений L_2 и C_2 , вычисленных без учета емкости индуктивных элементов.

В фильтрах, выполненных так, как показано на рис. 7.03.6 (или в фильтрах любой аналогичной конструкции), затухание на частотах $\omega_{\infty a}$ и $\omega_{\infty b}$ (см. рис. 7.03.5а) из-за потерь рассеяния в цепи будет конечным. Тем не менее всегда будут наблюдаться пик затухания на этих частотах, а общий вид характеристики будет подобен представленной на рис. 7.03.5а, по крайней мере, вплоть до тех частот полосы заграждения, на которых отрезки линий имеют длину порядка четверти длины волны.

Пример. Согласно работе [2] один из приведенных в ней расчетов дает следующие значения нормированных элементов для цепи, показанной на рис. 7.03.5б:

$$\begin{aligned} Z_0' &= 1,000; & L_1' &= 0,8214; & L_2' &= 0,3892; & C_2' &= 1,084; \\ L_3' &= 1,188; & L_4' &= 0,7413; & C_4' &= 0,9077; & L_5' &= 1,117; \\ & & C_6' &= 1,136; & \omega_1' &= 1,000. \end{aligned}$$

Максимальный коэффициент отражения в полосе пропускания при этом составляет 0,2 (затухание 0,179 дБ), а теоретический минимум затухания в полосе заграждения равен 38,1 дБ и достигается на частоте $\omega' = 1,194 \omega_1'$. В качестве примера конструктивного расчета такого фильтра вычислим размеры участков цепи на рис. 7.03.6, которые аппроксимируют элементы от L_1 до L_3 . Уровень волнового сопротивления должен быть выбран так, чтобы $Z_0 = 50$ ом, а ненормированная частота среза $f_1 = 2$ ГГц или $\omega_1 = 2\pi \cdot 10^9 = 12,55 \cdot 10^9$ рад/сек.

Предполагается, что фильтр будет реализован в виде печатной конструкции на диэлектрике с $\epsilon_r = 2,7$ и с расстоянием между парными проводниками $b = 6,35$ мм. Тогда для входной и выходной линий $\sqrt{\epsilon_r} Z_0 = 1,64 \cdot 50 = 82$ и согласно рис. 5.04.1а $\omega_0/b = 0,71$. Отсюда требуемая ширина проводника равна $\omega_0 = 0,71 \cdot 6,35 = 4,508$ мм.

Так как $v = 3 \cdot 10^{10} / \sqrt{\epsilon_r}$ см/сек, то $v/\omega_1 = 3 \cdot 10^{10} / (1,64 \cdot 12,55 \cdot 10^9) = 1,455$.

Для индуктивности L_1 сопротивление $\omega_1 L_1 = \omega_1' L_1' (Z_0/Z_0') = 1 \cdot 0,8214 \cdot (50/1) = 41,1$ ом. Допустим, что волновое сопротивление линии $Z_1 = 118$ ом, при этом $\sqrt{\epsilon_r} Z_1 = 193$ и из рис. 5.04.1а получим ширину линии $\omega_1 = 0,635$ мм, откуда длина отрезка, аппроксимирующего индуктивность L_1 , равна

$$l_1' = \frac{v}{\omega_1} \arcsin \frac{\omega_1 l_1}{Z_1} = 1,455 \arcsin \frac{41,1}{118} = 0,518 \text{ см.}$$

Паразитная емкостная проводимость на каждом конце этого индуктивного отрезка составляет

$$\omega_1 (C_{\Pi})_1 = \frac{1}{2} \frac{\omega_1}{v} \frac{l_1}{Z_1} = \frac{0,518}{2 \cdot 1,455 \cdot 118} = 0,0015 \text{ мс.}$$

После некоторого экспериментирования было найдено, что для того чтобы отрезок линии, реализующий индуктивность L_2 , не стал слишком коротким, желательно использовать линию с более низким волновым сопротивлением Z_2 . Оно было выбрано равным 90 ом. При этом потребуются полосковая линия шириной $\omega_2 = 1,397$ мм. Тогда

$$\omega_1 L_2 = \omega_1' L_2' (Z_0/Z_0') = 19,95$$

и

$$l_2 = \frac{v}{\omega_1} \arcsin \frac{\omega_1 l_2}{Z_2} = 1,455 \arcsin \frac{19,95}{90} = 0,325 \text{ см.}$$

Может потребоваться и более низкое значение Z_2 для еще большего удлинения l_2 так, чтобы большой емкостный отрезок, реализующий C_2 (см. рис. 7.03.6), был дальше удален от линий L_1 и L_2 .

Продолжая вычисления, получим, что паразитная емкостная проводимость на каждом конце отрезка длиной l_2 равна

$$\omega_1 (C_{\Pi})_2 = \frac{1}{2} \frac{\omega_1}{v} \frac{l_2}{Z_2} = \frac{0,325}{2 \cdot 1,455 \cdot 90} = 0,0012 \text{ мс.}$$

Аналогичные вычисления для L_3 дают $l_3 = 0,767$ см и $\omega_1 (C_{\Pi})_3 = 0,0022$ мс, где Z_3 , как и Z_1 , принято равным 118 ом. Тогда общая паразитная реактивная проводимость, обусловленная емкостью на стыке L_1 , L_2 и L_3 , будет равна

$$\omega_1 C_L = \omega_1 (C_{\Pi})_1 + \omega_1 (C_{\Pi})_2 + \omega_1 (C_{\Pi})_3 = 0,0049 \text{ мс.}$$

Определив $\omega_1 C_2 = \omega_1' C_2' (Z_0'/Z_0) = 1 \cdot (1,084)/50 = 0,0217$ мс, получим согласно уравнению (7.03.8)

$$\left(\frac{\omega_1}{\omega_{\infty a}} \right)^3 = 19,45 \cdot 0,0217 = 0,422.$$

11-1

- 321 -

Из выражения (7.03.6) найдем откорректированную величину емкостной проводимости

$$\omega_1 C_2^c - 0,0217 - 0,0049 (1 - 0,422) = 0,0189 \text{ мО}$$

и, наконец, откорректированную величину индуктивного сопротивления

$$\omega_1 L_2^c = \left(\frac{\omega_1}{\omega_{\infty a}} \right)^2 \frac{1}{\omega_1 C_2^c} = 22,3 \text{ Ом.}$$

Уточненная длина отрезка l_2 , который реализует индуктивность L_2 , равна

$$l_2 = 1,455 \arcsin \frac{22,3}{90} = 0,366 \text{ см.}$$

Предположим, что для реализации C_2 используется отрезок линии с волновым сопротивлением $Z_{C_2} = 30,5 \text{ Ом}$. При таком сопротивлении потребуется ширина полосковой линии $w_{C_2} = 9,195 \text{ мм}$. Этот отрезок должен обладать емкостной проводимостью $\omega_1 C_2^c - \omega_1 (C_{\Pi})_2 = 0,0189 - 0,0012 = 0,0177 \text{ мО}$, которую, если пренебречь краевой емкостью на концах, можно получать при длине отрезка

$$l_{C_2} = [\omega_1 C_2^c - \omega_1 (C_{\Pi})_2] Z_{C_2} \frac{v}{\omega_1} = 0,0177 \cdot 30,5 \cdot 1,455 = 0,785 \text{ см.}$$

Чтобы учесть краевую емкость на концах этой полоски, прежде всего используем ф-лу (7.02.1) для расчета погонной емкости линии:

$$C = \frac{33,36 \sqrt{\epsilon_r}}{Z_{C_2}} = \frac{33,36 \cdot 1,64}{30,5} = 1,791 \text{ пф/см.}$$

Согласно рис. 5.07.4 $C_f/v = 0,45$. Из выражения (7.02.2) получаем, что для компенсации краевой емкости необходимо укоротить отрезок, реализующий емкость C_2^c , с каждого конца на величину, примерно равную

$$\Delta l = \frac{0,177 \omega \epsilon_r C_f}{C} = \frac{0,177 \cdot 0,919}{1,791} \cdot 2,7 \cdot 0,45 = 0,1105 \text{ см.}$$

Тогда скорректированная длина полоски будет равна $l_{C_2} - 2\Delta l = 0,564 \text{ см}$.

В проведенном расчете не учитывается дополнительный краевой поток от углов полоски C_2 (см. рис. 7.03.6), но для оценки этого потока нет достаточных данных. Правда, он будет до некоторой степени компенсирован уменьшением полной емкости из-за экранирующего действия отрезка линии, реализующего L_2 .

Согласно изложенной методике определяются размеры участков цепи, приведенной на рис. 7.03.6, которые должны реализовать элементы L_1 , L_2 , C_2 и L_3 схемы на рис. 7.03.5б. Можно было бы скорректировать длину отрезка линии, реализующего L_1 так,

чтобы скомпенсировать краевую емкость на стыке между L_1 и Z_0 (см. рис. 7.03.6), но в этом случае поправка была бы очень небольшой, и, кроме того, ее трудно точно определить.

7.04. Фильтр нижних частот на рифленом волноводе

Фильтр нижних частот на рифленом волноводе (рис. 7.04.1)¹⁾ можно сконструировать так, чтобы он имел широкую полосу пропускания с хорошим согласованием и широкую с большим затуханием полосу заграждения при передаче мощности основной волной

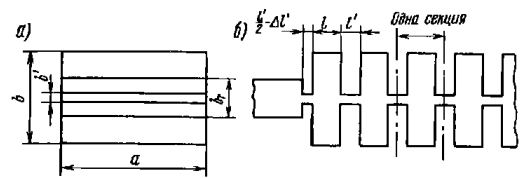


Рис. 7.04.1. Фильтр нижних частот на рифленом волноводе: а — вид с торца; б — вид сбоку

типа TE_{10} . Так как рифление однородно по ширине волновода, то характеристики фильтра определяются только длинами волн в волноводе для распространяющихся в нем колебаний типа TE_{n0} , а не их частотами. Поэтому, хотя такой фильтр можно рассчитать на очень большое затухание в заданной полосе частот при передаче мощности волной типа TE_{10} , иногда оказывается, что для волн типа TE_{20} или TE_{30} в этой же полосе он будет вносить очень малое затухание или вообще его не вносить. Подобное явление возникает, когда длины волн в волноводе для этих колебаний (TE_{20} или TE_{30}) попадают в диапазон, соответствующий полосе пропускания фильтра²⁾.

Метод подавления колебаний типа TE_{n0} более высокого порядка, состоящий в прорезании продольных канавок вдоль рифленой поверхности волновода и приводящий к «вафельному» типу волноводных фильтров, описан в § 7.05. В настоящем параграфе мы рассмотрим методику проектирования фильтров на обычном рифленом волноводе, поскольку этот тип фильтра используется во многих случаях, и понимание методов его расчета необходимо при создании вафельного фильтра.

¹⁾ Этот фильтр можно считать фильтром нижних частот, если не учитывать эффект, связанный с критической (предельной) частотой волновода.

²⁾ Передающие свойства структуры в виде рифленого волновода для колебаний типа TE_{n0} зависят только от электрических длин нерегулярностей структуры (прорезей и выступов), измеренных по оси волновода. Поэтому фильтрующие свойства такой структуры (ее характеристики) для любого колебания данного типа (включая TE_{10}) определяются только длинами волн в волноводе (прим. ред.).

Приведенный здесь метод расчета фильтра близок к методу, основанному на характеристических параметрах и разработанному Коном [3, 4]. Для $b \leq l$ расчет можно выполнить на основе прототипа с сосредоточенными параметрами (см. § 7.03). Рассматриваемый

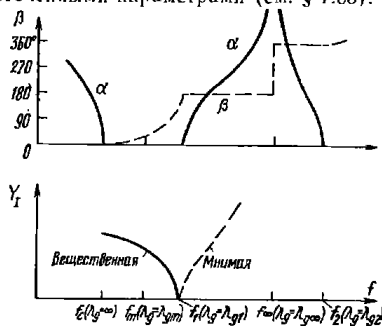


Рис. 7.04.2. Характеристические параметры секции фильтра на рифленном волноводе. α — затухание; β — фаза; y_I — нормированная проводимость

мый же метод пригоден при любых значениях b . Однако величины l не могут быть произвольными, а должны быть больше, чем $b'/2$ так, чтобы краевые поля на любом конце отрезков линий длиной l не взаимодействовали друг с другом.

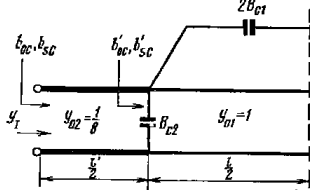


Рис. 7.04.3. Нормированная эквивалентная цепь для половины секции фильтра на рифленном волноводе. y_{01} и y_{02} — нормированные волновые проводимости; y_I — нормированная характеристическая проводимость

второй полосы пропускания. Нормированная характеристическая проводимость y_I фильтра максимальна на частоте f_c (на которой длина волны в волноводе $\lambda_g = \infty$) и равна нулю на частоте f_1 (когда $\lambda_g = \lambda_{g1}$).

Эквивалентная схема половины одной секции фильтра приведена на рис. 7.04.3. Для удобства все полные проводимости про- нормированы относительно волновой проводимости участка фильтра, где волновод имеет высоту b и ширину a . Таким образом, нормированная волновая проводимость нагружающих линий равна b/b_T , где b и b_T определены на рис. 7.04.1.

Реактивные проводимости разомкнутой и короткозамкнутой половины секции определяются выражениями:

$$b_{oc} = \frac{1}{\delta} \operatorname{tg} \left[\frac{\pi l'}{\lambda_g} + \operatorname{arc} \operatorname{tg} (\delta b'_{oc}) \right]; \quad (7.04.1)$$

$$b_{sc} = \frac{1}{\delta} \operatorname{tg} \left[\frac{\pi l'}{\lambda_g} + \operatorname{arc} \operatorname{tg} (\delta b'_{sc}) \right], \quad (7.04.2)$$

где

$$b'_{oc} = \operatorname{tg} \left(\frac{\pi l}{\lambda_g} \right) + B_{c2}; \quad (7.04.3)$$

$$b'_{sc} = -\operatorname{ctg} \left(\frac{\pi l}{\lambda_g} \right) + B_{c2} + 2B_{c1}; \quad (7.04.4)$$

$$\delta = \frac{b'}{b}.$$

Реактивные проводимости, отмеченные индексом oc , вычисляются для случая, когда концы проводников справа на рис. 7.04.3 оставлены разомкнутыми, а реактивные проводимости, отмеченные индексом sc , вычисляются, когда концы всех проводников справа замкорожены (пунктирная линия на рисунке совпадает в этом случае с плоскостью короткого замыкания).

Если $\delta \leq 0,15$, то параллельная реактивная проводимость B_{c2} определяется точно по формуле

$$B_{c2} = \frac{2b}{\lambda_g} \left\{ \ln \frac{1}{\delta} - 0,338 + \sum_{k=1}^{\infty} \left[\frac{\operatorname{th} \frac{k \pi l F}{b}}{F} - 1 \right] \right\} - 0,09 \frac{b}{\lambda_g}, \quad (7.04.5)$$

а последовательная реактивная проводимость B_{c1} равна

$$B_{c1} = \frac{2b}{\lambda_g} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\operatorname{csch} \frac{2k \pi l F}{b}}{F}, \quad (7.04.6)$$

где

$$F = \sqrt{1 - \left(\frac{b}{k \lambda_g} \right)^2}.$$

Нормированная характеристическая проводимость $y_I = \sqrt{y_{oc} y_{sc}}$ равна

$$y_I = i \frac{\operatorname{ctg} \frac{\theta'}{2}}{\delta} \sqrt{\frac{\left(b'_{oc} + \frac{\operatorname{tg} \frac{\theta'}{2}}{\delta}\right) \left(b'_{sc} + \frac{\operatorname{tg} \frac{\theta'}{2}}{\delta}\right)}{\left(b'_{sc} - \frac{\operatorname{ctg} \frac{\theta'}{2}}{\delta}\right) \left(b'_{oc} - \frac{\operatorname{ctg} \frac{\theta'}{2}}{\delta}\right)}} \quad (7.04.7)$$

а характеристическая постоянная передачи для полной секции равна

$$\gamma = \alpha + i\beta = 2 \operatorname{Arc} \operatorname{tg} \sqrt{\frac{y_{oc}}{y_{sc}}} \quad (7.04.8)$$

или

$$\gamma = 2 \operatorname{Arc} \operatorname{tg} \sqrt{\frac{\left(b'_{oc} + \frac{\operatorname{tg} \frac{\theta'}{2}}{\delta}\right) \left(b'_{sc} - \frac{\operatorname{ctg} \frac{\theta'}{2}}{\delta}\right)}{\left(b'_{oc} - \frac{\operatorname{ctg} \frac{\theta'}{2}}{\delta}\right) \left(b'_{sc} + \frac{\operatorname{tg} \frac{\theta'}{2}}{\delta}\right)}} \quad (7.04.8a)$$

где $\theta' = 2\pi l' / \lambda_g$ — электрическая длина изкоомной линии длиной l').

Затухание одной секции фильтра на рифленом волноводе можно вычислить с помощью выражения (7.04.8a) на частотах, для которых справедлива эквивалентная схема, приведенная на рис. 7.04.3. Однако если характеристическая граничная частота секций и соответствующая ей длина волны в волноводе λ_{g1} определены, то удобно использовать приближенную формулу

$$\alpha = 17,372 \operatorname{Arch} \frac{\lambda_{g1}}{\lambda_g}, \text{ дБ/секция}, \quad (7.04.8б)$$

где λ_g — длина волны в волноводе на заданной частоте полосы заграждения.

Формула (7.04.8б) получается на основании выражения (3.06.7) для фильтров с сосредоточенными параметрами. Таким образом, эта формула предполагает, что размеры неоднородностей (выступов и прорезей рифленой поверхности) малы по сравнению с длиной волны. Заметим, что секцией такого фильтра считается его участок от центра одного выступа рифления (зубца) до центра другого. Приближению общее затухание равно произведению α на число секций.

Выражения (7.04.7) и (7.04.8a) проще всего проанализировать с помощью рис. 7.04.4, на котором показаны зависимости вели-

¹⁾ Выражения, использованные здесь для y_I и γ , являются, по существу, такими же, как и выражения в табл. 3.03.1. Их справедливость для цепи на рис. 7.04.3, где имеется больше двух зажимов справа, можно доказать с помощью теоремы сечений Барллета [5].

чин входящих в эти выражения, от величины, обратной длине волны в волноводе. Из кривых видно, что характеристическая граничная частота f_1 , на которой $y_I = 0$, определяется из условия

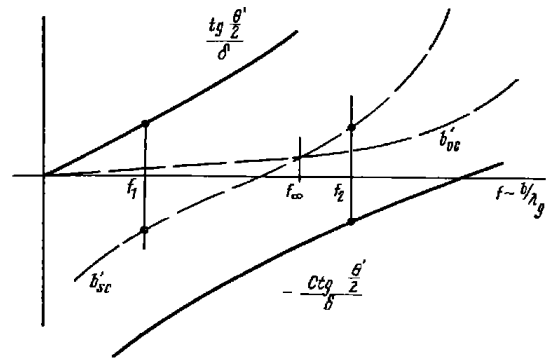


Рис. 7.04.4. Графики величин, определяющих положения критических частот характеристики фильтра на рифленом волноводе

$$b'_{sc} + \frac{\operatorname{tg} \frac{\theta'}{2}}{\delta} = 0, \quad (7.04.9)$$

а частота бесконечного затухания f_∞ — из условия

$$b'_{sc} = b'_{oc} \quad (7.04.10)$$

и, наконец, верхняя характеристическая граничная частота первой полосы заграждения — из условия

$$b'_{sc} - \frac{\operatorname{ctg} \frac{\theta'}{2}}{\delta} = 0, \quad (7.04.11)$$

Методика расчета. Фильтры на рифленых волноводах можно рассчитать с помощью выражений (7.04.1) — (7.04.11), используя либо вычисленные значения b'_{sc} и b'_{oc} , либо полученные из эквивалентной цепи волноводного T-образного сочленения в плоскости E (протабулированные Маркувицем для случая $l/b' \leq 1,0$), либо графики Кона [3] для $l/b = 1/\pi; 1/2\pi; 1/4\pi$. Однако обычно проще пользоваться расчетными графиками (рис. 7.04.5), предложенными Коном [7], которые обеспечивают точность в пределах нескольких процентов для $\delta \leq 0,2^1$). При расчете фильтров с по-

¹⁾ Следует отметить, что при использовании графиков Кона нет необходимости применять выражения (7.04.5) и (7.04.6), которые справедливы при $\delta \leq 0,16$.

мощью этих графиков сначала задаются частоты f_c , f_1 и f_∞ . Тогда ширину волновода a также можно считать заданной, поскольку

$$a = \frac{14,99}{(f_c)}, \quad (7.04.12)$$

где a — в сантиметрах, а (f_c) — в гигагерцах.

Величины λ_{g1} и $\lambda_{g\infty}$ рассчитывают обычным путем по ф-ле

$$\lambda_{gn} = \frac{29,97}{\sqrt{(fn)_{[Гц]}^2 - (fc)_{[Гц]}^2}}, \text{ см.} \quad (7.04.13)$$

полагая соответственно $n=1$ и $n=\infty$.

Следующий этап расчета фильтра состоит в выборе приемлемой величины l/b . Далее по известным l/b и $\lambda_{g1}/\lambda_{g\infty}$ с помощью кривых на рис. 7.04.5а определяют b/λ_{g1} и b_0/λ_{g1} , а следовательно, и величины b , b_0 и l . Здесь b_0 — высота нагружающего волновода, обеспечивающая согласование фильтра при приближении λ_g к бесконечности. Затем по известным значениям l/b и b/λ_{g1} из графика на рис. 7.04.5б находят расчетный параметр G . И, наконец, задаваясь значением $\delta \leq 0,20$, вычисляют l' из соотношения

$$\operatorname{tg} \frac{\pi l'}{\lambda_g} = \pi \delta \frac{b}{\lambda_{g1}} \left(G - \frac{2}{\pi} \ln \frac{1}{\delta} + 0,215 \right). \quad (7.04.14)$$

Если l'/b получается меньше 0,5, то следует использовать другое значение δ .

Характеристическая проводимость фильтра в полосе пропускания, нормированная к волновой проводимости волновода с высотой b , достаточно точно определяется по ф-ле

$$y_l = \frac{b}{b_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{g1}}{\lambda_g} \right)^2}, \quad (7.04.15)$$

где λ_{g1} — длина волны в волноводе, соответствующая частоте f_1 . Для получения полного согласования фильтра на некоторой частоте f_m (для которой $\lambda_g = \lambda_{gm}$) можно изменить высоту b_T нагружающего волновода так, чтобы

$$b_T = \frac{b_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{g1}}{\lambda_{gm}} \right)^2}}. \quad (7.04.16)$$

При $b_0 \approx 0,7b_T$ получается достаточно хорошее согласование в пределах всей полосы пропускания.

Степень рассогласования можно оценить с помощью выражения (7.04.15) и рис. 3.07.2, если по оси абсцисс отложить величину $a = y_l b_T / b$. Лучшим способом для достижения широкополосного согласования является применение трансформирующих оконечных секций (см. § 3.08). В этом случае устанавливают $b_0 \approx b_T$ как для промежуточных, так и для трансформирующих оконечных секций. Однако если промежуточные секции рассчитывают, исходя

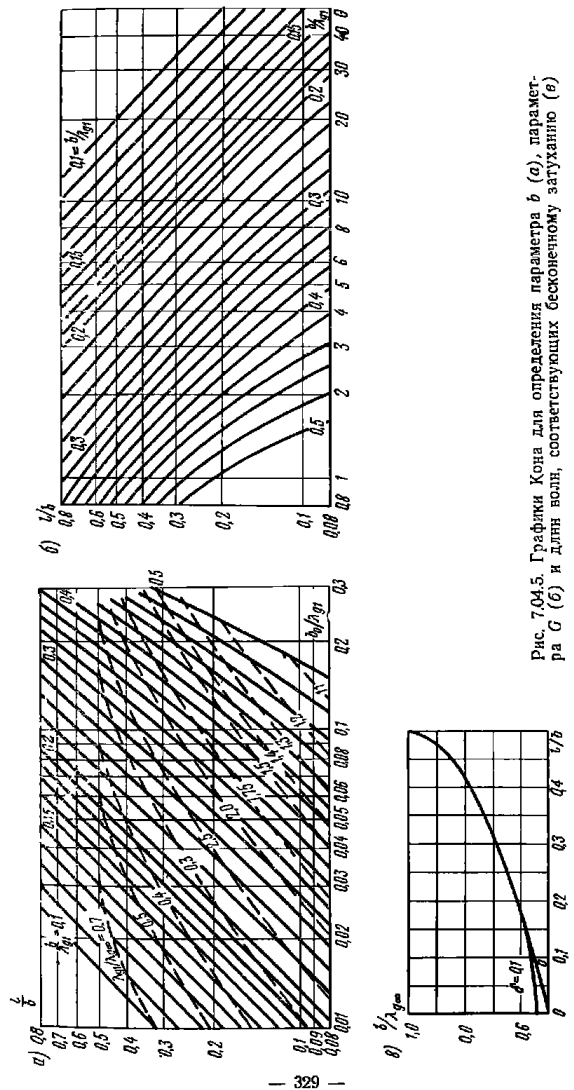


Рис. 7.04.5. Графики Копа для определения параметра b (а), параметра G (б) и длины волн, соответствующих бесконечному загрузанию (в)

ля, которые в противном случае могли бы возбудить колебания в прорезях фильтра.

Расчет фильтра вафельного типа, использующий данные Кони для обычного фильтра на рифленном волноводе. Вафельные фильтры приближенно можно рассчитать, применяя методику § 7.04, если во всех выражениях длину волны в волноводе λ_g заменить длиной волны в свободном пространстве λ_1 .

Для иллюстрации рассмотрим расчет вафельного фильтра 1, используемого совместно с волноводом типа WR-650 шириной $a=16,51$ см. При расчете будут использованы обозначения, принятые в § 7.04 и на рис. 7.05.2. Выберем частоты $f_1=2,02$ ГГц ($\lambda_1=14,83$ см), $f_\infty=5,20$ ГГц ($\lambda_\infty=5,726$ см), при этом $\lambda_1/\lambda_\infty=2,57$. Полагая $l/b=0,318=1/\pi$, из рис. 7.04.5а находим, что $b_0/\lambda_1=0,077$ и $b/\lambda_1=0,275$; отсюда $b_0=1,143$ см, $b=4,082$ см, $l=1,298$ см. С помощью рис. 7.04.5б определяем расчетный параметр G , который в этом случае равен 3,85. Полагая теперь, что по ширине волновода, равной 16,51 см, расположено пять выступов, получим $l+l'=16,51/5=3,3$ см и $l'=2$ см.

Предварительные расчеты показали, что при ширине полосы запырания 3:1 количество выступов, равное 5, является в некотором смысле оптимальным, поскольку оно обеспечивает удобные размеры. При более узких полосах запырания можно увеличить число выступов. Подставляя значения G и l' в ф-лу (7.04.14), находим, что $\delta=b'/b=0,176$, а так как $b=4,082$ см, то $b'=0,716$ см.

Продольные прорези в фильтре уменьшают погонную емкость низкоомных линий, что можно компенсировать уменьшением размера b'' для фильтра без прорезей до величины b'' . Отношение этих размеров приблизительно равно

$$\frac{b''}{b'} = \frac{l'}{l+l'} + \frac{2}{\pi} \frac{l}{l+l'} \left[\arctg \left(\frac{b''}{b'} \frac{b'}{l} \right) - \frac{\ln \left| 1 + \left(\frac{lb'}{b'b''} \right)^2 \right|}{\frac{l}{b'} \frac{b''}{b'}} \right]. \quad (7.05.1)$$

Решив данное уравнение, получим $b''/b'=0,81$. Однако для повышения уровня допустимой мощности края выступов придется закруглить с радиусом 1,588 мм, что привело к дополнительному уменьшению емкости низкоомных линий. Поэтому отношение b''/b' было выбрано равным 0,75, причем $b''=0,533$ см.

Высота нагружающего волновода без продольных прорезей b_T , необходимая для согласования фильтра на некоторой расчетной частоте полосы пропускания f_m , связана с высотой b_0 , которая обеспечивает согласование при $\lambda_g \rightarrow \infty$, следующим отношением:

$$b_T \approx \frac{b_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_m}{f_1} \right)^2}}. \quad (7.05.2)$$

Для того чтобы получить достаточно хорошее согласование в пределах полосы, частота f_m не должна быть слишком близкой

к f_1 . Обычно желательно выбирать $f_m \leq 0,7 f_1$. Для улучшения согласования в широкой полосе следует использовать оконечные согласующие секции, как будет показано на следующем примере. Если выбрать $f_m=1,3$ ГГц, то высота b_T волновода из выражения (7.05.2) получается равной 1,41 см. С целью согласования этого волновода со стандартным на каждом конце его были включены ступенчатые трансформаторы.

Затухание на одну секцию в области полосы запырания, которая следует непосредственно за полосой пропускания, можно определить с помощью выражения (7.04.8б), если величины λ_g и λ_{g1} в нем заменить на λ и λ_1 .

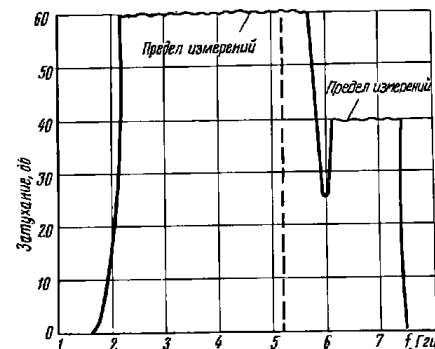


Рис. 7.05.3. Экспериментальная характеристика вносимых потерь для фильтра 1 вафельного типа. Пунктирные линии соответствуют $f_{0,5}$

На рис. 7.05.3 приведена экспериментальная характеристика вносимых потерь рассчитываемого фильтра для полосы запырания. Из рисунка видно, что в диапазоне частот от 2,2 до 5,7 ГГц вносимые потери превышают 60 дБ. Ксв в пределах требуемой полосы пропускания от 1,25 до 1,40 ГГц не превышает 1,08, а затухание меньше 0,1 дБ. Как будет показано в конце параграфа, можно было бы получить более широкую полосу с хорошим согласованием сопротивлений, если бы построить фильтр так, чтобы он начинался и заканчивался серединой впадины между выступами (т. е. в плоскости $A-A$ на рис. 7.05.2), а не серединой выступа (т. е. в плоскости, показанной одной из пунктирных линий там же).

Расчет, использующий эквивалентную цепь T -образного сочленения, предложенную Маркувицем. Хотя предыдущий метод и более прост, волноводные фильтры вафельного типа можно также

рассчитать с помощью эквивалентной цепи волноводного Т-образного сочленения. Такая цепь предложена Маркувицем [6] для случая $l/b' \leq 1$ и для произвольных, но обеспечивающих неравенство $l'/b' > 0,5$, значений $\delta = b'/b$. Графики Кона применяются только при $l/b' > 1$, поэтому если $l/b' < 1$, то удобнее всего воспользоваться данными указанной работы [6].

Для иллюстрации метода Маркувица рассмотрим расчет вафельного фильтра П, используемого с волноводом WR-112, ширина которого равна $a = 2,85$ см. Фильтр имеет полосу пропускания на частотах от 7,1 до 8,6 Гц, а ширина полосы заграждения, в пределах которой затухание больше 40 дБ, составляет от 14 до 26 Гц. Этот фильтр, как уже отмечалось, можно было бы рассчитать более простым методом, описанным выше, однако для полноты изложения рассмотрим другой метод его расчета.

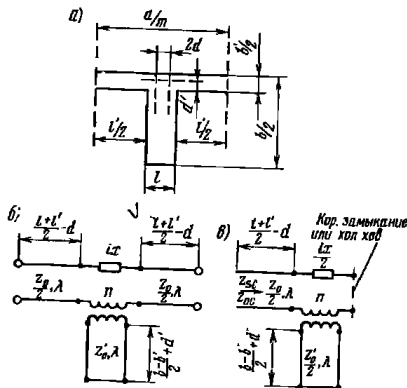


Рис. 7.05.4. К анализу фильтра вафельного типа на основе Т-образного сочленения: а — поперечное сечение нижней половины секции; б — ее эквивалентная схема; в — половина эквивалентной схемы

На рис. 7.05.4 показана нижняя половина одной секции фильтра вафельного типа вместе с ее эквивалентной схемой. Часть эквивалентной цепи, представляющая соединение последовательного шлейфа и главной линии передачи с волновым сопротивлением Z_0 , взята из справочника Маркувица [6, рис. 6.1.2]¹⁾.

¹⁾ Параметр, обозначенный через b/λ_g на кривых, приведенных в этой работе [6, рис. 6.1.4—6.1.14], в действительности должен быть равен $2b/\lambda_g$.

Нормированное характеристическое сопротивление секции фильтра равно

$$\frac{Z_l}{Z_0} = \frac{1}{Z_0} \sqrt{Z_{sc} Z_{oc}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1 + \operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2} \left(\frac{X}{Z_0} + n^2 \frac{Z'_0}{Z_0} \operatorname{tg} \varphi' \right)}{1 - \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} \left(\frac{X}{Z_0} + n^2 \frac{Z'_0}{Z_0} \operatorname{tg} \varphi' \right)}} \quad (7.05.3)$$

в то время как характеристическая постоянная передачи $\gamma = \alpha + i\beta$ на одну секцию связана с сопротивлениями холостого хода Z_{oc} и короткого замыкания Z_{sc} разделенной пополам секции соотношением

$$\operatorname{th} \frac{\alpha + i\beta}{2} = \sqrt{\frac{Z_{sc}}{Z_{oc}}} = \sqrt{\frac{\frac{X}{Z_0} + n^2 \frac{Z'_0}{Z_0} \operatorname{tg} \varphi' + \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}}{\frac{X}{Z_0} + n^2 \frac{Z'_0}{Z_0} \operatorname{tg} \varphi' - \operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2}}} \quad (7.05.4)$$

где

$$\frac{\varphi}{2} = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{l - l'}{2} - d \right); \quad (7.05.5)$$

$$\varphi' = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{b - b'}{2} - d' \right). \quad (7.05.6)$$

Остальные параметры показаны на рис. 7.05.4¹⁾. С помощью выражений (7.05.3) и (7.05.4) было найдено, что значение $\varphi/\varphi' \approx 1$ близко к оптимальному. Следует избегать величины $\varphi/\varphi' \approx 2$, так как в этом случае фильтр будет иметь узкую паразитную полосу пропускания вблизи частоты бесконечного затухания f_∞ .

Далее расчет фильтра проводится методом последовательных приближений с использованием соотношения (7.05.4) для определения размеров, которые обеспечивали бы приблизительно равные затухания на частотах 14 и 26 Гц.

В данном примере графики Маркувица [6] для значений элементов эквивалентной цепи последовательных Т-образных сочленений были экстраполированы с тем, чтобы получить значения параметров эквивалентной цепи при $l'/b \approx 1,17$, а величина λ_g — заменена на λ . Выбор размеров до некоторой степени ограничивался необходимостью иметь целое число m выступов по ширине волновода, которое было выбрано равным 7. Расчетное затухание одной секции фильтра составляет 7,6 дБ на частоте 14 Гц и 8,8 дБ

¹⁾ Вообще говоря, эквивалентная схема полусекции фильтра (точнее ее нижней половины) на рис. 7.05.4в неверна при условиях холостого хода, в чем нетрудно непосредственно убедиться поместив в плоскости симметрии секции на рис. 7.05.4а магнитную стенку. Однако с достаточной точностью можно считать $Z_{oc} = Z_0 \operatorname{tg} \varphi/2$. Этот результат получается также и из рис. 7.05.4в. Таким образом, несмотря на неточность в эквивалентной схеме, конечный результат является справедливым (прим. ред.).

на частоте 26 Гц. Чтобы фильтр удовлетворял заданным требованиям, общее число секций по длине фильтра было выбрано равным 7. Из ур-ния (7.05.1) видно, что b'' отличается от b' не более чем на 5%, поэтому принималось $b'' \approx b'$. Окончательные размеры фильтра, полученные этим методом, приведены на рис. 7.05.1.

Нормированное характеристическое сопротивление Z_1/Z_0 фильтра, вычисленное с помощью ф-лы (7.05.3), равно 2,24 на частоте 7,9 Гц. Таким образом, высота b_T нагружающего волновода, определяемая по формуле

$$b_T = b'' \frac{Z_1}{Z_0}, \quad (7.05.7)$$

должна быть равна $0,914 \times 2,24 = 2,032$ мм. Экспериментальным путем было найдено, что на частоте 7,9 Гц оптимальная величина $b_T = 1,778$ мм.

Фильтр соединен со стандартным волноводом WR-112 с помощью плавных конусообразных переходов, квс которых в диапазоне частот от 7,1 до 8,6 Гц не превышал 1,06. Измеренные вносимые потери фильтра в полосе пропускания оказались меньше 0,4 дБ на частотах от 6,7 до 9,1 Гц, а квс — меньше 1,1 на частотах от 7,0 до 8,6 Гц. График измеренного затухания фильтра в полосе загираания приведен на рис. 7.05.5, из которого видно, что экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическими.

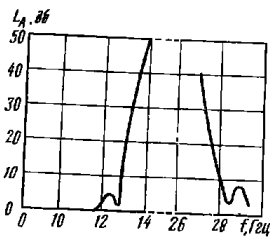


Рис. 7.05.5. Затухание в полосе загираания фильтра III вафельного типа

Ни в одном из описанных выше фильтров при нагрузке их на центрированные волноводы не было обнаружено паразитных провалов характеристики в пределах полосы загираания. Оказалось, однако, что паразитные полосы пропускания могут иметь место при $\lambda < 2b$, если нагружающие волноводы на каждом конце фильтра плохо выравнены. Причиной этих паразитных полос является энергия, распространяющаяся в продольных разрезах фильтра в виде колебания, которое имеет горизонтальную составляющую электрического поля. Отсюда следует, что для получения максимальной ширины полосы загираания необходимо хорошо центрировать волноводы, нагружающие вафельные фильтры.

Расчет вафельного фильтра со специальными оконечными секциями для улучшения согласования сопротивлений. В качестве третьего — последнего примера — рассмотрим расчет фильтра нижних частот вафельного типа, который содержит ступенчатые трансформаторы с продольными разрезами. При расчете этого фильтра предполагается, что он нагружен с обих концов на вол-

новод WR-51. Полоса пропускания фильтра занимает диапазон от 15 до 21 Гц, а полоса загираания, в пределах которой затухание составляет более 40 дБ, от 30 до 63 Гц.

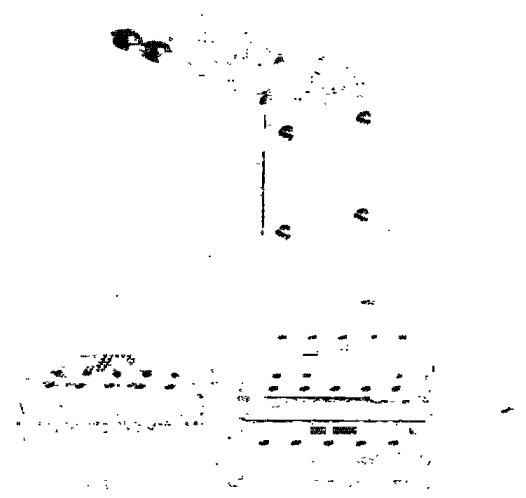


Рис. 7.05.6. Внешний вид фильтра III вафельного типа с полосой пропускания от 15 до 21 Гц и полосой загираания от 30 до 63 Гц. Внизу показаны детали фильтра

На рис. 7.05.6 показан такой фильтр, выполненный в виде вафельной конструкции, которая выбрана так, чтобы каждая из четырех частей фильтра была достаточно простой в изготовлении. Из-за продольных разрезов в ступенчатых трансформаторах расчет этого фильтра отличается от расчетов, описанных ранее. Дело в том, что благодаря разрезам волны, падающие на трансформаторы (например, волны типов TE_{11} или TM_{11}), могут возбуждать упомянутые выше колебания щелевого типа с горизонтальной составляющей электрического поля, которые будут распространяться через фильтр, если $b \geq \lambda/2$. Поэтому при расчете фильтра необходимо выбрать $b \leq \lambda/2$ на самой высокой частоте полосы загираания, т. е. на частоте 63 Гц.

Для данного примера $b = 2,04$ мм и $f_1 = 24,6$ Гц ($\lambda_1 = 1,219$ см). Использовано пять выступов рифления по ширине волновода с $l = 1$ мм и $l' = 1,582$ мм. С помощью рис. 7.04.5а находим $b_0 = 0,533$ мм, а из рис. 7.04.5б — расчетный параметр $G = 7$. Под-

ставляя найденные величины в ф-лу (7.04.14), определяем $\delta=0,139$ или $b'=0,287$ мм. Уменьшение высоты зазора из-за наличия продольных прорезей вычисляем с помощью выражения (7.05.1) и находим $b''/b'=0,77$ или $b''=0,221$ мм.

Высота b_T нагружающего волновода из параллельных пластин, при которой обеспечивается согласование на частоте 18 Гцц, определяемая по ф-ле (7.04.16), равна 0,787 мм. Фактическая высота линий с продольными прорезями, используемая в расчете, равна $b_T=0,762$ мм.

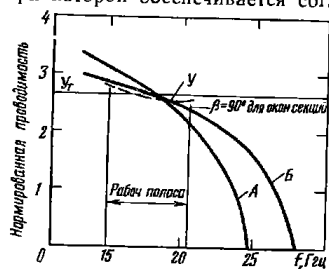


Рис. 7.05.7. График нормированной проводимости промежуточных и оконечных секций фильтра III вафельного типа (нормирование производится к проводимости волновода из двух параллельных пластин с высотой b).

Кривая А — проводимость y_1 промежуточных секций; кривая Б — проводимость y_2 оконечных секций; y — приблизительный уровень проводимости фильтра:

$$y \approx \frac{(y_1)^2}{y_2}$$

На рис. 7.05.7 приведен график характеристической проводимости средней и оконечной секций фильтра, нормированных к волновой проводимости волновода из параллельных пластин высотой $b=2,040$ мм. Характеристический фазовый сдвиг оконечных секций равен 90° на верхней частоте рабочей полосы 21 Гцц и незначительно отличается от 90° в остальной ее части. Как показано на рисунке, уровень характеристической проводимости всего фильтра преобразуется так, чтобы в пределах рабочей полосы приблизиться к нормированной проводимости нагрузки $y_T=2,68$. Более общее рассмотрение этой методики согласования приводилось в § 3.08.

Емкость неоднородности на стыке между оконечной секцией и нагружающей линией скомпенсирована уменьшением длины каждой оконечной секции на 0,1016 мм в соответствии с ур-нием (7.04.17).

Четвертьволновый трансформатор с продольными прорезями. Четвертьволновые трансформаторы, ряд секций которых содержит

продольные прорези, были рассчитаны для вафельного волновода фильтра III с помощью методов гл. 6. Если бы ни одна из секций трансформаторов не имела этих прорезей, то при расчете соответствующий коэффициент трансформации был бы равен отношению высоты нагружающего фильтр волновода (WR-51), равной 6,477 мм, к высоте волновода, обеспечивающей согласованную нагрузку фильтра. Поскольку в данном случае высота равна 0,762 мм, то коэффициент трансформации имел бы значение: $6,477/0,762=8,5$.

Если фильтры и ступенчатые трансформаторы выполнены из одного и того же куска металла, то трудно прорезать продольные канавки в фильтре (точнее, в основном его теле) так, чтобы на последней стадии обработки не оказалось прорезей в ступенчатых трансформаторах. Однако от этой трудности можно избавиться, если последние выполнить в виде вставок или съемных секций. В противном случае ступенчатые трансформаторы должны быть рассчитаны с учетом продольных прорезей. Наличие их приводит к увеличению коэффициента трансформации примерно на 8%, поскольку волновое сопротивление ступенчатого трансформатора с прорезями несколько ниже, чем без них.

Подробное изложение метода расчета волнового сопротивления волновода с прорезями приведено ниже. Однако уже из качественного анализа видно, что волновое сопротивление такого волновода по сравнению с обычным имеет тенденцию к увеличению из-за уменьшения емкости между верхней и нижней стенками волновода¹⁾. Вместе с тем, прорези уменьшают длину волны в волноводе, что ведет к уменьшению его волнового сопротивления. Как оказалось, в результате суммарного воздействия этих двух действующих в противоположных направлениях факторов волновое сопротивление волновода с продольными прорезями обычно будет меньше, чем у волновода без них.

Настоящий расчет был выполнен с учетом продольных прорезей, но, вероятно, в большинстве случаев их можно не учитывать²⁾. Отношение длин волн в волноводе, соответствующих самой низкой и самой высокой частоте рабочей полосы трансформаторов, было выбрано равным 2,5, что позволило с запасом перекрыть отношение длин волн в волноводе, соответствующих границам рабочей полосы фильтра (равное 2,17). Максимальное теоретическое значение квс в полосе пропускания равно 1,023. Для данного трансформатора использовано пять ступеней длиной $\lambda_g/4$.

¹⁾ Вообще говоря, понятие емкости (точнее емкости на единицу длины) применимо только к волноводу из двух параллельных пластин, но не к полному волноводу с прямоугольным сечением. Если же для волновода из двух параллельных пластин перейти к понятию емкости на единицу площади, то с определенными оговорками оно применимо и для волновода с прямоугольным сечением (для его средней части), во всяком случае при качественном объяснении явления, как это сделано авторами книги (прим. ред.).

²⁾ Вычисления показали, что, по крайней мере, в нескольких случаях учет продольных прорезей очень существенно влияет на результаты.

Методика расчета, позволяющая учесть наличие продольных прорезей в ступенчатых трансформаторах, заключается в следующем.

Пусть волновое сопротивление Z_{0g} волновода с продольными прорезями равно

$$Z_{0g} = \frac{Z_0(\infty)}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}}, \quad (7.05.8)$$

где $Z_0(\infty)$ — волновое сопротивление волновода с прорезями на бесконечной частоте;

λ_c — его критическая длина волны;

$Z_0(\infty)$ и λ/λ_c — функции высоты волновода h_i , которая принята за независимую переменную при построении графиков этих величин (на рис. 7.05.2, если рассматривать его нижнюю часть как поперечное сечение трансформаторов с продольными прорезями, h_i соответствует b'').

Сначала вычисляется $Z_0(\infty)$ для нескольких значений $h < b$ (величина b , как и в предыдущем случае, определена на рис. 7.05.2) при распространении волн типа ТЕМ в продольном направлении. Так как линия является однородной в направлении распространения, то

$$Z_0(\infty) = \frac{33,36 \cdot 10^{-12}}{C_0}, \quad \text{ом}, \quad (7.05.9)$$

где C_0 — емкость в фарадах на сантиметр длины волновода шириной a . Ее можно выразить как

$$C_0 = C_{pp} + C_d. \quad (7.05.10)$$

Здесь C_{pp} — полная плоскостепенчатая емкость продольных ступеней волновода, определяемая по приближенной Ф-ле

$$C_{pp} \approx 0,08855 \cdot 10^{-12} \left(\frac{l'}{l + l'} \right) \frac{a}{h_i}, \quad \text{ф/см}. \quad (7.05.11)$$

Полная емкость C_d ступенчатых неоднородностей для всех $2m$ ступенек по ширине волновода приблизительно равна

$$C_d = (2m) \frac{4}{\pi} \frac{l}{h_i} 0,08855 \cdot 10^{-12} \left(\arg \operatorname{tg} \frac{h_i}{l} + \frac{\ln \sqrt{1 + l^2/h_i^2}}{l/h_i} \right), \quad \text{ф/см}. \quad (7.05.12)$$

Критическая длина волны λ_c прямоугольного волновода с продольными прорезями вычисляется из условия поперечного резонанса при значениях h_i , использованных выше. Теперь необходимо рассмотреть, как меняется индуктивность и емкость для волн, распространяющихся через волновод шириной a в прямом и обратном направлениях, перпендикулярно продольным прорезям.

Мы будем использовать статические значения емкости и индуктивности, считая для конкретности, что волны, распространяющиеся в прямом и обратном направлениях по ширине волновода, ограничены магнитными стенками, перпендикулярными к его продольной оси и расположенными на расстоянии w , см, друг от друга. Емкость отрезка длиной w на сантиметр ширины волновода (т. е. линейного размера, поперечного по отношению к его продольной оси) равна

$$\frac{C_0 w}{a}, \quad \text{ф/см}. \quad (7.05.13)$$

Индуктивность на сантиметр ширины для того же отрезка приблизительно равна

$$L_0 \approx 0,01257 \cdot 10^{-6} \frac{(lb + l'b')}{w(l + l')}, \quad \text{гн/см}, \quad (7.05.14)$$

где все размеры в сантиметрах. Тогда новая фазовая скорость в поперечном направлении может быть вычислена по формуле

$$v_p = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0 \frac{w}{a}}}, \quad \text{см/сек}, \quad (7.05.15)$$

а новая критическая длина волны будет равна

$$\lambda_c = 2a \left(\frac{v}{v_p} \right), \quad \text{см}, \quad (7.05.16)$$

где v — скорость света в воздухе, т. е. $2,99778 \cdot 10^{10}$ см/сек.

Дальше с помощью выражения (7.05.8) строится график зависимости Z_{0g} от h . Из этого графика определяется высота волновода h_i для каждого сопротивления Z_i ступенчатого трансформатора, а также для оптимального волнового сопротивления, нагружающего фильтр волновода (которые предварительно вычислены). И, наконец, рассчитывают новые значения длины ступенек с прорезями на средней частоте полосы пропускания, используя величины λ_c , полученные из новых значений λ_c с помощью соотношения

$$\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}}. \quad (7.05.17)$$

На рис. 7.05.8 приведено схематическое изображение фильтра с указанием размеров. Длины нагружающих волноводов на каждом конце фильтра были скорректированы экспериментальным путем на его низкочастотной модели с тем, чтобы обеспечить наилучшее согласование в полосе пропускания. С помощью этого метода получены следующие результаты: максимальный КСВ в полосе пропускания — 1,4; максимальное затухание в полосе пропускания — 0,7 дБ.

На рис. 7.05.9 показана характеристика затухания того же фильтра в полосе заграждения, снятая на его низкочастотной моде-

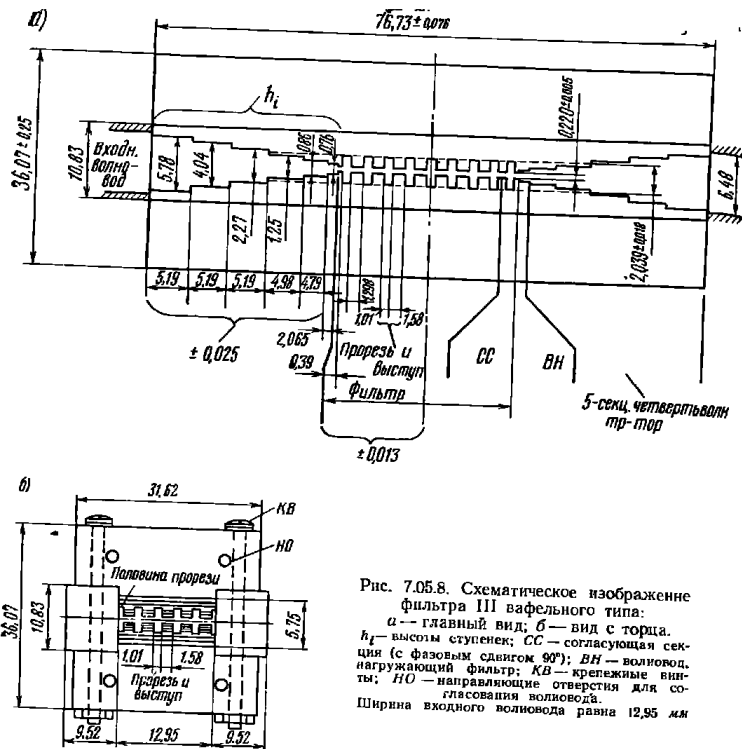


Рис. 7.05.8. Схематическое изображение фильтра III вафельного типа: а — главный вид; б — вид с торца. h_i — высоты ступенек; СС — согласующая секция (с фазовым сдвигом 90°); ВН — волновод, нагружающий фильтр; КВ — крепежные винты; НО — направляющие отверстия для согласования волноводов. Ширина входного волновода равна 12,95 мм

выбираемого из условия приемлемого согласования фильтра с нагрузкой), с волноводом стандартной высоты использовались ступенчатые трансформаторы. Для дальнейшего улучшения согласования в вафельном фильтре III, кроме ступенчатых трансформаторов, были применены дополнительные оконечные секции, расчи-

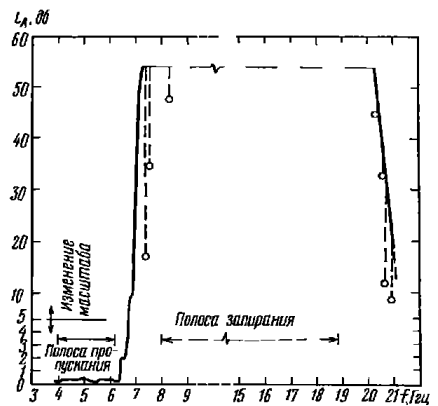


Рис. 7.05.9. Экспериментальная характеристика модели фильтра III вафельного типа, показывающая влияние искусственно возбуждаемых колебаний высшего типа. Модель спроектирована для более низких частот, чем сам фильтр. Масштабный множитель равен 3,66

ли. Кружочки на участке этой полосы показаны паразитные провалы в характеристике фильтра, имевшие место, когда к нему подводились искусственно возбуждаемые (путем поворота и смещения нагружающих волноводов) колебания высших типов. Отсутствие паразитных провалов в пределах большей части полосы зашорения (см. рис. 7.05.9), даже в случае, когда искусственно возбуждались указанные колебания, показывает, что в полосе зашорения такой фильтр вафельного типа эффективно отражает все типы волн, которые к нему подводятся (падают на него).

Способ дальнейшего улучшения согласования сопротивлений в полосе пропускания [9—11]. В предыдущих примерах для согласования волновода, нагружающего фильтр вафельного типа (и

танные по методике, изложенной в § 3.06. В период подготовки данной книги к печати были получены дополнительные сведения по расчету, которые рассматриваются ниже. Эти сведения в сочетании с изложенными ранее методами дают возможность осуществить дополнительное улучшение характеристики в полосе пропускания.

Фильтры вафельного типа, которые начинаются с полуможостей (с середины выступа) на каждом конце (как было во всех предыдущих примерах), имеют ограниченную ширину полосы пропускания. Причиной этого является изменение характеристического сопротивления с изменением частоты. Вид этого изменения для сопротивлений $Z_{1п}$ и $Z_{1т}$ показан на рис. 3.06.1. Фильтр вафельного типа, начинающийся с середины выступа рифления, имеет характеристическое сопротивление $Z_{1п}$, растущее с увеличением частоты. При этом, как показано на рис. 7.05.7, характеристическая проводимость уменьшается. Однако волновое сопротивление Z_0 пря-

многоугольного волновода уменьшается с увеличением частоты, что видно из формулы

$$Z_0 \approx \frac{1}{\sqrt{1 - (fc/f)^2}},$$

где f_c — критическая частота волновода.

Таким образом, хотя на одной частоте и можно согласовать характеристическое сопротивление $Z_{гп}$ фильтра с волновым сопротивлением волновода Z_0 , однако при изменении частоты величины этих сопротивлений быстро расходятся, что не позволяет реализовать широкие полосы пропускания.

Если фильтр заканчивается половиной Т-образного звена, то характеристическое сопротивление $Z_{гт}$ (см. рис. 3.06.1) в пределах большей части полосы частот изменяется аналогично волновому сопротивлению волновода Z_0 . Поэтому если оба эти сопротивления согласовать на одной частоте, то достаточно хорошее согласование будет иметь место и в относительно широкой полосе частот. Внешний вид такого пятисекционного фильтра, предназначенного для L -диапазона [9, 10], показан на рис. 7.05.10. В нем

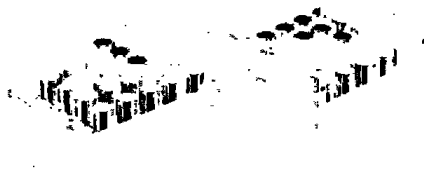


Рис. 7.05.10. Фильтр вафельного типа с круглыми выступающими и половинными индуктивностями на концах в разобранном виде

используются круглые выступы вместо квадратных, что увеличивает уровень допустимой мощности в 1,4 раза. Его размеры согласно обозначениям, указанным на рис. 7.05.2, следующие: $b = 4,089$ см; $b'' = 0,533$ см; $a = 16,51$ см; расстояние между центрами выступов — 3,302 см; диаметр выступов — 2,268 см, радиус закругления краев выступов $R = 1,6$ мм.

Конструкция этого фильтра, по существу, основана на вафельном фильтре 1, характеристика которого в полосе заграждения приведена на рис. 7.05.3. Так как характеристика в полосе заграждения нового фильтра (рис. 7.05.10) почти полностью повторяла характеристику на рис. 7.05.3 (при этом принималось в расчет, что у нового фильтра было 5, а не 10 секций), то это показывает, что ни форма выступов (круглая или квадратная), ни вид оконечного

полузвена (Т- или П-образный) не влияют на характеристику в полосе заграждения.

В полосе пропускания фильтр, показанный на рис. 7.05.10, сначала был испытан с волноводом $16,51 \times 0,953$ см², подключенным с обеих сторон. В диапазоне частот от 1200 до 1640 МГц ксв оказался меньше 1,15 (а на частотах от 1250 до 1460 МГц меньше 1,08). Затем он был испытан с волноводом $16,51 \times 0,889$ см². При этом ксв оставался ниже 1,20 в диапазоне от 1100 до 1670 МГц (ср. с полосой от 1225 до 1450 МГц для ксв в пределах 1,2 или ниже в вафельном фильтре 1). Таким образом, ксв остается низким почти во всем L -диапазоне.

Предположительный уровень допустимой мощности этого фильтра составляет около двух мегаватт в воздухе при атмосферном давлении. Впоследствии указанный уровень допустимой мощности был увеличен в 4 раза путем параллельного включения четырех таких фильтров (§ 15.05).

7.06. Фильтры нижних частот, полученные с помощью четвертьволновых трансформаторов-прототипов

В данном параграфе рассматриваются фильтры из коротких отрезков высокоомных и низкоомных линий, которые являются наиболее общим типом фильтра нижних частот диапазона свч.

В § 7.03 уже шла речь о фильтре этого типа, построенного на основе структуры с приблизительно сосредоточенными параметрами (см. рис. 7.03.1). Степень приближения зависит от того:

- 1) насколько отрезки линий короче наименьшей длины волны в полосе пропускания;
- 2) насколько велико сопротивление высокоомных линий и мало сопротивление низкоомных линий (т. е. перепады сопротивлений должны быть большими).

При выполнении указанных условий существует близкое соответствие между высокоомными отрезками линий реального фильтра и последовательными индуктивностями прототипа с сосредоточенными параметрами с одной стороны и между низкоомными отрезками и параллельными емкостями с другой стороны.

Возможен также иной способ получения аналогичного фильтра нижних частот из линий передачи, который будет достаточно точным, в тех случаях, когда:

- 1) все отрезки линий равны (но они не обязательно должны быть очень короткими);
- 2) емкости ступенчатых неоднородностей незначительны, так что ими можно пренебречь.

Если же какое-либо из данных условий или оба вместе не выполняются, то должны быть допущены приближения, как и при расчете на основе прототипа с сосредоточенными параметрами. Выбор одного из двух возможных прототипов зависит от того, какая из обеих пар условий, перечисленных выше, лучше удовлет-

воряется. Метод расчета с применением прототипа на сосредоточенных параметрах (см. § 7.03) обычно более удобен, однако метод, описанный в настоящем параграфе, дает дополнительные сведения о работе фильтра, особенно при анализе его характеристики в полосе заграждения и на участках паразитных полос пропускания.

Этот второй способ получения фильтра нижних частот из отрезков линий лучше всего можно понять, если обратиться к рис. 7.06.1. На рис. 7.06.1а показано схематическое изображение

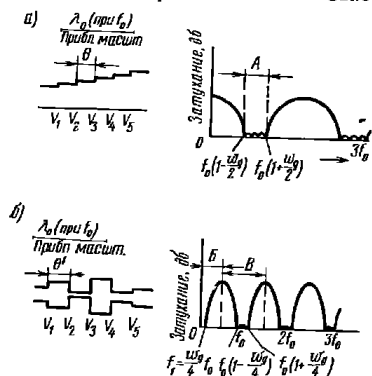


Рис. 7.06.1. Связь между четвертьволновыми трансформаторами (а) и соответствующими фильтрами нижних частот (б).

V_i — перепад сопротивлений смежных линий ($V_i = \text{ксп ступени} > 1$); ω_0 — относительная ширина полосы; $\theta = \frac{\pi}{2}$ при $f = f_0$; $\theta' = 2\theta$; $\theta'' = \pi$ при $f = f_0$.

А — рабочий диапазон четвертьволнового трансформатора; Б — рабочий диапазон фильтра нижних частот; В — рабочий диапазон полуволнового фильтра

f_0 — центральной частоте первой полосы пропускания. Эта полоса соответствует характеристике фильтра полосопрускающего типа. Заметим, однако, что имеется также полоса пропускания нижних частот от $f=0$ до f_1 , соответствующая характеристике фильтра нижних частот, и что полоса заграждения, расположенная выше частоты f_1 , в несколько раз шире полосы пропускания нижних частот. Относительная ширина паразитной полосы пропускания (для фильтра нижних частот) на частоте f_0 равна половине относительной ширины полосы пропускания ω_0 четвертьволнового трансформатора. Значения $\text{ксп } V_i$ соответствующих ступенек в ступенчатом трансформаторе и в фильтре нижних частот одинаковы и опреде-

ляются как отношения волновых сопротивлений смежных линий, взятых так, чтобы они были больше единицы.

Фильтры нижних частот обычно выполняют из линий, не имеющих дисперсии (например, полосковых или коаксиальных). С такими линиями мы и будем иметь дело в данном случае. Если же используются волноводы или другие линии с дисперсией, то необходимо только заменить нормированную частоту f/f_0 обратной величиной нормированной длины волны в волноводе λ_g/λ_g . Поскольку длина секции фильтра нижних частот равна половине длины волны на частоте $f=f_0$, то общая длина фильтра из n секций не превышает $n\omega_0/8$ длины волны на любой из частот полосы пропускания нижних частот и будет достигать этого значения на граничной частоте полосы, равной $f_1 = \omega_0 f_0/4$. Заметим, что, чем меньшее значение ω_0 выбрано для ступенчатого трансформатора, тем больше будет отношение полосы заграждения, расположенной выше частоты f_1 , к полосе пропускания фильтра нижних частот.

Точные таблицы для расчета четвертьволновых трансформаторов с чебышевской характеристикой, а также полуволновых фильтров были составлены вплоть до значений $n=4$ (см. § 6.04), а для фильтров с максимально плоской характеристикой — вплоть до значений $n=8$ (см. § 6.05). В остальных случаях расчет пока еще выполняется приближенными способами (см. §§ 6.06—6.09).

При расчете фильтра нижних частот описываемым методом получаются равные по длине отрезки для высокоомных и низкоомных линий. Этот метод может оказаться весьма полезным, когда перепады сопротивлений V_i не такие большие, как в случае широкополосных фильтров, рассмотренных в примерах § 6.09¹⁾. Поправки на емкости ступенчатых неоднородностей можно осуществить в соответствии с § 6.08. Если используются большие перепады сопротивлений (что чаще всего и требуется), то влияние ступенчатых неоднородностей в линии передачи становится преобладающим и в этом случае обычно проще использовать прототипы с сосредоточенными параметрами, как в первом примере § 7.03.

7.07. Фильтры верхних частот на полусосредоточенных элементах

Фильтры верхних частот с граничными частотами, доходящими до 1,5 Гц или в некоторых случаях до 2 Гц, можно легко построить на полусосредоточенных элементах. На частотах, превышающих 1,5÷2 Гц, размеры фильтров верхних частот на полусосредоточенных элементах становятся настолько малыми, что обычно бывает удобнее применять другие типы структур. Во мно-

¹⁾ Необходимо отметить, что малые перепады сопротивлений не позволяют получить значительных уровней затухания и поэтому используются только в некоторых особых случаях.

жих случаях хорошие результаты дают широкополосные полносноподпускающие фильтры, о которых пойдет речь в гл. 9 и 10.

Для того чтобы проиллюстрировать расчет фильтра верхних частот на полусосредоточенных элементах, рассмотрим, прежде всего, общую методику расчета фильтра верхних частот с сосредоточенными параметрами на основе соответствующего фильтра-прототипа нижних частот, а затем используем ее для определения размеров разъемной конструкции коаксиального свч-фильтра верхних частот на полусосредоточенных элементах.

Фильтры верхних частот с сосредоточенными параметрами, рассчитанные на основе фильтров-прототипов нижних частот. Частотная характеристика фильтра верхних частот с сосредоточенными параметрами может быть связана с характеристикой соответствующего фильтра-прототипа нижних частот (например, приведенного на рис. 4.04.1б) частотным преобразованием

$$\omega' = \frac{\omega_1 \omega_1'}{\omega} \quad (7.07.1)$$

В этом равенстве ω' и ω — круговые частотные переменные соответственно для фильтров нижних и верхних частот, а ω_1' и ω_1 их граничные частоты. Из выражения (7.07.1) следует, что начало частотной оси перемещается в бесконечность, а положительная частотная полюсь преобразуется в отрицательную и наоборот. На рис. 7.07.1 показана характеристика 9-элементного фильтра-

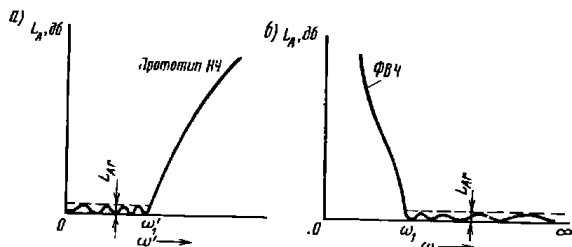


Рис. 7.07.1. Частотные характеристики фильтра-прототипа нижних частот (а) и соответствующего ему фильтра верхних частот (б)

прототипа нижних частот для положительных частот вместе с характеристикой фильтра верхних частот на сосредоточенных элементах, полученной посредством преобразования (7.07.1).

Это преобразование показывает также, что любое индуктивное сопротивление $\omega'L'$ в фильтре-прототипе нижних частот преобразуется в емкостное сопротивление $-\omega_1\omega_1'L'/\omega = -1/\omega C$ в фильт-

ре верхних частот, а любая емкостная проводимость $\omega'C'$ в фильтре-прототипе — в индуктивную проводимость $-\omega_1\omega_1'C'/\omega = -1/\omega L$ в фильтре верхних частот.

Таким образом, любая индуктивность L в фильтре-прототипе нижних частот заменяется в фильтре верхних частот емкостью

$$C = \frac{1}{\omega_1\omega_1'L} \quad (7.07.2)$$

Аналогично любая емкость C' в прототипе нижних частот заменяется в фильтре верхних частот индуктивностью

$$L = \frac{1}{\omega_1\omega_1'C'} \quad (7.07.3)$$

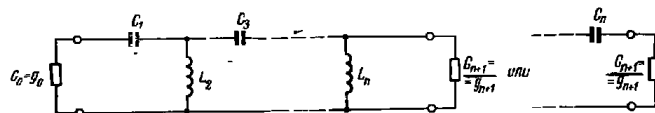


Рис. 7.07.2. Фильтр верхних частот, соответствующий прототипу нч на рис. 4.04.1б.

$$C_i = \frac{1}{\omega_1\omega_1\epsilon_i}; \quad L_k = \frac{1}{\omega_1\omega_1\epsilon_k}$$

Частоты ω_1' и ω_1 определены на рис. 7.07.1

На рис. 7.07.2 приведена обобщенная эквивалентная схема фильтра верхних частот, полученная указанными способами из прототипа нижних частот, приведенного на рис. 4.04.1б. Применяя выражения (7.07.2) и (7.07.3) к дуальному прототипу нижних частот на рис. 4.04.1а, можно получить дуальный фильтр с идентичной характеристикой. Уровень сопротивлений фильтра верхних частот может быть пересчитан согласно методу, изложенному в § 4.04.

Расчет фильтра верхних частот на полусосредоточенных элементах. Для иллюстрации методики расчета такого фильтра рассмотрим расчет 9-элементного фильтра с величиной пульсаций в полосе пропускания $L_{A,r} = 0,1$ дБ и частотой среза 1 ГГц ($\omega_1 = 2\pi \cdot 10^9$), который будет работать между 50-омными нагрузками.

Первый этап расчета состоит в определении соответствующих значений элементов прототипа нижних частот из табл. 4.05.2, нормированных так, что граничная частота полосы пропускания $\omega_1' = 1$ и элемент нагрузки $g_0 = 1$. При этом величины индуктивностей и емкостей для фильтра верхних частот, работающего с нагрузками в 1 Ом, определяются по формулам, приведенным в под-

писи к рис. 7.07.2, при подстановке в них значений $\omega_1' = 1$; $\omega_1 = 2\pi \cdot 10^9$ и значений g_k , взятых из табл. 4.05.2.

При переходе к действительным 50-омным нагрузкам необходимо все полученные значения емкостей и активных проводимостей разделить на 50, а значения индуктивностей умножить на 50. Выполнив эти операции, получаем: $C_1 = C_9 = 2,66$ пф; $L_2 = L_8 = 5,51$ нгн; $C_3 = C_7 = 1,49$ пф; $L_4 = L_6 = 4,92$ нгн и $C_5 = 1,44$ пф.

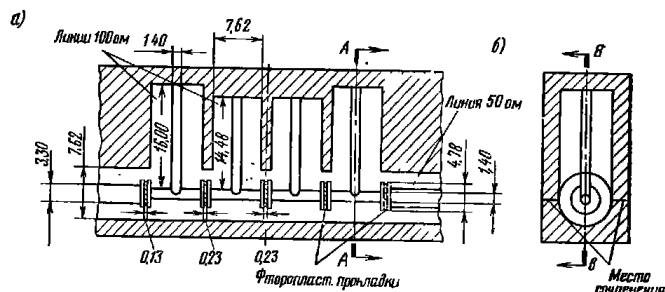


Рис. 7.07.3. Схема коаксиального фильтра верхних частот на полусредоточенных элементах, выполненного в виде разъемной коаксиальной конструкции и имеющего симметричную структуру: а — сечение по В-В; б — сечение по А-А. Все размеры в мкм.

На рис. 7.07.3 схематично представлена одна из возможных реализаций фильтра в виде разъемной коаксиальной конструкции. Как видно из рисунка, последовательные конденсаторы реализуются при помощи маленьких металлических дисков с диэлектрическими прокладками из фторопласта ($\epsilon_r = 2,1$), а параллельные индуктивности — небольшими короткозамкнутыми отрезками линии с волновым сопротивлением $Z_0 = 100$ ом.

При определении радиуса r металлических дисков и расстояния s между ними предполагалось, что плоскопараллельная емкость много больше краевой, поэтому полная емкость C любого конденсатора приблизительно равна

$$C \approx \epsilon_r \cdot 0,08855 \frac{\pi r^2}{s} \text{ пф}, \quad (7.07.4)$$

где все размеры в сантиметрах.

Длины l короткозамкнутых линий находятся из формулы

$$L = 0,03335 Z_0 l \text{ нгн}, \quad (7.07.5)$$

где Z_0 — в омах, а l — в сантиметрах. Формула (7.07.4) получена

из выражения, приведенного в табл. 7.02.2, а ф-ла (7.07.5) — из выражения в табл. 7.02.1.

Размеры, показанные на рис. 7.07.3, надо рассматривать как ориентировочные, поскольку этот фильтр не прошел экспериментальной проверки. Однако следует отметить, что электрические длины каждой линии в фильтре очень малы (даже для самых больших короткозамкнутых линий, реализующих параллельные индуктивности, они составляют только 19,2 электрических градусов на частоте 1 Гц). Поэтому можно надеяться, что характеристика такого фильтра с полусредоточенными параметрами будет хорошо совпадать с теоретической характеристикой от самых низких частот и, по крайней мере, до частоты 2,35 Гц, на которой соответствующие сопротивления конструкции с идеальными сосредоточенными параметрами. Выше этой частоты возможно некоторое увеличение затухания в полосе пропускания, но оно незначительно (около 1 или 2 дБ). На частоте около 5 Гц, когда короткозамкнутые линии ведут себя как разомкнутые, оставшая часть фильтра, состоящая из последовательных конденсаторов и коротких отрезков последовательно включенных линий, имеет полосу пропускания, в связи с чем затухание должно быть низким даже на указанной частоте. Однако где-то на частотах между 5 и 9 Гц (где короткозамкнутые отрезки имеют длину около 180 электрических градусов) затухание начнет расти очень быстро.

7.08. Согласующие цепи нижних и верхних частот

При нагрузке свч устройств цепями, которые могут быть представлены последовательным соединением индуктивности и активной проводимости или параллельным соединением емкости и активной проводимости, можно получить удовлетворительное широкосполосное согласование сопротивлений с помощью согласующих цепей нижних частот. Если известны элементы нагрузки R и L или C и G , то ее декремент вычисляется по формуле

$$\delta = \frac{R}{\omega_1 L} \text{ или } \delta = \frac{G}{\omega_1 C}, \quad (7.08.1)$$

где ω_1 — граничная частота полосы пропускания, выше которой согласование сопротивлений не требуется.

Хотя фильтр-прототип, который используется для расчета согласующей цепи, может иметь значительно отличающийся от заданного уровень сопротивления и другую граничную частоту ω_1' , он должен обладать тем же самым декрементом δ . По известному декременту δ , найденному по ф-ле (7.08.1), и по графикам значений элементов прототипа, приведенным в § 4.09, выбирают соот-

ветствующий фильтр-прототип для согласующей цепи. После выбора последнего рассчитывают согласующую цепь, ренормируя прототип по частоте и уровню сопротивлений и используя методы реализации с помощью полусосредоточенных элементов, рассмотренные в § 7.03.

Из рис. 4.09.1 видно, что свч нагрузка, которую необходимо согласовать, состоит из элементов свч цепи, соответствующих элементам прототипа g_0 и g_1 ; элементы же самой согласующей цепи соответствуют элементам прототипа $g_2 \div g_n$, а сопротивление или проводимость свч источника — элементу g_{n+1} .

Хотя во многих практических случаях согласующие свч цепи ближних частот вполне приемлемы, тем не менее они имеют некоторые недостатки по сравнению с полоснопропускающими согласующими цепями, которые будут рассмотрены в §§ 11.08—11.10. Причиной одного из этих недостатков является то, что хорошее согласование сопротивления во всем диапазоне от нулевой частоты до частот свч требуется очень редко, а между тем, как было показано в § 1.03, чем шире полоса согласования, тем хуже степень согласования. Отсюда очевидно, что улучшение условий передачи энергии на участках диапазона, где этого не требуется, снижает эффективность передачи в той полосе, где хорошая передача действительно нужна. Поэтому, если декремент, подсчитанный по ф-ле (7.08.1), оказывается настолько малым, что из рис. 4.09.3 получается неприемлемая величина затухания в полосе пропускания, то следует рассмотреть возможность применения согласующей цепи в виде полоснопропускающего фильтра вместо фильтра нижних частот. Если при этом характеристика передачи удовлетворяет условиям задачи, то можно получить более хорошее согласование.

Другой недостаток согласующих цепей нижних частот заключается в том, что разработчик не может произвольно выбрать сопротивление источника сигнала. Если необходимо получить определенную характеристику, то при заданной схеме нагрузки и ее параметрах RL или GC и заданной граничной частоте ω_1 , использование графиков § 4.09 приводит к таким согласующим цепям, в которых сопротивления (проводимости) источника будут обусловлены этими графиками. Однако в технике свч обычно изменить сопротивление источника возбуждения трудно. В таких случаях также рекомендуется использовать согласующие цепи полоснопропускающего типа, поскольку в них трансформация сопротивлений легко достигается добавлением трансформирующих звеньев, и при этом характеристика передачи не искажается.

Согласующие цепи верхних частот в основном имеют те же самые недостатки, что и согласующие цепи для нижних частот. Тем не менее, они иногда используются. Для нагрузок, которые аппроксимируются последовательным соединением емкости и активного сопротивления или параллельным соединением индуктивности и активной проводимости, можно получить согласование с

противлений в области верхних частот с помощью методов, рассмотренных в книге. В этом случае декремент вычисляется по формуле

$$\delta = \omega_1 CR \text{ или } \lambda = \omega_1 LG, \quad (7.08.2)$$

где ω_1 — граничная частота требуемой характеристики согласования в области верхних частот. По известному декременту δ определяют величины $(L_A)_{\max}$ для различного числа элементов согласующей цепи и затем, в соответствии с § 4.09, выбирают прототип (причем снова, если значения $(L_A)_{\max}$ для полученной величины δ окажутся слишком большими, следует рассмотреть возможность использования согласующих цепей с полоснопропускающей характеристикой).

Далее прототип нижних частот преобразуется в фильтр верхних частот по методу, изложенному в § 7.07, а его частотная шкала и уровень сопротивления пересчитывается так, чтобы они соответствовали требуемой величине ω_1 и заданной нагрузке. Если граничная частота ω_1 не очень высока, то согласующую свч цепь наиболее практично было бы реализовать при помощи фильтра верхних частот на полусосредоточенных элементах (см. § 7.07).

7.09. Цепи временной задержки нижних частот

Большинство основных сведений по расчету цепей временной задержки нижних частот содержалось уже в §§ 1.05, 4.07 и 4.08. Там было показано, что цепи с максимально плоской характеристикой времени задержки, табулированные в § 4.07, дают наиболее плоские характеристики временной задержки¹⁾, но это свойство обеспечивается за счет того, что характеристика затухания таких цепей значительно изменяется в рабочей полосе. Цепи с максимально плоской характеристикой времени задержки являются несимметричными, в связи с чем их изготовление более сложно.

В § 4.08 отмечалось, что чебышевские фильтры с небольшой пульсацией затухания в полосе пропускания могут успешно использоваться в качестве цепей временной задержки, а в § 1.05 — что время задержки для цепи заданной сложности можно значительно увеличить, если использовать в качестве цепи задержки (где это возможно) структуру полоснопропускающего типа вместо структуры нижних частот (см. §§ 1.05 и 11.11). Цепи верхних частот также можно использовать, но они не дадут большой задержки, за исключением, возможно, участка вблизи граничной частоты.

¹⁾ Предполагается, что временная задержка означает групповую временную задержку (см. § 1.05).

Пример. Для иллюстрации начальных этапов расчета цепи временной задержки нижних частот предположим, что требуется получить задержку около 7,2 нсек на частотах от нескольких мегагерц до 200 Мгц. Из тех же соображений, что и в § 4.08, предположим, что в качестве цепи задержки будет использован чебышевский фильтр с величиной пульсации 0,1 дБ и частотой среза $f_1 = 250$ Мгц.

Из равенства (4.08.3) получим, что время задержки соответствующего нормированного фильтра-прототипа с частотой среза $\omega_1' = 1$ рад/сек равно

$$t_{d0}' = t_{d0} \frac{\omega_1}{\omega_1'} = \frac{7,2 \cdot 10^{-9} \cdot 2\pi \cdot 0,25 \cdot 10^9}{1} = 11,3 \text{ сек.}$$

Согласно выражению (4.08.2) и рис. 4.13.2 это номинальное время задержки может быть получено с помощью чебышевского фильтра с величиной пульсаций 0,1 дБ, состоящего из 13 реактивных элементов. Следовательно, из табл. 4.05.2 должен быть выбран прототип, у которого $n=13$ и $L_{A\pi}=0,1$ дБ. Далее из выбранного прототипа в соответствии с § 7.03 рассчитывается требуемый фильтр свч. При желании этот фильтр можно построить так, чтобы его длина не превышала нескольких сантиметров, в то время как для получения той же временной задержки потребовалась бы коаксиальная линия с воздушным заполнением длиной более двух метров.

Литература

- * 1. Marcuvitz N. Waveguide Handbook, p. 178 (McGraw-Hill Book Company, New York, N. Y., 1961).
Справочник по волноводам. Перевод с англ., под ред. Я. Н. Фельда. М., «Советское радио», 1952.
2. Saal R. and Ulbrich E. On the Design of Filters by Synthesis, Trans., IRE, PGCT-5, pp. 284-327 (December 1958).
Те же таблицы и другие материалы имеются в книге: Saal R. Der Entwurf von Filtern mit Hilfe des Kataloges Normierter Tiefpasse, Telefunken GmbH, Backnang, Wurttemberg, Germany (1961).
3. Cohn S. B. A Theoretical and Experimental Study of a Waveguide Filter Structure, Cruft Laboratory Report 39, ONR Contract № 50 RI-76, Harvard University (April 1948).
4. Cohn S. B. Analysis of a Wide-Band Waveguide Filter, Proc. IRE 37, pp. 651-656 (June 1949).
5. Guillemin E. A. Communication Networks, Vol. 2, p. 439 (John Wiley and Sons, New York, N. Y., 1935).
- * 6. Marcuvitz N. op. cit., p. 336-350.
Справочник по волноводам. Перевод с англ., под ред. Я. Н. Фельда. М., «Советское радио», 1952.
7. Cohn S. B. Design Relations for the Wide-Band Waveguide Filter, Proc. IRE 38, pp. 799-803 (July 1950).

8. Eugene Sharp. A High-Power Wide-Band Waffle-Iron Filter, Tech. Note 2, SRI Project 3478, Contract AF 30 (602)-2392, Stanford Research Institute, Menlo Park, California (January 1962). RADC-TDR-62-183. См. также IEEE Trans. PGMITT-11, pp. 111-116 (March 1963).

9. Leo Young. Suppression of Spurious Frequencies, Quarterly Progress Report 1, SRI Project 4096, Contract AF 30 (602)-2734, Stanford Research Institute, Menlo Park, California (July 1962).

10. Leo Young and Schiffman B. M. New and Improved Types of Waffle-Iron Filters, Proc. IEE (London)-110, pp. 1191-1198 (July 1963).

11. Leo Young. Postscript to Two Papers on Waffle-Iron Filters, IEEE Trans. PGMITT-11, pp. 555-557 (November 1963).

Глава 8

ПОЛОСНОПРОПУСКАЮЩИЕ ФИЛЬТРЫ (ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ПОЛОСНОПРОПУСКАЮЩИХ ФИЛЬТРАХ И УНИВЕРСАЛЬНАЯ МЕТОДИКА РАСЧЕТА ФИЛЬТРОВ С УЗКОЙ И СРЕДНЕЙ ПОЛОСОЙ ПРОПУСКАНИЯ)

Введение

Эта глава посвящена расчету полоснопропускающих фильтров (ППФ). Вначале здесь рассматриваются общие положения и допущения, положенные в основу принятой в главе методики расчета, затем приводятся расчетные соотношения и другие данные для некоторых специфических типов фильтров и, наконец, дается подробный вывод приведенных расчетных соотношений.

Расчетная методика весьма универсальна, однако она содержит приближения, справедливые для узких полос, и поэтому используется только при расчете фильтров с относительной шириной полосы пропускания не более 0,2.

8.01. Основные свойства полоснопропускающих фильтров и фильтров псевдоверхних частот

Как выяснилось, в некоторых случаях проектировщик может не интересоваться общей теорией расчета фильтров и им достаточно ограничиться расчетом только одной схемы, удовлетворяющей определенным требованиям. При этом удобно пользоваться табл. 8.01.1. В ней приведены основные свойства различных типов фильтров, рассмотренных в гл. 8, 9 и 10, а также указаны параграфы, где можно найти соответствующие расчетные данные.

Фильтры, свойства которых приведены в указанной таблице, применяются при решении широкого круга задач. Некоторые из них используются как для узкополосных, так и широкополосных фильтрующих систем. Кроме того, поскольку в свч диапазоне трудно или вообще невозможно построить фильтр верхних частот с хорошей характеристикой в полосе пропускания (вплоть до частот во много раз превышающих граничную частоту), то ППФ с широкой полосой пропускания, называемые здесь фильтрами псевдоверхних частот, будут наиболее подходящими для таких целей.

Таким образом, многие типы фильтров, приведенные в табл. 8.01.0, могут рассматриваться и как потенциально пригодные

ТАБЛИЦА 8.01.1

КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ О ПОЛОСНОПРОПУСКАЮЩИХ ФИЛЬТРАХ И ФИЛЬТРАХ ПСЕВДОВЕРХНИХ ЧАСТОТ. РАССМОТРЕННЫХ В ГЛ. 8—10

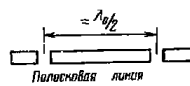
ОБОЗНАЧЕНИЯ:

ω_0	— средняя частота первой полосы пропускания;
$\omega_{срв}$	— средняя частота второй полосы пропускания;
$(L_A)_{usb}$	— максимальное затухание (в дБ) в верхней полосе заграждения (между ω_0 и $\omega_{срв}$);
L_{Ar}	— максимальное затухание (в дБ) в полосе пропускания;
w	— относительная ширина полосы пропускания;
λ_0	— длина волны на частоте ω_0 ;
λ_g	— длина волны в волноводе;
$\lambda_{g0}, \lambda_{g1}, \lambda_{g2}$	— длины волн в волноводе соответственно на средней частоте ω_0 и на нижней и верхней граничных частотах полосы пропускания;
$w_\lambda = \frac{\lambda_{g1} - \lambda_{g2}}{\lambda_{g0}}$	— относительная ширина полосы пропускания, выраженная через длины волн в волноводе

№ шт.	Типичный резонатор или секция фильтра	Основные свойства
-------	---------------------------------------	-------------------

Полосковые (или коаксиальные) фильтры и фильтры с полусосредоточенными элементами

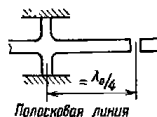
1



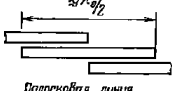
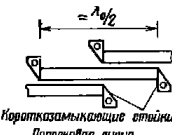
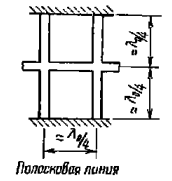
$\omega_{срв} = 2\omega_0$. Величина $(L_A)_{usb}$ уменьшается с увеличением w . Величина $(L_A)_{usb}$ обычно велика при $w \leq 0,20$ и равна только 5 или 10 дБ при $w = 0,7$. Имеется полюс затухания первого порядка на частоте $\omega = 0$. Для резонаторов требуется диэлектрическая опора. Зазоры связи могут стать совсем малыми, когда w много больше 0,10 (что определяет допустимые пределы ширины полосы).

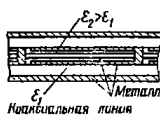
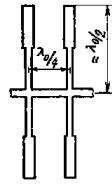
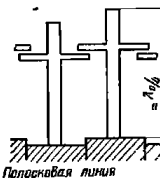
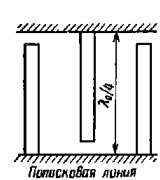
В § 8.05 рассматривается расчет таких фильтров для $w \approx 0,2$ или меньше. Вопросы, связанные с расчетом этих фильтров при больших значениях w или малых значениях L_{Ar} (например, 0,01 дБ), а также с применением их в качестве фильтров верхних частот, рассматриваются в гл. 9. В коаксиальной форме данный тип фильтра широко используется в качестве фильтров псевдоверхних частот.


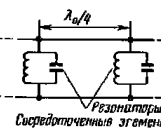
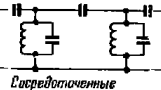

2



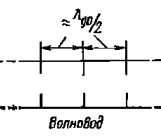
$\omega_{срв} \approx 3\omega_0$. Величина $(L_A)_{usb}$ уменьшается с увеличением w , но при тех же значениях w и ω_0 $(L_A)_{usb}$ будет больше, чем для рассмотренного выше фильтра 1. Имеется полюс затухания высшего порядка на частоте $\omega = 0$. Диэлектрик не требуется, так как индуктивные шейфы обеспечивают механическую опору резонаторной секции. При одинаковых значениях w и ω_0 емкостные зазоры связи будут больше, чем для фильтра 1.

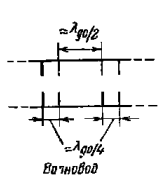
№ пп.	Типичный резонатор или секция фильтра	Основные свойства
		<p>В § 8.08 рассматривается расчет таких фильтров для $w \leq 3$. Вопросы, связанные с расчетом этих фильтров при больших значениях w или малых значениях $L_{д.г}$ (например, 0,01 дб), а также с применением их в качестве фильтров верхних частот, рассматриваются в гл. 9</p>
3	 <p>Полосковая линия</p>	<p>$\omega_{ср.в} = 3\omega_0$. Имеются полюсы затухания первого порядка на частотах $\omega=0$ и $\omega=2\omega_0$. Однако при незначительной расстройке могут появиться узкие паразитные полюсы вблизи частоты $2\omega_0$. Требуется диэлектрическая опора. Структура очень удобна для печати, когда $w \leq 0,15$. Этот случай рассматривается в § 8.09.</p> <p>Вопросы, связанные с расчетом таких фильтров при больших значениях w, а также с применением их в качестве фильтров верхних частот, рассматриваются в § 10.02</p>
4	 <p>Короткозамыкающие стойки Полосковая линия</p>	<p>$\omega_{ср.в} = 3\omega_0$. Имеются полюсы затухания первого порядка на частотах $\omega=0$ и $\omega=2\omega_0$. Однако при незначительной расстройке могут появиться узкие паразитные полюсы вблизи частоты $2\omega_0$. Короткозамыкающие стойки обеспечивают механическое крепление резонаторов. Структура используется для значений w от 0,01 до 0,7 и больше (см. § 10.02)</p>
5	 <p>Полосковая линия</p>	<p>$\omega_{ср.в} = 3\omega_0$. Имеются полюсы затухания первого порядка на частотах $\omega=0$ и $\omega=2\omega_0$. Однако при незначительной расстройке могут появиться узкие паразитные полюсы вблизи частоты $2\omega_0$. Короткозамыкающие на концах шлейфы обеспечивают механическое крепление структуры. Фильтры используются для значений w от 0,4 до 0,7 и больше (см. § 10.03).</p> <p>В § 10.05 рассматривается случай, когда на концах фильтра добавляются последовательные шлейфы для получения полюсов затухания на дополнительных частотах.</p>

№ пп.	Типичный резонатор или секция фильтра	Основные свойства
6	 <p>Коаксиальная линия</p>	<p>Коаксиальная структура с последовательными шлейфами, выполненными внутри центрального проводника главной линии.</p> <p>$\omega_{ср.в} = 3\omega_0$. Имеются полюсы затухания первого порядка на частотах $\omega=0$ и $\omega=2\omega_0$. Однако при незначительной расстройке могут появиться узкие паразитные полюсы вблизи частоты $2\omega_0$. Для механического крепления проводников требуется диэлектрик. Структура пригодна для значений w порядка 0,6 и больше (см. § 10.03)</p>
7	 <p>Полосковая линия</p>	<p>$\omega_{ср.в} = 2\omega_0$. Имеется также полоса пропускания около частоты $\omega=0$. Полюсы затухания расположены выше и ниже ω_0 на частотах ω_∞ и $(2\omega_0 - \omega_\infty)$, где частота ω_∞ может быть задана. Для механического крепления резонаторов требуется диэлектрик. Структуру легко выполнить печатным способом. Существует незначительное ограничение на величину w, если значение ω_∞ выбирается произвольно (см. § 10.04)</p>
8	 <p>Полосковая линия</p>	<p>Частота $\omega_{ср.в}$ может быть сделана равной $5\omega_0$ и больше. Имеется полюс затухания высшего порядка на частоте $\omega=0$. Короткозамыкающие концы резонаторов обеспечивают механическое крепление, поэтому диэлектрик не требуется. Структура очень компактна.</p> <p>Расчетные данные для значений $w \leq 0,1$ приводятся в § 8.12.</p>
9	 <p>Полосковая линия</p>	<p>Фильтр на встречных стержнях. $\omega_{ср.в} = 3\omega_0$. Имеются полюсы затухания высшего порядка на частотах $\omega=0$ и $\omega=2\omega_0$. Может быть выполнен без диэлектрика. Расстояния между резонаторами относительно велики, что снижает требования к допускам. Структура очень компактна.</p> <p>Расчетные данные для значений w от очень малых величин вплоть до 0,7 и больше приводятся в §§ 10.06 и 10.07</p>

№ пп.	Типичный резонатор или секция фильтра	Основные свойства
10		<p>Гребенчатый фильтр. Длина резонаторов l зависит от величин нагружающих емкостей.</p> <p>$\omega_{SRB} \approx \frac{\omega_0 \lambda_g}{2l}$ так что фильтр может быть рассчитан с очень широкой верхней полосой заграждения. Полосы затухания расположены на частотах $\omega = 0$ и $\omega = \frac{\omega_0 \lambda_g}{4l}$. Предельно компактная структура, которая может быть изготовлена без диэлектрических опор. Ненагруженная добротность резонаторов немного меньше, чем добротность резонаторов в фильтре 9 с теми же размерами сечения полосковых линий.</p> <p>Расчетные данные для значений ω до 0,15 приводятся в § 8.13</p>
11		<p>Фильтр с четвертьволновыми связями между резонаторами. В качестве ползунков могут использоваться объемные резонаторы, резонансные диафрагмы или резонансные контуры с сосредоточенными элементами.</p> <p>Расчетные данные для значений ω порядка 0,05 и меньше приводятся в § 8.08</p>
12		<p>Цепь с сосредоточенными параметрами, которая используется при расчете фильтров свч с полусосредоточенными элементами.</p> <p>Расчетные данные для значений $\omega \leq 0,20$ приводятся в § 8.11</p>
13		<p>Цепь с сосредоточенными параметрами, которая используется при расчете фильтров свч с полусосредоточенными элементами.</p> <p>Расчетные данные для значений $\omega \leq 0,20$ приводятся в § 8.11</p>

Волноводные фильтры и фильтры из объемных резонаторов

14		<p>Частота ω_{SRB} будет при $\lambda_g \approx \lambda_g/2$. Однако если могут распространяться колебания высших типов, то характеристика в области верхней полосы заграждения и второй полосы пропускания может быть искажена. Величина $(LA)_{SRB}$ уменьшается с увеличением ω_λ. Волноводные резонаторы</p>
----	---	--

№ пп.	Типичный резонатор или секция фильтра	Основные свойства
		<p>торы дают относительно низкие потери рассеяния для данной полосы ω.</p> <p>В §§ 8.06 и 8.07 рассматривается расчет таких фильтров для $\omega \leq 0,20$. Вопросы, связанные с их расчетом при больших значениях ω_λ или при очень малых значениях LA_r (например, 0,01 дБ), а также с применением в качестве фильтров верхних частот, излагаются в гл. 9</p>
15		<p>Использование четвертьволновых связей приводит к тому, что все диафрагмы почти одинаковы. Если сочленения выполнить в середине каждого четвертьволнового отрезка связи, то резонаторы фильтра можно легко испытывать отдельно. Частота ω_{SRB} будет при $\lambda_g \approx \lambda_g/2$. Однако в случае распространения колебаний высших типов характеристика в области верхней полосы заграждения и второй полосы пропускания может быть искажена. Величина $(LA)_{SRB}$ уменьшается с увеличением полосы ω_λ. Волноводные резонаторы дают для данной ω_λ относительно низкие потери рассеяния. Удовлетворительная точность расчета будет при ω_λ порядка 0,05 или меньше. Фильтр данного типа рассматривается в § 8.08</p>

для применения в качестве фильтров верхних частот свч диапазона. Хотя большинство фильтров табл. 8.01.1 выполнено из отрезков полосковых линий, многие из них легко изготовить в коаксиальном варианте (в обычной форме) или в виде разъемной коаксиальной конструкции (см. гл. 10, рис. 10.05.3).

Одной из характеристик фильтра, представляющей интерес при выборе структуры ППФ, является средняя частота второй полосы пропускания, обозначенная в табл. 8.01.1 через ω_{SRB} . Обычно она в два или три раза выше средней частоты ω_0 первой полосы пропускания. Однако для фильтра 8 частота ω_{SRB} может быть больше ω_0 в пять или даже большее число раз. Фильтр 10 также может иметь очень широкие полосы заграждения.

Все фильтры в табл. 8.01.1 имеют, по крайней мере, одну частоту ω , на которой затухание будет бесконечным (или точнее, оно было бы бесконечным, если бы не влияние потерь рассеяния). Эти точки бесконечного затухания называют полюсами затухания (см. § 2.04), и они могут быть полюсами первого или высшего порядка. Чем выше порядок полюса, тем быстрее увеличивается затухание по мере того, как частота приближается к частоте полюса.

Таким образом, по данным табл. 8.01.1, в которой для каждого

типа фильтра указаны порядок полюсов затухания и значения их частот, можно судить о величине затухания на различных участках полосы заграждения. У четырех фильтров (1, 2, 14 и 15) отсутствуют полюсы затухания на частотах выше средней частоты первой полосы пропускания ω_0 и наибольшее затухание в полосе заграждения между первой и второй полосами пропускания ограничено значением $(L_A)_{usb}$, дБ. Как отмечено в рассматриваемой таблице, максимальное затухание $(L_A)_{usb}$ в этих случаях зависит от ширины полосы пропускания ω фильтра. Следует также отметить, что фильтры, у которых в полосе заграждения, расположенной выше ω_0 , существует полюс затухания первого порядка, могут иметь при какой-либо расстройке паразитные полюсы пропускания вблизи этого полюса.

Другим критерием при выборе типа фильтра для конкретной задачи является величина ненагруженной добротности Q резонаторов рассматриваемой структуры. Волноводные или объемные резонаторы будут иметь более высокие ненагруженные добротности и, следовательно, приведут к фильтрам с минимальными вносимыми потерями при данной ширине полосы пропускания. Однако волноводные резонаторы имеют существенный недостаток: они относительно громоздки и, кроме того, могут быть использованы только в ограниченном частотном диапазоне из-за возможности возникновения колебаний высших типов волн. Поэтому там, где требуется широкая полоса пропускания или заграждения, обычно предпочтительнее фильтры, выполненные либо из отрезков полосковых или коаксиальных линий, либо на полусосредоточенных элементах. Если используются конструкции из полосковых или коаксиальных линий, то наличие диэлектрика, который может быть необходим для механического крепления, приведет к дополнительному уменьшению добротности резонаторов. В табл. 8.01.1 отмечено, может ли быть выполнена данная конструкция без диэлектрических опор или нет.

Фильтры, приведенные в таблице под номерами 1, 3, 9, 10 и 14, обладают характеристиками, позволяющими удовлетворить самым различным требованиям многих задач¹⁾, а именно:

Фильтр 1 в коаксиальной форме обеспечивает очень простой и удобный путь реализации фильтра псевдоверхних частот. Промышленные образцы коаксиальных фильтров верхних частот в основном имеют именно такую форму.

Фильтр 3 наиболее легко рассчитывается и изготавливается в печатном виде, когда относительная ширина полосы пропускания равна 0,15 или еще меньше. Однако его характеристика в полосе заграждения и добротности резонаторов хуже, чем у некоторых других типов фильтров, приведенных в таблице, и выполненных в полосковой или коаксиальной форме.

¹⁾ Однако это не означает, что именно данные типы фильтров являются наилучшими во всех случаях. Иногда какие-то требования рассматриваемой задачи могут быть лучше удовлетворены другими структурами

Фильтр 9 легко рассчитывается для любой ширины полосы пропускания, очень компактен и имеет высокое затухание в полосах заграждения по обе стороны первой полосы пропускания.

Фильтр 10 компактен, расчет его прост, а кроме того, он может обеспечить очень широкую верхнюю полосу заграждения.

Фильтр 14 — наиболее простой и распространенный тип волноводного фильтра. При работе с одним (единственным) типом колебаний такие фильтры обычно обеспечивают отличную характеристику.

8.02. Фильтры на связанных резонаторах¹⁾

В этом параграфе дается качественная оценка работы фильтров на связанных резонаторах. Для тех читателей, которым в первую очередь приходится иметь дело только с практическим расчетом, а не с теорией, излагаемый материал сопровождается примерами расчета конкретных типов фильтров. Подробный вывод расчетных соотношений изложен далее в § 8.14.

В настоящей главе при расчете будут использоваться прототипы фильтров с сосредоточенными параметрами, рассмотренные и протабулированные в гл. 4. При этом можно обеспечить получение ППФ, имеющих приблизительно те же самые характеристики — чебышевскую или максимально плоскую.

Таким образом, прототипу с сосредоточенными параметрами с чебышевской характеристикой (рис. 8.02.1а) будет соответствовать ППФ также с чебышевской характеристикой (рис. 8.02.1б).

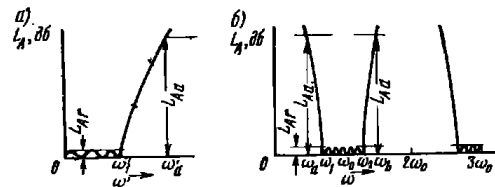


Рис. 8.02.1. Характеристика прототипа ФНЧ (а) и соответствующая характеристика ППФ (б)

Многорезонансность, присущая передающим линиям или объемным резонаторам, обычно приводит у полоснопропускающих фильтров свч к появлению дополнительных полюсов пропускания на высших частотах, как это показано на рис. 8.02.1б.

¹⁾ Рассмотрение фильтров на связанных резонаторах проводится здесь на основе подхода, предложенного Коном [1]. Однако здесь этот подход излагается в более общем виде и применяется также к дополнительным типам фильтровых структур, не рассмотренным Коном. По данному вопросу см. также работы [2—8].

На рис. 8.02.2 приведена обычная схема прототипа ФНЧ, а на рис. 8.02.3 — соответствующая схема ППФ, которая может быть получена из прототипа частотным преобразованием, рассмотренным ниже в § 8.04.

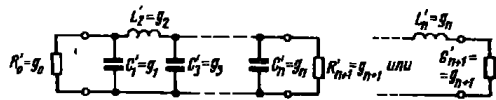


Рис. 8.02.2. Фильтр-прототип нижних частот

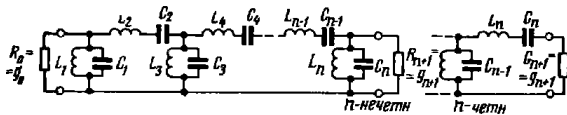


Рис. 8.02.3. Схема полоснопропускающего фильтра

Для параллельных резонаторов параметр крутизны реактивной проводимости определяется из выражения

$$b_j = \omega_0 C_j = \frac{1}{\omega_0 L_j} = \frac{\omega_1 g_j}{\omega} \quad (8.02.1)$$

Для последовательных резонаторов параметр крутизны реактивного сопротивления определяется из выражения

$$x_k = \omega_0 L_k = \frac{1}{\omega_0 C_k} = \frac{\omega_1 g_k}{\omega} \quad (8.02.2)$$

Полоса пропускания и ее средняя частота определяются из выражений

$$\omega = \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_0} \quad (8.02.3)$$

$$\omega_0 = \sqrt{\omega_1 \omega_2} \quad (8.02.4)$$

В этих выражениях g_j являются значениями элементов прототипа; ω_1 и ω_2 соответствуют чебышевской характеристике прототипа, как показано на рис. 8.02.1а, а частоты ω , ω_0 , ω_1 и ω_2 показаны на характеристике ППФ, приведенной на рис. 8.02.1б.

Фильтр на рис. 8.02.3, разумеется, не будет иметь дополнительных полос пропускания на более высоких частотах (как на рис. 8.02.1б), так как он состоит из элементов с сосредоточенными параметрами — последовательных и параллельных резонансных контуров.

Структура, показанная на рис. 8.02.3, практически очень трудно реализуется в диапазоне свч. Поэтому в свч фильтре более целесообразно использовать структуру, которая соответствует схеме,

приведенной на рис. 8.02.4, или ей дуальной. Здесь все резонансные контуры одного и того же типа, а эффект, связанный с чередованием последовательных и параллельных контуров, достигается с помощью «инверторов сопротивлений», которые обозначены в § 4.12 и обозначены на рассматриваемой схеме в виде прямоугольников.

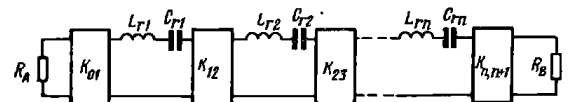


Рис. 8.02.4. Схема полоснопропускающего фильтра, содержащего резонаторы последовательного типа и инверторы сопротивлений

Такой полоснопропускающий фильтр может быть рассчитан из прототипа ФНЧ, приведенного на рис. 8.02.2. Вначале указанный прототип преобразуется в эквивалентный прототип ФНЧ, показанный на рис. 4.12.2а, который содержит только последовательные индуктивности и инверторы сопротивлений. Затем, применяя к этому эквивалентному прототипу соответствующее частотное преобразование, уже определяют элементы рассчитываемого ППФ.

Практические способы приближенной реализации инверторов сопротивлений будут рассмотрены в следующем параграфе.

Поскольку в диапазоне свч конструктивно трудно осуществить элементы с сосредоточенными параметрами, то обычно желательно реализовывать резонаторы на элементах с распределенными параметрами, а не сосредоточенными, как это показано на рис. 8.02.3 и 8.02.4.

В качестве основных параметров, определяющих резонансные свойства резонаторов независимо от их вида, удобно использовать их резонансную частоту ω_0 и параметр крутизны.

Для любого резонатора в режиме последовательного резонанса (случай, когда на частоте ω_0 реактивное сопротивление равно нулю), используется параметр крутизны реактивного сопротивления, который определяется выражением

$$x = \frac{\omega_0}{2} \frac{dX}{d\omega} \Big|_{\omega_0}, \text{ ом}, \quad (8.02.5)$$

где X — реактивное сопротивление резонатора. Для обычного последовательного LC-контра выражение (8.02.5) сводится к виду: $x = \omega_0 L = 1/\omega_0 C$.

Для любого резонатора в режиме параллельного резонанса (случай, когда на частоте ω_0 реактивная проводимость равна нулю) используется параметр крутизны реактивной проводимости, который определяется выражением

$$b = \frac{\omega_0}{2} \frac{dB}{d\omega} \Big|_{\omega_0}, \text{ мс}, \quad (8.02.6)$$

где B — реактивная проводимость резонатора. Для обычного параллельного LC -контура выражение (8.02.6) сводится к виду: $b = \omega_0 C = 1/\omega_0 L$.

Отметим, что на рис. 8.02.3 свойства резонансных контуров с сосредоточенными элементами определены через параметры крутизны [см. ф-лы (8.02.1) и (8.02.2)]. Параметры крутизны некоторых резонаторов из отрезков передающих линий были рассмотрены в § 5.08 и приведены в табл. 5.08.1.

В режиме последовательного резонанса любой резонатор с параметром крутизны x и последовательным активным сопротивлением R имеет добротность Q , равную

$$Q = \frac{x}{R} \quad (8.02.7)$$

Аналогично в режиме параллельного резонанса любой резонатор с параметром крутизны b и активной проводимостью G имеет добротность

$$Q = \frac{b}{G} \quad (8.02.8)$$

На рис. 8.02.5 показаны обобщенная схема ППФ, содержащая инверторы сопротивлений и резонаторы последовательного типа,

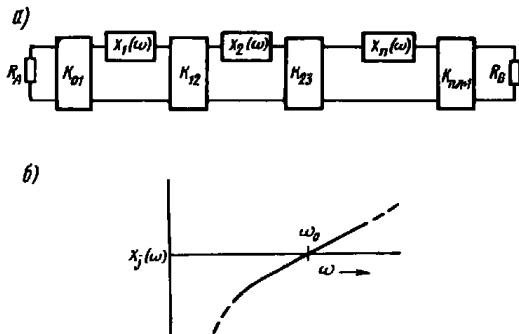


Рис. 8.02.5. Обобщенная схема ППФ с инверторами сопротивлений (а) и зависимость реактивного сопротивления j -го резонатора от частоты (б).

K -инверторы определяют связь между резонаторами

а также частотная зависимость реактивных сопротивлений этих резонаторов.

Ниже приведены обобщенные формулы для расчета таких фильтров.

ОБОБЩЕННЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ РАСЧЕТА ПОЛОСНОПРОПУСКАЮЩИХ ФИЛЬТРОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРОТОТИПОВ ФНЧ

Фильтры с резонаторами последовательного типа

$$x_j = \frac{\omega_0}{2} \frac{dX_j(\omega)}{d\omega} \Big|_{\omega=\omega_0}, \text{ Ом}; \quad (8.02.9)$$

$$K_{01} = \sqrt{\frac{R_A x_1 \omega_0}{g_0 g_1 \omega_1}}; \quad (8.02.10)$$

$$K_{j,j+1} |_{j=1 \div n-1} = \frac{\omega}{\omega_1} \sqrt{\frac{x_j x_{j+1}}{g_j g_{j+1}}}; \quad (8.02.11)$$

$$K_{n,n+1} = \sqrt{\frac{R_B x_n \omega}{\omega_1 g_n g_{n+1}}}; \quad (8.02.12)$$

$$\omega = \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_0}, \quad (8.02.13)$$

где x_j — параметр крутизны реактивного сопротивления;

ω — относительная ширина полосы пропускания, а частоты ω_1 , ω_0 , ω_2 и ω_0' показаны на рис. 8.02.1;

параметры g_0, g_1, \dots, g_{n+1} определены в § 4.04 и показаны на рис. 8.02.2. Соотношения для расчета в случае экспериментального определения величин связей (см. гл. 11):

Внешние добротности

$$(Q_e)_A = \frac{x_1}{(K_{01}^2 / R_A)} = \frac{g_0 g_1 \omega_1'}{\omega}; \quad (8.02.14)$$

$$(Q_e)_B = \frac{x_n}{(K_{n,n+1}^2 / R_B)} = \frac{\omega_1' g_n g_{n+1}}{\omega}. \quad (8.02.15)$$

Коэффициенты связи

$$k_{j,j+1} |_{j=1 \div n-1} = \frac{K_{j,j+1}}{\sqrt{x_j x_{j+1}}} = \frac{\omega}{\omega_1' \sqrt{g_j g_{j+1}}}. \quad (8.02.16)$$

Предположим, что требуется получить характеристику ППФ, подобную характеристике на рис. 8.02.1б, и элементы фильтра должны быть определены из параметров прототипа ФНЧ g_0, g_1, \dots, g_{n+1} и ω_1' , имеющего характеристику, показанную на рис. 8.02.1а. Параметры крутизны резонаторов x_1, x_2, \dots, x_n для ППФ можно задать произвольно, руководствуясь только соображениями удобства проектирования. Нагрузочные сопротивления R_A и R_B и относительная ширина полосы пропускания ω могут быть также заданы произвольно.

Требуемая форма характеристик достигается за счет определенного выбора параметров инверторов сопротивлений $K_{01}, K_{12}, \dots, K_{n,n+1}$ согласно выражениям (8.02.10) — (8.02.12).

Если бы резонаторы фильтра на рис. 8.02.5а состояли из сосредоточенных LC элементов и инверторы сопротивлений не зависели от частоты, то все только что приведенные обобщенные формулы были бы точными независимо от ширины полосы пропускания ω фильтра. Однако, как будет видно из следующего параграфа, используемые на практике инверторы зависят от частоты, а резонаторы обычно реализуются не на сосредоточенных элементах. Это приводит к тому, что указанные формулы в действительности являются приближенными, причем лучшее приближение будет для узких полос пропускания.

В некоторых случаях тем не менее хорошие результаты могут быть получены для полос пропускания до 20% при использовании полуволновых резонаторов и для полос пропускания до 40% при использовании четвертьволновых резонаторов.

Вид выражений (8.02.14) — (8.02.16) особенно удобен для тех случаев, когда связи между резонаторами должны настраиваться экспериментально по методам, которые будут рассмотрены в гл. 11. В этих выражениях внешняя добротность $(Q_e)_A$ представляет собой добротность резонатора I , связанного инвертором K_{01} с нагрузочным сопротивлением R_A ; аналогично внешняя добротность $(Q_e)_B$ — это добротность резонатора n , связанного инвертором $K_{n,n+1}$ с нагрузочным сопротивлением R_B . Выражение для коэффициента связи $k_{j,j+1}$ является обобщением обычного определения коэффициента связи. Для резонаторов с сосредоточенными параметрами и индуктивными связями коэффициент связи определяется формулой $k_{j,j+1} = M_{j,j+1} / \sqrt{L_j L_{j+1}}$, где L_j и L_{j+1} — собственные индуктивности, а $M_{j,j+1}$ — взаимная индуктивность.

Таким образом, коэффициенты связи между резонаторами и внешние добротности конечных резонаторов, найденные из выражений (8.02.14) — (8.02.16), определяют характеристику фильтра.

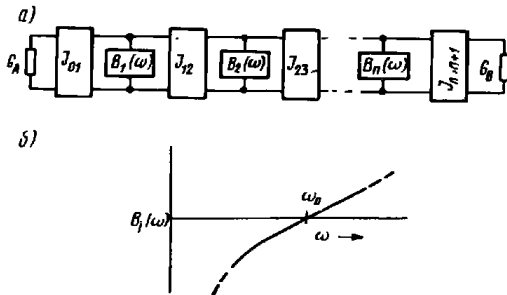


Рис. 8.02.6. Обобщенная схема ППФ с инверторами проводимостей (а) и зависимость реактивной проводимости j -го резонатора от частоты (б)

J -инверторы определяют связь между резонаторами

Выражения (8.02.10) — (8.02.12) и (8.02.14) — (8.02.16) эквивалентны друг другу.

Схема ППФ на рис. 8.02.6 содержит инверторы проводимости и резонаторы параллельного типа. На этом же рисунке показана частотная зависимость реактивной проводимости резонатора.

Ниже приведены обобщенные формулы для расчета таких фильтров.

ОБЩЕННЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ РАСЧЕТА ПОЛОСНОПРОПУСКАЮЩИХ ФИЛЬТРОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРОТОТИПОВ ФНЧ

Фильтры с резонаторами параллельного типа

$$b_j = \frac{\omega_0}{2} \left. \frac{dB_j(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0}, \text{ мс;} \quad (8.02.17)$$

$$J_{01} = \sqrt{\frac{G_A b_1 \omega}{g_0 g_1 \omega_1}}; \quad (8.02.18)$$

$$J_{j,j+1} |_{j=1 \div n-1} = \frac{\omega}{\omega_j} \sqrt{\frac{b_j b_{j+1}}{g_j g_{j+1}}}; \quad (8.02.19)$$

$$J_{n,n+1} = \sqrt{\frac{G_B b_n \omega}{\omega_n g_n g_{n+1}}}; \quad (8.02.20)$$

$$\omega = \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_0}, \quad (8.02.21)$$

где b_j — параметр крутизны реактивной проводимости;

ω — относительная ширина полосы пропускания;

частоты ω_1 , ω_0 , ω_1 и ω_2 показаны на рис. 8.02.1;

параметры $g_0, g_1, \dots, g_{n,n+1}$ рассмотрены в § 4.04 и показаны на рис. 8.02.2. Соотношения для расчета в случае экспериментального определения величин связей (см. гл. 11):

Внешние добротности

$$(Q_e)_A = \frac{b_1}{(J_{01}^2 / G_A)} = \frac{g_0 g_1 \omega_1}{\omega}; \quad (8.02.22)$$

$$(Q_e)_B = \frac{b_n}{(J_{n,n+1}^2 / G_B)} = \frac{\omega_n g_n g_{n+1}}{\omega}. \quad (8.02.23)$$

Коэффициенты связи

$$k_{j,j+1} |_{j=1 \div n-1} = \frac{J_{j,j+1}}{\sqrt{b_j b_{j+1}}} = \frac{\omega}{\omega_j} \sqrt{\frac{g_j g_{j+1}}{g_j g_{j+1}}}. \quad (8.02.24)$$

Инверторы проводимостей, по существу, являются такими же, как и инверторы сопротивлений, но для удобства характеризуются параметром проводимости $J_{j,j+1}$, а не параметром сопротивления $K_{j,j+1}$ (см. § 4.12). Выражения (8.02.17) — (8.02.24) дуальны аналогичным выражениям (8.02.9) — (8.02.16), а все общие положения

ния, рассмотренные выше, остаются справедливыми и в этом случае. В дальнейшем изложении материала будут использоваться K -инверторы сопротивлений для цепей с резонаторами последовательного типа, а J -инверторы проводимости — для цепей с резонаторами параллельного типа.

8.03. Практическая реализация K - и J -инверторов

Одним из самых простых инверторов является четвертьволновый отрезок передающей линии. Легко видеть, что такой отрезок линии отвечает основному определению инвертора сопротивлений, приведенному на рис. 4.12.1а, и будет иметь параметр $K=Z_0$, где Z_0 — волновое сопротивление линии. Разумеется, четвертьволновый отрезок линии отвечает также основному определению инвертора проводимостей, как это видно из рис. 4.12.1б, и будет иметь параметр $J=Y_0$, где Y_0 — волновая проводимость линии.

Хотя четвертьволновый отрезок линии сохраняет инверторные свойства в относительно узком диапазоне частот, все же он может достаточно удовлетворительно использоваться в узкополосных фильтрах. Так, если имеется шесть одинаковых объемных резонаторов, соединенных четвертьволновыми (на частоте ω_0) отрезками линий, то, подбирая связь каждого объемного резонатора, можно получить чебышевскую характеристику вила, показанного на рис. 8.02.1б. Отметим, что если бы все резонаторы находились, скажем, в режиме последовательного резонанса и были соединены вместе без инверторов сопротивлений, то все они работали бы подобно одному резонатору последовательного типа с параметром крутизны, равным сумме параметров крутизны отдельных резонаторов.

Тот или иной тип инверторов между резонаторами необходим для получения определенной частотной характеристики в случае использования резонаторов одного и того же типа, т. е. когда все они находятся в режиме последовательного или параллельного резонанса.

Кроме четвертьволновой линии, существует целый ряд других цепей со свойствами инверторов. Все они обеспечивают фазовый сдвиг на $m \cdot 90^\circ$, где m — нечетное целое число (см. § 3.02), причем многие из них имеют хорошие инвертирующие свойства в значительно более широком частотном диапазоне, чем четвертьволновая линия.

На рис. 8.03.1 показаны четыре схемы, которые представляют особый интерес при использовании их в качестве K -инверторов (т. е. инверторов, используемых с резонаторами последовательного типа). Схемы инверторов на рис. 8.03.1а, б, в частности, используются в цепях, где отрицательные L и C элементы могут быть поглощены примыкающими к ним положительными элементами того же типа так, чтобы окончательная схема содержала только положительные элементы. Схемы инверторов, показанные

на рис. 8.03.1в, г, обычно используются в тех цепях, в которых есть отрезки линий передач с тем же волновым сопротивлением, что и у линий инверторов. Это дает возможность объединять отрезки линий инверторов, имеющих положительную или отрицательную электрическую длину с примыкающими к ним линиями схемы.

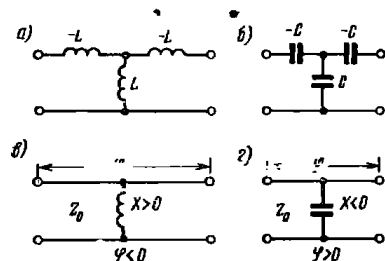


Рис. 8.03.1. Типичные схемы K -инверторов.

Для схемы а: $K=\omega L$; для схемы б: $K=\frac{1}{\omega C}$;

для схем в и г: $K=Z_0 \operatorname{tg} \left| \frac{\varphi}{2} \right|$;

$$\varphi = -\operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{2X}{Z_0} \quad \left| \frac{X}{Z_0} \right| = \frac{K/Z_0}{1-(K/Z_0)^2}$$

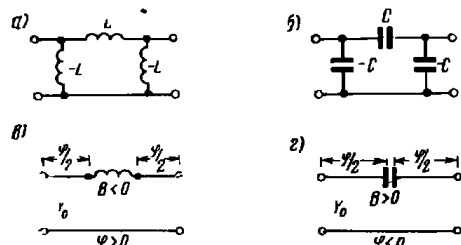


Рис. 8.03.2. Типичные схемы J -инверторов.

Для схемы а: $J=\frac{1}{\omega L}$; для схемы б: $J=\omega C$;

для схем в и г: $J=Y_0 \operatorname{tg} \left| \frac{\varphi}{2} \right|$; $\varphi = -\operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{2B}{Y_0}$;

$$\left| \frac{B}{Y_0} \right| = \frac{J/Y_0}{1-(J/Y_0)^2}$$

У схем инверторов, приведенных на рис. 8.03.1а и в, полный характеристический сдвиг по фазе составляет -90° , в то время как схемы инверторов на рис. 8.03.1б и г дают сдвиг $+90^\circ$. Пара-

метр инвертора сопротивления K здесь равен характеристическому сопротивлению (см. § 3.02) инвертирующей цепи и аналогичен в этом смысле волновому сопротивлению отрезка передающей линии. Все четыре схемы сохраняют свойства инверторов в более широком частотном диапазоне, чем четвертьволновая линия¹⁾.

На рис. 8.03.2 показаны четыре схемы с инвертирующими свойствами, которые представляют интерес при использовании их в качестве J -инверторов (т. е. инверторов, применяемых с резонаторами параллельного типа). Эти цепи дуальны цепям, приведенным на рис. 8.03.1, и параметры J -инверторов являются характеристическими проводимостями инвертирующих цепей.

ТАБЛИЦА 8.03.1

ИНВЕРТИРУЮЩИЕ СВОЙСТВА НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ПЕРЕДАЮЩИХ ЛИНИЯХ

№ пп.	Схемы, представляющие неоднородность в линии	Основные соотношения
1		$K = Z_0 \left \operatorname{tg} \left(\frac{\varphi}{2} + \operatorname{arctg} \frac{X_a}{Z_0} \right) \right , \text{ ом;}$ $\varphi = -\operatorname{arctg} \left(\frac{2X_b}{Z_0} + \frac{X_c}{Z_0} \right) - \operatorname{arctg} \frac{X_a}{Z_0}, \text{ рад}$
2		$J = Y_0 \left \operatorname{tg} \left(\frac{\varphi}{2} + \operatorname{arctg} \frac{B_a}{Y_0} \right) \right , \text{ мс;}$ $\varphi = -\operatorname{arctg} \left(\frac{2B_b}{Y_0} + \frac{B_c}{Y_0} \right) - \operatorname{arctg} \frac{B_a}{Y_0}, \text{ рад}$

В табл. 8.03.1 показаны две схемы, также обладающие свойствами инверторов и полезные при определении инвертирующих свойств некоторых типов неоднородностей в передающих линиях. Примеры такого рода будут рассмотрены в §§ 8.05 и 8.06.

На рис. 8.03.3 показан еще один тип инвертора, содержащий отрезки передающей линии с положительной и отрицательной волновой проводимостью. При использовании таких инверторов отрицательные проводимости суммируются с положительными проводимостями соседних линий.

¹⁾ Для схем, показанных на рис. 8.03.1в и г, это утверждение предполагает, что $|X/Z| \ll 1$. Указанное неравенство обычно выполняется на практике.

Многие другие схемы могут работать в качестве инверторов сопротивлений или проводимостей при условии, что их характеристическое сопротивление будет вещественным в рабочей полосе частот и их характеристический фазовый сдвиг будет равен $(\pm\pi/2)m$, где m — нечетное число.

Для любого симметричного инвертора эти условия выполняются, если

$$(X_{1/2})_{oc} = -(X_{1/2})_{sc}, \quad (8.03.1)$$

где $(X_{1/2})_{oc}$ — входное реактивное сопротивление разрезанной пополам цепи, когда проводники в плоскости разреза разомкнуты, а $(X_{1/2})_{sc}$ — сопротивление той же цепи, когда проводники в плоскости разреза замкнуты.

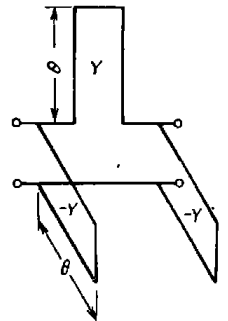


Рис. 8.03.3. Инвертор проводимости, состоящий из короткозамкнутых шлейфов. $J = |Y \operatorname{ctg} \theta|$

8.04. Использование частотного преобразования для перехода от прототипа нижних частот к полоснопропускающему фильтру

Характеристика прототипа ФНЧ, показанного на рис. 4.04.1, может быть точно связана с характеристикой соответствующего ППФ, показанного на рис. 8.02.3, с помощью хорошо известного частотного преобразования

$$\frac{\omega'}{\omega_1'} = \frac{1}{\omega} \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega} \right), \quad (8.04.1)$$

где ω — относительная ширина полосы пропускания:

$$\omega = \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_0}; \quad (8.04.2)$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\omega_1 \omega_2}. \quad (8.04.3)$$

Частоты ω' и ω_1' относятся к характеристике ФНЧ, как показано на рис. 8.02.1а, а частоты ω , ω_0 , ω_1 и ω_2 — к характеристике соответствующего ППФ, как показано на рис. 8.02.1б. Преобразование этого типа особенно полезно при определении требуемого числа резонаторов, необходимых для получения заданного затухания. Предположим, например, что требуется рассчитать фильтр типа рис. 8.02.3 в звуковом диапазоне при величине пульсаций чебышевской характеристики 1,0 дБ в полосе частот от $f_1 = 2$ кГц до $f_2 = 4$ кГц и при затухании, по меньшей мере, 50 дБ на частоте 1,5 кГц. Определим необходимое число резонаторов для получения иужной характеристики.

Из выражений (8.04.2) и (8.04.3) находим относительную ширину полосы пропускания

$$\omega = \frac{\omega_2 - \omega_1}{\sqrt{\omega_2 \omega_1}} = \frac{f_2 - f_1}{f_0} \frac{4 - 2}{1 \cdot 1.2} = 0,707.$$

Используем частотное преобразование (8.04.1)

$$\frac{\omega'}{\omega_1'} = \frac{1}{\omega} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) = \frac{1}{\omega} \left(\frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f} \right),$$

где $f_0 = \sqrt{f_1 f_2} = 2,825$ кГц, а частота, на которой затухание должно быть не меньше 50 дБ, $f = 1,5$ кГц. Тогда прототип ФНЧ должен иметь затухание, по крайней мере, 50 дБ при отношении ω'/ω_1' , равном

$$\frac{\omega'}{\omega_1'} = \frac{1}{0,707} \left(\frac{1,5}{2,825} - \frac{2,825}{1,5} \right) = -1,914.$$

Появление минуса объясняется тем, что при математическом преобразовании часть характеристики ППФ, лежащая ниже частоты ω_0 на рис. 8.02.1б будет соответствовать отрицательным значениям частотной переменной ω' для ФНЧ, в то же время характеристика ФНЧ, показанная на рис. 8.02.1а для отрицательных значений ω' , представляет зеркальное отражение характеристики для положительных ω' . В рассматриваемом примере знаком минус можно пренебречь.

Используя график на рис. 4.03.4д, где были приведены чебышевские характеристики затухания фильтров с величиной пульсаций в полосе пропускания 1,0 дБ, определяем, что при числе реактивных элементов $n=6$ прототип будет иметь затухание 54,5 дБ для отношения $|\omega'/\omega_1'| = 1,914$ (т. е. $|\omega'/\omega_1'| - 1 = 0,914$), а при $n=5$ затухание будет всего 43 дБ. Таким образом, для ППФ с полосой пропускания от $f_1=2$ кГц до $f_2=4$ кГц необходимо $n=6$ резонаторов, чтобы обеспечить требуемое затухание на частоте $f=1,5$ кГц.

Характеристики тех фильтровых структур свч диапазона, которые рассматриваются далее, очень хорошо совпадают при узких полосах пропускания с характеристикой фильтра на рис. 8.02.3, однако их крутизна будет заметно отличаться от крутизны характеристики этого фильтра, если полоса пропускания увеличивается до 5% или более.

В данной главе в большинстве случаев будут использоваться приближенные преобразования, которые оказываются более точными для рассматриваемых структур, чем преобразование (8.04.1). Во многих случаях эти преобразования дают очень хорошие результаты даже для фильтров с полосой пропускания до 20% или несколько больше. Хотя предлагаемые функции преобразования несколько отличаются от преобразования (8.04.1), их точно та-

ким же образом можно использовать для определения требуемого числа резонаторов, обеспечивающего выполнение заданных условий.

8.05. Фильтры из отрезков передающих линий, связанных емкостными зазорами

На рис. 8.05.1 схематически изображен фильтр, который состоит из связанных резонаторов, представляющих отрезки передающих линий полуволновой длины на средней частоте ω_0 с по-

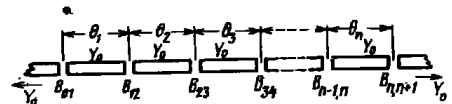


Рис. 8.05.1. Схематическое изображение фильтра из отрезков передающей линии, связанных емкостными зазорами

следовательной емкостной связью между резонаторами. Расчетные формулы для таких фильтров приведены ниже.

Расчетные формулы для фильтров из отрезков передающей линии, связанных емкостными зазорами

$$\frac{J_{01}}{Y_0} = \sqrt{\frac{\pi}{2} \frac{\omega}{g_0 g_1 \omega_1}}; \quad (8.05.1)$$

$$\frac{J_{j,j+1}}{Y_0} \Big|_{j=1 \div n-1} = \frac{\pi \omega}{2 \omega_1} \frac{1}{\sqrt{g_j g_{j+1}}}; \quad (8.05.2)$$

$$\frac{J_{n,n+1}}{Y_0} = \sqrt{\frac{\pi \omega}{2 g_n g_{n+1} \omega_1}}; \quad (8.05.3)$$

где g_0, g_1, \dots, g_n определены на рис. 4.04.1;

частота ω' показана на рис. 8.02.1а;

ω — относительная ширина полосы пропускания;

$J_{j,j+1}$ — параметры инверторов проводимостей;

Y_0 — волновая проводимость линии передачи.

Если считать, что зазор эквивалентен идеальной последовательной емкости, то реактивная проводимость этой неоднородности согласно рис. 8.03.2г равна:

$$\frac{B_{j,j+1}}{Y_0} = \frac{J_{j,j+1} Y_0}{1 - (J_{j,j+1} Y_0)^2}; \quad (8.05.4)$$

$$\theta_j = \pi - \frac{1}{2} \left[\arctg \left(\frac{2B_{j-1,j}}{Y_0} \right) + \arctg \left(\frac{2B_{j,j+1}}{Y_0} \right) \right], \text{ рад.} \quad (8.05.5)$$

где $B_{j,j+1}$ и θ_j определяются на частоте ω_0 .

Для конструкции, показанной на рис. 8.05.3а, по известным значениям $J_{j,j+1}/Y_0$ с помощью графиков на рис. 8.05.2а,б определяются зазоры Λ ; далее

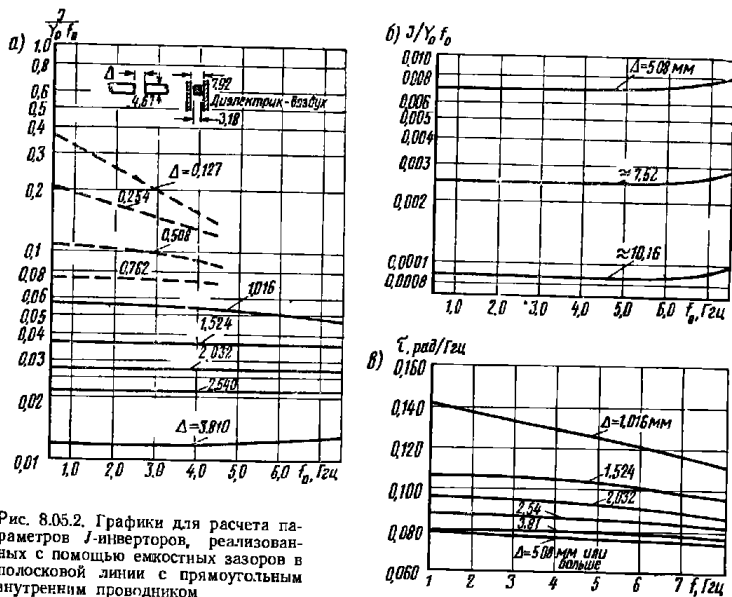


Рис. 8.05.2. Графики для расчета параметров J-инверторов, реализованных с помощью емкостных зазоров в полосковой линии с прямоугольным внутренним проводником

где $f_0(0,02096 \Delta^{-1})$, рад; Δ — зазор в мм; для $\Delta < 1$ мм $\varphi = 2 \operatorname{arctg} (J/Y_0)$. Волновое сопротивление передающих линий $Z_0 = \frac{1}{Y_0} = 50$ ом; f_0 — средняя частота полосы пропускания, Гц

для полученных значений Δ по графикам на рис. 8.05.2а определяются параметры $\varphi_j, j+1$. Затем вычисляются электрические длины

$$\theta_j = l_{j+1} = \pi + \frac{1}{2} (\varphi_{j-1} + \varphi_{j+1}). \quad (8.05.6)$$

Здесь величины $\varphi_j, j+1$ обычно отрицательны.

Преобразование характеристики прототипа ФНЧ в соответствующую характеристику ППФ может быть выполнено с помощью приближенной формулы

$$\frac{\omega'}{\omega_1} = \frac{2}{\omega} \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega} \right), \quad (8.05.7)$$

где

$$\omega = 2 \left(\frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_2 + \omega_1} \right); \quad (8.05.8)$$

$$\omega_0 = \left(\frac{2\omega_2\omega_1}{\omega_2 + \omega_1} \right). \quad (8.05.9)$$

Величины ω' и ω_1 определены на рис. 8.02.1а, а $\omega, \omega_0, \omega_1$ и ω_2 — на рис. 8.02.1б.

Для фильтра, показанного на рис. 8.05.1, используются инверторы, приведенные на рис. 8.03.2г, которые обуславливают увеличение нагрузочных сопротивлений на концах каждого полуволнового резонатора, в результате чего, как можно показать, полуволновые резонаторы работают в режиме параллельного резонанса (см. § 8.14). Таким образом, эти фильтры работают подобно фильтрам с резонаторами параллельного типа, для которых общие расчетные формулы были приведены на стр. 369.

Если считать зазоры просто последовательными емкостями, то проводимости емкостных связей можно вычислить из выражений (8.05.1) — (8.05.4), а расстояние в электрических градусах между соседними емкостными неоднородностями — из выражения (8.05.5). Однако во многих практических случаях емкостные зазоры между резонаторами оказываются настолько большими, что они не могут быть представлены как простые последовательные емкости.

Рассмотрим, например, емкостный зазор в полосковой линии, показанной на рис. 8.05.3а. Если длина каждого резонатора определяется как расстояние от средней линии одного емкостного зазора до средней линии соседнего зазора (как показано на рис. 8.05.1), то эквивалентная схема зазора относительно его средней линии будет включать, кроме последовательной емкости, некоторую отрицательную параллельную емкость, появившуюся как результат уменьшения параллельной емкости в окрестности средней линии зазора. На рис. 8.05.3б показана такая эквивалентная схема зазора, а в подписи под рисунком приведены также некоторые соотношения, взятые из работы Олинера [9], который вывел приближенные выражения для определения реактивной проводимости в полосковой линии, имеющей почти нулевую толщину. Альтшулер и Олинер [10] показали, что эти выражения обеспечивают приемлемую точность, если отношение w/b достаточно велико (больше 1,2). Это, например, имеет место в случае 50-омной полосковой линии с почти нулевой толщиной и воздушным диэлектриком. Однако если отношение w/b мало, то ошибка будет значительной.

Получив достаточно точные значения проводимостей из указанных выражений, можно вычислить соответствующие параметры инвертора проводимости для зазора с заданными размерами из

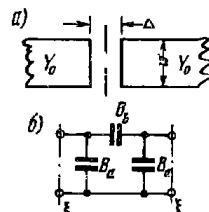


Рис. 8.05.3. Эквивалентная схема зазора в полосковой линии.

$$\frac{B_a}{Y_0} = -\frac{2b}{\lambda} \ln \left[\operatorname{ch} \left(\frac{\pi \Delta}{b} \right) \right];$$

$$\frac{B_b}{Y_0} = \frac{b}{\lambda} \ln \left[\operatorname{ch} \left(\frac{\pi \Delta}{2b} \right) \right];$$

b — расстояние между наружными пластинами полосковой линии; λ — длина волны в среде распространения в тех же единицах, что и величина b

выражения, приведенного в табл. 8.03.1. Размеры зазора должны быть выбраны так, чтобы они соответствовали значениям $J_{j, j+1}/Y_0$, определяемым уравнениями (8.05.1)–(8.05.3), а значения величины φ , получаемые из выражения в табл. 8.03.1 (поз. 2), затем используются вместе с выражением (8.05.6) для определения требуемых электрических расстояний между средними линиями зазоров связи. Следует отметить, что все реактивные проводимости и расстояния в электрических градусах должны быть определены на средней частоте ω_0 полосы пропускания.

На рис. 8.05.2 приведены экспериментальные данные для фильтров с емкостными зазорами [11] (см. гл. 11). Эти данные относятся к полосковой линии с прямоугольным внутренним проводником, показанной на рис. 8.05.2а. Графики на рис. 8.05.2а, б используются для нахождения значений отношения J/Y_0 при определенных размерах зазора Δ , в то время как графики на рис. 8.05.2в — для определения отрицательной длины линий J -инверторов. Приводимый ниже простейший числовой пример поясняет использование этих графиков.

Предположим, что требуется рассчитать чебышевский ППФ с величиной пульсаций 0,5 дБ в полосе от $f_1=3$ ГГц до $f_2=3,2$ ГГц, причем на частотах $f_a=2,5$ ГГц и $f_b=3,5$ ГГц затухание должно быть 30 дБ. Из выражений (8.05.7)–(8.05.9) определяем:

$$\omega = 2 \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_2 + \omega_1} = 2 \frac{f_2 - f_1}{f_2 + f_1} = 0,0645;$$

$$f_0 = \frac{2f_1 f_2}{f_2 + f_1} = 3,1 \text{ ГГц}; \quad \frac{\omega'}{\omega_1} = \frac{2}{\omega} \frac{f - f_0}{f}$$

а затем для $f_a=2,5$ ГГц получаем $\omega'/\omega_1 = -7,45$ и для $f_b=3,5$ ГГц — $\omega'/\omega_1 = 3,55$.

Так как отношение ω'/ω_1 имеет наименьшее абсолютное значение для $f_b=3,5$ ГГц, то ограничение именно на этой частоте и будет определять расчет. Используя рис. 4.03.4г и методику § 8.04, находим, что при $L_A = 0,5$ дБ для трехрезонаторного фильтра затухание L_A на частоте 3,5 ГГц должно быть около 35 дБ, а на частоте 2,5 ГГц — около 55 дБ. Таким образом, трех резонаторов в фильтре вполне достаточно.

Из табл. 4.05.2 определяем значения элементов чебышевского прототипа ФНЧ с величиной пульсаций затухания 0,5 дБ при числе реактивных элементов $n=3$: $g_0=1$; $g_1=1,5963$; $g_2=1,0967$; $g_3=1,5963$ и $g_4=1$. Из выражений (8.05.1)–(8.05.3) определяем $J_{01}/Y_0 = J_{23}/Y_0 = 0,252$; $J_{12}/Y_0 = J_{23}/Y_0 = 0,0769$ ¹⁾. Так как $f_0=3,1$ ГГц, то $J_{01}/Y_0(f_0)_{[ГГц]}$ и $J_{12}/Y_0(f_0) = 0,0813$ и $J_{12}/Y_0(f_0) = 0,0248$.

¹⁾ Фильтры, рассчитанные по указанным формулам, с использованием любого симметричного или антисимметричного прототипа, элементы которых приведены в табл. 4.05.1 или 4.05.2, будут всегда симметричными.

Далее, используя рис. 8.05.2а, строим для частоты 3,1 ГГц график зависимости Δ от $J/Y_0(f_0)_{[ГГц]}$ для проведения интерполяции и определяем ширину зазоров $\Delta_{01} = \Delta_{34} = 0,686$ мм и $\Delta_{12} = \Delta_{23} = 2,286$ мм.

Так как $\Delta_{01} < 1,016$ мм, то величину φ_{01} можно определить из следующего выражения [11]:

$$\varphi_{01} = \varphi_{34} = -2 \arctg \left(\frac{J_{01}}{Y_0} \right) = -2 \arctg (0,252) = -0,494 \text{ рад.}$$

Для определения $\varphi_{12} = \varphi_{23}$ используем график на рис. 8.05.2в, из которого для $\Delta_{12} = 2,286$ мм и $f_0 = 3,1$ ГГц получаем $\tau = -0,09$ рад/ГГц. Затем вычисляем

$$\varphi_{12} = \varphi_{23} = (f_0)_{[ГГц]} (0,02096 \Delta - \tau) = -0,13 \text{ рад.}$$

Из выражения (8.05.6) определяем

$$\theta_1 = \theta_3 = \pi - \frac{1}{2} (-0,494 - 0,13) = 2,83 \text{ рад}$$

и

$$\theta_2 = \pi - \frac{1}{2} (-0,13 - 0,13) = 3,012 \text{ рад.}$$

При выполнении полосковой линии с воздушным диэлектриком расстояния между средними линиями могут поддерживаться пенопластом или тонкими горизонтальными пластинками из диэлектрика, проходящими через боковые стороны стержней резонаторов.

Разумеется, необходимо будет несколько изменить размеры резонаторов, чтобы скомпенсировать влияние диэлектрических опор на скорость распространения волны и сопротивление линии. Для точной настройки фильтра можно использовать винты настройки, как это описано в § 11.05, или поочередно проконтролировать резонансную частоту резонаторов путем испытания каждого из них в отдельности или попарно, что также описано в §§ 11.03—11.05.

На рис. 8.05.4а показан фильтр, выполненный на основе расчетов с использованием графиков, приведенных на рис. 8.05.2. Это — четырехрезонаторный ППФ с максимально плоской характеристикой затухания и с относительной шириной полосы пропускания 1% при частоте $f_0 = 6,12$ ГГц. Полуволновые резонаторы фильтра с прямоугольными сечениями поддерживаются с помощью диэлектрических пластин толщиной 1,575 мм из рексолита 2200, которые проходят через стержни резонаторов. Концы пластин закреплены крепящими пластинами в боковых стенках фильтра. Четыре стержня внутри него являются резонаторами, а стержни на каждом конце — входной и выходной 50-омными линиями. Резонансные частоты резонаторов проверялись путем испытания

их попарно, как описано в § 11.04. Эти испытания обнаружили небольшие погрешности в длинах резонаторных стержней, в связи с чем была проведена соответствующая коррекция. На рис. 8.05.4б представлена характеристика, снятая после того, как фильтр был смонтирован без настраивочных винтов [11].

На рис. 8.05.5 показана экспериментально полученная характеристика затухания шестирезонаторного фильтра, имеющего

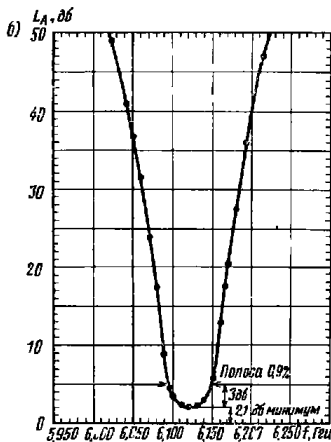
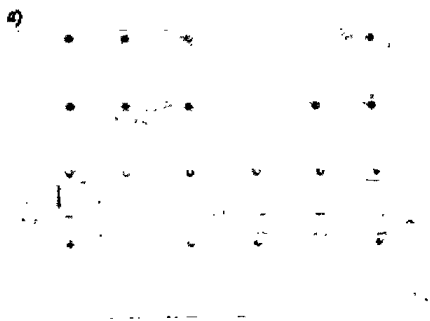


Рис. 8.05.4. Внешний вид полонепропускающего фильтра (а) и его характеристика затухания (б)

аналогичную конструкцию [12]. Этот фильтр был рассчитан с величиной пульсаций чебышевской характеристики 1 дБ в полосе пропускания 20%. Крестики на характеристике соответствуют измеренным данным, а черные кружки — расчетным данным, полученным из характеристики прототипа ФНЧ с помощью преобразований (8.05.7) — (8.05.9).

Как можно видеть, даже при ширине полосы пропускания до 20% методика расчета и соответствующее частотное преобразование обеспечивают хорошую точность. Однако ширина полосы пропускания, в пределах которой расчет остается точным, несколько зависит от затухания в этой полосе. При малых величинах пульсаций затухания, порядка 0,01 дБ, описанная методика не обеспечивает такой высокой точности для широких полос пропускания, какая имеет место, например, при пульсациях 0,5 или 1 дБ. Поэтому при относительной ширине полосы пропускания 15% или больше и малых уровнях пульсаций рекомендуется методика, изложенная в гл. 9.

Следует отметить, что у фильтра с более широкой полосой пропускания, характеристика которого показана на рис. 8.05.5, потери рассеяния меньше, чем у фильтра с узкой полосой, характеристика которого была приведена на рис. 8.05.4б. Было найдено, что нагруженная добротность резонаторов такой конструкции для S-диапазона равняется примерно $1000 \div 1300$.

Необходимо принять во внимание и другие соображения по практическому проектированию и применению фильтров этого типа, связанные с тем, что средняя частота второй полосы пропускания приблизительно в два раза выше средней частоты первой полосы пропускания и что максимальное затухание (L_A)_{USB} в полосе загибания между первой и второй полосами пропускания имеет место примерно на частоте $\omega = 3\omega_0/2$. Величина этого затухания может быть оценена с помощью формулы

$$(L_A)_{USB} = 20 \lg \left[\frac{1}{\left(\frac{B_{01}}{Y_0} \right) \left(\frac{B_{12}}{Y_0} \right) \cdot \left(\frac{B_{n,n+1}}{Y_0} \right)} \right] - (n+1) 3,53 - 6,02, \text{ дБ}, \quad (8.05.10)$$

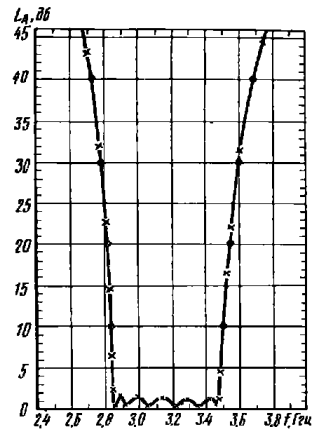


Рис. 8.05.5. Характеристика затухания шестирезонаторного фильтра

где значения $B_{j, j+1}/Y_0$ вычисляются через известные отношения $J_{j, j+1}/Y_0$ с помощью выражения (8.05.4).

В полосе зашпиравания ниже первой полосы пропускания имеется полюс затухания первого порядка (см. § 2.04) на частоте $\omega=0$. Таким образом, в этой полосе зашпиравания при уменьшении частоты затухание увеличивается и стремится к бесконечности, когда частота стремится к нулю.

Если требуется значительное затухание во второй полосе зашпиравания, то необходимо вычислить величину $(L_A)_{УСВ}$. Затухание, определяемое выражениями (8.05.7)—(8.05.9) для этой полосы зашпиравания на частотах вблизи полосы пропускания, остается достаточно точным только до тех пор, пока величина $(L_A)_{УСВ}$ будет превышать расчетные значения затухания на 20 или более децибел.

Применительно к числовому примеру, рассмотренному выше для трехрезонаторного фильтра, отношения $J_{j, j+1}/Y_0$ равны: $J_{01}/Y_0=J_{34}/Y_0=0,252$; $J_{12}/Y_0=J_{23}/Y_0=0,0769$. Из выражения (8.05.4) находим $B_{01}/Y_0=B_{34}/Y_0=0,269$ и $B_{12}/Y_0=B_{23}/Y_0=0,077$. Затем из выражения (8.05.10) определяем, что $(L_A)_{УСВ}=54$ дБ. Таким образом, вычисленное с помощью преобразования затухание 35 дБ на частоте 3,5 Гц должно быть достаточно точным, так как оно на 19 дБ меньше затухания $(L_A)_{УСВ}$.

Ниже будет показано, что величина $(L_A)_{УСВ}$ быстро уменьшается по мере увеличения относительной ширины полосы пропускания, но в то же время $(L_A)_{УСВ}$ быстро увеличивается по мере увеличения числа резонаторов. Таким образом, если окажется, что затухание $(L_A)_{УСВ}$ слишком мало, то нужно увеличить число резонаторов.

8.06. Волноводные фильтры с параллельной индуктивной связью

Волноводный фильтр, представленный на рис. 8.06.1, по существу, дуален фильтру с емкостной последовательной связью, показанному на рис. 8.05.1. Ниже приведены формулы для его расчета.

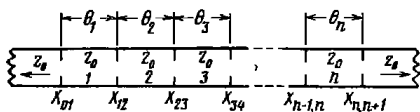


Рис. 8.06.1. Схематическое изображение фильтра с параллельными индуктивными связями

РАСЧЕТНЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ ВОЛНОВОДНЫХ ФИЛЬТРОВ С ПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ ИНДУКТИВНЫМИ СВЯЗЯМИ

$$\frac{K_{01}}{Z_0} = \sqrt{\frac{\pi}{2} \frac{w_\lambda}{g_0 g_1 \omega_1}}; \quad (8.06.1)$$

$$\frac{K_{j, j+1}}{Z_0} \Big|_{j=1, n-1} = \frac{\pi w_\lambda}{2 \omega' \cdot g_j g_{j+1}}; \quad (8.06.2)$$

$$\frac{K_{n, n+1}}{Z_0} = \sqrt{\frac{\pi}{2} \frac{w_\lambda}{g_n g_{n+1} \omega_1}}; \quad (8.06.3)$$

где g_0, g_1, \dots, g_{n+1} определены на рис. 4.04.1;

частота ω_1 показана рис. 8.02.1а;

w_λ — относительная ширина полосы пропускания, выраженная через длину

волны в волноводе;

$K_{j, j+1}$ — параметры инверторов сопротивления;

Z_0 — сопротивление волновода.

Для неоднородностей, представленных только одной сосредоточенной параллельной индуктивностью, реактивное сопротивление $X_{j, j+1}$ равно

$$\frac{X_{j, j+1}}{Z_0} = \frac{K_{j, j+1}/Z_0}{1 - (K_{j, j+1}/Z_0)^2}; \quad (8.06.4)$$

а электрические длины секций равны

$$\theta_j = \pi - \frac{1}{2} \left[\arctg \left(\frac{2X_{j-1, j}}{Z_0} \right) + \arctg \left(\frac{2X_{j, j+1}}{Z_0} \right) \right], \text{ рад.} \quad (8.06.5a)$$

Для неоднородностей с более сложными эквивалентными схемами используют табл. 8.03.1, и выражение

$$\theta_j = \pi + \frac{1}{2} (\varphi_{j-1, j} + \varphi_{j, j+1}), \text{ рад.} \quad (8.06.5b)$$

где величины φ обычно отрицательны.

Для преобразования характеристики ФНЧ в соответствующую характеристику ППФ используют формулу

$$\frac{\omega'}{\omega_1} = \frac{2}{w_\lambda} \left(\frac{\lambda_{g0} - \lambda_g}{\lambda_{g0}} \right); \quad (8.06.6)$$

где

$$w_\lambda = \left(\frac{\lambda_{g1} - \lambda_{g2}}{\lambda_{g0}} \right) = \left(\frac{\lambda_{g0}}{\lambda_0} \right)^2 \left(\frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_0} \right); \quad (8.06.7)$$

$$\lambda_{g0} = \frac{\lambda_{g1} + \lambda_{g2}}{2}; \quad (8.06.8)$$

$\lambda_{g0}, \lambda_{g1}, \lambda_{g2}$ и λ_g — длины волн в волноводе на частотах $\omega_0, \omega_1, \omega_2$ и ω , которые определены на рис. 8.02.1б;

ω' и ω_1 определены на рис. 8.02.1а;

λ_0 — длина плоской волны на частоте ω_0 в среде, заполняющей волновод.

Для рассматриваемого фильтра применяются инверторы, показанные на рис. 8.03.1в, и система работает подобно фильтру с

последовательными резонаторами, схема которого приведена на рис. 8.02.5. Выражения (8.06.6)—(8.06.8) для преобразования ФНЧ в ППФ волноводного типа являются такими же, как выражения (8.05.7)—(8.05.9) для фильтра с последовательной емкостной связью, если оба преобразования выражаются через длину волны в волноводе. Однако длина волны в волноводе зависит от частоты иначе, чем длина волны в структурах с колебаниями типа ТЕМ, поэтому для этих двух типов фильтров частотные характеристики будут несколько отличаться. В частности, фильтр волноводного типа имеет более узкую частотную полосу пропускания для заданного диапазона длин волн в линии передачи, так как длина волны для колебаний, отличающихся от типа ТЕМ, изменяется более быстро.

Если предположить, что в волноводе распространяются только колебания типа ТЕ₁₀, а все колебания высших типов отсутствуют, то методика применения выражений (8.06.1)—(8.06.8) окажется очень схожей с методикой применения выражений (8.05.1)—(8.05.9).

На рис. 8.06.2а, б, в приведены данные из работы Маркувица [13] для случая, когда связь осуществляется с помощью индуктивной диафрагмы или индуктивного штыря. Графики реактивных сопротивлений относятся к эквивалентной цепи, показанной на рис. 8.06.2г. Так как для очень тонкой диафрагмы $X_a \approx 0$, то могут быть использованы выражения (8.06.4) и (8.06.5), выведенные для случая простой параллельной сосредоточенной индуктивной неоднородности.

При осуществлении связи с помощью индуктивного штыря (или толстой диафрагмы) реактивным сопротивлением X_a уже пренебречь нельзя, и эта величина должна учитываться в расчете следующим образом. Вначале рассчитываются с помощью выражений (8.06.1)—(8.06.3) требуемые нормированные значения параметров инверторов $K_{j, j+1}/Z_0$. Затем, используя данные на рис. 8.06.2а вместе с формулами в первой графе табл. 8.03.1, строят зависимость величины K_j/Z_0 и φ в функции d/a для требуемой средней длины волны в волноводе $\lambda_{г0}$, соответствующей длине плоской волны в свободном пространстве λ_0 и ширине прямоугольного волновода a . Из этого графика могут быть найдены диаметры стержней, определяющие отношения $K_{j, j+1}/Z_0$, а также соответствующие величины $\varphi_{j, j+1}$. Далее так же, как для фильтра на рис. 8.05.1, определяется электрическое расстояние между центрами штырей на каждом конце j -го резонатора из выражения

$$\theta_j = \pi + \frac{1}{2} (\varphi_{j-1, j} + \varphi_{j, j+1}), \text{ рад.} \quad (8.06.9)$$

За исключением, возможно, случая больших штырей, величина $\varphi_{j, j+1}$ должна быть отрицательной. Расстояние между центрами

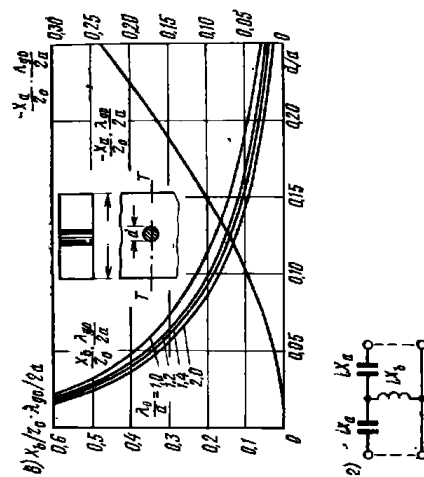
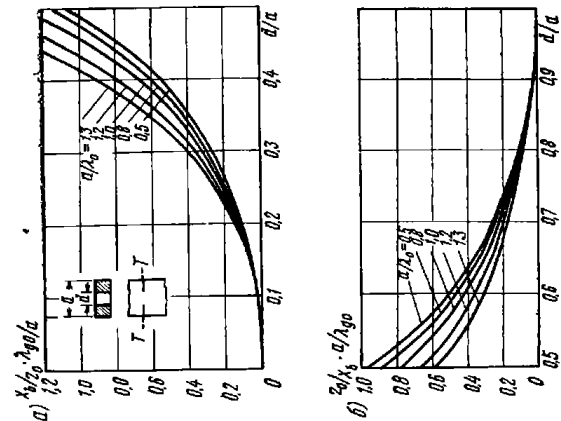


Рис. 8.06.2. Графики параллельного реактивного сопротивления для симметричной индуктивной диафрагмы в прямоугольном волноводе (а, б), для индуктивного штыря, расположенного в середине волновода (в), и эквивалентная схема этих индуктивных неоднородностей (г).

Для тонкой диафрагмы $X_a = 0$; $\lambda_{г0}$ — длина волны в волноводе на средине плоскости резонанса; λ_0 — соответствующая на средине плоскости резонанса длина волны в свободном пространстве. На вставках показано обозначение размеров



штырей для j -го резонатора определяется выражением

$$l_j = \frac{\lambda_{g0} \theta_j}{2\pi} \quad (8.06.10)$$

Эта методика дает достаточно высокую точность в случае, если относительная ширина полосы пропускания ω_λ , определенная через длину волны в волноводе [см. выражение (8.06.7)], равна 20% [2]. С увеличением полосы пропускания выше 20% точность расчета уменьшается.

Аналогично полосковому фильтру, рассмотренному в § 8.05, этот волноводный фильтр будет иметь для колебаний типа TE_{10} вторую полосу пропускания. Средняя частота ее соответствует длине волны $\lambda_g = \lambda_{g0}/2$ и будет немного меньше, чем $2\omega_0$, из-за того, что λ_g и $X_{j,j+1}$ изменяются с частотой. Как и ранее, максимальное затухание между первой и второй полосами пропускания для колебаний типа TE_{10} при данной ширине волновода a может быть оценено с помощью выражения

$$(L_A)_{USB} \approx 20 \lg \left[\frac{1}{\left(\frac{X_{01}}{Z_0}\right) \left(\frac{X_{12}}{Z_0}\right) \left(\frac{X_{n,n+1}}{Z_0}\right)} \right] - (n+1) 3,53 - 6,02, \text{ дБ}, \quad (8.06.11)$$

где величины $X_{j,j+1}/Z_0$ определяются по известным $K_{j,j+1}/Z_0$ с помощью выражения (8.06.4). Выражение (8.06.11) дуально выражению (8.05.10); некоторые замечания относительно его применения приведены в конце § 8.05.

Затухание волноводного фильтра, представленного на рис. 8.06.1, точно также, как и фильтра, рассмотренного в § 8.05, монотонно увеличивается с уменьшением частоты, начиная от нижней граничной полосы пропускания. При этом, затухание в нижней полосе зашпиравания стремится к бесконечности при $\omega \rightarrow 0$, что обусловлено влиянием диафрагм и существованием критической длины волны в волноводе.

Следует отметить, что приведенное выше рассуждение предполагает существование только колебаний типа TE_{10} . Если же имеются другие типы колебаний (что, вероятно, может случиться на частотах выше частоты ω_0 в 1,5 или более раз), то возможно очень сильное искажение характеристики. Это искажение возникает вследствие того, что длины волн в волноводе для колебаний высшего порядка отличаются от длины волны в волноводе для колебания типа TE_{10} . В результате полосы зашпиравания и пропускания для колебаний высшего порядка окажутся совсем на иных частотах, чем в случае колебаний типа TE_{10} . Таким образом, необходимо помнить о возможном влиянии колебаний высшего порядка, когда используется данный или любой другой тип волноводного фильтра.

Для иллюстрации различия между проектированием полоскового и волноводного фильтров рассмотрим пример расчета волновод-

ного фильтра, который тесно связан с примером расчета полоскового фильтра в § 8.05.

Предположим, что требуется рассчитать фильтр с чебышевской характеристикой при величине пульсаций затухания 0,5 дБ в полосе пропускания от $f_1 = 3,047$ ГГц до $f_2 = 3,157$ ГГц. Затухание на частотах $f_a = 2,786$ ГГц и $f_b = 3,326$ ГГц должно быть не меньше 30 дБ. Предполагается также, что необходимо использовать волновод типа WR-284. Ниже приведена сводка вычисленных данных.

а) Волновод типа WR-284; ширина $a = 72,14$ мм; высота $b = 34,04$ мм:

$$\lambda_g = \frac{0,1}{\sqrt{(0,003335f)^2 - \left(\frac{1}{2a}\right)^2}}, \text{ см}, \quad (1)$$

где a — в мм, а f — в ГГц;

$$f_1 = 3,047 \text{ ГГц}; \quad \lambda_{g1} = 13,452 \text{ см};$$

$$f_2 = 3,157 \text{ ГГц}; \quad \lambda_{g2} = 12,511 \text{ см};$$

$$\lambda_{g0} = \frac{\lambda_{g1} + \lambda_{g2}}{2} = 13,03 \text{ (} f_0 = 3,1 \text{ ГГц)};$$

λ_0 (длина плоской волны на частоте f_0) = 9,6698 см;

$$f_a = 2,786 \text{ ГГц}; \quad \lambda_{ga} = 16,157 \text{ см};$$

$$f_b = 3,326 \text{ ГГц}; \quad \lambda_{gb} = 11,542 \text{ см}.$$

б) Используя данные п. а), получаем:

$$\omega_\lambda = \frac{\lambda_{g1} - \lambda_{g2}}{\lambda_{g0}} = 0,0645;$$

$$\omega = \frac{f_2 - f_1}{f_0} = 0,0355.$$

Проверка:

$$\omega_\lambda \approx \left(\frac{\lambda_{g0}}{\lambda_0}\right)^2 \omega = \left(\frac{13,03}{9,6698}\right)^2 0,0355 = 0,0645;$$

$$\frac{\omega'}{\omega_1} = \frac{2}{\omega_\lambda} \left(\frac{\lambda_{g0} - \lambda_g}{\lambda_{g0}}\right); \quad (2)$$

$$\text{для } f = f_a = 2,786 \text{ ГГц } \lambda_g = \lambda_{ga} \text{ и } \frac{\omega'}{\omega_1} = -7,45;$$

$$\text{для } f = f_b = 3,326 \text{ ГГц } \lambda_g = \lambda_{gb} \text{ и } \frac{\omega'}{\omega_1} = 3,55;$$

Из рис. 4.03.4а для величины пульсаций 0,5 дБ и $n=3$ получаем:

$$\text{для } f = f_a \text{ (} |\omega'/\omega_1| = 7,5 \text{)} \quad L_A = 53 \text{ дБ};$$

$$\text{для } f = f_b \text{ (} |\omega'/\omega_1| = 3,55 \text{)} \quad L_A = 35 \text{ дБ}.$$

в) При $n=3$ и соответствующей величине пульсаций $0,5$ дБ параметры чебышевского прототипа согласно табл. 4.05.2 равны: $g_0=1$, $g_1=1,5963$, $g_2=1,0967$, $g_3=1,5963$, $g_4=1,0000$ и $\omega'_1=1$.

Для этих параметров вычисляем:

$$\frac{K_{01}}{Z_0} = \sqrt{\frac{\pi}{2} \frac{\omega_\lambda}{g_0 g_1 \omega'_1}} = \frac{K_{34}}{Z_0} = 0,252;$$

$$\frac{K_{12}}{Z_0} = \frac{\pi \omega_\lambda}{2 \omega'_1 \sqrt{g_1 g_2}} = \frac{K_{23}}{Z_0} = 0,0769;$$

$$\frac{X_{1, i+1}}{Z_0} = \frac{K_{i, i+1}}{Z_0} \frac{1}{1 - \left(\frac{K_{i, i+1}}{Z_0}\right)^2};$$

$$\frac{X_{01}}{Z_0} = \frac{X_{34}}{Z_0} = 0,269;$$

$$\frac{X_{12}}{Z_0} = \frac{X_{23}}{Z_0} = 0,0774;$$

$$\frac{X_{01}}{Z_0} \frac{\lambda_{g0}}{Z_a} = \frac{X_{34}}{Z_0} \frac{\lambda_{g0}}{a} = \frac{0,269 \cdot 130,3}{72,14} = 0,486;$$

$$\frac{X_{12}}{Z_0} \frac{\lambda_{g0}}{a} = \frac{X_{23}}{Z_0} \frac{\lambda_{g0}}{a} = \frac{0,0774 \cdot 130,3}{72,14} = 0,140.$$

Из рис. 8.06.2 при $a/\lambda_0 = 72,14/96,698 = 0,746$ получаем:

для X_{01} и X_{34} $d/\alpha = 0,37$ и $d = 26,67$ мм;

для X_{12} и X_{23} $d/\alpha = 0,22$ и $d = 15,855$ мм.

г) Наконец, используя данные п. п. а) и в), вычисляем:

$$\theta_i = \pi - \frac{1}{2} \left[\arctg \frac{2X_{i-1, i}}{Z_0} + \arctg \frac{2X_{i, i+1}}{Z_0} \right];$$

$$\theta_1 = \theta_3 = 2,819 \text{ рад}, \quad \theta_2 = 2,989 \text{ рад}.$$

Расстояние между диафрагмами:

$$l_1 = l_3 = \frac{\theta_1 \lambda_{g0}}{2\pi} = 58,4708 \text{ мм};$$

$$l_2 = \frac{\theta_2 \lambda_{g0}}{2\pi} = 62,0014 \text{ мм}.$$

В п. а) приведенной сводки вычисляются длины волн в волноводе для различных частот, а в п. б) — относительная ширина полосы пропускания ω_λ , выраженная через длины волн в волноводе, и относительная ширина полосы пропускания $\omega = (f_2 - f_1)/f_0$, выраженная через частоты. При этом оказывается, что ω_λ приблизительно в два раза больше ω . Там же вычисляются нормированные частоты прототипа ω'/ω'_1 , соответствующие частотам f_a

и f_b волноводного фильтра, и определяется затухание из графика на рис. 4.03.4г. Следует отметить, что в данном примере относительная ширина полосы пропускания $\omega_\lambda = 0,0645$ точно соответствует ширине полосы $\omega = 0,0645$ в примере § 8.05. Отношения $\lambda_{g0}/\lambda_{g0} = 5,130/6,361 = 0,806$ и $\lambda_{g0}/\lambda_{g0} = 5,130/4,544 = 1,129$ также равны отношениям $f_a/f_0 = 2,5/3,1 = 0,806$ и $f_b/f_0 = 3,5/3,1 = 1,129$ в указанном примере. Как можно видеть, соответствующие затухания для этих отношений также одинаковы в обоих примерах. Действительно, характеристика рассмотренного здесь волноводного фильтра, построенная в функции отношения $\lambda_{g0}/\lambda_{g0}$, как нормированной частотой переменной, совершенно идентична характеристике, построенной в функции f/f_0 для фильтра в примере § 8.05. Однако характеристика того же волноводного фильтра, построенная в функции f/f_0 будет значительно отличаться от характеристики фильтра в примере § 8.05.

Проведенные вычисления показывают, что при $n=3$ достигается требуемая крутизна характеристики и затухание на частотах f_a и f_b превышает 30 дБ.

В п. в) произведен расчет размеров диафрагм связи с использованием графика на рис. 8.06.2, а в п. г) определены расстояния между диафрагмами.

Графики на рис. 8.06.2 построены для тонких диафрагм, и если толщина диафрагмы, допустим, составляет 0,4 мм, то ошибка из-за пренебрежения толщиной в большинстве случаев будет незначительной, так как в основном влияние толщины сказывается на резонансной частоте резонаторов. Пока еще не существует расчетных соотношений для точного учета толщины диафрагм, имеющих форму, показанную на рис. 8.06.2, при больших размерах отверстий, как это требуется в данном фильтре. В рекомендуемой здесь методике расчета предлагается производить измерение длин резонаторов l_1 , l_2 и l_3 от средней линии одной диафрагмы до средней линии другой. Это приводит к несколько более высоким резонансным частотам резонаторов, чем требуемые, но они могут быть уменьшены до нужного значения с помощью подстроечных винтов и путем использования метода попеременного короткого замыкания и холостого хода, рассмотренного в § 11.05.

Если необходимо провести уточненный расчет, чтобы не прибегать к подстроечным винтам, то для точного определения размеров диафрагм и точной настройки резонаторов рекомендуется применять методику одиночного или парного испытания резонаторов, изложенную в §§ 11.03—11.05.

Максимальное затухание $(L_A)_{\text{всв}}$ между первой и второй полосами пропускания будет примерно 54 дБ, т. е. такое же, как в примере § 8.05. Однако следует подчеркнуть, что это справедливо лишь в том случае, когда существуют колебания только одного типа ТЕ₁₀.

8.07. Узкополосные фильтры из объемных резонаторов, связанных малыми диафрагмами

Расчет фильтров из объемных резонаторов, связанных малыми диафрагмами, может быть выполнен в самом общем виде с помощью теории малых апертур Бета (см. § 5.10). Для большин-

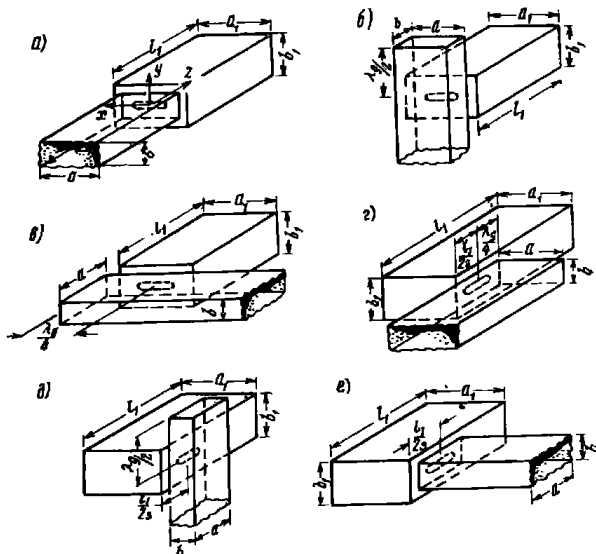


Рис. 8.07.1. Различные способы соединения прямоугольного резонатора с нагружающим волноводом.

При связи с помощью малых диафрагм внешняя добротность резонатора вычисляется из выражений:

$$\text{для случаев а и б } Q_e = \frac{l_1^2 a_1 b_1 \lambda_{g1}}{4\pi s M_1^2 \lambda^3};$$

$$\text{для случая в } Q_e = \frac{l_1^2 a_1^2 b_1}{\pi s M_1^2 \lambda_{g1} \lambda^3};$$

$$\text{для случая г } Q_e = \frac{l_1 a_1^2 b_1}{\pi M_1^2 \lambda_{g1} \lambda^3};$$

$$\text{для случая д и е } Q_e = \frac{l_1 a_1^2 b_1 \lambda_{g1}}{4\pi M_1^2 \lambda^3}; \quad l_1 = s \frac{\lambda_{g1}}{2}; \quad s - \text{целое число}$$

ства фильтров, рассматриваемых в настоящей главе, расчет удобно проводить с использованием параметров крутизны резонаторов κ_j или b_j и параметров инверторов $K_{j,j+1}$ или $J_{j,j+1}$. Однако в данном параграфе предпочтительнее использовать эквивалентный метод, который связан с понятиями внешних добротностей $(Q_e)_A$ и $(Q_e)_B$ каждого крайнего резонатора, имеющего свою нагрузку, и коэффициентов связи $k_{j,j+1}$ между соседними резонаторами. Эти понятия были введены в § 8.02 и им соответствуют обобщенные соотношения (8.02.14)—(8.02.16) и (8.02.22)—(8.02.24).

В подписи под рис. 8.07.1 приведены выражения для внешней добротности прямоугольного объемного резонатора, связанного различными способами с нагружающим волноводом. В этих выражениях, равно как и далее, приняты следующие обозначения: λ — длина волны в свободном пространстве; λ_g и λ_{g1} — длины волны в волноводах:

$$\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}; \quad \lambda_{g1} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a_1}\right)^2}}; \quad (8.07.1)$$

s — число полуволн на длину l_1 объемного резонатора;

M_1 — коэффициент магнитной поляризуемости диафрагмы, а величины a, b, a_1, b_1 и l_1 , являющиеся геометрическими размерами резонатора и нагружающего волновода, показаны на рисунках.

После того как из выражений (8.02.14) и (8.02.15) или (8.02.22) и (8.02.23) определены значения добротностей $(Q_e)_A$ и $(Q_e)_B$, с помощью соответствующего уравнения в подписи под рис. 8.07.1 может быть определено требуемое значение M_1 . Затем, используя рис. 5.10.4 а, б, можно найти размеры диафрагм связи. Следует отметить, что величина M_1 имеет размерность [еди-

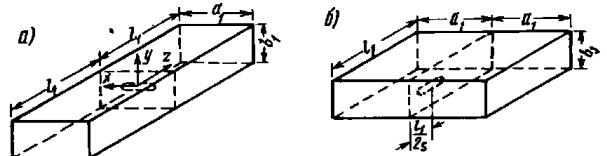


Рис. 8.07.2. Различные способы соединения прямоугольных резонаторов.

Если диафрагма мала, коэффициент связи резонаторов вычисляется из выражений:

$$\text{для случая а } k = \frac{M_1 \lambda^3 s^2}{l_1^3 a_1 b_1};$$

$$\text{для случая б } k = \frac{M_1 \lambda^3}{l_1^3 a_1^2 b_1};$$

$$l_1 = s \frac{\lambda_{g1}}{2}; \quad s - \text{целое число}$$

па (см. рис. 8.02.5), то с другого конца он действует как резонатор параллельного типа (см. рис. 8.02.6). Таким образом, нетрудно показать, что фильтры могут быть выполнены из четвертьволновых резонаторов, включенных как четырехполюсники, если они соединяются поочередно *K*- и *J*-инверторами [14].

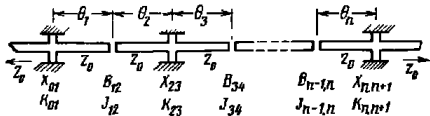


Рис. 8.08.1. Схематическое изображение фильтра с четвертьволновыми резонаторами, включенными как четырехполюсники

На рис. 8.08.1 приведено схематическое изображение фильтра с колебаниями типа ТЕМ, в котором используются четвертьволновые резонаторы с чередующимися *J*- и *K*-инверторами, соответствующими емкостному зазору и параллельной индуктивности. Ниже приведены формулы для его расчета.

РАСЧЕТНЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ ФИЛЬТРОВ С ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ, ВКЛЮЧЕННЫМИ КАК ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКИ

$$\frac{K_{01}}{Z_0} = \sqrt{\frac{\pi w}{4g_0 g_1 \omega_1}}; \quad (8.08.1)$$

$$\frac{J_{j,j+1}}{Y_0} \text{ или } \frac{K_{j,j+1}}{Z_0} \Big|_{j=1 \div n-1} = \frac{\pi w}{4\omega_1} \frac{1}{\sqrt{g_j g_{j+1}}}; \quad (8.08.2)$$

$$\frac{K_{n,n+1}}{Z_0} = \sqrt{\frac{\pi w}{4g_n g_{n+1} \omega_1}}; \quad (8.08.3)$$

где g_0, g_1, \dots, g_n определены на рис. 4.04.1, а ω_1 — на рис. 8.02.1а; w — относительная ширина полосы пропускания, определяемая ниже. В этой структуре инверторы сопротивлений (с параметрами $K_{j,j+1}$) чередуются с инверторами проводимостей (с параметрами $J_{j,j+1}$);

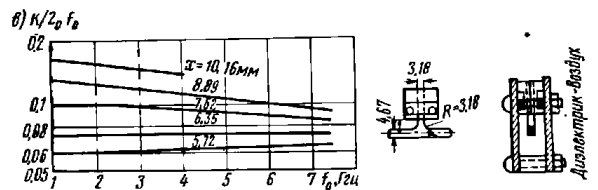
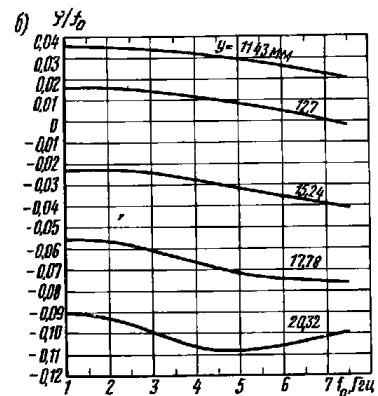
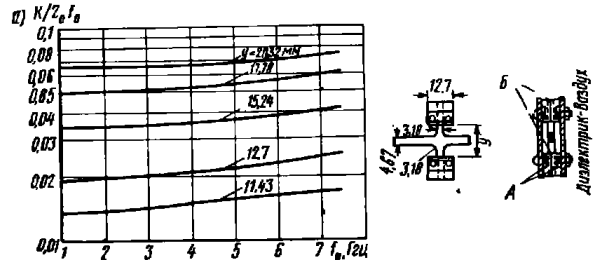
$Z_0 = \frac{1}{Y_0}$ — волновое сопротивление линии между инверторами.

При использовании $K_{j,j+1}$ инверторов сопротивлений и $J_{j,j+1}$ инверторов проводимостей, показанных соответственно на рис. 8.03.1а и 8.03.2г, величины $K_{j,j+1}$, $J_{j,j+1}$ и $\varphi_{j,j+1}$ можно определить по формулам, приведенным в подпунктах к этим рисункам.

Тогда

$$\theta_j = \frac{\pi}{2} + \frac{1}{2} (\varphi_{j-1,j} + \varphi_{j,j+1}), \text{ рад.} \quad (8.08.4)$$

где $\varphi_{k,k+1}$ — отрицательны.



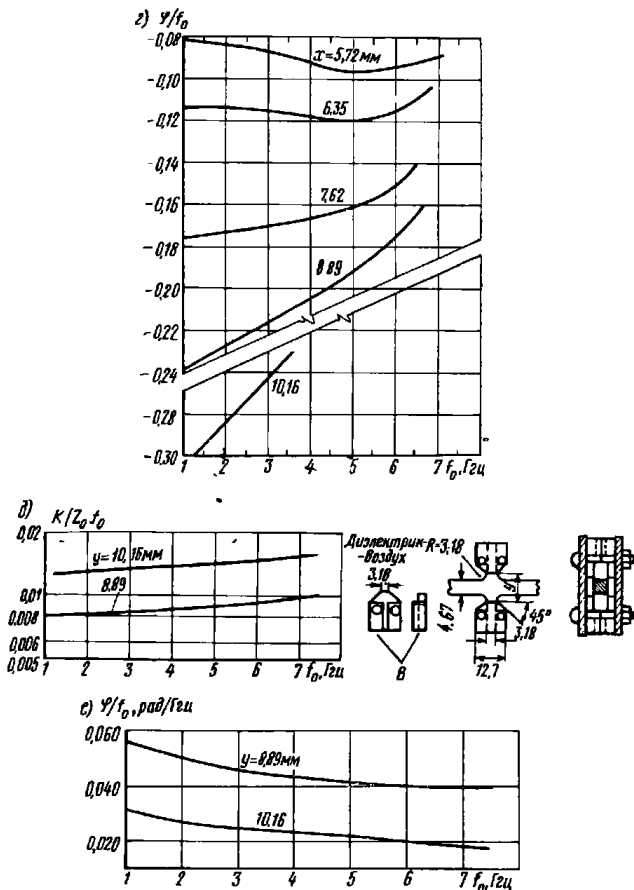


Рис. 8.08.2. Графики для определения параметров K -инверторов: а, б — с двумя индуктивными шлейфами различной длины; в, г — с одним индуктивным шлейфом; д, е — с параллельной индуктивностью.

Волновое сопротивление линий $Z_0 = 1/Y_0 = 50$ Ом; f_0 — резонансная частота, Гц; расстояние между наружными пластинами 7,92 мм; толщина внутреннего проводника 3,18 мм.

На короткозамыкающих вставках показаны выемки А, которые обеспечивают надежный контакт на внутренней поверхности; отверстия Б для сборки, а также деталь В короткозамыкающей вставки с отверстиями для сборки.

В случае конструкции, показанной на рис. 8.08.3а, зазоры Δ и величины φ для $J_{i,i+1}$ инверторов определяются с помощью рис. 8.05.2, а длины шлейфов и величины Φ для инверторов $K_{i,i+1}$ — по рис. 8.08.2. Для преобразования частотной характеристики прототипа ФНЧ в соответствующую характеристику ППФ используется формула

$$\omega' = \frac{2\omega_1'}{\omega} \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega} \right), \quad (8.08.5)$$

где

$$\omega = 2 \left(\frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_2 + \omega_1} \right); \quad (8.08.6)$$

$$\omega_0 = \frac{2\omega_2\omega_1}{\omega_2 + \omega_1}. \quad (8.08.7)$$

Разумеется, на практике могут применяться также другие конструкции фильтров и другие типы J - и K -инверторов. За небольшим исключением расчетная методика для рассматриваемого фильтра остается почти такой же, как и для предыдущих случаев. Особенность ее заключается лишь в том, что здесь используется два различных типа инверторов и резонаторы имеют четвертьволновую, а не полуволновую длину. Для полосковой конструкции фильтра на рис. 8.08.1 размеры емкостных зазоров J -инверторов и электрические длины φ могут быть определены с помощью графиков на рис. 8.05.2.

На рис. 8.08.2 приведены данные для расчета шлейфов, определяющих индуктивность K -инвертора. Шлейфы выполнены на полосковой линии с прямоугольным сечением внутреннего проводника. Отметим, что ординаты графиков на рис. 8.08.2 пронормированы относительно частоты в гигагерцах и что благодаря глянью неоднородности сочленения электрическая длина Φ ие всегда будет отрицательной.

На рис. 8.08.3а показан внешний вид фильтра из шести четвертьволновых резонаторов, рассчитанного с помощью этих графиков [11]. Конструкция его достаточно жесткая и не требует для поддержки проводников диэлектрического материала. Резонаторы в фильтре были испытаны попарно с помощью методов, описанных в §§ 11.04 и 11.05, чтобы убедиться в правильности их настройки. Расчетная полоса пропускания была от 2,6 до 3,4 Гц и, как видно из рис. 8.08.3 б, она получена с достаточно хорошей точностью. Однако частотное преобразование, определяемое выражениями (8.08.5) — (8.08.7), не является таким же точным для этого типа фильтров, как для фильтра, показанного на рис. 8.05.1. В нашем случае предварительно рассчитанное затухание на частоте 2,4 Гц было примерно 40 дБ, что только на 2 дБ больше измеренного затухания, однако на частоте 3,7 Гц рассчитанное затухание оказалось равным 37 дБ, а измеренное — всего 32 дБ.

Фильтр типа, приведенного на рис. 8.08.3а, имеет некоторое преимущество по сравнению с аналогичными фильтрами, испол-

зующими полуволновые резонаторы [14]. Четвертьволновые резонаторы короче полуволновых, что уменьшает размеры фильтра при одинаковом числе резонаторов. Фильтр с полуволновыми резонаторами, эквивалентный рассматриваемому, имел бы вторую полосу пропускания на частоте примерно в два раза выше сред-

средней частоты первой полосы пропускания или в данном случае примерно равна 9 Гц. На частоте 6 Гц затухание этого фильтра составляет 61,5 дБ.

Дополнительное преимущество четвертьволновых резонаторов описанного типа заключается в том, что их параметры крутизны реактивного сопротивления или реактивной проводимости в два раза меньше соответствующих параметров полуволновых резонаторов. Поэтому при одной и той же ширине полосы пропускания и одинаковой форме характеристики в данной полосе, электромагнитные связи для фильтра с четвертьволновыми резонаторами значительно слабее, чем для фильтра с полуволновыми резонаторами. Это приводит к большим емкостным зазорам, в связи с чем снижаются требования к допускам на изготовление, а также значительно увеличивается максимальное затухание $(L_A)_{USB}$ в полосе загираия между первой и второй полосами пропускания. Кроме того, из-за более коротких резонаторов и слабых связей схема фильтра становится ближе к сосредоточенной, и в результате расчетные формулы на стр. 394 обеспечивают хорошую точность для ППФ с более широкой полосой пропускания.

Эти формулы должны дать хорошие результаты для фильтров с шириной полосы пропускания до 30%. Как и в предыдущих случаях, они обеспечивают большую точность при широких полосах пропускания, когда уровень пульсаций затухания в полосе составляет $0,5 \div 1$ дБ, чем когда величина пульсаций очень мала (например, 0,01 дБ).

Максимальное затухание между первой и второй полосами пропускания для рассматриваемого типа фильтра имеет всегда конечное значение (точно также, как для фильтров, описанных в §§ 8.05, 8.06 и 8.07), но в этом случае затухание достигает максимума вблизи частоты $\omega = 2\omega_0$. Максимум затухания в верхней полосе загираия может быть вычислен с помощью выражения

$$(L_A)_{USB} = 20 \lg \left[\frac{1}{\left(\frac{X_{01}}{Z_0} \right) \left(\frac{B_{12}}{Y_0} \right) \left(\frac{B_{n-1,n}}{Y_0} \right) \left(\frac{X_{n,n+1}}{Z_0} \right)} \right] - (n-1) 6,02 - 6,02, \text{ дБ}, \quad (8.08.8)$$

где

$$\frac{X_{j,j+1}}{Z_0} = \frac{K_{j,j+1}}{Z_0} \frac{1}{1 - \left(\frac{K_{j,j+1}}{Z_0} \right)^2}; \quad (8.08.9)$$

$$\frac{B_{j,j+1}}{Y_0} = \frac{J_{j,j+1}}{Y_0} \frac{1}{1 - \left(\frac{J_{j,j+1}}{Y_0} \right)^2}, \quad (8.08.10)$$

а $K_{j,j+1}/Z_0$ и $J_{j,j+1}/Y_0$ вычисляются с помощью выражений

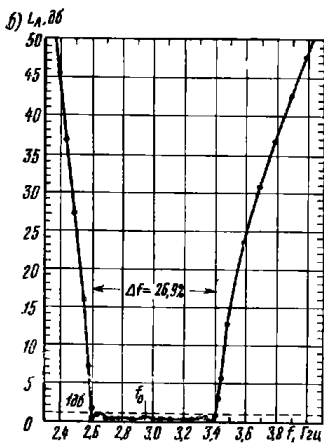
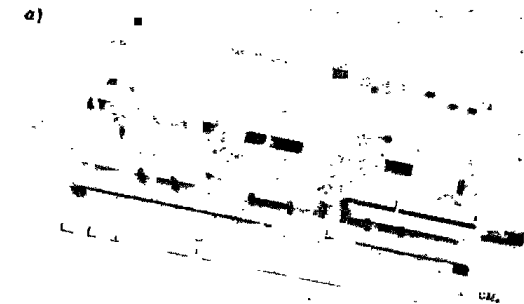


Рис. 8.08.3. Внешний вид фильтра с шестью четвертьволновыми резонаторами (а) и его характеристика затухания (б). Частота $f_0 = 2,95$ Гц [по Ф-е (8.08.7)].

ней частоты первой полосы пропускания или примерно на частоте 6 Гц. Однако средняя частота второй полосы пропускания для фильтра из четвертьволновых резонаторов почти в три раза выше

(8.08.1)—(8.08.3). Такой фильтр с n резонаторами будет иметь на частоте $\omega=0$ полюс затухания $(n+1)$ -го порядка (§ 2.04), а следовательно он будет иметь очень высокую крутизну характеристики затухания ниже полосы пропускания, как можно видеть из характеристики, приведенной на рис. 8.08.3б.

8.09. Фильтры с параллельно связанными полосковыми резонаторами

На рис. 8.09.1 схематически изображен фильтр с полуволновыми полосковыми резонаторами, расположенными так, что смежные резонаторы параллельно связаны друг с другом на участке, равном половине их длины. Такая конструкция обеспечивает отно-

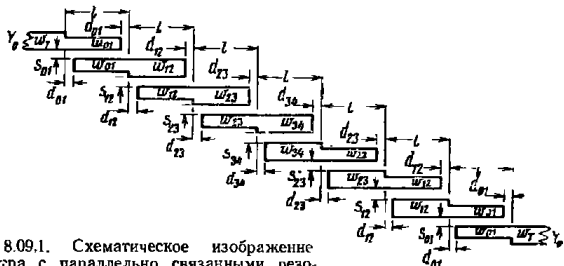


Рис. 8.09.1. Схематическое изображение фильтра с параллельно связанными резонаторами

сительно сильную связь при заданном расстоянии между резонаторами и поэтому особенно удобна для фильтров в печатном исполнении при относительной ширине полосы пропускания вплоть до 10÷15% [15]. Ниже приведены расчетные формулы для фильтров этого типа. Следует заметить, что они представляют собой модифицированную форму уравнений, полученных Коном [15].

РАСЧЕТНЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ ФИЛЬТРОВ С ПАРАЛЛЕЛЬНО СВЯЗАННЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ

$$\frac{J_{01}}{Y_0} = \sqrt{\frac{\pi w}{2\epsilon_0 \epsilon_1}}; \quad (8.09.1)$$

$$\frac{J_{i, i+1}}{Y_0} \Big|_{j=1 \div n-1} = \frac{\pi w}{2\omega_1} \sqrt{\frac{1}{\epsilon_i \epsilon_{i+1}}}; \quad (8.09.2)$$

$$\frac{J_{n, n+1}}{Y_0} = \sqrt{\frac{\pi w}{2g_n g_{n+1}}}, \quad (8.09.3)$$

где g_0, g_1, \dots, g_{n+1} определены на рис. 4.04.1, а ω_1 — на рис. 8.02.1а; w — относительная ширина полосы пропускания, определяющая нил ..

— 400 —

$J_{i, i+1}$ — параметры инверторов проводимости;
 Y_0 — волновая проводимость нагружающих линий.
 Сопротивления для четного и нечетного типов холестаний в полосковой линии равны

$$(Z_{0e})_{i, i+1} \Big|_{j=0 \div n} = \frac{1}{Y_0} \left[1 + \frac{J_{i, i+1}}{Y_0} + \left(\frac{J_{i, i+1}}{Y_0} \right)^2 \right]; \quad (8.09.4)$$

$$(Z_{0o})_{i, i+1} \Big|_{j=0 \div n} = \frac{1}{Y_0} \left[1 - \frac{J_{i, i+1}}{Y_0} + \left(\frac{J_{i, i+1}}{Y_0} \right)^2 \right]; \quad (8.09.5)$$

а геометрические размеры резонаторов могут быть определены с помощью графиков и формул, приведенных в § 5.05

Для преобразования частотной характеристики прототипа ФНЧ в характеристику ППФ используется приближенная формула

$$\frac{\omega'}{\omega_1} = \frac{2}{\omega} \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right), \quad (8.09.6)$$

где

$$w = \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_0}; \quad (8.09.7)$$

$$\omega_0 = \frac{\omega_2 + \omega_1}{2}, \quad (8.09.8)$$

а ω_1, ω_2 — определены на рис. 8.02.1б.

При более широких полосах пропускания резонаторы могут быть выполнены из стержней с прямоугольным сечением (что позволяет получить более сильную связь). В этом случае рекомендуются расчетные соотношения, приведенные в гл. 10.

Использование расчетных формул (8.09.1)—(8.09.8) лучше всего проиллюстрировать примером.

Пусть требуется получить низкий ксв в полосе пропускания, так что при расчете должен использоваться чебышевский прототип с величиной пульсации 0,01 дб. Предположим далее, что требуемая относительная ширина полосы пропускания равна $w=0,1$, а средняя частота $f_0=1207$ Мгц. И, наконец, допустим, что на частоте $f=1100$ Мгц требуется получить затухание 25 дб.

Используем преобразования, определяемые выражениями (8.09.6)—(8.09.8) для $f=1100$ Мгц:

$$\frac{\omega'}{\omega_1} = \frac{2}{w} \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right) = \frac{2}{w} \left(\frac{f - f_0}{f_0} \right) = \frac{2}{0,1} \left(\frac{1100 - 1207}{1207} \right) = -1,77.$$

Из рис. 4.03.4а находим, что фильтр при $n=6$ и $|\omega'/\omega_1| - 1 = -0,77$ имеет затухание $L_A=29$ дб, а при $n=5$ $L_A=18,5$ дб. Таким образом, требуется $n=6$.

Из табл. 4.05.2 для этого значения n определяем параметры прототипа: $g_0=1,0000$; $g_1=0,7813$; $g_2=1,3600$; $g_3=1,6896$; $g_4=1,5350$; $g_5=1,4970$; $g_6=0,7098$; $g_7=1,1007$ и $\omega_1=1$.

В табл. 8.09.1 приведены значения $J_{j, j+1}/Y_0$; $(Z_{0e})_{j, j+1}$ и $(Z_{0o})_{j, j+1}$, вычисленные на основании формул, приведенных в начале данного параграфа.

— 401 —

ТАБЛИЦА 8.09.1

РАСЧЕТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ФИЛЬТРА С ПАРАЛЛЕЛЬНО СВЯЗАННЫМИ ПОЛОСКОВЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ

i	$J_{i, i+1}/Y_0$	$(Z_{0e})_{i, i+1}$ ОМ	$(Z_{0o})_{i, i+1}$ ОМ	$w_{i, i+1}$ СМ	$s_{i, i+1}$ СМ	$d_{i, i+1}$ СМ
0	0,449	82,5	37,6	0,5998	0,0534	0,185
1	0,1529	58,8	43,5	0,879	0,2798	0,213
2	0,1038	55,7	45,3	0,915	0,401	0,216
3	0,0976	55,4	45,6	0,916	0,414	0,216

Фильтр, рассматриваемый в нашем примере, был выполнен с полистиролом в качестве диэлектрика, имеющим относительную диэлектрическую проницаемость $\epsilon_r = 2,55$ [15]. При расстоянии между наружными пластинами 10,25 мм и при незначительной толщине резонаторов из медной фольги с помощью рис. 8.09.3а, б была определена ширина $w_{j, j+1}$ полосковых резонаторов и величина зазоров $s_{j, j+1}$. Полученные данные приведены в табл. 8.09.1, а принятые обозначения показаны на рис. 8.09.1.

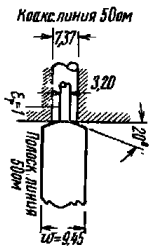


Рис. 8.09.2. Коаксиально-полосковый переход. Размеры полосковой линии $b = 12,7$ мм; $t = 0,004$ мм; диэлектрик с $\epsilon_r = 2,55$

Так как данный фильтр с параллельно связанными резонаторами рассчитывается из антисимметричного прототипа (см. § 4.05), он будет симметричным относительно середины. Поэтому в табл. 8.09.1 приведены размеры только одной половины фильтра. Сопротивления входной и выходной линии равны 50 Ом; при этом соответствующая ширина полоски $w_T = 7,585$ мм (согласно графикам на рис. 8.04.1а при $b = 10,25$ мм, $t = 0$ и $\epsilon_r = 2,55$).

На рис. 8.09.2 показано, что полоски входной, а также выходной линии скошены. Это обеспечивает переход от полосковой линии к коаксиальной с небольшим отражением.

— 402 —

На рис. 8.09.3а показан внешний вид фильтра без одной из наружных пластин, полностью выполненного печатным способом, а на рис. 8.09.3б — затухание: точками — измеренное, а сплошной кривой — вычисленное из характеристики прототипа ФНЧ с по-

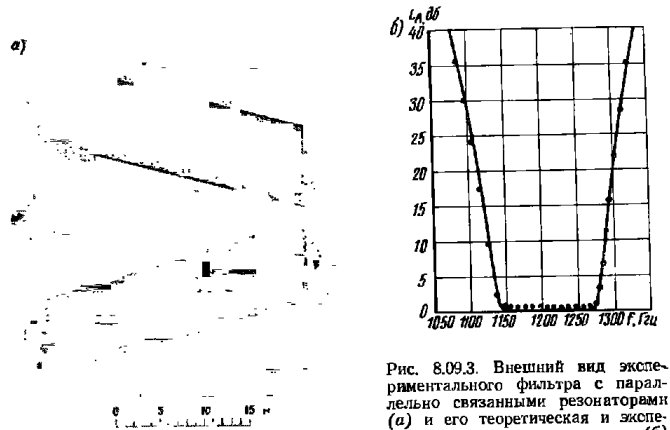


Рис. 8.09.3. Внешний вид экспериментального фильтра с параллельно связанными резонаторами (а) и его теоретическая и экспериментальная характеристики (б)

мощью преобразований (8.09.6) — (8.09.8) (средняя частота $f_0 = 1,207$ Гц). Совпадение теоретических и экспериментальных данных, как это можно видеть из рисунка, очень хорошее. Разумеется, в результате потерь рассеяния затухание в полосе пропускания значительно выше теоретического затухания 0,01 дБ, определяемого для фильтра без потерь.

На основании измеренного затухания с помощью выражений (4.13.2) и (4.13.8) и рис. 4.13.2 было найдено, что добротность резонаторов в рассмотренном фильтре равняется приблизительно 600.

8.10. Фильтры с четвертьволновыми связями

Как было отмечено выше, четвертьволновые линии могут быть с удовлетворительной точностью использованы в качестве К- или J-инверторов в узкополосных фильтрах (т. е. в фильтрах с относительной шириной полосы пропускания порядка нескольких процентов или меньше).

— 403 —

На рис. 8.10.1 показан фильтр с четвертьволновыми линиями, выполняющими роль инверторов. Ниже приведены соответствующие расчетные соотношения.

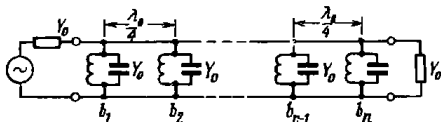


Рис. 8.10.1. Схема фильтра с четвертьволновыми связями

РАСЧЕТНЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ ФИЛЬТРОВ С ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВЫМИ СВЯЗЯМИ

Для фильтров с максимально плоской характеристикой, с четным или нечетным n и для чебышевских фильтров с нечетным n имеем:

$$\frac{b'}{Y_0} = \frac{\omega_1' g_1 g_0}{\omega} - \frac{\pi}{4}; \quad (8.10.1)$$

$$\left. \frac{b_j}{Y_0} \right|_{j=\text{четное} < n} = \frac{\omega_1' g_j}{\omega g_0} - \frac{\pi}{2}; \quad (8.10.2)$$

$$\left. \frac{b_j}{Y_0} \right|_{j=\text{нечетное} < n} = \frac{\omega_1' g_1 g_0}{\omega}; \quad (8.10.3)$$

$$\frac{b_n}{Y_0} = \frac{b_1}{Y_0}, \quad (8.10.4)$$

где g_0, g_1, \dots, g_{n+1} определены на рис. 4.04.1, а ω_1' — на рис. 8.02.1а; b_j — параметры крутизны реактивной проводимости (см. рис. 8.02.6); ω — определяется ниже; l_0 — длина волны, соответствующая средней частоте полосы пропускания ω_0 ; Y_0 — волновая проводимость линий связи между резонаторами. Преобразование частотной характеристики ФНЧ в соответствующую ларактеристику ППФ выполняется по формуле (для случая узких полос)

$$\frac{\omega'}{\omega_1'} = \frac{2}{\omega} \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right), \quad (8.10.5)$$

где

$$\omega = \left(\frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_0} \right); \quad (8.10.6)$$

$$\omega_0 = \left(\frac{\omega_2 + \omega_1}{2} \right), \quad (8.10.7)$$

а ω_0, ω_1 и ω_2 показаны на рис. 8.02.1б.

Величины $\pi/4$ и $\pi/2$ в выражениях для нормированных параметров крутизны реактивной проводимости b_j/Y_0 резонаторов представляют собой поправочные члены, учитывающие влияние дополнительной избирательности четвертьволновых линий [4].

Структура, приведенная на рис. 8.10.1, обеспечивает полную передачу на средней частоте полосы пропускания ω_0 . Поэтому она применяется для получения характеристики, обладающей таким свойством (т. е. отсутствием потерь на отражение на частоте ω_0). Следовательно, приведенные расчетные соотношения будут справедливы при использовании прототипов ФНЧ с максимально плоской характеристикой с любым числом реактивных элементов n (см. табл. 4.05.1) и чебышевских прототипов только с нечетным числом реактивных элементов n (см. табл. 4.05.2) ¹⁾.

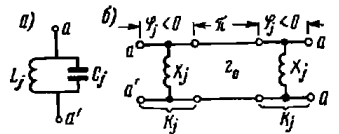


Рис. 8.10.2. Параллельный резонансный контур (а) и эквивалентный ему полуволновый резонатор (б)

Резонаторы для этого типа фильтров могут быть образованы из полусредоточенных элементов, из объемных резонаторов с петлевыми связями, из резонансных диафрагм [5] и т. д.

Один из обычных способов реализации резонаторов показан на рис. 8.10.2 [4]. В этом случае используемый резонатор представляет собой полуволновый отрезок линии с K -инвертором на каждом конце (рис. 8.10.2б). Приведенный здесь тип K -инвертора был показан на рис. 8.03.1в. Он имеет параметр $K_j = \sqrt{\frac{\pi}{2} \frac{Z_0}{b_j}}$, где параметр крутизны резонатора $b_j = \omega_0 C_j = \frac{1}{\omega_0 L_j}$; электрическая длина определяется на частоте ω_0 .

K -инверторы приводят к уменьшению уровней сопротивлений, нагружающих концы полуволновых отрезков линии. Можно показать, что при этом последние будут действовать как последовательные резонаторы (см. § 8.14). Однако если рассматривать такие резонаторы снаружи (через K -инверторы), то они будут проявлять себя как резонаторы с резонансом параллельного типа и окажутся эквивалентными параллельному контуру, показанному на рис. 8.10.2а.

Если для реализации K_j -инверторов использовать в волновом индуктивные диафрагмы, эквивалентные параллельному реактивному сопротивлению K_j , то можно получить волноводный фильтр с четвертьволновыми связями, показанный на рис. 8.10.3. Отметим, что длина полуволновых резонаторов корректируется на величину $\pi/2$, представляющую собой электрическую длину линии K -инвертора. Аналогично корректируется и длина четвертьволновых линий связи.

¹⁾ Для этого типа фильтра можно также получить чебышевские характеристики, соответствующие четному числу реактивных элементов прототипа, если допустить, что проводимости четвертьволновых линий связи Y_0 отличаются от проводимостей линий нагрузки. Для упрощения на рис. 8.10.1 все линии сделаны одинаковыми.

Основное преимущество фильтра этого типа заключается в том, что резонаторы можно легко испытать отдельно друг от друга. При соединении волноводов, осуществляемом в середине каждого четвертьволнового отрезка линии связи, фильтр может быть легко разобран и все резонаторы испытаны порознь. Каждый ре-

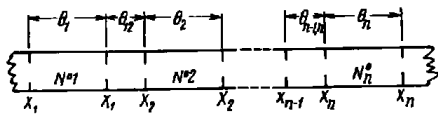


Рис. 8.10.3. Схематическое изображение волноводного фильтра с параллельными индуктивными диафрагмами и четвертьволновыми связями.

$$\theta_j = \pi + \varphi_j, \theta_{j+1} = \frac{\pi}{2} + \frac{1}{2}(\varphi_j + \varphi_{j+1}),$$

где величина φ показана на рис. 8.10.2 и 8.03.1 а

зонатор, разумеется, должен быть в режиме резонанса на частоте ω_0 и если для каждого j -го резонатора определен согласно расчетным формулам на стр. 403 параметр крутизны b_j и резонатор подключается к согласованному источнику, а нагружающие волноводы имеют те же самые размеры (и волновую проводимость Y_0), то двойная нагруженная добротность резонатора выражается следующим образом:

$$Q_j = \frac{b_j}{2Y_0} = \frac{f_0}{f_b - f_a}, \quad (8.10.8)$$

где f_b и f_a — частоты, соответствующие уровню 3 дБ характеристики передачи резонатора.

Изложим кратко методику расчета волноводного фильтра с четвертьволновыми связями рассматриваемого типа (см. рис. 8.10.3). Требуемое число резонаторов n и относительная ширина полосы пропускания ω_λ должны определяться с помощью выражений (8.06.6) — (8.06.8), как это было изложено в § 8.04¹⁾. Далее в ф-лах (8.10.1) — (8.10.4) величину ω нужно заменить на ω_λ (так как в этом случае полоса пропускания связана с длиной волны в волноводе) и вычислить нормированные параметры крутизны реактивной проводимости b_j/Y_0 , соответствующие элементам выбранного прототипа.

Из рис. 8.10.2 и пояснения к нему на стр. 404 следует, что

$$\frac{K_j}{Z_0} = \left| \frac{\pi}{2} \frac{Y_0}{b_j} \right|, \quad (8.10.9)$$

¹⁾ Использование λ_g/λ_g в качестве частотной переменной при расчете волноводных фильтров рассматривается в § 8.14.

так как $Z_0 = 1/Y_0$. После определения значений K_j/Z_0 уже можно вычислить размеры неоднородностей и соответствующие им величины φ_j , как описано в § 8.06. Расстояния между неоднородностями θ_j и θ_{j+1} , выраженные в электрических градусах (относительно длины волны в волноводе), определяются согласно выражениям, приведенным в подписи под рис. 8.10.3.

8.11. Фильтры на связанных резонаторах из сосредоточенных элементов

На низких частотах свч диапазона могут использоваться полусосредоточенные элементы. Поэтому часто оказывается весьма полезным анализ на основе структур с сосредоточенными элементами, показанных на рис. 8.11.1 или 8.11.2.

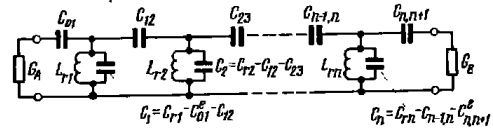


Рис. 8.11.1. Схема фильтра на сосредоточенных элементах с емкостной связью

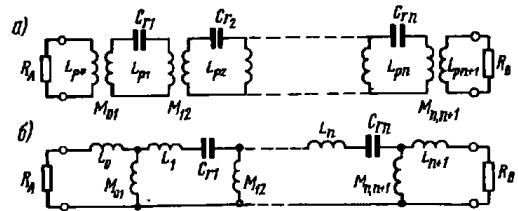


Рис. 8.11.2. Схема фильтра на сосредоточенных элементах с индуктивной связью

Ниже приведены формулы для расчета фильтров этих двух типов.

РАСЧЕТНЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ ФИЛЬТРОВ НА СОСРЕДОТОЧЕННЫХ ЭЛЕМЕНТАХ С ЕМКОСТНОЙ СВЯЗЬЮ

Определение величин g_j , ω_1 , ω_2 и $J_{j,j+1}$ осуществляется с помощью рис. 4.04.1, 8.02.1, 0.02.6 и 8.03.26. После выбора значений G_A , C_{11} , C_{12} , ..., $C_{n,n}$ и G_B определяются величины:

$$L_{ij} |_{i=1 \dots n} = \frac{1}{C_{ij} \omega_0^2}; \quad (8.11.1)$$

$$J_{01} = \sqrt{\frac{G_A \omega_0 C_{r1} \omega}{g_0 g_1 \omega_1}}; \quad (8.11.2)$$

$$J_{j, j+1} |_{j=1 \div n-1} = \frac{\omega \omega_0}{\omega_1} \sqrt{\frac{C_{rj} C_{rj+1}}{g_j g_{j+1}}}; \quad (8.11.3)$$

$$J_{n, n+1} = \sqrt{\frac{G_B \omega_0 C_{rn} \omega}{g_n g_{n+1} \omega_1}}; \quad (8.11.4)$$

где ω определено ниже.
Емкости связи равны:

$$C_{01} = \frac{J_{01}}{\omega_0 \sqrt{1 - \left(\frac{J_{01}}{G_A}\right)^2}}; \quad (8.11.5)$$

$$C_{j, j+1} |_{j=1 \div n-1} = \frac{J_{j, j+1}}{\omega_0}; \quad (8.11.6)$$

$$C_{n, n+1} = \frac{J_{n, n+1}}{\omega_0 \sqrt{1 - \left(\frac{J_{n, n+1}}{G_B}\right)^2}}. \quad (8.11.7)$$

Параллельные емкости равны:

$$C_1 = C_{r1} - C_{01}^e - C_{12}; \quad (8.11.8)$$

$$C_l |_{l=2 \div n-1} = C_{rl} - C_{l-1, l} - C_{l, l+1}; \quad (8.11.9)$$

$$C_n = C_{rn} - C_{n-1, n} - C_{n, n+1}^e; \quad (8.11.10)$$

где величины $C_{j, j+1}$ определяются с помощью ф-л (8.11.5)–(8.11.7), а емкости C_{01}^e и $C_{n, n+1}^e$ из следующих двух выражений:

$$C_{01}^e = \frac{C_{01}}{1 + \left(\frac{\omega_0 C_{01}}{G_A}\right)^2}; \quad (8.11.11)$$

$$C_{n, n+1}^e = \frac{C_{n, n+1}}{1 + \left(\frac{\omega_0 C_{n, n+1}}{G_B}\right)^2}. \quad (8.11.12)$$

Если $\omega_2/\omega_1 \leq 1,05$, то приближенное преобразование частотной характеристики прототипа ФНЧ в характеристику ППФ выполняется по формуле

$$\omega' = \frac{\omega_1}{\omega} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right), \quad (8.11.13)$$

где

$$\omega_0 = \sqrt{\omega_1 \omega_2}; \quad (8.11.14)$$

$$\omega = \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_0}. \quad (8.11.15)$$

— 408 —

В случае $\omega_2/\omega_1 > 1,05$ соответствующее частотное преобразование и определение ω и ω_0 лучше выполнять, как указано ниже, на стр. 411.

РАСЧЕТНЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ ФИЛЬТРОВ НА СОСРЕДОТОЧЕННЫХ ЭЛЕМЕНТАХ С ИНДУКТИВНОЙ СВЯЗЬЮ

Определение величин g_j , ω_1 , ω_0 , ω_2 и $K_{j, j+1}$ осуществляется с помощью рис. 1.04.1, 8.02.1 и 8.03.1а.

После выбора значений R_A , R_B , L_{r0} , L_{r1} , ..., L_{rn} и $L_{r, n+1}$, где индуктивности L_{rj} связаны с L_p приведенными ниже выражениями (8.11.30)–(8.11.34), определяются величины.

$$C_{rl} |_{l=1 \div n} = \frac{1}{L_{rl} \omega_0^2}; \quad (8.11.16)$$

$$k_{01} = \sqrt{\frac{R_A \omega_0 L_{r1} \omega}{g_0 g_1 \omega_1}}; \quad (8.11.17)$$

$$k_{j, j+1} |_{j=1 \div n-1} = \frac{\omega \omega_0}{\omega_1} \sqrt{\frac{L_{rj} L_{rj+1}}{g_j g_{j+1}}}; \quad (8.11.18)$$

$$k_{n, n+1} = \sqrt{\frac{R_B \omega_0 L_{rn} \omega}{g_n g_{n+1} \omega_1}}; \quad (8.11.19)$$

где полоса ω определена ниже.

Коэффициенты взаимной индукции равны:

$$M_{01} = \frac{K_{01}}{\omega_0} \sqrt{1 + \left(\frac{\omega_0 L_{r0}}{R_A}\right)^2}; \quad (8.11.20)$$

$$M_{l, j+1} |_{l=1 \div n-1} = \frac{K_{l, j+1}}{\omega_0}; \quad (8.11.21)$$

$$M_{n, n+1} = \frac{K_{n, n+1}}{\omega_0} \sqrt{1 + \left(\frac{\omega_0 L_{rn}}{R_B}\right)^2}. \quad (8.11.22)$$

Последовательные индуктивности для схемы на рис. 8.11.2б равны:

$$L_0 = L_{r0} - M_{01}; \quad (8.11.23)$$

$$L_1 = L_{r1} - M_{01}^e - M_{12}; \quad (8.11.24)$$

$$L_l |_{l=2 \div n-1} = L_{rl} - M_{l-1, l} - M_{l, l+1}; \quad (8.11.25)$$

$$L_n = L_{rn} - M_{n-1, n} - M_{n, n+1}^e; \quad (8.11.26)$$

$$L_{n+1} = L_{r, n+1} - M_{n, n+1}; \quad (8.11.27)$$

де

$$M_{01}^e = \frac{M_{01} + \frac{(L_{r0} - M_{01}) \omega_0^2 M_{01} L_{r0}}{R_A^2}}{1 + \left(\frac{\omega_0 L_{r0}}{R_A}\right)^2}; \quad (8.11.28)$$

15—1

— 409 —

$$M_{n,n+1}^e = \frac{M_{n,n+1} + \frac{(L_{r,n+1} - M_{n,n+1}) \omega_0^2 M_{n,n+1} L_{p,n+1}}{R_B^2}}{1 + \left(\frac{\omega_0 L_{r,n+1}}{R_B}\right)^2} \quad (8.11.29)$$

Для схемы на рис. 8.11.2а полные индуктивности L_{pj} контуров равны:

$$L_{p0} = L_{r0}; \quad (8.11.30)$$

$$L_{p1} = L_{r1} + M_{01} - M_{01}^e; \quad (8.11.31)$$

$$L_{pj} |_{j=2 \dots n-1} = L_{rj}; \quad (8.11.32)$$

$$L_{pn} = L_{rn} + M_{n,n+1} - M_{n,n+1}^e; \quad (8.11.33)$$

$$L_{p,n+1} = L_{r,n+1}. \quad (8.11.34)$$

Если $\omega_2/\omega_1 \leq 1,05$, то приближенное преобразование частотной характеристики прототипа ФНЧ в характеристику ППФ выполняется по формуле

$$\omega' = \frac{\omega_1}{\omega} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right), \quad (8.11.35)$$

где

$$\omega_0 = \sqrt{\omega_1 \omega_2}; \quad (8.11.36)$$

$$\omega = \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_0}. \quad (8.11.37)$$

В случае $\omega_2/\omega_1 > 1,05$ соответствующее частотное преобразование и определение ω и ω_0 выполняются, как указано ниже, на стр. 411.

В структуре с сосредоточенными параметрами, приведенной на рис. 8.11.1, применяются резонаторы параллельного типа с реактивной проводимостью $B_j(\omega)$ и J-инверторы типа, показанного на рис. 8.03.2б. Эта структура соответствует схеме на рис. 8.02.6.

На рис. 8.11.1 представлены «эффективные» емкости C_{rj} , которые используются для определения резонансной частоты и параметров крутизны реактивной проводимости резонаторов. Но параллельные емкости, используемые в схеме, будут меньше чем C_{rj} , что видно из выражений (8.11.8) — (8.11.10). Это объясняется тем, что для определения полной параллельной емкости, действительно включаемой в схему, требуется вычесть из положительной емкости резонатора отрицательную емкость инвертора.

Конечные емкости связи C_{01} и $C_{n,n+1}$ определяются несколькими иным способом (см. § 8.14) для того, чтобы не пришлось иметь дело с отрицательными емкостями перед нагрузками G_A и G_B . Отметим, что величины G_A , G_B и C_{rj} могут иметь любые требуемые значения.

Схема на рис. 8.11.2б будет точно дуальной схеме на рис. 8.11.1, если индуктивности L_{r0} и $L_{r,n+1}$ выбрать равными соответственно M_{01} и $M_{n,n+1}$, что приведет к соотношению $L_{r0} = L_{r,n+1} = 0$. Расчетные ф-лы (8.11.16) — (8.11.37) несколько видоизменены по сравнению с ф-лами (8.11.1) — (8.11.15) с тем, чтобы их легче можно было использовать для схемы, показанной на рис. 8.11.2а.

15*

— 410 —

Частотное преобразование, приведенное на стр. 408 (см. расчетные формулы данного параграфа), будет точным только в случае узких полос пропускания. Коном [1] доказано, что приближенное частотное преобразование

$$\frac{\omega'}{\omega_1} = \frac{2 - \frac{\omega_0}{\omega} - \frac{1}{2 - \frac{\omega_0}{\omega}}}{2 - \frac{\omega_0}{\omega_2} - \frac{1}{2 - \frac{\omega_0}{\omega_2}}}, \quad (8.11.38)$$

где

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2 - \sqrt{(\omega_2 - \omega_1)^2 + \omega_1 \omega_2}, \quad (8.11.39)$$

дает хорошие результаты для относительной ширины полосы пропускания до 20%. В этом случае величина ω определяется из выражения [1]¹)

$$\omega = \left(\frac{\omega_0 - \omega_1}{\omega_1} - \frac{\omega_0}{\omega_2} \right). \quad (8.11.40)$$

8.12. Полоснопропускающие фильтры с широкими полосами заграждения [16]

У всех рассмотренных до сих пор фильтровых структур из отрезков передающих линий имелись дополнительные полосы пропускания на частотах, кратных частотам первой полосы пропускания или, в крайнем случае, представляющих нечетные кратные этих частот.

На рис. 8.12.1 показана фильтровая структура, которая при соответствующем расчете может не иметь паразитных полос про-

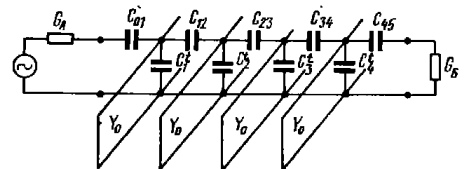


Рис. 8.12.1. Схематическое изображение полоснопропускающего фильтра с широкими полосами заграждения

¹) Приведенное здесь выражение для ω отличается от выражения для ω' , использованного Коном [1], на множитель ω_0/ω_1 . Это учтено в наших расчетных формулах и они дадут правильный конечный результат. Величина ω в выражении (8.11.40) представляет собой относительную ширину полосы пропускания, в то время как величина ω' , введенная Коном, таковой не является.

— 411 —

пускания вплоть до очень высоких частот. Ниже приведены формулы для ее расчета.

РАСЧЕТНЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ ПОЛОСНОПРОПУСКАЮЩИХ ФИЛЬТРОВ С ШИРОКИМИ ПОЛОСАМИ ЗАПИРАНИЯ

Определение величин g_j , ω_1^j , ω_0 , ω_1 , ω_2 и $J_{j,j+1}$ осуществляются с помощью рис. 8.04.1, 8.02.1, 8.02.6 и 8.03.26.

После выбора значений G_A , G_B и Y_0 определяются (точнее оцениваются) величины:

$$B_1^j = \left[\frac{\omega_0 C_{01}}{1 + \left(\frac{\omega_0 C_{02}}{G_A} \right)^2} + \omega_0 C_1^j + \omega_0 C_{12} \right]; \quad (8.12.1)$$

$$B_j^j |_{j=2 \div n-1} = (\omega_0 C_{j-1,j} + \omega_0 C_j^j + \omega_0 C_{j,j+1}); \quad (8.12.2)$$

$$B_n^j = \left[\omega_0 C_{n-1,n} + \omega_0 C_n^j + \frac{\omega_0 C_{n,n+1}}{1 + \left(\frac{\omega_0 C_{n,n+1}}{G_B} \right)^2} \right] \quad (8.12.3)$$

По полученным значениям B_j^j , Y_0 с помощью рис. 8.12.2а или б либо приведенного ниже выражения (8.12.16) определяются параметры b_j . Затем вычисляются параметры $J_{k,k+1}$:

$$J_{01} = \sqrt{\frac{G_A b_1 \omega}{g_0 g_1 \omega_1}}; \quad (8.12.4)$$

$$J_{j,j+1} |_{j=1 \div n-1} = \frac{\omega}{\omega_1^j} \sqrt{\frac{b_j b_{j+1}}{g_j g_{j+1}}}; \quad (8.12.5)$$

$$J_{n,n+1} = \sqrt{\frac{G_B b_n \omega}{g_n g_{n+1} \omega_1}}; \quad (8.12.6)$$

где ω определяется по приведенной ниже ф-ле (8.12.11):

$$\omega_0 C_{01} = \frac{J_{01}}{\sqrt{1 - \left(\frac{J_{01}}{G_A} \right)^2}}; \quad (8.12.7)$$

$$\omega_0 C_{j,j+1} |_{j=1 \div n-1} = J_{j,j+1}; \quad (8.12.8)$$

$$\omega_0 C_{n,n+1} = \frac{J_{n,n+1}}{\sqrt{1 - \left(\frac{J_{n,n+1}}{G_B} \right)^2}}. \quad (8.12.9)$$

Для приближенного преобразования характеристики ФНЧ в характеристику ППФ используется выражение

$$\omega' = \frac{2\omega_1}{\omega} \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega} \right), \quad (8.12.10)$$

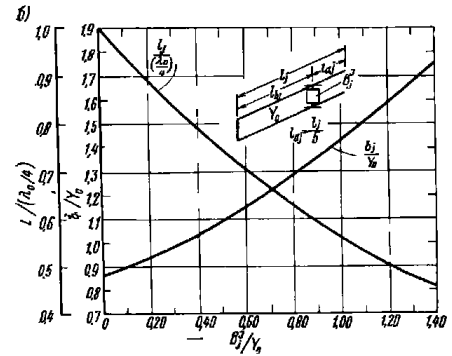
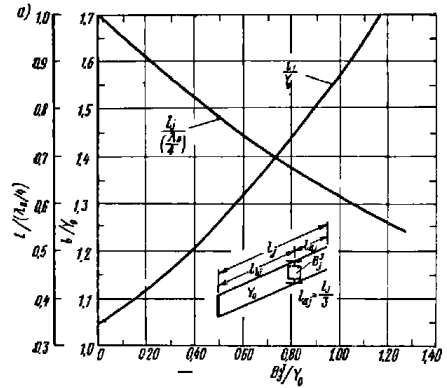


Рис. 8.12.2. Графики для расчета резонаторов, обеспечивающих подавление паразитных полюсов пропускания вблизи частот ω_0 (а) и ω_0 (б)

где

$$\omega = 2 \left(\frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_2 + \omega_1} \right); \quad (8.12.11)$$

$$\omega_0 = \frac{2\omega_2\omega_1}{\omega_2 + \omega_1}. \quad (8.12.12)$$

Параллельные емкости C_j^j в схеме, приведенной на рис. 8.12.1, не требуются для ее работы, а являются паразитными и обычно связаны с емкостями связи $C_{j,j+1}$.

На средней частоте первой полосы пропускания длина каждого резонатора, измеренная между короткозамкнутым и разомкнутым концами, несколько меньше четверти длины волны (она была бы точно равна четверти длины волны при отсутствии емкостной нагрузки, определяемой емкостями C_j^t и C_{j+1}).

Если рассмотреть резонаторные линии относительно точек их присоединения, то окажется, что на средней частоте полосы пропускания закороченная часть каждой линии представляет собой параллельную индуктивность, а разомкнутая часть — параллельную емкость. Таким образом, эта схема подобна схеме, приведенной на рис. 8.11.1.

Схема на рис. 8.12.1 имеет дополнительные полосы пропускания, когда длина резонаторов оказывается приблизительно кратной нечетному числу четвертей длины волны. Однако такие полосы пропускания могут быть подавлены, если при резонансе в линии длина отрезка от короткозамкнутого конца до точек присоединения точно равняется половине длины волны или некоторому целому числу полуволн, а длина отрезка линии от разомкнутого конца до точек присоединения будет точно кратной нечетному числу четвертей длины волны. При этих условиях в точках присоединения резонатора будет нуль напряжения, что соответствует режиму последовательного резонанса, и поэтому сигнал окажется закороченным на землю, в отличие от параллельного резонанса, способствующего прохождению сигнала. Поскольку в точках присоединения резонатора на частотах последовательного резонанса будет нуль напряжения, то емкости C_j^t и C_{j+1} не окажут влияния на эти резонансные частоты. Рассчитывая отдельные резонаторы так, чтобы каждый резонатор подавлял те или иные паразитные полосы пропускания, можно сделать полосу запирающая очень широкой.

В выражениях (8.12.1)–(8.12.3) величины B_j^t являются реактивными проводимостями, которые учитывают влияние емкостей C_j^t и C_{j+1} на настройку резонаторов и на параметры крутизны реактивной проводимости на средней частоте ω_0 полосы пропускания. Полная реактивная проводимость j -го резонатора в этом случае равна

$$B_j(\omega) = Y_0 \operatorname{tg} \left(\frac{\theta_{aj}\omega}{\omega_0} \right) - Y_0 \operatorname{ctg} \left(\frac{\theta_{bj}\omega}{\omega_0} \right) + \frac{\omega}{\omega_0} B_j^t \quad (8.12.13)$$

где Y_0 — волновая проводимость линии резонатора;

θ_{aj} — длина в электрических градусах разомкнутой части резонатора на частоте ω_0 ;

θ_{bj} — длина закороченной части резонатора на этой же частоте.

Потребуем, чтобы на частоте ω_0 $B_j(\omega_0) = 0$. Это приведет к равенству

$$\frac{B_j^t}{Y_0} = \operatorname{ctg} \theta_{bj} - \operatorname{tg} \theta_{aj} \quad (8.12.14)$$

— 414 —

Для подавления полосы пропускания на частоте $3\omega_0$ или $5\omega_0$ и т. д. необходимо, чтобы $\theta_{aj} = \theta_{bj}/2$ или $\theta_{aj} = \theta_{bj}/4$ и т. д., как это имело место выше. После определения соотношения между θ_{aj} и θ_{bj} можно решить уравнение (8.12.14) и найти для резонатора на частоте ω_0 общую длину в электрических градусах, которая потребуется для резонанса при наличии реактивной проводимости B_j^t . Если l_j — длина резонатора, то

$$\frac{l_j}{\lambda_0/4} = \frac{\theta_{aj} + \theta_{bj}}{\pi/2} \quad (8.12.15)$$

где λ_0 — длина волны в среде распространения на частоте ω_0 .

Используя выражения (8.02.17) и (8.02.13), определяем нормированный по отношению к Y_0 параметр крутизны реактивной проводимости b_j :

$$\frac{b_j}{Y_0} = \frac{1}{2} \left(\frac{\theta_{aj}}{\cos^2 \theta_{aj}} + \frac{\theta_{bj}}{\sin^2 \theta_{bj}} + \frac{B_j^t}{Y_0} \right) \quad (8.12.16)$$

На рис. 8.12.2а приведены графические зависимости $l_j/(\lambda_0/4)$ и b_j/Y_0 в функции B_j^t/Y_0 для резонаторов, подавляющих полосу пропускания на частоте $3\omega_0$, а на рис. 8.12.2б — соответствующие зависимости для расчета резонаторов, подавляющих полосу пропускания на частоте $5\omega_0$.

Если необходима высокая точность расчета, то использование расчетных формул на стр. 412 и графиков, приведенных на

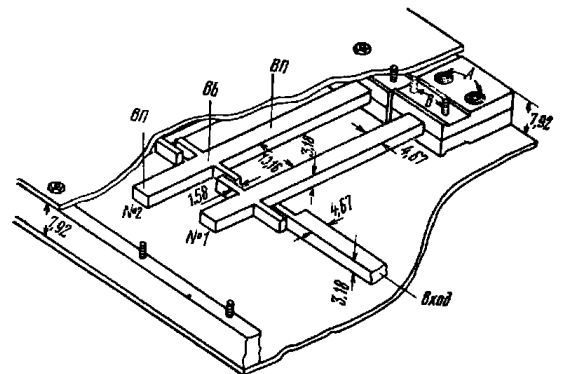


Рис. 8.12.3. Конструкция полоснопропускающего фильтра, показанного на рис. 8.12.1.

Черточки с обозначением ВН показывают расположение винтов балансовой настройки, ВБ — расположение винтов настройки полосы пропускания.

Вход фильтра рассчитан на генератор с 50-омным сопротивлением. Все размеры даны в мм.

— 415 —

рис. 8.12.2, потребует применения метода итерации. Это объясняется тем, что для точного вычисления емкостей связи $C_{j,j+1}$ (и обычно C_j^i) должна быть известна величина B_j^i , но, в свою очередь, для точного определения величины B_j^i необходимо знать емкости $C_{j,j+1}$ и C_j^i . Однако величина B_j^i обычно незначительно влияет на требуемые значения емкостей связи $C_{j,j+1}$ и C_j^i , поэтому решение сходится быстро и не вызывает затруднений.

Вначале приближенно выбирается значение B_j^i и вычисляются соответствующие значения емкостей $C_{j,j+1}$ и C_j^i . Затем с помощью найденных емкостей определяется более точное значение B_j^i и вычисляются значения $C_{j,j+1}$ и $l_j/\lambda_0/4$, которые также должны быть достаточно точными.

На рис. 8.12.3 показана одна из возможных конструкций рассматриваемого фильтра. Резонаторами являются 50-омные ($Y_0=0.02$ мс) полосковые линии с прямоугольными внутренними проводниками, имеющими небольшие выступы для связи между резонаторами. Показанные расстояния между резонаторами обеспечивают достаточную развязку между ними, что подтверждается испытаниями двух- и четырехрезонаторных конструкций [16].

На рис. 8.12.4а представлена графическая зависимость емкости связи $C_{j,j+1}$ от величины зазора y при различном перекрытии

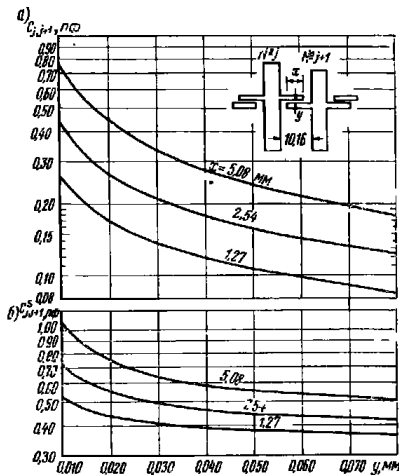


Рис. 8.12.4. График для оценки емкостей элементов связи фильтра, конструкция которого приведена на рис. 8.12.3

выступов связи x . Аналогичные данные приведены на рис. 8.12.4б для параллельной (шунтирующей на землю) емкости $C_{j,j+1}^i$ при одном выступе связи между j -м и $(j+1)$ -м резонаторами.

Используя графики на рис. 2.12.4б, можно рассчитать паразитную емкость C_j^i для j -го сочленения (или j -го резонатора):

$$C_j^i = C_{j-1,j}^i + C_{j,j+1}^i + C^i, \quad (8.12.17)$$

где C^i определяет добавочную параллельную реактивную проводимость, подобную параллельной проводимости для Т-сочленения в § 5.07.

Вычисления, проведенные с использованием результатов измерений для двухрезонаторного фильтра, упомянутого выше, показывают, что величину C^i следует принимать равной порядку $-0,1$ пФ⁴⁾.

Примерное расположение референсных плоскостей для определения длин разомкнутой и короткозамкнутой частей резонатора показано на рис. 8.12.5. При определении длин разомкнутой части необходимо ввести поправку, учитывающую краевую емкость конца линии. Как установлено, учесть эту емкость можно уменьшением длины l_{ej} (см. рис. 8.12.2 и 8.12.5) примерно на 1,4 мм.

При расчете двухрезонаторного фильтра, конструкция которого показана на рис. 8.12.3, предполагалось подавление паразитной полосы пропускания на частоте $3\omega_0$, но вначале это требование не было выполнено. Причина заключается в том, что разомкнутые и замкнутые отрезки резонатора не давали короткого замыкания в точках присоединения резонатора точно на одних и тех же частотах, как это необходимо для полного подавления передачи. Для коррекции их взаимной расстройки были введены «балансные» настраиваемые винты на каждом резонаторе в двух точках, показанные на рис. 8.12.3 черточками. Кроме того, прямо над участком сочленения каждого резонатора с выступами связи были поставлены винты для подстройки полосы пропускания. Вначале с помощью первых (балансных) винтов удалось получить высокое затухание вблизи частоты $3\omega_0$, а затем с помощью вторых (подстроечных) винтов проводилась настройка согласно методике, из-

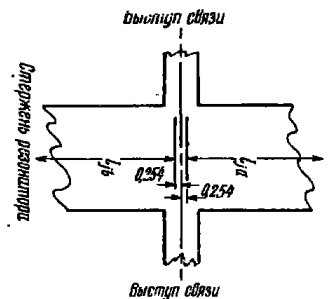


Рис. 8.12.5. Определение референсных плоскостей для конструкции, показанной на рис. 8.12.3

⁴⁾ Отрицательный знак показывает, что при используемом расположении референсных плоскостей для представления сочленения нужно вычесть некоторую емкость.

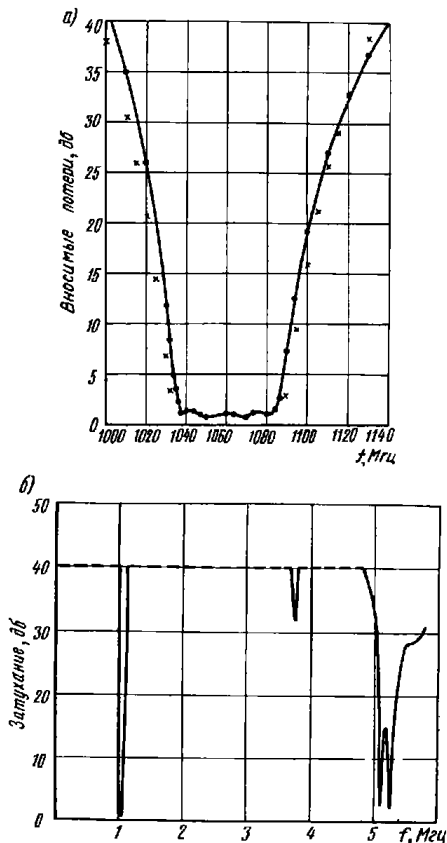


Рис. 8.12.6. Характеристики четырехрезонаторного фильтра, показанного на рис. 8.12.3: а — вносимые потери в полосе пропускания; б — затухание в полосе заграждения.

Сплошной линией показана экспериментальная характеристика; крестиками — затухание, полученное из характеристики прототипа ФНЧ с помощью частотного преобразования по Ф-де (8.12.10).
Пунктирная линия на уровне 40 дБ показывает предел измерения затухания, определяемый используемой аппаратурой

ложенной далее в § 11.05. Так как винты для подстройки полосы пропускания расположены в точке с нулевым напряжением при резонансе на частоте $3\omega_0$, то настройка этими винтами совершенно не влияет на балансную настройку резонаторов. С другой стороны, необходимо заметить, что балансная настройка должна быть проведена до настройки полосы пропускания, так как она влияет на полосу пропускания.

На рис. 8.12.6 показана экспериментальная характеристика четырехрезонаторного фильтра, выполненного в виде той же конструкции, что и на рис. 8.12.3. Расчет был произведен с использованием данных, приведенных выше. Из рис. 8.12.6а можно видеть, что относительная ширина полосы пропускания примерно на 10% меньше, чем ширина полосы, вычисленная по точкам с использованием характеристики прототипа ФНЧ (эти точки отмечены крестиками). Расхождение, вероятно, объясняется погрешностью при определении емкостей связи с помощью графиков на рис. 8.12.4. При желании этот источник погрешности может быть скомпенсирован путем использования в расчете ширины полосы ω на 10% большей, чем требуется фактически.

Как видно из графика на рис. 8.12.6а, примененное частотное преобразование для этого типа фильтра на высокочастотном участке характеристики является менее точным, чем на низкочастотном участке. Рассмотренный выше четырехрезонаторный фильтр был рассчитан так, что одна пара резонаторов использовалась для подавления резонанса на частоте $3\omega_0$, а вторая пара — для подавления резонанса на частоте $5\omega_0$. Поскольку эти две пары резонаторов имели высшие резонансы на несколько различающихся частотах, то можно было надеяться, что удастся обойтись без балансной настройки. Практически же оказалось, что такая возможность осуществима только для резонанса на частоте $3\omega_0$, так как высокое затухание было достигнуто без балансной настройки резонаторов, предназначенных для подавления этого резонанса. Вместе с тем появился небольшой провал в характеристике затухания на частоте около 3,8 Гц (см. рис. 8.12.6б), который, вероятно, легко устраним с помощью балансной настройки.

Полоса пропускания вблизи частоты $5\omega_0$ не исчезла даже при настройке балансными винтами на резонаторах, предназначенных для ее подавления. Экспериментальное исследование данного фильтра наводит на мысль, что указанное явление вызвано резонансными явлениями в элементах связи. Положение осложняется тем, что резонаторы для подавления передачи на частоте $5\omega_0$ были конечными (и имеющими относительно большие емкости связи). Эту трудность, вероятно, можно устранить, поместив резонаторы, предназначенные для подавления полосы пропускания, вблизи частоты $5\omega_0$ или выше, в середину фильтра, а резонаторы для подавления полосы пропускания на частоте $3\omega_0$ — на его концах. Должно также помочь максимально возможное укорочение выступов связи.

8.13. Гребенчатые полоснопропускающие фильтры

На рис. 8.13.1 показан гребенчатый ППФ, выполненный на плосковых линиях. Ниже приведены расчетные формулы для этого типа фильтров.

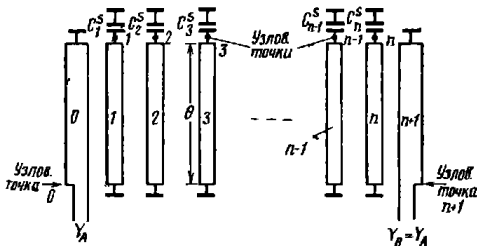


Рис. 8.13.1. Схематическое изображение гребенчатого полоснопропускающего фильтра.
Узловые точки используются при выводе расчетных формул в § 8.14

РАСЧЕТНЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ ГРЕБЕНЧАТЫХ ФИЛЬТРОВ

Сначала выбираются нормированные волновые проводимости Y_{aj}/Y_A так, чтобы иметь хорошие ненагруженные добротности резонаторов (см. ниже). Затем определяются параметры b_j/Y_A :

$$\frac{b_j}{Y_A} \Big|_{j=1 \div n} = \frac{Y_{aj}}{Y_A} \left(\frac{\text{ctg } \theta_0 + \theta_0 \text{csc}^2 \theta_0}{2} \right), \quad (8.13.1)$$

где θ_0 — электрическая длина стержней резонаторов на средней частоте полосы пропускания ω_0 .

Далее рассчитываются параметры:

$$\frac{G_{T1}}{Y_A} = \frac{w \frac{b_1}{Y_A}}{g_0 g_1 \omega_1}; \quad (8.13.2)$$

$$\frac{J_{j, j+1}}{Y_A} \Big|_{j=1 \div n-1} = \frac{w}{\omega_1} \sqrt{\frac{(b_j/Y_A)(b_{j+1}/Y_A)}{g_j g_{j+1}}}; \quad (8.13.3)$$

$$\frac{G_{Tn}}{Y_A} = \frac{w (b_n/Y_A)}{g_n g_{n+1} \omega_1}. \quad (8.13.4)$$

Здесь w — относительная ширина полосы пропускания, определяемая ф.-лой (8.13.9).

Нормированные емкости на единицу длины каждой линии относительно земли равны:

$$\left. \begin{aligned} \frac{C_0}{\varepsilon} &= \frac{376,7Y_A}{\sqrt{\varepsilon_r}} \left(1 - \sqrt{\frac{G_{T1}}{Y_A}} \right) \\ \frac{C_1}{\varepsilon} &= \frac{376,7Y_A}{\sqrt{\varepsilon_r}} \left(\frac{Y_{a1}}{Y_A} - 1 + \frac{G_{T1}}{Y_A} - \frac{J_{12}}{Y_A} \text{tg } \theta_0 \right) + \frac{C_0}{\varepsilon_a} \\ \frac{C_j}{\varepsilon} \Big|_{j=2 \div n-1} &= \frac{376,7Y_A}{\sqrt{\varepsilon_r}} \left(\frac{Y_{aj}}{Y_A} - \frac{J_{j-1, j}}{Y_A} \text{tg } \theta_0 - \frac{J_{j, j+1}}{Y_A} \text{tg } \theta_0 \right) \\ \frac{C_n}{\varepsilon} &= \frac{376,7Y_A}{\sqrt{\varepsilon_r}} \left(\frac{Y_{an}}{Y_A} - 1 + \frac{G_{Tn}}{Y_A} - \frac{J_{n-1, n}}{Y_A} \text{tg } \theta_0 \right) + \frac{C_{n+1}}{\varepsilon} \\ \frac{C_{n+1}}{\varepsilon} &= \frac{376,7Y_A}{\sqrt{\varepsilon_r}} \left(1 - \sqrt{\frac{G_{Tn}}{Y_A}} \right) \end{aligned} \right\} \quad (8.13.5)$$

где ε — абсолютная диэлектрическая проницаемость среды распространения;
 ε_r — относительная диэлектрическая проницаемость.
Нормированные взаимные емкости между соседними линиями на единицу длины равны:

$$\left. \begin{aligned} \frac{C_{01}}{\varepsilon} &= \frac{376,7Y_A}{\sqrt{\varepsilon_r}} - \frac{C_0}{\varepsilon} \\ \frac{C_{j, j+1}}{\varepsilon} \Big|_{j=1 \div n-1} &= \frac{376,7Y_A}{\sqrt{\varepsilon_r}} \left(\frac{J_{j, j+1}}{Y_A} \text{tg } \theta_0 \right) \\ \frac{C_{n, n+1}}{\varepsilon} &= \frac{376,7Y_A}{\sqrt{\varepsilon_r}} - \frac{C_{n+1}}{\varepsilon} \end{aligned} \right\} \quad (8.13.6)$$

Сосредоточенные емкости C_j^s равны

$$C_j^s \Big|_{j=1 \div n} = Y_A \left(\frac{Y_{aj}}{Y_A} \right) \frac{\text{ctg } \theta_0}{\omega_0}. \quad (8.13.7)$$

Частотное преобразование от прототипа ФНЧ к ППФ может быть выполнено по формуле

$$\frac{\omega'}{\omega_1} = \frac{2}{w} \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right), \quad (8.13.8)$$

где

$$w = \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_0}; \quad (8.13.9)$$

$$\omega_0 = \frac{\omega_2 + \omega_1}{2}. \quad (8.13.10)$$

Резонаторы в гребенчатом фильтре состоят из отрезков линии, закороченных на одном конце, и из сосредоточенных емкостей C_j^s , включенных между другим концом линии и землей. На рис. 8.13.1

все линии от 1 до n вместе с соответствующими емкостями $C_1^s \div C_n^s$ являются резонаторами, а линии 0 и $(n+1)$ — просто согласующими оконечными звеньями фильтра. Связь между резонаторами осуществляется за счет краевых полей между отрезками линий.

Наличие сосредоточенной емкости C_j^s приводит к тому, что длина отрезка резонаторной линии на резонансной частоте будет меньше $\lambda_0/4$ (где λ_0 — длина волны в среде распространения на средней частоте полосы пропускания), и поэтому связь между резонаторами имеет преимущественно магнитный характер. Интересно заметить, что при отсутствии емкостей C_j^s длина резонаторных линий при резонансе была бы точно равна $\lambda_0/4$ и структура не имела бы полосы пропускания [17]. Это объясняется тем, что при отсутствии реактивной нагрузки на концах отрезков резонаторных линий магнитная и электрическая связи компенсируют друг друга и гребенчатая структура становится всезапирающей структурой¹⁾.

По отмеченным выше причинам желательно обеспечить достаточно большие величины емкостей C_j^s в этом типе фильтров для того, чтобы отрезки линий на резонансной частоте имели длину $\lambda_0/8$ или меньше. Даже при таких коротких отрезках линий связь между резонаторами оказывается достаточной (при значительных расстояниях между смежными резонаторами), и фильтр вместе с тем имеет очень малые размеры. В рассматриваемом типе фильтров вторая полоса пропускания соответствует частотам, при которых длины отрезков резонаторных линий будут несколько больше половины длины волны. Таким образом, если длина отрезков линий на средней частоте первой полосы пропускания составляет $\lambda_0/8$, то средняя частота второй полосы пропускания будет более, чем в четыре раза выше средней частоты первой полосы пропускания. Если отрезки линий сделать короче $\lambda_0/8$, то средняя частота второй полосы пропускания окажется еще выше.

Таким образом, подобно фильтру, исследованному в § 8.12, гребенчатые фильтры могут применяться в тех случаях, когда верхняя полоса зашунтирования должна быть очень широкой.

Так как связь между резонаторами по своей природе является распределенной, то целесообразно разработать методику расчета резонаторов, в которой использовались бы собственные и взаимные емкости на единицу длины (собственные емкости C_j относительно земли и взаимные емкости $C_{j,j+1}$ между соседними линиями j и $j+1$). Эти емкости показаны на рис. 8.13.2, где изображено поперечное сечение резонаторов (влиянием краевых емкостей за соседними резонаторами пренебрегаем). На рисунке определены также различные геометрические размеры для случая, когда резонаторными линиями являются полосковые линии с прямоуголь-

ным сечением внутренних проводников. В расчетных ф-лах (8.13.1) — (8.13.10) распределенные емкости линий приводятся в нормализованной форме: C_j/ϵ и $C_{j,j+1}/\epsilon$, где ϵ — абсолютная диэлектрическая проницаемость среды распространения. Затем при заданных значениях t и b с помощью графиков и формул § 5.05

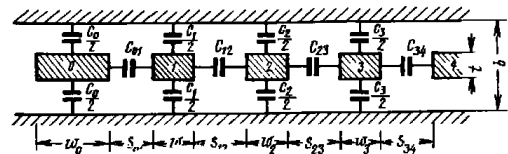


Рис. 8.13.2 К определению емкостей полосковых линий и геометрических размеров, используемых при расчетах гребенчатых фильтров на связанных линиях

могут быть найдены соответствующие размеры прямоугольных полосковых линий w_j и $s_{j,j+1}$ (см. рис. 8.13.2).

Для выполнения расчета гребенчатого фильтра с помощью указанных выражений необходимо предварительно обычным способом определить параметры прототипа ФНЧ g_0, g_1, \dots, g_{n+1} и ω_1 (см. §§ 8.02 и 8.04). Обычно в данной методике расчета используется приближенное, узкополосное частотное преобразование, определяемое соотношениями (8.13.8) — (8.13.10). Однако, к сожалению, оно не обеспечивает высокой точности для фильтров этого типа, когда относительная ширина полосы пропускания больше 10%.

Из расчета, приведенного ниже, видно, что наибольшая ошибка оказывается в верхней части полосы пропускания, где действительная крутизна характеристики значительно больше, чем следует из узкополосного преобразования. Причина заключается в том, что гребенчатая структура обладает (теоретически) бесконечным затуханием на частоте, на которой резонаторные линии имеют четвертьволновую длину.

Таким образом, крутизна характеристики затухания у верхней границы полосы пропускания будет зависеть до некоторой степени от выбора электрической длины θ_0 резонаторных линий на средней частоте полосы пропускания. Хотя упомянутое упрощенное преобразование не может учитывать этих особенностей характеристики гребенчатых фильтров, все же оно оказывается достаточно точным при определении требуемого числа резонаторов. Далее необходимо выбрать следующие величины: проводимость нагружающих линий Y_A , длину резонаторных линий θ_0 в электрических градусах на средней частоте полосы пропускания, относительно ширины полосы пропускания ω и нормированные проводимости Y_{aj}/Y_A резонаторных линий. Как указывалось выше, обычно желательно брать длину линий $\theta_0 = \pi/4$ или меньше. Выбор проводимостей резо-

¹⁾ Однако если перевернуть ненагруженные четвертьволновые резонаторы таким образом, чтобы они имели чередующиеся замкнутые и разомкнутые концы, то структура стала бы полоснопропускающей. Такие структуры используются в фильтрах на встречных стрелках, рассматриваемых в §§ 10.06 и 10.07.

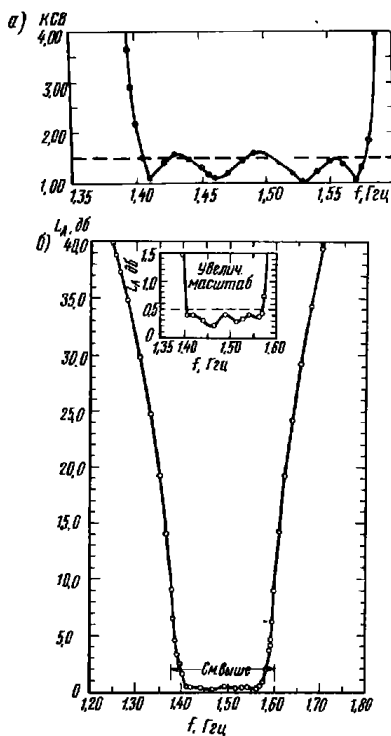


Рис. 8.13.4. Экспериментальные характеристики фильтра, показанного на рис. 8.13.3: а — ксв; б — затухание (первая паразитная полоса на частоте 6,3 ГГц)

Меньший уровень пульсации можно получить регулировкой зазоров S_{01} и S_{45} между входной линией и первым резонатором и между четвертым резонатором и выходной линией. Аналогичное явление наблюдалось и в фильтре на встречных стержнях, который рассматривается в § 10.06. Уровень пульсаций в полосе про-

¹⁾ При использовании указанного метода (см. § 10.05) именно оконечные резонаторы обычно вызывают трудности при настройке, так как их связи совершенно отличаются от связей внутренних резонаторов.

частоту. В нашем случае ширина полосы пропускания была довольно большой, в связи с чем метод попеременного короткого замыкания и холостого хода не дал полностью удовлетворительных результатов, что подтверждалось некоторой несимметричностью характеристики в полосе пропускания. Однако, как было затем установлено, это оказалось возможным легко исправить с помощью подстроечных винтов оконечных резонаторов¹⁾, применив генератор качающейся частоты и рефлектометр с самopiсцем. После настройки фильтра были измерены ксв на входе и затухание. Эти данные приведены на рис. 8.13.4.

Характеристика ксв на рис. 8.13.4а приблизительно соответствует чебышевской характеристике, но с пульсацией 0,2 дБ вместо 0,1 дБ. По-видимому, это расхождение вызвано тем, что в расчетных формулах для гребенчатых фильтров (см. стр. 420 и 421) не учитывалась связь между резонаторами, не являющимися соседними.

пускания в этом фильтре был легко снижен путем уменьшения оконечных зазоров S_{01} и S_{45} . В то же время уровень пульсаций, отмеченный в характеристике на рис. 8.13.4а, не настолько превышает допустимые значения, чтобы стоило затрачивать время на дополнительные настройки.

Измеренная по характеристике ксв на рис. 8.13.4а относительная ширина полосы пропускания на уровне одинаковых значений пульсаций ксв оказалась равной $\omega=0,116$ вместо заданной 0,1. Увеличение ширины полосы пропускания может быть также объяснено влиянием связи между резонаторами, не являющимися соседними, которое не было учтено при выводе указанных расчетных формул.

В табл. 8.13.2 сравнивается затухание, вычисленное с помощью преобразований (8.13.8)—(8.13.10), и измеренное затухание. Условия А относятся к первоначально заданным параметрам, а условия Б соответствуют ширине полосы пропускания $\omega=0,116$ и пульсаций, приблизительно равной 0,2 дБ (см. рис. 8.13.4а).

ТАБЛИЦА 8.13.2

СРАВНИТЕЛЬНАЯ ТАБЛИЦА ЗАТУХАНИЯ, ПОЛУЧЕННЫХ С ПОМОЩЬЮ ЧАСТОТНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ И ИЗМЕРЕННЫХ

Исходные значения для преобразования	f_0 , ГГц	Величина L_d , дБ	
		полученная с помощью преобразования	измеренная
А. Условия из первоначального задания: $\omega=0,1$; величина пульсаций чебышевской характеристики 0,1 дБ; $f_0=1,491$ ГГц	1,25	41,5	39
	1,70	36,5	39
Б. Условия из результатов измерений: $\omega=0,116$; величина пульсаций чебышевской характеристики 0,2 дБ; $f_0=1,491$ ГГц	1,25	39,5	39
	1,70	34,0	39

Следует заметить, что по изложенным ранее причинам, в любом случае, затухание, определяемое преобразованием для $f=1,25$ ГГц ($f < f_0$), ближе к истинному, в то время как затухание, определяемое преобразованием для $f=1,7$ ГГц, ($f > f_0$) несколько ниже.

8.14. Вывод некоторых расчетных соотношений

При изложении материала в предыдущих параграфах, для удобства пользования им при практических расчетах фильтров, были опущены некоторые теоретические вопросы. Они рассматриваются в настоящем параграфе.

Вначале покажем, как выводятся расчетные соотношения для случая обобщенной структуры из связанных последовательных резонаторов, приведенной на рис. 8.02.5.

Как следует из § 4.12, прототип с сосредоточенными параметрами и представленный на рис. 8.02.2, может быть преобразован в схему, приведенную на рис. 4.12.2а (где значения R_A , R_B и L_{aj} произвольны), причем характеристика передачи останется той же самой. От этой низкочастотной схемы можно перейти к соответствующей полоснопропускающей схеме с сосредоточенными параметрами, используя частотное преобразование

$$\omega' = \frac{\omega_1}{\omega} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right), \quad (8.14.1)$$

где

$$\omega = \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_0}; \quad (8.14.2)$$

$$\omega_0 = j \sqrt{\omega_2 \omega_1}, \quad (8.14.3)$$

а ω' , ω_1 , ω , ω_0 , ω_1 и ω_2 показаны на рис. 8.02.1 для чебышевских фильтров. Тогда последовательные реактивные сопротивления $\omega' L_{aj}$, приведенные на рис. 4.12.2а, преобразуются следующим образом:

$$\omega' L_{aj} = \frac{\omega_1}{\omega} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) L_{aj}; \quad (8.14.4)$$

$$\omega' L_{aj} = L_{rj} \omega - \frac{1}{C_{rj} \omega}, \quad (8.14.5)$$

где

$$L_{rj} = \frac{\omega_1 L_{aj}}{\omega_0}; \quad C_{rj} = \frac{\omega}{\omega_1 L_{aj} \omega_0} \quad (8.14.6)$$

Эти же рассуждения справедливы и для преобразования низкочастотной схемы на рис. 4.12.2а непосредственно в полоснопропускающую схему, представленную на рис. 8.02.4. Чтобы вывести интересные нас общие расчетные соотношения (см. стр. 367), используем вначале функцию

$$X_j(\omega) = L_{rj} \omega - \frac{1}{C_{rj} \omega} \quad (8.14.7)$$

для реактивных сопротивлений резонаторов в указанной схеме, необходимую для определения параметров крутизны резонаторов:

$$x_j = \frac{\omega_0}{2} \left. \frac{dX_j(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} = L_{rj} \omega_0 = \frac{1}{C_{rj} \omega_0}. \quad (8.14.8)$$

Затем с помощью выражений (8.14.6) и (8.14.8) получим

$$L_{aj} = \frac{x_j \omega}{\omega_1}. \quad (8.14.9)$$

— 428 —

Подставляя этот результат в выражения, приведенные в подписи под рис. 4.12.2а, получаем ф-лы (8.02.10)—(8.02.12).

Формулы (8.02.14) и (8.02.15) получаются с помощью выражения (8.14.8), рис. 4.12.1 и выражения для внешней добротности Q_e оконечных резонаторов, которое представляет собой величину $\omega_0 L_{r1}$ или $\omega_0 L_{rn}$, деленную на соответствующее, преобразованное оконечным инвертором, активное сопротивление нагрузки.

Формула (8.02.16) может быть получена в результате замены на рис. 8.02.4 идеализированных инверторов сопротивлений инверторами, схема которых показана на рис. 8.03.1а. Новая схема окажется аналогичной схеме на рис. 8.11.2б, которая эквивалентна цепи с трансформаторной связью, приведенной на рис. 8.11.2а. Тогда коэффициенты связи для внутренних резонаторов фильтра будут равны

$$k_{j, j+1} |_{f=1/(n-1)} = \frac{\omega_0 M_{j, j+1}}{\sqrt{\omega_0 L_{rj} \omega_0 L_{rj+1}}}. \quad (8.14.10)$$

Формула (8.02.16) является более общей по сравнению с этим выражением. Так, например, для схемы на рис. 8.11.2 $K_{j, j+1} = \omega_0 M_{j, j+1}$ и $x_j = \omega_0 L_{rj}$. Если эти величины подставить в выражение (8.14.10), то получим указанное соотношение (8.02.16).

Расчетные формулы на стр. 369 можно вывести совершенно аналогично из рис. 4.12.2б, используя свойства дуальных схем. Выражения для параметров K - и J -инверторов в случае различных фильтровых структур, рассмотренных в этой главе, получаются в основном путем вычисления параметров крутизны x или b для данной структуры резонатора с последующей подстановкой их в формулы, приведенные на стр. 367 или на стр. 369. Таким образом, выводы всех расчетных выражений для различных типов фильтров, рассмотренных в настоящей главе, основываются в значительной мере на общих расчетных формулах, приведенных в § 8.02.

Фильтры с емкостной связью (см. § 8.05). Выведем соотношения для параметров крутизны реактивной проводимости резонаторов для фильтра, представленного на рис. 8.05.1 и состоящего из отрезков передающих линий, связанных емкостными зазорами. В этом случае длина резонаторных линий приблизительно равна половине длины волны на средней частоте полосы пропускания, и если резонатор нагружен на сопротивление Z_L , то входное сопротивление этой линии определяется выражением

$$Z_{in} = Z_0 \left[\frac{Z_L + i Z_0 \operatorname{tg} \frac{\pi \omega}{\omega_0}}{Z_0 + i Z_L \operatorname{tg} \frac{\pi \omega}{\omega_0}} \right] \quad (8.14.11)$$

— 429 —

или (для ω , близких к ω_0)

$$Z_{in} \approx Z_0 \left[\frac{Z_L + i Z_0 \pi \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right)}{Z_0 + i Z_L \pi \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right)} \right] \quad (8.14.12)$$

В случае узкой или умеренной полосы пропускания фильтры того же типа будут иметь относительно малые емкости связи. Следовательно, можно показать, что на концах каждого резонатора будет относительно высокое сопротивление. Используя это условие, т. е. $|Z_L| \gg |Z_0|$, в выражении (8.14.12), получаем, что, по крайней мере, на частотах вблизи ω_0 указанное выражение сводится к более простому

$$Z_{in} = \frac{1}{Y_L + i B(\omega)}, \quad (8.14.13)$$

где

$$B(\omega) = Y_0 \pi \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right); \quad (8.14.14)$$

$$Y_L = \frac{1}{Z_L} \quad \text{и} \quad Y_0 = \frac{1}{Z_0}. \quad (8.14.15)$$

Таким образом, выражение для входного сопротивления Z_{in} линии аналогично выражению для параллельного соединения проводимости нагрузки Y_L и реактивной проводимости резонатора $B(\omega)$.

Используя ф-лу (8.02.17) из соотношения (8.14.14) получаем выражение для параметра крутизны реактивной проводимости j -го резонатора:

$$b_j = \frac{\pi}{2} Y_0. \quad (8.14.16)$$

Так как волновая проводимость Y_0 всех линий на рис. 8.05.1 одинакова, то все параметры крутизны b также равны. Подставив выражение (8.14.16) в ф-лы (8.02.18)–(8.02.20), получим ф-лы (8.05.1)–(8.05.3). Интересно отметить, что фильтр, показанный на рис. 8.05.1, может быть выполнен из резонаторов, длина которых составляет n полуволн на средней частоте ω_0 требуемой полосы пропускания. При этом параметр крутизны реактивной проводимости определяется из выражения

$$b_j = \frac{n \pi}{2} Y_0. \quad (8.14.17)$$

Волноводные фильтры (см. § 8.06). Волноводный фильтр, представленный на рис. 8.06.1, с параллельными индуктивными связями дуален фильтру с последовательными емкостными связями, приведенному на рис. 8.05.1, за исключением одного важ-

ного отличия. Это отличие заключается в том, что в волноводном фильтре должно быть учтено изменение длины волны в волноводе λ_g из-за дисперсии. Можно показать, что если характеристика волноводного фильтра построена в зависимости от переменной $1/\lambda_g$ вместо частотной переменной ω , то она будет иметь тот же самый вид, что и характеристика эквивалентного полоскового фильтра на рис. 8.05.1.

Таким образом, выражения на стр. 383 будут просто дуальны выражениям на стр. 375 и 376, если отношения частот ω/ω_0 , ω_1/ω_0 и ω_2/ω_0 заменить соответствующими отношениями длины волны в волноводе λ_{g0}/λ_g , $\lambda_{g0}/\lambda_{g1}$ и $\lambda_{g0}/\lambda_{g2}$, где λ_{g0} — длина волны в волноводе в середине полосы пропускания. Полуволноводные резонаторы в этом случае имеют резонанс последовательного типа с параметром крутизны

$$x_j = \frac{\pi}{2} Z_0. \quad (8.14.18a)$$

Выражение (8.14.18a) применимо к волноводным резонаторам только тогда, когда частотная переменная заменена переменной $1/\lambda_g$ (или λ_{g0}/λ_g). Однако для резонаторов с волнами типа ТЕМ указанное выражение применяется как при частотной переменной, так и при переменной $1/\lambda_g$.

Если в волноводном фильтре в качестве частотной переменной используется круговая частота ω , то параметр крутизны следует вычислять с учетом дополнительной зависимости λ_g от частоты. При этом согласно § 5.08 параметр крутизны определяется из соотношения

$$x_j = \frac{\pi}{2} Z_0 \left(\frac{\lambda_{g0}}{\lambda_g} \right)^2. \quad (8.14.18b)$$

В конкретном расчете фильтра различие между параметрами крутизны, вычисленными из соотношений (8.14.18a) и (8.14.18b), компенсируется тем, что относительная ширина полосы пропускания ω , выраженная через частоту, будет отличаться от относительной ширины полосы пропускания ω_λ , выраженной через длину волны в волноводе, на коэффициент $(\lambda_{g0}/\lambda_g)^2$, по крайней мере, для узкополосных фильтров [см. ф-лу (8.06.7)]. Для большинства волноводных фильтров удобнее пользоваться переменной λ_{g0}/λ_g , хотя может быть использована и частотная переменная.

Подставляя выражение (8.14.18a), величины $R_A = R_B = Z_0$ и ω (вместо ω) в ф-лы (8.02.10)–(8.02.12), получаем ф-лы (8.06.1)–(8.06.3).

Узкополосные фильтры из объемных резонаторов (см. § 8.07). Вывод расчетных формул, приведенных в § 8.07, рассмотрим пользуясь схемой на рис. 8.07.1a. На этой схеме показан объемный резонатор, который связан небольшой диафрагмой, имеющей коэффициент магнитной поляризуемости M_1 , с прямоугольным волноводом с колебаниями типа TE_{10} (см. § 5.10). Составляющие электрического и магнитного полей в объемном

резонаторе в системе единиц СИ выражаются следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} E_{y1} &= i H_1 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{2l_1}{\delta \lambda} \cos \frac{\pi x}{a_1} \sin \frac{s \pi z}{2l_1} \\ H_{x1} &= H_1 \cos \frac{\pi x}{a_1} \cos \frac{s \pi z}{2l_1} \\ H_{z1} &= \frac{H_1 l_1}{s a_1} \sin \frac{\pi x}{a_1} \sin \frac{s \pi z}{2l_1} \end{aligned} \right\} \quad (8.14.19)$$

В этих выражениях:

$\sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 376,6$ Ом (волновое сопротивление свободного пространства);

λ — длина волны в свободном пространстве;

s — число полуволн поля вдоль длины l_1 объемного резонатора.

Составляющие напряженности электрического и магнитных полей для основного типа колебаний в волноводе равны

$$\left. \begin{aligned} E_y &= H \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{\lambda_g}{\lambda} \cos \frac{\pi x}{a} e^{i[(\omega t + (2\pi/\lambda_g)z)]} \\ H_x &= H \cos \frac{\pi x}{a} e^{i[(\omega t + (2\pi/\lambda_g)z)]} \\ H_z &= -i H \frac{\lambda_g}{2a} \sin \frac{\pi x}{a} e^{i[(\omega t + (2\pi/\lambda_g)z)]} \end{aligned} \right\} \quad (8.14.20)$$

где λ_g определяется выражением (8.07.1).

Определим добротность Q_e как отношение

$$Q_e = \frac{\omega W}{P_L} \quad (8.14.21)$$

где $\omega = 2\pi f$ — угловая резонансная частота;

W — энергия, запасенная объемным резонатором;

P_L — средняя мощность, поступающая через диафрагму в нагружающий волновод.

Запасенная в объеме резонатора энергия равна

$$W = \frac{1}{2} \epsilon_0 \iiint |E_{y1}|^2 dx dy dz = \frac{\mu_0 H_1^2 a_1 b_1 l_1^3}{2s^2 \lambda^2} \quad (8.14.22)$$

При получении этой формулы было использовано выражение (8.14.19).

Мощность, проходящая через диафрагму, определяется выражением

$$P_L = \frac{|A_a|^2 S_a}{2} \quad (8.14.23)$$

где A_a — амплитуда основного типа колебаний в нагружающем волноводе, равная

$$A_a = \frac{\omega \mu_0 M_1 H_1}{S_a} \quad (8.14.24)$$

Здесь через H обозначена амплитуда касательной составляющей магнитного поля основного типа колебаний в нагружающем волноводе, в центре тяжести диафрагмы, а через H_1 — амплитуда касательной составляющей магнитного поля объемного резонатора также в центре диафрагмы связи. Величина S_a представляет собой максимальное значение мощности основного типа колебаний в прямоугольном волноводе:

$$\begin{aligned} S_a &= \iint a \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{\lambda_g}{\lambda} H^2 \cos^2 \frac{\pi x}{a} dx dy = \\ &= \int \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{\lambda_g}{\lambda} H^2 \frac{ab}{2} \end{aligned} \quad (8.14.25)$$

Подставив выражения (8.14.24) и (8.14.25) в ур-ние (8.14.23), получим

$$P_L = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{4\pi^2 M_1^2 H_1^2}{\epsilon_0 ab \lambda_g \lambda} \quad (8.14.26)$$

Если ур-ния (8.14.26) и (8.14.22) подставить в соотношении (8.14.21), то получим выражение для добротности

$$Q_e = \frac{a_1 b_1 a b l_1^3 \lambda_g}{4\pi s^2 M_1^2 \lambda^2} \quad (8.14.27)$$

которое и приведено в подпункте под рис. 8.07.1 (случай a).

Когда два объемных резонатора связаны между собой небольшой диафрагмой, как показано на рис. 8.07.2а, то они будут иметь две собственных резонансных частоты ω_r и $\omega_r - \Delta\omega$. Если касательные составляющие магнитных полей с одной и с другой стороны диафрагмы направлены одинаково, то резонаторы будут возбуждаться на частоте ω_r , которая является собственной резонансной частотой резонаторов без диафрагмы связи. Если же эти касательные составляющие магнитных полей направлены в противоположные стороны, то собственная резонансная частота будет равна $\omega_r - \Delta\omega$.

При малых значениях $\Delta\omega$ коэффициент связи k определяется выражением

$$k = \frac{\Delta\omega}{\omega_r} = \frac{M_1 \mu_0 H_1^2}{\epsilon_0 \iiint |E_{y1}|^2 dx dy dz} \quad (8.14.28)$$

Подставив в него выражение (8.14.19), получим

$$k = \frac{M_1 \lambda_g^2 s^2}{l_1^3 a_1 b_1} \quad (8.14.29)$$

что соответствует выражению, приведенному в подпункте под рис. 8.07.2 (случай a).

Фильтр с четвертьволновыми резонаторами (см. § 8.08). Как было показано ранее, фильтровая структура на

рис. 8.08.1 со стороны K -инвертора подобна фильтру на рис. 8.02.5, но со стороны J -инвертора становится подобной фильтру на рис. 8.02.6. Таким образом, с одного конца четвертьволновый резонатор характеризуется параметром крутизны реактивного сопротивления, а с другого конца — параметром крутизны реактивной проводимости. Проведя анализ с использованием выражений, аналогичных выражениям (8.14.11)—(8.14.16), можно показать, что для четвертьволнового резонатора в режиме последовательного резонанса параметр крутизны реактивного сопротивления равен

$$x_i = \frac{\pi}{4} Z_0, \quad (8.14.30)$$

а в режиме параллельного резонанса параметр крутизны реактивной проводимости равен

$$b_j = \frac{\pi}{4} Y_0. \quad (8.14.31)$$

Подставив эти выражения в соответствующие формулы на стр. 367 и стр. 369, получим ф-лы (8.08.1)—(8.08.3).

Фильтры с параллельно связанными резонаторами (см. § 8.09). Расчетные формулы, приведенные на стр. 400 и 401 могут быть получены из следующих соображений. Для узких или умеренно широких полос пропускания каждая параллельно связанная секция j , $j+1$ длиной l (см. рис. 8.09.1) будет эквивалентна J -инвертору с отрезками линий, включенными на каждой его стороне, причем длина отрезков равна четверти длины волны на частоте ω_0 . Полный вывод указанных формул (в несколько ином виде) можно найти в работе Кона [15].

Фильтры с четвертьволновыми связями (см. § 8.10). Расчетные ф-лы (8.10.1)—(8.10.4) могут быть получены из формул, приведенных на стр. 369, путем подстановки в них величин G_A , G_B и параметров инверторов $J_{j, j+1}$ (все эти величины равны Y_0) с последующим их решением относительно b_j/Y_0 . Как уже отмечалось в § 8.10, члены $\pi/4$ и $\pi/2$ в ф-лах (8.10.1)—(8.10.3) учитывают дополнительную избирательность четвертьволновых линий [4]. Для конечных резонаторов поправочный член равен $\pi/4$, так как к ним примыкает только по одной четвертьволновой линии, а для внутренних резонаторов поправка в два раза больше, так как четвертьволновые линии у них имеются с каждой стороны. Заметим, что поправка $\pi/4$ для четвертьволновой линии соответствует величинам b_j/Y_0 для четвертьволновых резонаторов, рассмотренных в связи с выражением (8.14.31).

Фильтры с сосредоточенными элементами (см. § 8.11). Параметры крутизны реактивной проводимости резонаторов для фильтра на сосредоточенных параметрах и с емкостной связью, показанного на рис. 8.11.1, равны

$$b_j = \omega_0 C_{1j}. \quad (8.14.32)$$

— 434 —

Подставив эти величины в ф-лы (8.02.18)—(8.02.20), получим ф-лы (8.11.2)—(8.11.4). В данном случае используются J -инверторы, показанные на рис. 8.03.2б. Их отрицательные параллельные емкости суммируются с емкостями резонаторов C_{1j} и в результате получается несколько уменьшенная параллельная емкость, используемая в реальном фильтре. Однако для инверторов, включаемых между оконечными резонаторами и нагрузочными сопротивлениями, такая методика не применима из-за невозможности компенсировать отрицательную емкость, которая оказывается включенной параллельно активному сопротивлению. Указанной трудности можно избежать, проведя анализ оконечных связей несколько иным способом.

Если на схеме, представленной на рис. 8.11.1, смотреть от резонатора I в направлении последовательно соединенных емкости C_{01} и проводимости G_A , то полная проводимость будет равна

$$Y = \frac{1}{\frac{1}{iB_{01}} + \frac{1}{G_A}} = \frac{\left(\frac{B_{01}^2}{G_A}\right)}{1 + \left(\frac{B_{01}}{G_A}\right)^2} + \frac{iB_{01}}{1 + \left(\frac{B_{01}}{G_A}\right)^2}, \quad (8.14.33)$$

где $B_{01} = \omega_0 C_{01}$.

В то же время, если на схеме, представленной на рис. 8.02.6, смотреть влево от резонатора I в направлении инвертора J_{01} , то проводимость будет равна

$$G = \frac{J_{01}^2}{G_A}. \quad (8.14.34)$$

Приравнявая G из ур-ния (8.14.34) к вещественной части Y в ур-нии (8.14.33) и решая полученное уравнение относительно C_{01} , получаем ф-лу (8.11.5), причем активная проводимость нагрузки резонатора I будет такой же, как получаемая из ф-лы (8.02.18). Мнимая часть полной проводимости Y в ур-нии (8.14.33) может быть заменена с достаточной точностью параллельной емкостной проводимостью $\omega_0 C_{01}^*$ такой же величины. Подобная замена приводит к ф-ле (8.11.11). Емкость C_{01}^* увеличивает параллельную емкость резонатора I , поэтому ее нужно вычесть из емкости C_{01} . Это показано в ф-ле (8.11.8) при вычислении общей параллельной емкости, которая должна быть в действительности использована при конструировании резонатора I . Совершенно аналогично вычисляется емкость связи $C_{n, n+1}$ для другого оконечного резонатора.

Следует остановиться на вопросе, почему описанная выше методика необходима для цепи с сосредоточенными параметрами, представленной на рис. 8.11.1, но не применялась для цепей с резонаторами из передающих линий, показанных на рис. 8.05.1.

— 435 —

8.06.1 и 8.08.1. Дело в том, что для последних инверторы содержали линии с отрицательной длиной (а не отрицательные емкости или индуктивности). Так как волновые сопротивления этих линий брались равными сопротивлениям нагрузок, то отрицательные отрезки просто уменьшали длину согласованных линий, присоединенных к сопротивлениям генератора и нагрузки. Поскольку же нагружающие линии являлись согласованными, их длина не оказывала никакого влияния на характеристику затухания фильтра.

Таким образом, с точки зрения рассматриваемого метода линии с отрицательной длиной, примыкающие к нагрузкам, могут как бы поглощаться сопротивлениями нагрузки и генератора.

Вывод расчетных формул для фильтровой структуры, показанной на рис. 8.11.2, вытекает, по существу, из дуальной схемы, приведенной на рис. 8.11.1. Оконечные связи в этом случае будут более сложными, но при выводе используется тот же самый подход.

Фильтры с широкой полосой задержания (см. § 8.12). Вывод расчетных формул для фильтра, представленного на рис. 8.12.1, совершенно аналогичен выводу их для фильтра, показанного на рис. 8.11.1, за исключением некоторых особенностей, рассмотренных ранее в § 8.12. Отметим, что в данном случае невозможно уменьшить общую параллельную емкость резонаторов, как это было сделано в ф-лах (8.11.8) — (8.11.10). Следовательно, при вычислении резонансных частот и параметров крутизны реактивной проводимости отрицательная параллельная емкость внутренних J -инверторов должна быть скомпенсирована соответствующим увеличением положительной параллельной емкости резонаторов. Именно поэтому необходимо было ввести в выражения (8.12.1) — (8.12.3) положительную емкость проводимости, равную $\omega_0 C_{j, j+1}$.

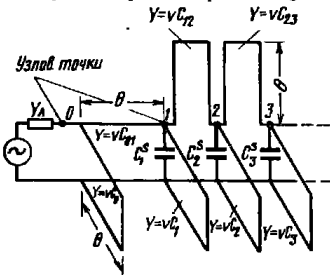


Рис. 8.14.1. Приближенная эквивалентная схема гребенчатого фильтра, показанного на рис. 8.13.1.

C_j и $C_{j, j+1}$ — собственные и взаимные емкости на единицу длины линий, показанных на рис. 8.13.2; v — скорость распространения волн

Гребенчатые фильтры (см. § 8.13). Расчетные формулы на стр. 420 и 421 для гребенчатого фильтра получены с помощью приближенной эквивалентной структуры из двухпроводных открытых линий, приведенной на рис. 8.14.1. На этом рисунке показаны узловые точки, которые соответствуют узловым точкам на рис. 8.13.1. Участок цепи на рис. 8.14.1 между точками θ и I был определен на основе эквивалентности схем, приведенных на рис. 5.09.1а, так, чтобы он соответствовал секции из парал-

лельно связанных полосковых линий на рис. 8.13.1 между указанными узловыми точками. Участки цепи между узловыми точками 1 и 2 , 2 и 3 , ..., $n-1$ и n были определены на основе эквивалентности схем, показанных на рис. 5.09.2а и б, так, чтобы эти участки соответствовали парам параллельно связанных секций из полосковых линий между точками 1 и 2 , 2 и 3 и т. д.

На рис. 8.14.1 проводимости линий определяются через емкости на единицу длины C_j и $C_{j, j+1}$ (они показаны на рис. 8.13.2), умноженные на скорость распространения волн (что дает размерность

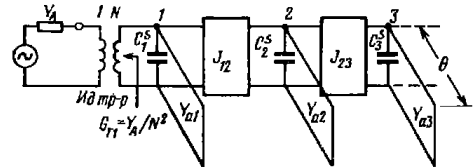


Рис. 8.14.2. Преобразование схемы, приведенной на рис. 8.14.1, путем введения инверторов проводимостей и использования ограничения $vC_0 = Y_0 - vC_{01}$

$$N = \frac{Y_A}{vC_{01}}; \quad J_{j, j+1} |_{j=1 \div n-1} = \omega C_{j, j+1} \operatorname{ctg} \theta;$$

$$Y_{a1} = Y_A \left[1 - \left(\frac{vC_{01}}{Y_A} \right)^2 \right] + v(C_1 + C_{1n} - C_0);$$

$$Y_{a1} + v(C_1 + C_{1n} - C_0);$$

$$Y_{aj} |_{j=2 \div n-1} = v(C_j + C_{j-1} + C_j + C_{j+1}).$$

проводимости). Такое представление гребенчатого фильтра является приближенным, так как не учитывает влияния краевых емкостей за ближайшими соседними линиями.

Расчетные формулы на стр. 420 и 421 основываются на общих формулах, приведенных на стр. 369. Для того чтобы их можно было легко применить к схеме, представленной на рис. 8.14.1, ее необходимо модифицировать. Для этого последовательные шлейфы между узловыми точками $1-2$, $2-3$ и т. д. должны войти в состав J -инверторов, схема которых показана на рис. 8.03.3. В результате получим схему, приведенную на рис. 8.14.2.

Поскольку каждый инвертор представляет собой П-схему, состоящую из последовательного шлейфа с волновой проводимостью Y и двух параллельных шлейфов с проводимостями $-Y$, то необходимо увеличить волновые проводимости реальных параллельных шлейфов, чтобы скомпенсировать отрицательные проводимости шлейфов инвертора. Именно поэтому проводимость параллельных шлейфов от 2 до $n-1$ на рис. 8.14.2 равна $Y_{aj} = v(C_j + C_{j-1} + C_j + C_{j+1})$, а не vC_j . Часть схемы на рис. 8.14.1 между

узловыми точками 0—1 преобразуется в схему, показанную на рис. 8.14.2. Это делается на основе дополнительных условий, которые приводят к свойствам, отраженным в табл. 5.09.2.

Чтобы получить расчетные формулы для гребенчатых фильтров из общих формул на стр. 369, используя их для цепи, показанной на рис. 8.14.2, необходимо параметры $J_{j, j+1}$ -инверторов вычислять на средней частоте полосы пропускания, а параметры крутизны резонаторов определять для резонаторов, состоящих из линий с волновой проводимостью Y_{0j} , шунтированных сосредоточенной емкостью C_j . Нагрузочная проводимость G_{T1} на рис. 8.14.2 определена так, чтобы выполнялось равенство $G_{T1} = J_{01}^2 / Y_A$, где значение J_{01} приведено на стр. 369.

Литература

1. Cohn S. B. Direct-Coupled-Resonator Filters, Proc. IRE, Vol. 45, pp. 187—196 (February 1957).
2. Pritchard W. L. Quarter Wave Coupled Filters. J. Appl. Phys., Vol. 18, pp. 862—872 (October 1947).
3. Fano R. M. and Lawson A. W. Microwave Filters Using Quarter-Wave Couplings, Proc. IRE, Vol. 35, pp. 1318—1323 (November 1947).
4. Mumford W. W. Maximally Flat Filters in Waveguide, Bell System Tech. J., Vol. 27, pp. 648—714 (October 1948).
5. Ragan G. L. Microwave Transmission Circuits, McGraw-Hill Book Co., Inc., New York City, 1948, Chapters 9 and 10, by R. M. Fano and A. W. Lawson.
- * 6. Southworth G. C. Principles and Applications of Waveguide Transmission, D. Van Nostrand Co., Inc., New York City, 1950, pp. 285—293.
- Саусворт Дж. К. Принципы и применения волноводной передачи. Перевод с английского, под ред. В. И. Сушкевича, М., «Советское радио», 1955.
7. Reed J. Low Q Microwave Filters, Proc. IRE, Vol. 38, pp. 793—796 (July 1950).
8. Riblet H. J. A Unified Discussion of High-Q waveguide Filter Design Theory, IRE Trans. PGMTT, Vol. MTT—6, pp. 359—368 (October 1958).
- * 9. Oliner A. A. Equivalent Circuits for Discontinuities in Balanced Strip Transmission Line, IRE Trans. PGMTT, Vol. MTT—3, pp. 134—143 (March 1955).
- Олинер А. Эквивалентные схемы неоднородностей в уравновешенной полосковой передающей линии. В сб. переводов: «Полосковые системы сверхвысоких частот», под ред. В. И. Сушкевича. Издательство иностранной литературы, 1959, стр. 294—318.
10. Altschuler H. M. and Oliner A. A. Discontinuities in the Center Conductor of Symmetric Strip Transmission Line, IRE Trans. PGMTT, Vol. MTT—8, pp. 328—339 (May 1960).
11. Matthaei G. L. Final Report on Microwave Filter and Ferrite Device Research, Report ERL—123 Electronics Research Laboratory, Ramo—Wooldridge Division of T—R—W Corp., Canoga Park, California (20 August 1958).
12. Matthaei G. L. Theory, Design and Special Applications of Direct Coupled Strip Transmission Line, Band-Pass Filters, Report ERL—115, Electronics Research Laboratory, Ramo—Wooldridge Division of T—R—W Corp., Canoga Park, California (18 December 1957).
- * 13. Marcuvitz N. Waveguide Handbook, McGraw-Hill Book Co., New York City, 1951, Chapter 5.
- Справочник по волноводам. Перевод с англ., под ред. Я. Н. Фельда, М., «Советское радио», 1952.
14. Matthaei G. L. Direct-Coupled-Band-Pass Filters with $\lambda_0/4$ Resonators, 1958 IRE National Convention Record, Part 1, pp. 98—111.

15. Cohn S. B. Parallel-Coupled Transmission-Line-Resonator Filters, IRE Trans. PGMTT, Vol. MTT—6, pp. 223—231 (April 1958).

16. Matthaei G. L. et al., Design Criterion for Microwave Filters and Coupling Structures. Final Report, Chapter 16. SRI Project 2326, Contract DA 36—039 SC—74862. Stanford Research Institute, Menlo Park, California (January 1961).

17. Bolljahn J. T. and Matthaei G. L. A Study of the Phase and Filter Properties of Arrays of Parallel Conductors Between Ground Planes, Proc. IRE, Vol. 50, pp. 229—311 (March 1962).

18. Matthaei G. L. Comb-Line Band-Pass Filters of Narrow or Moderate Bandwidth, The Microwave Journal, Vol. 6, pp. 82—91 (August 1963).

ФИЛЬТРЫ СВЧ, СОГЛАСЮЩИЕ ЦЕПИ И ЦЕПИ СВЯЗИ, т. 1
(перевод с англ.)

Д. Л. МАТТЕЙ, Л. ЯНГ, Е. М. Т. ДЖОНС

Отв. редакторы *Л. В. Алексеев, Ф. В. Кушнир* Т: лктор *Г. И. Шефер*
Редактор *М. М. Каль* Корректор *Н. И. Треница*

Сдано в набор 22/XII 1970 г. Подписано в печ. 28/IV 1971 г.
Форм. бум. 60×90/16 27,5 печ. л. 27,5 усл.-п. 27,02 уч.-изд.
Тираж 7000 экз. Зак. изд. 13574 Цена 2 руб. 10 к.
Издательство «Связь», Москва-центр, Чигородский бульвар, 2

Типография издательства «Связь» Комитета по печати при Совете Министров
СССР Москва-центр, ул. Кирова, 40. Зак. № 1.